

ΕΛΛΗΝΙΚΟ ΜΕΣΟΓΕΙΑΚΟ ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ

ΣΧΟΛΗ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ

ΤΜΗΜΑ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΚΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ

ΔΙΔΑΚΤΟΡΙΚΗ ΔΙΑΤΡΙΒΗ

Σκέδαση ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων από επιφάνειες,

ορθογωνικές δομές και σύνθετες κυλινδρικές διατάξεις,

με τηλεπικοινωνιακές εφαρμογές

ΓΕΩΡΓΙΟΣ Σ. ΛΙΟΔΑΚΗΣ

ΧΑΝΙΑ ΚΡΗΤΗΣ

ΝΟΕΜΒΡΙΟΣ 2022



Ελληνικό Μεσογειακό Πανεπιστημιό Σχολή Μηχανικών Τμημα Ηλεκτρονικών Μηχανικών

Σκέδαση ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων από επιφάνειες, ορθογωνικές δομές και σύνθετες κυλινδρικές διατάξεις, με τηλεπικοινωνιακές εφαρμογές

Γεώργιος Λιοδάκης

Επιβλέπων: Ιωάννης Βαρδιάμπασης, Καθηγητής ΕΛΜΕΠΑ

ΤΡΙΜΕΛΗΣ ΣΥΜΒΟΥΛΕΥΤΙΚΗ ΕΠΙΤΡΟΠΗ: Ιωάννης Βαρδιάμπασης, Καθηγητής ΕΛΜΕΠΑ Μελπομένη Ιωαννίδου, Καθηγήτρια ΔΙΠΑΕ Ευάγγελος Κόκκινος, Αν. Καθηγητής ΕΛΜΕΠΑ

ΕΓΚΡΙΘΗΚΕ ΑΠΟ ΤΗΝΕΠΤΑΜΕΛΗ ΕΠΙΤΡΟΠΗ ΣΤΙΣ 15.12.2022:

Ιωάννης Βαρδιάμπασης

Καθηγητής ЕЛМЕПА

Ιωάννης Χατζάκης

Καθηγητής ΕΛΜΕΠΑ

Χρήστος Νικολόπουλος

Επ. Καθηγητής ΕΛΜΕΠΑ

Μελπομένή Ιωαννίδου Καθηγήτρια ΔΙ.ΠΑ.Ε

Μιχαήλ Ταταράκης

Καθηγητής ΕΛΜΕΠΑ

Ευάγγελος Κόκκινος

Αν. Καθηγητής ΕΛΜΕΠΑ

Αντώνιος Κωνσταντάρας

Αν. Καθηγητής ΕΛΜΕΠΑ

Χανιά, 15/12/2022

Στην μνήμη του πατέρα μου Στυλιανού

Στην μητέρα μου Γεωργία

Στην σύζυγό μου Σταυρούλα

Στον γιο μας Στυλιανό-Χρήστο

Πρόλογος

Η παρούσα διατριβή έχει σαν αντικείμενο την μελέτη της σκέδασης ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων από επιφάνειες, ορθογωνικές δομές και σύνθετες κυλινδρικές διατάξεις με εφαρμογή στην περιοχή των τηλεπικοινωνιών. Εκπονήθηκε υπό την επίβλεψη του Καθηγητή κ. Ιωάννη Ο. Βαρδιάμπαση και εντάσσεται στα πλαίσια της ερευνητικής δραστηριότητας του τμήματος Ηλεκτρονικών Μηχανικών του Ελληνικού Μεσογειακού Πανεπιστημίου (ΕΛΜΕΠΑ).

Σαν ελάχιστο δείγμα αναγνώρισης και ευγνωμοσύνης θέλω, κατ'αρχήν, να εκφράσω τις ειλικρινείς ευχαριστίες μου στον Καθηγητή κ. Ι.Ο. Βαρδιάμπαση, που ως μέντοράς μου και πέρα από τα τυπικά, είχε πολυδιάστατη καθοριστική επίδραση στην όλη πορεία. Τον ευχαριστώ ιδιαίτερα για την δυνατότητα που μού έδωσε να εκπονήσω την παρούσα διατριβή, αλλά και την προσπάθειά του να με κατευθύνει αξιόπιστα και με τον ορθό επιστημονικό τρόπο στα ενδότερα της ηλεκτρομαγνητικής θεωρίας και των εφαρμογών της. Ουσιαστικά, και όχι μόνο, κατάφερε να μού μεταφέρει τον ενθουσιασμό, την ανεγνωρισμένη ερευνητική εμπειρία του και τις γνώσεις του για το υπόψη επιστημονικό πεδίο.

Ιδιαίτερα θερμές ευχαριστίες εκφράζω, επίσης, στην κα. Ιωαννίδου Μελίνα, Καθηγήτρια του Διεθνούς Πανεπιστημίου της Ελλάδος (Τμήμα Μηχανικών Πληροφορικής και Ηλεκτρονικών Συστημάτων) και τον κ. Κόκκινο Ευάγγελο, Αναπληρωτή Καθηγητή του Τμήματος Ηλεκτρονικών Μηχανικών του ΕΛΜΕΠΑ, που αποτελούν και μέλη της Τριμελούς Συμβουλευτικής Επιτροπής της διδακτορικής διατριβής μου. Τούς ευχαριστώ για την εξαιρετική συνεργασία τους, τις στοχευμένες παρατηρήσεις και συμβουλές τους, την συνεισφορά τους στην δημοσίευση αποτελεσμάτων της έρευνας, και γενικότερα στο ότι μού μετέφεραν την πολύτιμη ερευνητική εμπειρία και γνώση τους σε θέματα ηλεκτρομαγνητισμού και ασύρματων επικοινωνιών.

Επιπλέον, θα ήθελα να ευχαριστήσω και τα ακόλουθα τέσσερα μέλη ΔΕΠ του Τμήματος Ηλεκτρονικών Μηχανικών του ΕΛΜΕΠΑ, που είναι και μέλη της Εξεταστικής Επιτροπής της παρούσας διδακτορικής διατριβής, για την συμπαράστασή τους σε επιμέρους στάδια της εργασίας μου ωθώντας με στο να αποδώσω το καλύτερο δυνατό, καθώς και στα εποικοδομητικά σχόλια και προτάσεις που έκαναν:

- κ. Ταταράκη Μιχαήλ, Καθηγητή,
- κ. Χατζάκη Ιωάννη, Καθηγητή,
- κ. Κωνσταντάρα Αντώνιο, Αναπληρωτή Καθηγητή,
- κ. Νικολόπουλο Χρήστο, Επίκουρο Καθηγητή.

Συνολικά, επιθυμώ να εκφράσω την απεριόριστη εκτίμησή μου στον Καθηγητή και Διευθυντή του Εργαστηρίου Τηλεπικοινωνιών & Ηλεκτρομαγνητικών Εφαρμογών κ. Ι.Ο. Βαρδιάμπαση για την εμπιστοσύνη με την οποία με περιέβαλλε, καθώς και για την ουσιαστική συμβολή του και συμπόρευσή του σε όλη την διάρκεια εκπόνησης της διατριβής αυτής. Τον ευχαριστώ, όπως και τα υπόλοιπα μέλη του Εργαστηρίου, όχι μόνο για τον άφθονο χρόνο που διέθεσε, καθοδηγώντας και ενθαρρύνοντας με, αλλά και για το πνεύμα συνεργασίας που καλλιέργησε στην όλη ερευνητική προσπάθεια επιδεικνύοντας το απαιτούμενο ήθος και στάση.

Τέλος, ένα μεγάλο ευχαριστώ στην οικογένειά μου, για την στήριξή της στην προσπάθειά μου να εκπονήσω την διατριβή ανεχόμενη την συνεπαγόμενη διάθεση χρόνου μέχρι την ολοκλήρωσή της.

Χανιά Κρήτης, Νοέμβριος 2022 Λιοδάκης Σ. Γεώργιος

Περίληψη

Η παρούσα διατριβή ασχολείται με την μελέτη προβλημάτων σκέδασης ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων από επιφάνειες, ορθογωνικές δομές και σύνθετες κυλινδρικές διατάξεις. Μέσω της κατά περίπτωση κατάλληλης μοντελοποίησης, δίδονται ημιαναλυτικές λύσεις για το σκεδαζόμενο πεδίο επίπεδων ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων και εξάγονται διαγράμματα ακτινοβολίας που αφορούν διάφορες τηλεπικοινωνιακές εφαρμογές.

Ειδικότερα, στο Κεφάλαιο 1, γίνεται μία γενική οριοθέτηση των προβλημάτων ηλεκτρομαγνητικής σκέδασης σε αντικείμενα με κανονική ή μη δομή, σε συνδυασμό με τα προβλήματα σκέδασης που εξετάστηκαν στην παρούσα διατριβή. Παρουσιάζονται, επίσης, τα κύρια βήματα της όλης διαδικασίας ανάλυσης και επίλυσης αυτών των προβλημάτων σκέδασης, καθώς και η σημαντικότητα των αποτελεσμάτων σε πρακτικό επίπεδο για την αντιμετώπιση θεμάτων ακτινοβολίας και ραδιομετάδοσης.

Στο Κεφάλαιο 2 εισάγεται το μαθηματικό πλαίσιο επίλυσης προβλημάτων σκέδασης και γίνεται μία ανασκόπηση των υποθέσεων που έχουν υιοθετηθεί και των μεθόδων που έχουν ακολουθηθεί στην βιβλιογραφία για την επίλυση συγκεκριμένων προβλημάτων σκέδασης. Παρουσιάζονται, επίσης, από υπολογιστικής πλευράς οι ποικίλες βασικές προσεγγίσεις αντιμετώπισης των προβλημάτων σκέδασης με τους συναφείς σχετικούς περιορισμούς, μειονεκτήματα και πλεονεκτήματα. Γίνεται, επιπλέον, μία επισκόπηση των τεχνολογικών περιοχών εφαρμογής της σκέδασης ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων, με ιδιαίτερη έμφαση στο θέμα της ρεαλιστικής μοντελοποίησης φαινομένων σκέδασης για την πραγμάτωση ενός έξυπνου περιβάλλοντος ραδιοεπικοινωνίας.

Στο Κεφάλαιο 3 παρουσιάζεται η επίλυση του ευθέως προβλήματος σκέδασης ενός επίπεδου ηλεκτρομαγνητικού κύματος με τυχαία πόλωση και τυχαία γωνία πρόσπτωσης που σκεδάζεται από μία σύνθετη κυλινδρική δομή. Η δομή αυτή αποτελείται από ένθετες παράλληλες στρωματοποιημένες διηλεκτρικές και με απώλειες κυλινδρικές ράβδους κυκλικής διατομής, και η οποία περιβάλλεται από έναν χωρίς όρια διηλεκτρικό χώρο. Μέσω της προκύπτουσας ημιαναλυτικής λύσης είναι δυνατή η λήψη σχετικών διαγραμμάτων ακτινοβολίας στο μακρινό πεδίο και της συνολικής διατομής σκέδασης της σύνθετης κυλινδρικής δομής για διάφορες τιμές γεωμετρικών και ηλεκτρικών παραμέτρων αυτής.

Στο Κεφάλαιο 4, μελετάται θεωρητικά και εξετάζεται από πρακτικής πλευράς η επίδραση της σκέδασης κτιρίων που βρίσκονται στο εγγύς πεδίο ακτινοβολίας δύο τύπων κεραιών ευρυεκπομπής (μονόπολο και γραμμική στοιχειοκεραία δύο στοιχείων) στα σχετικά διαγράμματα ακτινοβολίας των υπόψη κεραιών στο μακρινό πεδίο. Πριν την επίλυση και αυτού του ευθέως προβλήματος σκέδασης, προηγήθηκε η κατάλληλη μοντελοποίηση των κεραιών ευρυεκπομπής, της ηλεκτρομαγνητικής διάδοσης, και των κτιρίων όπου υιοθετήθηκε το αναφερόμενο ως wire- grid μοντέλο.

Τέλος, στον Επίλογο, και στην βάση τόσο των προσεγγίσεων και των αποτελεσμάτων της παρούσας διατριβής, αλλά και της χρήσης επιπρόσθετων μαθηματικών εργαλείων και τεχνικών, αναφέρονται συγκεκριμένες κατευθύνσεις για περαιτέρω έρευνα των φαινομένων σκέδασης σε νέα ανοικτά προβλήματα που αφορούν τον τομέα των τηλεπικοινωνιών.

Abstract

The aim of this dissertation is to study problems related to the scattering of electromagnetic waves over surfaces, orthogonal structrures, and circular cylindrical dielectric complexes. Through the appropriate for each case adopted modeling, semianalytical solutions for the scattered field of plane electromagnetic waves are provided and radiation diagrams are extracted, for various telecommunication applications.

More specifically, in Chapter 1, a demarcation of electromagnetic scattering problems for objects with canonical or non-canonical form in conjunction with the scattering problems examined in this dissertation, is carried out. Furthermore, the basic steps of the overall analysis and solution procedures of these scattering problems, as well as the importance of the results for radiation and transmission issues, are exposed.

In Chapter 2, the mathematical framework for treating scattering problems is introduced. Moreover, a review of the assumptions as well as of the approaches for solving specific scattering problems, is presented. In addition, an overview of these approaches from a computational point of view, along with their limitations, drawbacks and benefits, is provided. Finally, a short survey of the application areas of electromagnetic scattering is included, whereas focus is given to the realistic modeling of scattering due to anomalous reflection for the realization of the so called smart radio environment.

In Chapter 3, the solution to the direct scattering problem of a plane electromagnetic wave with arbitrary polarization impinging with an arbitrary angle of incidence on a complex cylindrical structure consisting of a group of parallel stratified circular lossy dielectric cylinders, embedded in a dielectric circular cylindrical region and surrounded by unbounded dielectric space, is presented. The resultant semianalytical solution allows the extraction of the relevant far field radiation diagrams, as well as of the corresponding total scattering diagrams for various values of the geometrical and electromagnetic parameters of the overall structure.

In Chapter 4, the impact of scattering from buildings that are within the near field of a broadcast antenna (i.e., either a monopole or a two-element linear antenna) on the far field radiation characteristics of these antennas, is theoretically studied and commented from a practical point of view. Before proceeding to the solution of this direct scattering problem, the modeling assumptions for the broadcast antennas, the electromagnetic transmission itself and the buildings (i.e., the wire-grid model), are explained in detail.

Based on the approaches followed and the results presented in previous chapters, along with additional mathematical tools and techniques, the epilogue of this dissertation contains relevant implications and proposes further research directions for new open scattering problems arising in the telecommunications area.

Περιεχόμενα

Πρόλογος	3
Περίληψη	5
Abstract	7
Περιεχόμενα	9
Κύρια σύμβολα	11
Σχήματα	14
Πίνακες	17
1. Εισαγωγή	18
1.1 Βιβλιογραφία	25
2. Περί σκέδασης Η/Μ κυμάτων	26
2.1 Βασικές έννοιες	26
2.1.1 Σκέδαση και μεγέθη διατομών σκέδασης	29
2.2 Σκέδαση και εφαρμογές	31
2.3 Σκέδαση σε ασύρματα δίκτυα υποστηριζόμενα από RISs	32
2.3.1 Ρεαλιστική μοντελοποίηση με ὑπαρξη RISs	35
2.4 Υποθέσεις για επίλυση προβλημάτων σκέδασης	40
2.5 Προσεγγίσεις για την επίλυση προβλημάτων σκέδασης	44
2.6 Βιβλιογραφία	49
3. Πρόβλημα Κυλινδρικού Σκεδαστή με Ένθετες Στρωματοποιημένες Διηλεκτρικές	3
Κυλινδρικές Ράβδους	53
3.1 Γεωμετρική απεικόνιση του προβλήματος σκέδασης	53
3.2 Υπολογισμός του πεδίου σκέδασης	56
3.3 Εφαρμογή των οριακών συνθηκών και πεδίο σκέδασης στο μακρινό πεδίο	60
3.4 Παρουσίαση αποτελεσμάτων ανάλυσης στο μακρινό πεδίο	61
3.5 Παρουσίαση αποτελεσμάτων συνολικής διατομής σκέδασης	66
3.6 Εξέταση σύγκλισης της λύσης του προβλήματος σύγκλισης	69
3.7 Βιβλιογραφία	74
4. Μοντελοποίηση και Μελέτη Σκέδασης σε Συστήματα Ευρυεκπομπής	76
4.1 Σύντομη ανασκόπηση θεμάτων διάδοσης Η/Μ κυμάτων με εμπόδια	76
4.2 Μοντελοποίηση κεραιών ευρυεκπομπής και διάδοσης	77

4.2.1 Η/Μ πεδίο κεραιών ευρυεκπομπής στο εγγύς και μακρινό πεδίο	81
4.3 Μοντελοποίηση κτιρίων και σκέδαση από κτίρια	
4.3.1 Υπολογισμός των συντελεστών σκέδασης	
4.3.2 Υπολογισμός του μακράν σκεδαζόμενου πεδίου	88
4.4 Διαγράμματα ακτινοβολίας για την κεραία μονοπόλου	
4.5 Διαγράμματα ακτινοβολίας για την στοιχειοκεραία	94
4.6 Ανασκόπηση επίλυσης προβλήματος σκέδασης κι αποτελεσμάτων σε ευρυεκπομ	пή99
4.7 Βιβλιογραφία	102
Επίλογος - Συμβολή της διδακτορικής διατριβής στην προαγωγή της επιστήμης	104
Μελλοντικές επεκτάσεις-εφαρμογές της διδακτορικής διατριβής	105
Συνολική Βιβλιογραφία - References	106
Παράρτημα: Λίστα δημοσιεύσεων112	

Κύρια σύμβολα

Κεφάλαιο 2: Περί σκέδασης Η/Μ κυμάτων

- Ε^{inc} -Ηλεκτρικό πεδίο προσπίπτοντος Η/Μ κύματος
- Η^{inc} -Μαγνητικό πεδίο προσπίπτοντος Η/Μ κύματος
- Esc -Ηλεκτρικό πεδίο σκεδαζόμενου Η/Μ κύματος
- Ηsc -Μαγνητικό πεδίο σκεδαζόμενου Η/Μ κύματος
- \overline{E}^0 -Διάνυσμα πόλωσης του ηλεκτρικού πεδίου
- $\overline{\mathrm{H}}^{0}$ -Διάνυσμα πόλωσης του μαγνητικού πεδίου
 - S -Διάνυσμα Poynting του συνολικού Η/Μ πεδίου
- \overline{S}^{inc} -Διάνυσμα Poynting του προσπίπτοντος H/M κύματος
- \overline{S}^{sc} -Διάνυσμα Poynting του σκεδαζόμενου H/M κύματος -Διάνυσμα Poynting του όρου που προκύπτει από την αλληλεπίδραση του
- **S**^e προσπίπτοντος με το σκεδαζόμενο πεδίο
- Wa -Ποσότητα ενέργειας που απορροφάται από τον σκεδαστή
- σι -Συνολική διατομή σκέδασης
- $\overline{E}^{n,m}$ -Ηλεκτρικό πεδίο που σκεδάζεται από κάθε στοιχείο μίας RIS
- λ_{κτιρίων} -Χωρική πυκνότητα κτιρίων

Κεφάλαιο 3: Πρόβλημα κυλινδρικού σκεδαστή με ένθετες στρωματοποιημένες διηλεκτρικές κυλινδρικές ράβδους

- Ο1 -Σύστημα συντεταγμένων του εξωτερικού κυλίνδρου της όλης διάταξης
- (r, θ, φ) -Σφαιρικές συντεταγμένες
- (ρ,φ,z) -Κυλινδρικές συντεταγμένες
 - $D_{\it sp}$ Αξονική απόσταση μεταξύ των συστημάτων κυλινδρικών συντεταγμένων (O_s) και (O_s)
 - εi Διηλεκτρική επιτρεπτότητα σε κάθε περιοχή i
 - μ_i Μαγνητική διαπερατότητα σε κάθε περιοχή i
 - σ_i Αγωγιμότητα σε κάθε περιοχή i
 - ρ Διάνυσμα θέσης παρατηρητή

- \overline{E}^{inc} , \overline{H}^{inc} -Προσπίπτον Η/Μ πεδίο
- E_z^{inc} , H_z^{inc} Διαμήκεις συνιστώσες του προσπίπτοντος H/M πεδίου
- E_{ω}^{inc} , H_{ω}^{inc} φ -συνιστώσες του προσπίπτοντος H/M πεδίου
 - \overline{E}^{sc} , \overline{H}^{sc} -Σκεδαζόμενο Η/Μ πεδίο
 - E_z^{sc} , H_z^{sc} Διαμήκεις συνιστώσες του σκεδαζόμενου H/M πεδίου
- E_{ϕ}^{sc} , H_{ϕ}^{sc} $\,$ ϕ -συνιστώσες του σκεδαζόμενου H/M πεδίου
- $\overline{E}^{tot}(\overline{\rho}), \overline{H}^{tot}(\overline{\rho})$ Συνολικό Η/Μ πεδίο στην θέση παρατηρητή
- $E_z^{tot}(\bar{\rho})$, $H_z^{tot}(\bar{\rho})$ Διαμήκεις συνιστώσες του συνολικού H/M πεδίου στην θέση παρατηρητή
- $E_{\phi}^{tot}(\bar{\rho})$, $\bar{H}^{tot}(\bar{\rho}) \varphi$ -συνιστώσες του συνολικού H/M πεδίου στην θέση παρατηρητή
 - J_n -Συνάρτηση Bessel τάξης n
 - J'_n Πρώτη παράγωγος της συνάρτησης Bessel τάξης n
 - $H_n^{(2)}(x)$ Συνάρτηση Hankel δευτέρου είδους, τάξης n, και με όρισμα x
 - $\delta_{i,\ell}$ Kronecker delta συνάρτηση των μεταβλητών i και ℓ

Κεφάλαιο 4: Μοντελοποίηση και μελέτη σκέδασης σε συστήματα ευρυεκπομπής

- λ -Μήκος κύματος
- L, W, Η -Μήκος, πλάτος και ύψος κτιρίου
 - Δ -Μήκος συρμάτινου τμήματος
 - \mathbf{S}_{ij} -Συντελεστές σκέδασης μεταξύ των συρμάτινων τμημάτων i και j
 - Ι_i -Ρεύμα συρμάτινου τμήματος j
 - A_i -Διανυσματικό δυναμικό που προκαλείται από το συρμάτινο τμήμα i
 - E^{inc} -Εφαπτομενική συνιστώσα του προσπίπτοντος ηλεκτρικού πεδίου στο κέντρο του συρμάτινου τμήματος i
- $(\mathbf{r}, \theta, \varphi)$ -Σφαιρικές συντεταγμένες
- Ε^{sca}, Ε^{sca} -Συνιστώσες του σκεδαζόμενου Η/Μ πεδίου
- Ε_{θ,mon}, Η_{φ,mon} -Μη μηδενικές συνιστώσες πεδίου για το μονόπολο (μακρινό πεδίο)
- $E_{\rho,mon} = E_{x,mon} = H_{\rho,mon} M\eta$ μηδενικές συνιστώσες πεδίου για το μονόπολο (εγγύς πεδίο)

 $E_{\theta,ar}, H_{\varphi,ar}$ -Μη μηδενικές συνιστώσες πεδίου για την στοιχειοκεραία (μακρινό πεδίο)

 $E_{
ho, arr}$ -Μη μηδενικές συνιστώσες πεδίου για την στοιχειοκεραία (μακρινό πεδίο)

Σχήματα

Σχήμα 1-1: Σκέδαση επίπεδου Η/Μ κύματος.

Σχήμα 1-2: Παραδείγματα δισδιάστατης γεωμετρικής δομής σκεδαστών.

Σχήμα 1-3: Εποπτική εικόνα του μελετώμενου συστήματος, καθώς και της περιοχής αλληλεπίδρασης του εγγύς πεδίου, της περοχής του εγγύς πεδίου, και του μακρινού πεδίου μίας κεραίας.

Σχήμα 1-4: Γενική άποψη υλοποίησης του έξυπνου περιβάλλοντος ραδιοεπικοινωνίας

Σχήμα 1-5: Επιστημονικές περιοχές/υποπεριοχές και επιμέρους θέματα της διατριβής.

Σχήμα 2-1: Ευθύ και αντίστροφο πρόβλημα σκέδασης.

Σχήμα 2-2: Καλώδια χρησιμοποιούμενο σε διαστημικές εφαρμογές (εταιρία Marmon Aerospace & Defense).

Σχήμα 2-3: Βασικές λειτουργίες επί του προσπίπτοντος Η/Μ πεδίου σε RISs.

Σχήμα 2-4: Λειτουργικό διάγραμμα μίας τύπου reflectarray RIS.

Σχήμα 2-5: LOS ζεύξεις (ΣΒ-RIS και RIS-Χρήστης) σε κατερχόμενη σύνδεση κυψελωτού συστήματος.

Σχήμα 2-6: Space-to-ground επικοινωνία με αξιοποίηση RIS.

Σχήμα 2-7: Air-to-ground επικοινωνία με αξιοποίηση RIS.

Σχήμα 2-8: Χωρική κατανομή σύμφωνα με το δισδιάστατο ομοιογενές Poisson μοντέλο.

Σχήμα 2-9: Χωρική κατανομή σύμφωνα με δισδιάστατο μοντέλο συστάδας.

Σχήμα 2-10: Τρισδιάστατη απεικόνιση έξυπνου περιβάλλοντος ραδιοεπικοινωνίας υποστηριζόμενο από RISs (Μπλοκαρισμένα ή μη μονοπάτια επικοινωνίας μέσω συνεχόμενης ή διάστικτης γραμμής, αντίστοιχα).

Σχήμα 2-11: Μοντελοποίηση ασύρματων συστημάτων επικοινωνίας με/χωρίς τεχνικές μηχανικής μάθησης.

Σχήμα 2-12: Υποθέσεις που αφορούν το Η/Μ κύμα προς επίλυση προβλημάτων σκέδασης.

Σχήμα 2-13: Υποθέσεις που αφορούν τον σκεδαστή προς επίλυση προβλημάτων σκέδασης.

Σχήμα 2-14: Βασική κατηγοριοποίηση προσεγγίσεων επίλυσης προβλημάτων σκέδασης.

Σχήμα 3-1: Γενική γεωμετρική διάταξη και ηλεκτρικά χαρακτηριστικά του υπό ανάλυση σκεδαστή (τομή κάθετη στο όλο σύμπλεγμα των κυλίνδρων).

Σχήμα 3-2: (α) Απεικόνιση του τυχαία πολωμένου και τυχαία προσπίπτοντος επίπεδου κύματος. (β) Τριδιάστατη ενδεικτική απεικόνιση του σκεδαστή με τρεις ένθετες κυλινδρικές ράβδους κυκλικής διατομής.

Σχήμα 3-3: Διάγραμμα μακρινού πεδίου της z-συνιστώσας του ηλεκτρικού πεδίου $[\mathbf{E}_{z}^{sc}(\mathbf{q})]$ για τον σκεδαστή του σχήματος 3-1, όταν: L=3, α₃=0.1λ0, α₅=0.2λ0, D₂₃=0.4λ0, ε₀=ε₁=ε₂=ε₄, ε₃=ε₅=2ε₀, μ_i=μ₀ και σ_i=0 (i=1,2,3,4,5),

Σχήμα 3-4: Διάγραμμα μακρινού πεδίου της z-συνιστώσας του μαγνητικού πεδίου $H_z^{\text{sc}}(\varphi)$ | για τον σκεδαστή του σχήματος 3-1, όταν: L=3, $\alpha_3=0.1\lambda_0$, $\alpha_5=0.2\lambda_0$, $D_{23}=0.4\lambda_0$, $\epsilon_0=\epsilon_1=\epsilon_2=\epsilon_4$, $\epsilon_3=\epsilon_5=2\epsilon_0$, $\mu_i=\mu_0$ και $\sigma_i=0$ (i=1,2,3,4,5), $E_0=0$, $H_0=1$, $\varphi' = 0^\circ$, και $\theta' = 30^\circ$, 45° , 90° .

Σχήμα 3-5: Διάγραμμα μακρινού πεδίου της z-συνιστώσας του ηλεκτρικού πεδίου $|E_z^{sc}(\varphi_1)|$ για τον

 $E_0=1, H_0=0, \varphi' = 90^\circ, \kappa \alpha \iota \theta' = 30^\circ, 45^\circ, 90^\circ.$

σκεδαστή του σχήματος 3-1 όταν, L=3, $D_{23}=\lambda_0$, $ε_1=ε_0$, $α_2=α_4=0.3\lambda_0$, $ε_3=ε_5=9.6ε_0$, $α_3=α_5=0.1\lambda_0$, $ε_2=ε_4=ε_0$, 2.32 $ε_0$, 4.34 $ε_0$, $\mu_i=\mu_0$, και $σ_i=0$ (i=1,2,3,4,5), ενώ $E_0=1$, $H_0=0$, $\theta'=60^\circ$ και $\varphi'=45^\circ$.

Σχήμα 3-6: Διάγραμμα μακρινού πεδίου της z-συνιστώσας του σκεδαζόμενου ηλεκτρικού πεδίου $|E_z^{sc}(\varphi_1)|$ για τον σκεδαστή του σχήματος 3-1 όταν, L=3, D₂₃ = λ_0 , $\varepsilon_1 = \varepsilon_0$, $\varepsilon_2 = \varepsilon_4 = 2.32\varepsilon_0$, $\alpha_2 = \alpha_4 = 0.4\lambda_0$, $\varepsilon_3 = \varepsilon_5 = 4.34\varepsilon_0$, $\alpha_3 = \alpha_5 = 0.2\lambda_0$, $\mu_i = \mu_0$ (*i* = 1, 2, 3, 4, 5), $\sigma_1 = \sigma_3 = \sigma_5 = 0$, και $\sigma_2 = \sigma_4 = 0.10, 50$ S/m, ενώ $E_0 = 1$, $H_0 = 0$, $\theta' = 70^\circ$, και $\varphi' = 45^\circ$.

Σχήμα 3-7: Διάγραμμα μακρινού πεδίου της z-συνιστώσας του σκεδαζόμενου ηλεκτρικού πεδίου $|E_z^{sc}(\varphi_1)|$ ($\varphi=\varphi_1$) για τον σκεδαστή του σχήματος 3-1 όταν, L=5, D₂₃=D₃₄=D₄₅=D₂₅=0.8 λ_0 , D₂₄=D₃₅=0.8 $\sqrt{2}\lambda_0$, $\varepsilon_1=\varepsilon_2=\varepsilon_4=\varepsilon_6=\varepsilon_8=\varepsilon_0$, $\alpha_3=\alpha_5=\alpha_7=\alpha_9=0.2\lambda_0$, $\varepsilon_3=\varepsilon_5=\varepsilon_7=\varepsilon_9=2.32\varepsilon_0$, $\mu_i=\mu_0$, και $\sigma_i=0$ (i=1,2,3,4,5,6,7,8,9), ενώ $E_0=1$, $H_0=0$, $\varphi'=45^\circ$, και $\theta'=30^\circ$, 45° , 90°.

$$\begin{split} & \Sigma \chi \dot{\mu} \mu a \ 3-8: \ \Delta \iota \dot{\alpha} \gamma \rho a \mu \mu a \ \mu \alpha \kappa \rho \iota \circ \dot{\sigma} \ tes \delta a \delta \sigma \tau \dot{\eta} \ tes \delta a \delta \tau \dot{\sigma} \ tes \delta a \delta \sigma \tau \dot{\eta} \ tes \delta a \delta \tau \dot$$

Σχήμα 3-9: Κανονικοποιημένη συνολική διατομή σκέδασης ($\mathbf{k}_0 \sigma_t$) συναρτήσει της \mathbf{q}' για την ένθετη διάταξη που προκύπτει από το σχήμα 3-1, όταν L=3, $\varepsilon_1 = \varepsilon_0$, $\varepsilon_2 = \varepsilon_4 = 2.32\varepsilon_0$, $\alpha_2 = \alpha_4 = 0.2\lambda_0$, $\varepsilon_3 = \varepsilon_5 = 4.34\varepsilon_0$, $\alpha_3 = \alpha_5 = 0.1\lambda_0$, $\mu_i = \mu_0$, $\sigma_i = 0$ (i = 1,2,3,4,5), $D_{23} = 0.4\lambda_0$, $0.6\lambda_0$, $0.8\lambda_0$, λ_0 , $E_0 = 1$, $H_0 = 0$, $\theta' = 45^\circ$, για διάφορες τιμές του D_{23} / λ_0 .

Σχήμα 3-10: Κανονικοποιημένη συνολική διατομή σκέδασης ($k_0\sigma_t$) συναρτήσει της φ' για την ένθετη διάταξη που προκύπτει από το σχήμα 3-1, όταν L=3, $\varepsilon_1 = \varepsilon_0$, $D_{23} = \lambda_0$, $\varepsilon_2 = \varepsilon_4 = 4.34\varepsilon_0$, $\varepsilon_3 = \varepsilon_5 = 9.6\varepsilon_0$, $\alpha_3 = \alpha_5 = 0.1\lambda_0$, $\mu_i = \mu_0$, $\sigma_i = 0$ (i = 1, 2, 3, 4, 5), $\alpha_2 = \alpha_4 = 0.2\lambda_0$, $0.3\lambda_0$, $0.4\lambda_0$, $E_0 = 0$, $H_0 = 1$, $\theta' = 75^\circ$, για διάφορες τιμές των ακτίνων α_2 και α_4 .

Σχήμα 3-11: Καμπύλες σύγκλισης του σχετικού λάθους e_{rr} για την ένθετη δομή του σχήματος 3-5 που προκύπτει από το σχήμα 3-1 όταν $E_0=1$, $H_0=0$, $\theta'=45^{\circ}$, $\varphi'=45^{\circ}$, L=3, $\varepsilon_1=\varepsilon_0$, $\varepsilon_2=\varepsilon_4=1.6\varepsilon_0$, $\varepsilon_3=\varepsilon_5=2.32\varepsilon_0$, $\mu_i=\mu_0$, $\sigma_i=0$ (i=1,2,3,4,5). (a) $\alpha_2=\alpha_4=0.6\lambda_0$, $D_{23}=1.6\lambda_0$ και $\alpha_3=\alpha_5=0.1\lambda_0$ (μαύρη καμπύλη), $\alpha_3=\alpha_5=0.3\lambda_0$ (κόκκινη καμπύλη), $\alpha_3=\alpha_5=0.5\lambda_0$ (μπλε καμπύλη). (β) $\alpha_2=\alpha_4=0.3\lambda_0$, $\alpha_3=\alpha_5=0.1\lambda_0$ και $D_{23}=0.6\lambda_0$ (μαύρη καμπύλη), $D_{23}=1.0\lambda_0$ (κόκκινη καμπύλη), $D_{23}=1.5\lambda_0$ (μπλε καμπύλη).

Σχήμα 3-12: Καμπύλες σύγκλισης του σχετικού λάθους e_{rr} για την ένθετη δομή του σχήματος 3-5 που προκύπτει από το σχήμα 3-1 όταν $E_0 = 1$, $H_0 = 1$, $\theta' = 30^\circ$, $\varphi' = 60^\circ$, L=3, $\varepsilon_1 = \varepsilon_0$, $\varepsilon_2 = \varepsilon_4 = 1.6\varepsilon_0$, $\alpha_2 = \alpha_4 = 0.3\lambda_0$, $\varepsilon_3 = \varepsilon_5 = 2.3\varepsilon_0$, $\alpha_3 = \alpha_5 = 0.2\lambda_0$, $\mu_i = \mu_0$, $\sigma_i = 0$ (*i* = 1,2,3,4,5) και $D_{23} = 0.6\lambda_0$ (μαύρη καμπύλη), $D_{23} = 1.0\lambda_0$ (κόκκινη καμπύλη), $D_{23} = 1.5\lambda_0$ (μπλε καμπύλη), $D_{23} = 2.0\lambda_0$ (φούξια καμπύλη).

Σχήμα 4-1: Η γεωμετρία (α) ενός συμμετρικού γραμμικού διπόλου μήκους 2h, και (β) μιας στοιχειοκεραίας από δύο συμμετρικά γραμμικά δίπολα μήκους 2h.

Σχήμα 4-2: Μοντελοποίηση κτιρίου ως ορθογώνιο παραλληλεπίπεδο και προσανατολισμού του σε σχέση με δίπολο μήκους 2h. Σχήμα 4-3: Οριζόντια (α) και κατακόρυφη (β) τομή της διάταξης του σχήματος 4-2.

Σχήμα 4-4: Μοντελοποίηση κτιρίου σαν ένα χωρικό πλέγμα από αγώγιμα γραμμικά σύρματα (μοντέλο wire grid).

Σχήμα 4-5: Διαγράμματα ακτινοβολίας για το μονόπολο στον ελεύθερο χώρο (μαύρη συνεχής γραμμή) και με την παρουσία κτιρίου (διακεκομμένες και διάστικτες γραμμές) με L = 10m ≈ 0.05λ και W = 10m ≈ 0.05λ. Απεικόνιση για τρία διαφορετικά ύψη κτιρίου Η (βλέπε τιμές άνω δεξιά σε κάθε επιμέρους σχήμα) και R = 100m ≈ 0.5λ. (α) φ-επίπεδο και (β) θ-επίπεδο.

Σχήμα 4-6: Διαγράμματα ακτινοβολίας με τις ίδιες υποθέσεις ως σχήμα 4-5, εκτός της απόστασης μεταξύ μονοπόλου και κτιρίου (**R** = 200m ≈ λ).

Σχήμα 4-7: Διαγράμματα ακτινοβολίας για το μονόπολο στον ελεύθερο χώρο (μαύρη συνεχής γραμμή) και με την παρουσία κτιρίου (διακεκομμένες και διάστικτες γραμμές) με $L = 60m \approx 0.3\lambda$ και $W = 10m \approx 0.05\lambda$. Απεικόνιση για τρία διαφορετικά ύψη κτιρίου Η (βλέπε τιμές άνω δεξιά σε κάθε επιμέρους σχήμα) και $R = 100m \approx 0.5\lambda$. (a) φ-επίπεδο και (β) θ-επίπεδο.

Σχήμα 4-8: Διαγράμματα ακτινοβολίας με τις ίδιες υποθέσεις ως σχήμα 4-7, εκτός των παραμέτρων του κτιρίου για $L = 10m \approx 0.05\lambda$ και $W = 60m \approx 0.3\lambda$.

Σχήμα 4-9: Διαγράμματα ακτινοβολίας για το μονόπολο στον ελεύθερο χώρο (μαύρη συνεχής γραμμή) στο φ - επίπεδο και με την παρουσία δύο κτιρίων 30 × 10 × H m³. Απεικόνιση για τρία διαφορετικά ύψη κτιρίου Η (βλέπε τιμές άνω δεξιά σε κάθε επιμέρους σχήμα) και με απόσταση μεταξύ μονοπόλου και κάθε κτιρίου (α) $R = 100m \approx 0.5\lambda$ και (β) $R = 200m \approx \lambda$.

Σχήμα 4-10: Διαγράμματα ακτινοβολίας για την στοιχειοκεραία στον ελεύθερο χώρο (μαύρη συνεχής γραμμή) και με την παρουσία ενός κτιρίου με $L = 50m \approx 0.168\lambda$ και $W = 10m \approx 0.034\lambda$. Απεικόνιση για τρία διαφορετικά ύψη κτιρίου Η (βλέπε τιμές άνω δεξιά σε κάθε επιμέρους σχήμα), με απόσταση μεταξύ στοιχειοκεραίας και κτιρίου ίση με $R = 100m \approx 0.336\lambda$. (α) φ-επίπεδο και (β) θ-επίπεδο.

Σχήμα 4-11: Διαγράμματα ακτινοβολίας για την στοιχειοκεραία στον ελεύθερο χώρο (μαύρη συνεχής γραμμή) και με την παρουσία ενός κτιρίου με $L = 10m \approx 0.03362\lambda$ και $W = 10m \approx 0.034\lambda$. Απεικόνιση για τρία διαφορετικά ύψη κτιρίου Η (βλέπε τιμές άνω δεξιά σε κάθε επιμέρους σχήμα), με απόσταση μεταξύ στοιχειοκεραίας και κτιρίου ίση με $R = 100m \approx 0.336\lambda$. (α) φ-επίπεδο και (β) θ-επίπεδο.

Σχήμα 4-12: Διαγράμματα ακτινοβολίας για την στοιχειοκεραία στον ελεύθερο χώρο (μαύρη συνεχής γραμμή) και με την παρουσία ενός κτιρίου με $L = 30 \text{m} \approx 0.10087 \text{\lambda}$ και $W = 10 \text{m} \approx 0.03362 \text{\lambda}$. Απεικόνιση για τρία διαφορετικά ύψη κτιρίου Η (βλέπε τιμές άνω δεξιά σε κάθε επιμέρους σχήμα), με απόσταση μεταξύ στοιχειοκεραίας και κτιρίου ίση με $R = 100 \text{m} \approx 0.336 \text{\lambda}$. (α) φ-επίπεδο και (β) θ-επίπεδο.

Σχήμα 4-13: Διαγράμματα ακτινοβολίας για την στοιχειοκεραία όπως στο σχήμα 4-12, με μόνη διαφορά ότι **R** = 200m ≈ 0.67λ. Απεικόνιση για τρία διαφορετικά ύψη κτιρίου Η (βλέπε τιμές άνω δεξιά σε κάθε επιμέρους σχήμα). (α) φ-επίπεδο και (β) θ-επίπεδο.

Σχήμα 4-14: Διαγράμματα ακτινοβολίας για την στοιχειοκεραία στον ελεύθερο χώρο (μαύρη συνεχής γραμμή) και με την παρουσία ενός κτιρίου με $L = 20m \approx 0.06725 \lambda$ και $W = 10m \approx 0.03362 \lambda$. Απεικόνιση

για τρία διαφορετικά ύψη κτιρίου Η (βλέπε τιμές άνω δεξιά σε κάθε επιμέρους σχήμα), με απόσταση μεταξύ στοιχειοκεραίας και κτιρίου ίση με *R* = 100m ≈ 0.336λ. (α) φ-επίπεδο και (β) θ-επίπεδο.

Σχήμα 4-15: Διαγράμματα ακτινοβολίας για την στοιχειοκεραία στον ελεύθερο χώρο (μαύρη συνεχής γραμμή) και με την παρουσία ενός κτιρίου με $L = 20m \approx 0.06725\lambda$ και $W = 50m \approx 0.16812\lambda$. Απεικόνιση για τρία διαφορετικά ύψη κτιρίου Η (βλέπε τιμές άνω δεξιά σε κάθε επιμέρους σχήμα), με απόσταση μεταξύ στοιχειοκεραίας και κτιρίου ίση με $R = 100m \approx 0.336\lambda$. (α) φ-επίπεδο και (β) θ-επίπεδο.

Σχήμα 4-16: Διαγράμματα ακτινοβολίας για την στοιχειοκεραία στον ελεύθερο χώρο (μαύρη συνεχής γραμμή) και με την παρουσία δύο κτιρίων (κατά μήκος των x- και y-αξόνων) που έχουν $L = 20m \approx 0.06725\lambda$ και $W = 10m \approx 0.03362\lambda$. Απεικόνιση για τρία διαφορετικά ύψη κτιρίου Η (βλέπε τιμές άνω δεξιά σε κάθε επιμέρους σχήμα), με απόσταση μεταξύ στοιχειοκεραίας και κάθε κτιρίου ίση με $R = 100m \approx 0.336\lambda$. (a) φ-επίπεδο και (β) θ-επίπεδο.

Σχήμα 4-17: Διαγράμματα ακτινοβολίας για την στοιχειοκεραία στον ελεύθερο χώρο (μαύρη συνεχής γραμμή) και με την παρουσία δύο κτιρίων (κατά μήκος των x- και y-αξόνων) που έχουν $L = 80m \approx 0.26899\lambda$ και $W = 10m \approx 0.03362\lambda$. Απεικόνιση για τρία διαφορετικά ύψη κτιρίου Η (βλέπε τιμές άνω δεξιά σε κάθε επιμέρους σχήμα), με απόσταση μεταξύ στοιχειοκεραίας και κάθε κτιρίου ίση με $R = 100m \approx 0.336\lambda$. (α) φ-επίπεδο και (β) θ-επίπεδο.

Σχήμα 4-18: Πορεία επίλυσης του προβλήματος σκέδασης στο σύστημα ευρυεκπομπής.

Πίνακες

Πίνακας 3-1: Σύγκλιση του $|E_z^{sc}(\rho \to \infty, \varphi_1 = 45^\circ)|$ για αυξανόμενο N_r .

<u>ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1</u>

1. Εισαγωγή

Οι ιστορικές καταβολές των προβλημάτων σκέδασης συνδέονται με την περίθλαση (diffraction) σε κυλίνδρους κυκλικής διατομής ή σε σφαίρες, και όπου τέτοια προβλήματα είναι κλασσικές περιπτώσεις που συναντώνται τόσο στον ηλεκτρομαγνητισμό, όσο και στην ακουστική. Ειδικότερα, το πρόβλημα της σκέδασης από έναν διηλεκτρικό κύλινδρο κυκλικής διατομής επιλύθηκε για πρώτη φορά από τον Rayleigh [1881, Rayleigh], ενώ η σκέδαση από μία διηλεκτρική σφαίρα επιλύθηκε αρχικά από τον Lorenz [1890, Lorenz]. Αναλόγως, η περίθλαση των ηλεκτρομαγνητικών (H/M) κυμάτων από αγώγιμα σώματα (τόσο κυλίνδρους κυκλικής διατομής, όσο και από σφαιρικά σώματα), παρουσιάστηκε από τον Thomson [1893, Thomson]. Παρόλα αυτά, η θεωρητική επίλυση του προβλήματος σκέδασης από ένα σφαιρικό σώμα, είναι γνωστή ως επίλυση Mie λόγω της [1908, Mie]. Τα προαναφερόμενα προβλήματα σκέδασης, καθώς και αυτά τα οποία προέκυψαν λόγω των διαφόρων σχετικών εφαρμογών, αντιμετωπίστηκαν στην συνέχεια μέσω απλούστερων και πιο συμπαγών μαθηματικών διατυπώσεων, όπως αυτές αποτυπώνονται στην σχετική βιβλιογραφία [1998, Volakis], [2002, Pike], [2005, Molinet], [2006, Katsenelenbaum], [2017, Osipov].



Σχήμα 1-1: Σκέδαση επίπεδου Η/Μ κύματος.

Γενικά, η αντιμετώπιση ενός προβλήματος σκέδασης απαιτεί δύο βασικά στοιχεία (βλέπε σχήμα 1-1): την προσπίπτουσα Η/Μ ακτινοβολία και τον σκεδαστή (το αντικείμενο, δηλαδή, με το οποίο αλληλεπιδρά η προσπίπτουσα Η/Μ ακτινοβολία). Για την επίλυση του ηλεκτρομαγνητικού αυτού προβλήματος, θα πρέπει να οριστούν-επιβληθούν οι κατάλληλες οριακές συνθήκες στην επιφάνεια του σκεδαστή. Οι συνθήκες αυτές απαιτούν την συνέχεια των εφαπτόμενων

συνιστωσών του ηλεκτρικού και του μαγνητικού πεδίου στην επιφάνεια του σκεδαστή (υποθέτοντας ότι δεν υπάρχουν επιφανειακά ρεύματα).

Σε ότι αφορά τον σκεδαστή, αυτός μπορεί να έχει φόρμα τυχαία ή φόρμα που αναφέρεται ως κανονική (canonical shape), όπως τα σχετικά παραδείγματα που απεικονίζονται στο σχήμα 1.2. Παραδείγματα κανονικών φορμών για σκεδαστές αποτελούν η επίπεδη διεπαφή (planar interface), μία κυλινδρική ράβδος κυκλικής διατομής, μία σφαίρα, ένας κυκλικός δίσκος, ένα ημιεπίπεδο, ή ένα τριγωνικό πρίσμα (wedge). Η επίλυση του προβλήματος σκέδασης για έναν σκεδαστή με τυχαία διατομή δεν οδηγεί σε κλειστό μαθηματικό τύπο, αλλά τα πεδία συνήθως υπολογίζονται μέσω σχέσεων που εμπεριέχουν ολοκληρώματα. Αντίθετα, για κάποιες από τις απλούστερες κανονικές μορφές σκεδαστών, είναι δυνατή η εύρεση κλειστών αναλυτικών σχέσεων τόσο για το σκεδαζόμενο πεδίο, όσο και για το εσωτερικό πεδίο του σκεδαστή.



Σχήμα 1-2: Παραδείγματα δισδιάστατης γεωμετρικής δομής σκεδαστών.

Στο πλαίσιο που ορίζεται από τα ανωτέρω, στην παρούσα διατριβή γίνεται, αρχικά (Κεφάλαιο 3), επίλυση του ευθέως προβλήματος σκέδασης για μία σύνθετη κυλινδρική δομή που απαρτίζεται από ένα σύνολο παράλληλων, άπειρου μήκους και στρωματοποιημένων κυκλικής

διατομής διηλεκτρικούς κυλίνδρους με απώλειες που είναι ένθετοι σε μία άπειρου μήκους κυκλικής διατομής διηλεκτρική περιοχή (η οποία περιβάλλεται από έναν χωρίς όρια διηλεκτρικό χώρο). Γίνεται η υπόθεση ότι τα Η/Μ κύματα προσπίπτουν με τυχαία κατεύθυνση στην όλη σύνθετη κυλινδρική δομή, ενώ η πόλωση αυτών μπορεί να είναι τυχαία. Η διατύπωση του υπόψη προβλήματος σκέδασης βασίζεται στην προσέγγιση μέσω οριακών συνθηκών, σε συνδυασμό με την μέθοδο του γενικευμένου διαχωρισμού των μεταβλητών. Επιπλέον, αφού το Η/Μ πεδίο σε κάθε περιοχή του χώρου αναπτυχθεί με την βοήθεια κυλινδρικών κυματοσυναρτήσεων, εφαρμόζεται το translational addition theorem αυτών των συναρτήσεων για να γίνει προσαρμογή των συνιστωσών του Η/Μ πεδίου σε κάθε κυλινδρική διεπαφή και να εφαρμοστούν οι οριακές συνθήκες. Το αποτέλεσμα της ανάλυσης αυτής είναι ένα σύστημα άπειρων γραμμικών αλγεβρικών εξισώσεων, με άγνωστους τα πλάτη του Η/Μ κύματος. Η επίλυση του προαναφερόμενου συστήματος εξισώσεων γίνεται μέσω αποκοπής όρων των σειρών, καθώς και μέσω (αριθμητικής) αναστροφής πίνακα. Τελικά, προκύπτει μία ημιαναλυτική λύση τόσο για το σκεδαζόμενο Η/Μ κύμα στο μακρινό πεδίο, όσο και για την συνολική διατομή σκέδασης, για την όλη εξεταζόμενη κυλινδρική δομή. Μέσω της λύσης του υπόψη προβλήματος σκέδασης, μελετάται η επίδραση των γεωμετρικών και ηλεκτρικών χαρακτηριστικών της όλης δομής, προβαίνοντας σε μεταβολές που αφορούν την διατομή επιμέρους κυλίνδρων και την μεταξύ τους απόσταση, την αγωγιμότητα και την μαγνητική διαπερατότητα των διηλεκτρικών στρωμάτων, καθώς και την κατεύθυνση πρόσπτωσης του Η/Μ κύματος.

Στην συνέχεια (Κεφάλαιο 4), γίνεται η διερεύνηση της επίδρασης των κτιρίων στα διαγράμματα ακτινοβολίας κεραιών ευρυεκπομπής (broadcast antennas) που λειτουργούν στην MF ζώνη συχνοτήτων [1977, Cunningham], [1993, Lundin], λόγω του σκεδαζόμενου σε αυτά H/M πεδίου. Συγκεκριμένα, εξετάστηκαν δύο περιπτώσεις κεραιών ευρυεκπομπής: Η περίπτωση με ένα μονόπολο που λειτουργεί στα 1494 KHz, καθώς και η περίπτωση δύο μονόπολων που λειτουργούν στα 1008 KHz. Τα κτίρια μοντελοποιήθηκαν ως ορθογώνια παραλληλεπίπεδα με αγώγιμα συρμάτινα πλέγματα (wire grid model), και θεωρούνται ότι βρίσκονται στο εγγύς πεδίο της εκάστοτε ακτινοβολούσας κεραίας. Γενικότερα, στην περιοχή μίας ακτινοβολούσας κεραίας διακρίνομε [2005, Balanis]: (1) την περιοχή αλληλεπίδρασης του εγγύς πεδίου (reactive near-field region), (2) την περιοχή μακρινού πεδίου (far-field region). Ο διαχωρισμός μεταξύ των τριών αυτών περιοχών (βλέπε και σχήμα 1-3 από αριστερά προς δεξιά, αντίστοιχα) γίνεται κυρίως με

κριτήριο την κατεύθυνση του διανύσματος Poynting. Ενώ, δηλαδή, η περιοχή εγγύς πεδίου (1) χαρακτηρίζεται από την απουσία ακτινικά εξερχόμενης ροής ισχύος και η περιοχή μακρινού πεδίου (3) χαρακτηρίζεται από ροή ισχύος ακτινικά κατευθυνόμενης προς τα έξω, η περιοχή Fresnel (2) έχει μικτή συμπεριφορά και χαρακτηρίζεται από όχι εξ' ολοκλήρου ακτινικά κατευθυνόμενη ροή ισχύος. Το αποτέλεσμα της όλης ανάλυσης σκέδασης, λοιπόν, αφορά τον υπολογισμό της συνολικής έντασης του ηλεκτρικού πεδίου στο μακρινό πεδίο της εκάστοτε κεραίας ευρυεκπομπής, ως το άθροισμα του σκεδαζόμενου από το κτίριο πεδίου και του πεδίου που εκπέμπεται από την κεραία ευρυεκπομπής στον ελεύθερο χώρο. Από πρακτικής πλευράς, το αποτέλεσμα της όλης ανάλυσης σκέδασης επιτρέπει την εξαγωγή συμπερασμάτων σχετικά με τον ρόλο παραμέτρων της μοντελοποίησης που οδηγούν σε αλλαγή του διαγράμματος ακτινοβολίας της εκάστοτε κεραίας ευρυεκπομπής.

Τέλος, στο Κεφάλαιο 2, γίνεται αρχικά μία εισαγωγή σε θέματα σκέδασης Η/Μ πεδίων και ορίζονται βασικά μεγέθη όπως οι διατομές σκέδασης, αναφέρονται συνήθεις υποθέσεις για την αντιμετώπιση διαφόρων προβλημάτων σκέδασης, καθώς και ανασκόπηση των προσεγγίσεων για την επίλυσή τους. Επιπλέον, γίνεται αναφορά και στην εισαγόμενη από τον σχεδιαστή ενός συστήματος σκέδαση που προκύπτει λόγω της εσκεμμένης εφαρμογής του γενικευμένου νόμου ανάκλασης του Snell, [2011, Yu], σε ένα ασύρματο δίκτυο, μέσω της χρήσης διατάξεων που συνήθως αναφέρονται ως Reconfigurable Intelligent Surfaces (RISs). Η κυρίαρχη ιδέα πίσω από την εισαγωγή των RISs, είναι να καταστήσομε κάποια τμήματα του όλου περιβάλλοντος μετάδοσης σε ένα σύστημα ασύρματης επικοινωνίας συντονιζόμενα και ρυθμιζόμενα, μέσω κάποιας ηλεκτρομαγνητικής λειτουργίας (όπως η ανώμαλη ανάκλαση). Προβαίνομε, δηλαδή, σε τροποποίηση του ασύρματου καναλιού μετάδοσης, οπότε καθίσταται, πλέον, εφικτό να προβούμε σε μία από κοινού με τους πομπούς και τους δέκτες βελτιστοποίηση του όλου συστήματος επικοινωνίας και επιμέρους κύριων δεικτών απόδοσης αυτού (Key Performance Indicator- KPI). Έτσι, πέραν της μετάδοσης της πληροφορίας-δεδομένων μεταξύ πομπού και δέκτη, έχομε και την ύπαρξη ενός μηχανισμού που προβαίνει στην προαναφερόμενη βελτιστοποίηση μέσω ανταλλαγής των κατάλληλων πληροφοριών με τον πομπό, τον δέκτη και το ασύρματο κανάλι μετάδοσης (διάστικτες γραμμές του σχήματος 1-4). Η προσέγγιση αυτή, που αναφέρεται ως έξυπνο περιβάλλον ραδιοεπικοινωνίας (smart radio environment), αποτελεί μία πολύ νέα προσέγγιση και αποτελεί ουσιώδη ανατροπή σε σχέση με τον μέχρι τώρα σχεδιασμό των ασύρματων συστημάτων, όπου το ασύρματο περιβάλλον αντιμετωπίζονταν ως κάτι το στατικό που δεν μπορούσε να

21

τροποποιηθεί και όπου οι επιδράσεις του μπορούν να αντισταθμιστούν μόνο μέσω σύνθετων τεχνικών σε πομπό και δέκτη. Η έρευνα σχετικά με την υλοποίηση του έξυπνου περιβάλλοντος επικοινωνίας μέσω RISs βρίσκεται σε πολύ πρώιμο στάδιο [2021, Liang], [2020, Di Renzo], [2020, Wu], και στην παρούσα διατριβή προτείνεται η επισήμανση επιμέρους επιλογών για την ρεαλιστική μοντελοποίηση τέτοιων συστημάτων επικοινωνίας πριν την πιθανή αξιοποίηση τους σε μελλοντικές υλοποιήσεις (π.χ. δίκτυα 6G).



Σχήμα 1-3: Εποπτική εικόνα του μελετώμενου συστήματος, καθώς και της περιοχής αλληλεπίδρασης του εγγύς πεδίου, της περιοχής του εγγύς πεδίου, και του μακρινού πεδίου μίας κεραίας.



Σχήμα 1-4: Γενική άποψη υλοποίησης του έξυπνου περιβάλλοντος ραδιοεπικοινωνίας.

Συνολικά, η παρούσα διατριβή προτείνει και αναδεικνύει τα ακόλουθα σημεία:

- Μία ευέλικτη ημιαναλυτική λύση σε προβλήματα σκέδασης που αφορούν σύνθετες κυλινδρικές δομές, χωρίς την απαίτηση ύπαρξης περιορισμών σε ότι αφορά τις γεωμετρικές ιδιότητες της δομής (αριθμός ένθετων κυλίνδρων, μέγεθος και θέση αυτών) και τα ηλεκτρικά χαρακτηριστικά των στρωματοποιημένων κυλινδρικών διηλεκτρικών ράβδων (για την περίπτωση, εννοείται, που οι ράβδοι αυτοί δεν επικαλύπτονται).
- Την δυνατότητα να γίνει χρήση του ανωτέρω πολλαπλών πυρήνων κυλινδρικού μοντέλου εξέτασης της σκέδασης προς προσομοίωση-μελέτη τηλεπικοινωνιακών συστημάτων για λόγους ηλεκτρομαγνητικής συμβατότητας.
- Μία ημιαναλυτική λύση για την εύρεση της συνολικής έντασης του ηλεκτρικού πεδίου στο μακρινό πεδίο κεραιών ευρυεκπομπής, όπου λαμβάνεται υπόψη και η προκύπτουσα από κτίρια σκέδαση.
- Την αξιοποίηση της ημιαναλυτικής αυτής λύσης για την εξαγωγή διαγραμμάτων ακτινοβολίας
 της εκάστοτε κεραίας ευρυεκπομπής, με πρακτικό αντίκρισμα την μελέτη επίδρασης των
 κτιρίων στην λειτουργία ενός συστήματος ευρυεκπομπής.
- Αναδεικνύει την διττή φύση ως προς το θέμα της σκέδασης των συστημάτων επικοινωνίας που υποστηρίζονται από RISs, και προτείνει σημεία που συνεισφέρουν στην ρεαλιστική μοντελοποίηση και μελέτη απόδοσης αυτών στα πλαίσια υλοποίησης ενός έξυπνου περιβάλλοντος ραδιοεπικοινωνίας.



Σχήμα 1-5: Επιστημονικές περιοχές/υποπεριοχές και επιμέρους θέματα της διατριβής.

Βάσει των ανωτέρω, το περιεχόμενο της παρούσας διατριβής άπτεται των κάτωθι επιστημονικών περιοχών/υποπεριοχών και των επιμέρους θεμάτων αυτών των περιοχών, όπως συνοπτικά αποτυπώνεται στους τρεις άξονες που φαίνονται στο σχήμα 1-5.

1.1. Βιβλιογραφία

[1881, Rayleigh]	L. Rayleigh, "On the electromagnetic theory of light", Philos. Mag. 1881, 12(73), pp.81-101.
[1890, Lorenz]	L. Lorenz, "Videnskabernes Selskab Skrifter", 1890 , Vol. 6, p. 142 (Reprinted in L. Lorenz, Oeuvres Scientifiques, Librairie Lehmann, Compehagen, 1896, Vol.1, p. 405 and by Johnson, New York, 1964).
[1893, Thomson]	J. J. Thomson, "Recent researches in electricity and magnetism", 1893, Oxford University.
[1908, Mie]	G. Mei, "Beitraege zur Optik trueber medien, speziell kolloidaler Metalloesungen", Ann. Phys. 1908 , 330: pp. 377-445.
[1977, Cunningham]	J.E. Cunningham, "The Complete Broadcast Antenna Handbook- Design, Installation, Operation and Maintenance", 1977 , Tab Books.
[1993, Lundin]	J.A. Lundin and R.D. Rackley, "Medium-Frequency Broadcast Antennas (Chapter 25)", in Antenna Engineering Handbook, R.C. Johnson (editor of 3rd edition), 1993 , McGraw-Hill Inc.
[1998, Volakis]	J.L. Volakis, A. Chatterjee and L.C. Kempel, "Finite Element Method for Electromagnetics: Antennas, Microwave Circuits, and Scattering Applications", 1998 , IEEE Press.
[2002, Pike]	R. Pike and P. Sabatier (eds), "Scattering: Scattering and Inverse Scattering in Pure and Applied Science", 2002 , Academic Press.
[2005, Balanis]	C.A. Balanis, "Antenna Theory Analysis and Design", 3rd ed., Wiley Interscience: Hoboken, NJ, USA, 2005.
[2005, Molinet]	F. Molinet, I. Andronov and D. Bouche, "Asymptotic and Hybrid Methods in Electromagnetics", 2005 , IEE Electromagnetic Waves Series 51, The Institution of Electrical Engineers, London.
[2006, Katsenelenbaum]	B.Z. Katsenelenbaum, "High-frequency Electrodynamics", 2006, Wiley-VCH.
[2011, Yu]	N. Yu, P. Genevet, M.A. Kats, F. Aieta, J-P. Tetienne, F. Capasso and Z. Gaburro, "Light propagation with phase discontinuities: Generalized laws of reflection and refraction", <i>Science</i> , Sep. 2011 vol. 334, iss. 6054, pp. 333-337, doi: 10.1126/science.1210713.
[2017, Osipov]	A.V. Osipov and S.A. Tretyakov, "Modern Electromagnetic Scattering Theory with Applications", 1st ed., John Wiley & Sons: Chichester, UK, 2017 ; pp. 339–411.
[2020, Di Renzo]	M. Di Renzo, A. Zappone, M. Debbah, M-S. Alouini, C. Yuen, J. de Rosny and S. Tretyakov (2020), "Smart radio environments empowered by reconfigurable intelligent surfaces: How it works, state of research, and the road ahead", <i>IEEE Journal on Selected Areas in Communications</i> , vol. 38, no. 11, pp. 2450-2525, 2020 .
[2020, Wu]	Q. Wu and R. Zhang, "Towards smart and reconfigurable environment: Intelligent reflecting surface aided wireless network", <i>IEEE Communications Magazine</i> , vol. 58, no. 1, pp. 106-112, January 2020 , doi: 10.1109/MCOM.001.1900107.
[2021, Liang]	Y.C. Liang, J. Chen, R. Long, ZQ. He, X. Lin, C. Huang, S. Liu, X. Shen and M. di Renzo, "Reconfigurable intelligent surfaces for smart wireless environments: channel estimation, system design and applications in 6G networks", <i>Sci. China Inf. Sci.</i> 64, 200301, 2021 . doi: 10.1007/s11432-020-3261-5

<u>ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2</u>

2. Περί σκέδασης Η/Μ κυμάτων

2.1. Βασικές έννοιες

Με τον όρο σκέδαση (scattering) ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων αναφερόμαστε, γενικά, στην διαδικασία της επανεκπομπής ενός προσπίπτοντος Η/Μ κύματος από ένα υλικό. Κατά την διαδικασία της σκέδασης, στο προσπίπτον Η/Μ κύμα ενδέχεται να συμβούν αλλαγές στα χαρακτηριστικά αυτού. Ενδεικτικά παραδείγματα τέτοιων αλλαγών μπορεί να είναι η μετατροπή του Η/Μ κύματος από επίπεδο σε σφαιρικό, η αλλαγή της κατεύθυνσης μετάδοσής του, της φάσης του ή της κατάστασης πόλωσής του. Τα ηλεκτρομαγνητικά πεδία τα οποία σκεδάζονται πάνω σε μία υλική δομή (που αναφέρεται ως σκεδαστής) παρέχουν πολύπλευρες πληροφορίες αναφορικά με τις γεωμετρικές ιδιότητες και τις ιδιότητες υλικού του σκεδαστή, την θέση του στον χώρο, τον προσανατολισμό του, την ταχύτητά του, κλπ. Έτσι, για παράδειγμα, σε εφαρμογές τηλεπισκόπησης (remote sensing), κάνοντας χρήση της σκέδασης Η/Μ κυμάτων μπορούμε να μελετήσουμε από απόσταση και με μη καταστροφικό τρόπο τον χώρο και τα αντικείμενα που περιβάλλουν τον ενδιαφερόμενο παρατηρητή.

Για την εξαγωγή της πληροφορίας που είναι ενσωματωμένη στο σκεδαζόμενο πεδίο, είναι απαραίτητη η κατανόηση της φυσικής διαδικασίας της σκέδασης (δηλαδή, του πώς τα Η/Μ κύματα αλληλεπιδρούν με την όποια υπό εξέταση υλική δομή και σκεδάζονται από αυτήν). Επιπλέον, μία τέτοια κατανόηση, μάς είναι χρήσιμη και για την περίπτωση προσομοίωσης ανάλογων φαινομένων σκέδασης. Αυτό καθίσταται προφανές για την περίπτωση της ραδιομετάδοσης, όπου η επίδραση του εδάφους, των κτιρίων, των δένδρων, κλπ. δεν μπορεί να κατανοηθεί χωρίς την ουσιώδη γνώση των σχετιζόμενων με την σκέδαση φαινομένων. Μία τέτοια γνώση αξιοποιείται στην συνέχεια για τον σχεδιασμό διατάξεων και συστημάτων ραδιοεπικοινωνίας, μικροκυματικών και οπτικών συστημάτων, κλπ.

Ειδικότερα, η θεωρία της ηλεκτρομαγνητικής σκέδασης είναι ένας κλάδος του ευρύτερου πεδίου του ηλεκτρομαγνητισμού που περιγράφει, ερμηνεύει και προβλέπει την συμπεριφορά του Η/Μ πεδίου όταν έχομε την παρουσία υλικών αντικειμένων και όπου λαμβάνεται πλήρως η κυματική φύση του Η/Μ πεδίου. Ουσιαστικά, η θεωρία της ηλεκτρομαγνητικής σκέδασης εδράζεται στην διασταύρωση της επιστήμης της Φυσικής με αυτή των Μαθηματικών. Με αφετηρία την αδυναμία ερμηνείας φαινομένων σκέδασης με την προσέγγιση χρήσης ακτίνων, σε συνδυασμό με

την ανάγκη επίλυσης των κυματικών εξισώσεων που ώθησε στην ανάπτυξη επιμέρους πεδίων της μαθηματικής επιστήμης (προβλήματα οριακών τιμών, ανάπτυξη αναλυτικών, ασυμπτωτικών και αριθμητικών μεθόδων για την επίλυση ολοκληρωτικών και διαφορικών εξισώσεων, κλπ.), δημιουργήθηκαν οι συνεργατικές εκείνες προϋποθέσεις για την ανάπτυξη της θεωρίας της ηλεκτρομαγνητικής σκέδασης.

Αναλυτικότερα, η σημαντικότητα της κατανόησης των φυσικών μηχανισμών της σκέδασης (δηλ. το πώς τα Η/Μ κύματα αλληλεπιδρούν με τα όποια αντικείμενα και σκεδάζονται από αυτά) δικαιολογείται και από την επίδραση της συχνότητας του Η/Μ κύματος, και όπου η μελέτη μέσω χρήσης ακτίνων οδηγεί σε μη επαρκή περιγραφή και κατανόηση των κυματικών φαινομένων. Για παράδειγμα, δεδομένου ότι τα σύγχρονα συστήματα ραντάρ για τηλεπισκόπηση λειτουργούν κατά κύριο λόγο σε μικροκυματικές συχνότητες μεταξύ 100 MHz και 100 GHz, αυτό αντιστοιχεί σε μήκη κύματος μεταξύ 3 m και 3 mm. Τέτοια μήκη κύματος, όμως, είναι συγκρίσιμα (μικρότερα ή μεγαλύτερα) με το μέγεθος ενός τυπικού σκεδαστή στο περιβάλλον χρήσης αυτών των συστημάτων. Αντίστοιχα, για την περίπτωση αξιοποίησης του ορατού φάσματος με συχνότητες μεταξύ 430 και 770 THz (με τιμές, επομένως, μήκους κύματος 390 και 700 nm), η κυματική φύση της σκέδασης δεν μπορεί, ομοίως, να αγνοηθεί. Αυτό συμβαίνει γιατί, σε εφαρμογές στη νανοεπιστήμες ή κατά την ατμοσφαιρική μετάδοση σε τέτοιες συχνότητες, τα σχετικά μήκη κύματος μπορεί να είναι μικρότερα, συγκρίσιμα, ή μεγαλύτερα από το μέγεθος ενός νανοσωματιδίου ή μίας σταγόνας νερού. Παρόμοιες παρατηρήσεις μπορούν να γίνουν, επίσης, και για την περίπτωση της ραδιομετάδοσης, όπου οι επιδράσεις του εδάφους, των κτιρίων, και των δένδρων δεν είναι εφικτό να κατανοηθούν χωρίς την αξιόπιστη γνώση των μηχανισμών της σκέδασης.

Βάσει των ανωτέρω, οι επιμέρους φυσικοί μηχανισμοί της Η/Μ σκέδασης μπορούν να μελετηθούν στην βάση των εξισώσεων του Maxwell. Επιπλέον, τα αντίστοιχα προβλήματα συνοριακών τιμών μπορούν, συνήθως, να επιλυθούν ενδελεχώς με την βοήθεια στοιχειωδών ή ειδικών συναρτήσεων, ολοκληρωμάτων ή απειραθροισμάτων, και εξαγωγή των λύσεων για τους μηχανισμούς σκέδασης μέσω ασυμπτωτικής ανάλυσης. Ας υποθέσομε, λοιπόν, ότι Ē^{inc} και H^{inc} είναι το ηλεκτρικό και μαγνητικό πεδίο του προσπίπτοντος Η/Μ κύματος, Ē^{sc} και H^{sc} τα αντίστοιχα πεδία του σκεδαζόμενου κύματος, τότε το συνολικό ηλεκτρικό και μαγνητικό πεδίο στην περιοχή εκτός των ορίων ενός σκεδαστή θα είναι

$$\overline{E} = \overline{E}^{inc} + \overline{E}^{sc}$$
(2-1)

$$\overline{H} = \overline{H}^{inc} + \overline{H}^{sc}, \qquad (2-2)$$

όπου

$$\overline{E}^{\text{inc}} = \overline{E}^0 e^{(j\overline{k}\overline{r};j\omega t)}$$
(2-3)

$$\overline{H}^{\text{inc}} = \overline{E}^0 e^{(j\overline{k}\overline{r}\cdot j\omega t)}$$
(2-4)

και κτο κυματοδιάνυσμα που αφορά το περιβάλλον μέσο μετάδοσης, ενώ \overline{E}^0 και \overline{H}^0 είναι τα διανύσματα πόλωσης του ηλεκτρικού και μαγνητικού πεδίου, αντίστοιχα. Θεωρώντας το διάνυσμα Poynting του συνολικού πεδίου, έχομε ότι

$$\overline{S} = \frac{1}{2} \operatorname{Re}\left[\overline{E} \times \overline{H}^*\right].$$
(2-5)

Η ανωτέρω σχέση μπορεί να γραφεί σαν συνάρτηση του προσπίπτοντος και του σκεδαζόμενου πεδίου ως κάτωθι:

$$\overline{S} = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left[\overline{E}^{\operatorname{inc}} \times \overline{H}^{\operatorname{inc}*} \right] + \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left[\overline{E}^{\operatorname{sc}} \times \overline{H}^{\operatorname{sc}*} \right] + \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left[\overline{E}^{\operatorname{inc}} \times \overline{H}^{\operatorname{sc}*} + \overline{E}^{\operatorname{sc}} \times \overline{H}^{\operatorname{inc}*} \right] = \overline{S}^{\operatorname{inc}} + \overline{S}^{\operatorname{sc}} + \overline{S}^{\operatorname{e}},$$
(2-6)

όπου \overline{S}^{ine} είναι το διάνυσμα Poynting του προσπίπτοντος Η/Μ κύματος, \overline{S}^{se} είναι το αντίστοιχο του σκεδαζόμενου κύματος, και \overline{S}^{e} είναι ο όρος που προκύπτει από την αλληλεπίδραση του προσπίπτοντος με το σκεδαζόμενο πεδίο.

Ας θεωρήσομε, τώρα, ότι S_{sc} είναι η επιφάνεια του σκεδαστή. Τότε η ποσότητα ενέργειας που απορροφάται από τον σκεδαστή μπορεί να υπολογιστεί ως

$$W_{a} = -\int_{S_{sc}} \hat{n} \cdot \overline{S} dS, \qquad (2-7)$$

όπου n είναι το μοναδιαίο διάνυσμα που είναι κάθετο στην επιφάνεια του σκεδαστή. Η ισότητα στην σχέση (2-7) εξηγείται από την συνέχεια των εφαπτομενικών συνιστωσών του ηλεκτρικού και μαγνητικού πεδίου στην επιφάνεια του σκεδαστή. Μπορεί, εφαρμόζοντας το δεύτερο διανυσματικό θεώρημα του Green, να αποδειχθεί [2006, Doicu], [2018, Frezza] ότι το ολοκλήρωμα της σχέσης (2-7) ισούται με το αντίστοιχο ολοκλήρωμα που αφορά μία σφαιρική επιφάνεια με κέντρο στον σκεδαστή και με ακτίνα οσοδήποτε μεγάλη. Αυτό έχει ως συνέπεια, να μπορούμε να πάρομε την κατωτέρω σχέση (2-8) που δίνει την ποσότητα της ηλεκτρομαγνητικής ενέργειας που απορροφάται από έναν σκεδαστή, ως ακολούθως:

$$W_{a} = -\int_{S} \hat{n} \cdot \overline{S} dS = W_{inc} - W_{sc} + W_{e}, \qquad (2-8)$$

όπου

$$W_{inc} = -\int_{S} \hat{n} \cdot \overline{S}^{inc} dS,$$

$$W_{sc} = -\int_{S} \hat{\mathbf{n}} \cdot \overline{\mathbf{S}}^{sc} d\mathbf{S},$$

$$W_{e} = -\int_{S} \hat{\mathbf{n}} \cdot \overline{\mathbf{S}}^{e} d\mathbf{S}.$$
(2-9)

Για την περίπτωση που για λόγους απλότητας θεωρήσομε έναν σκεδαστή που δεν απορροφά ενέργεια (δηλ. για την περίπτωση όπου όλη η προσπίπτουσα ισχύς θεωρείται εισερχόμενη και εξερχόμενη από τον σκεδαστή), τότε το W_{inc} της σχέσης (2-9) μηδενίζεται, και επομένως έχομε:

$$W_e = W_a + W_{sc.} \tag{2-10}$$

Άρα, μία φυσική ερμηνεία του όρου We είναι το ότι αποτελεί το άθροισμα της ενέργειας που απορροφάται από τον σκεδαστή και της σκεδαζόμενης ενέργειας (δηλ. είναι το ποσό της ενέργειας που αφαιρείται από το προσπίπτον κύμα, λόγω της αλληλεπίδρασής του με τον σκεδαστή).

2.1.1. Σκέδαση και μεγέθη διατομών σκέδασης

Τα μεγέθη διατομών σκέδασης, όπως αυτά που ορίζονται κατωτέρω, χρησιμοποιούνται ευρέως σε πολλές πρακτικές εφαρμογές για να περιγράψουν την σκέδαση των ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων στο μακρινό πεδίο. Δεν μιλάμε, δηλαδή, για μία μόνο παράμετρο, αλλά για ένα σύνολο παραμέτρων που περιγράφουν διάφορες όψεις της διαδικασίας σκέδασης. Ουσιαστικά, μία διατομή σκέδασης μάς πληροφορεί πόσο ισχυρά ένα αντικείμενο σκεδάζει το Η/Μ πεδίο σε μία συγκεκριμένη κατεύθυνση, εάν αυτό διεγείρεται από ένα δεδομένο προσπίπτον κύμα. Εν γένει, μία διατομή σκέδασης δεν ισούται με την γεωμετρική διατομή του σκεδαστή, ενώ το σκεδαζόμενο πεδίο – και συνεπώς και τα μεγέθη σκέδασης- εξαρτώνται από πολλούς παράγοντες όπως:

- το μέγεθος του σκεδαστή,
- το σχήμα του σκεδαστή,
- ✓ τον προσανατολισμό του σκεδαστή σε σχέση με την πηγή του Η/Μ κύματος και την θέση που η σκεδαζόμενη ισχύς λαμβάνεται,
- τη συχνότητα του Η/Μ κύματος,
- την πόλωση που χρησιμοποιείται-αξιοποιείται στις κεραίες εκπομπής και λήψης.

Θεωρώντας, τώρα, την συνολικά παρατηρούμενη σκεδαζόμενη ισχύ από όλες τις γωνίες που περιβάλλουν το αντικείμενο-σκεδαστή W_{sc} που αναφέρθηκε στην ενότητα 2.1, το κατωτέρω μέγεθος σ_s της σχέσης (2-11) που αναφέρεται ως διατομή σκέδασης (scattering cross section) και που προφανώς έχει διαστάσεις επιφάνειας, προσδιορίζει την διατομή ενός αντικειμένου που θα παρήγαγε αυτή την συνολική W_{sc} ισχύ. Με άλλα λόγια, η διατομή σκέδασης αντιπροσωπεύει το ποσό της ισχύος που σκεδάζεται από το αντικείμενο σε σχέση με το ποσό της ισχύος ανά μονάδα επιφάνειας που μεταφέρεται από το προσπίπτον Η/Μ κύμα. Έχομε, λοιπόν, ότι

$$\sigma_{sc} = \frac{W_{sc}}{\left|\overline{S}^{inc}\right|}$$
(2-11)

Αντίστοιχα, θεωρούμε την διατομή απορρόφησης (absorption cross section) που αντιπροσωπεύει το ποσό της ισχύος που απορροφάται από τον σκεδαστή σε σχέση με το ποσό της ισχύος ανά μονάδα επιφάνειας που μεταφέρεται από το προσπίπτον Η/Μ κύμα, και δίνεται από την σχέση:

$$\sigma_{a} = \frac{W_{a}}{\left|\overline{S}^{inc}\right|}.$$
(2-12)

Τέλος, η συνολική διατομή σκέδασης (total cross section ή άλλως αναφερόμενη extinction cross section), αντιπροσωπεύει το ποσό της συνολικής ισχύος που αφαιρείται από το προσπίπτον κύμα σε σχέση με το ποσό της ισχύος ανά μονάδα επιφάνειας που μεταφέρεται από το προσπίπτον κύμα, και δίνεται από την σχέση:

$$\sigma_t = \frac{W_e}{\left|\overline{S}^{inc}\right|}.$$
(2-13)

Αντίστοιχα με την σχέση (2-10), ισχύει και για τις διατομές του σκεδαστή ότι:

$$\sigma_t = \sigma_a + \sigma_{sc}$$

Από τα μέχρι τώρα εκτεθέντα για το θέμα της σκέδασης και τα σχετικά μεγέθη διατομής σκέδασης, στο σχήμα 2-1 αναφέρονται τα προκύπτοντα ευθύ και αντίστροφο πρόβλημα σκέδασης με τα αντίστοιχα εξαγόμενα μέσω των σχετικών υπολογισμών.



Σχήμα 2-1: Ευθύ και αντίστροφο πρόβλημα σκέδασης.

2.2. Σκέδαση και εφαρμογές

Αν και το θέμα της σκέδασης των ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων έχει απασχολήσει- όπως έχομε ήδη αναφέρει- την ερευνητική κοινότητα για πολλές δεκαετίες, τα προβλήματα που σχετίζονται με την σκέδαση εξακολουθούν να αποτελούν αντικείμενο διερεύνησης σε πολλές επιμέρους επιστημονικές και τεχνολογικές περιοχές. Τέτοιες περιοχές είναι οι μικροκυματικές ζεύξεις, η ηλεκτρομαγνητική συμβατότητα, τα συστήματα μετάδοσης σε δίκτυα κινητών και δορυφορικών επικοινωνιών, οι τεχνολογίες διαστήματος, η γεωφυσική, η τεχνολογία ορυκτών πόρων, οι αμυντικές τεχνολογίες και τα συναφή συστήματα ασφάλειας, η βιοϊατρική τεχνολογία, η μετεωρολογία, κλπ. Έτσι, προκύπτει μία πληθώρα εφαρμογών στην οποία περιλαμβάνονται η προσομοίωση σκέδασης σε διάφορες σύνθετες δομές-διατάξεις, η ανάλυση τρόπων (modes) μετάδοσης σε κυματοδηγούς, η προσομοίωση τηλεπικοινωνιακών γραμμών και καλωδίων χρησιμοποιούμενων σε διαστημικές εφαρμογές (βλέπε ενδεικτικά παραδείγματα τέτοιων καλωδίων με επτά αγωγούς, κυλινδρικό στρώμα διηλεκτρικής μόνωσης, καθώς και στρώματα προστασίας και μηχανικής αντοχής στο σχήμα 2-2), η επίτευξη επικοινωνίας μέσα σε τούνελ και γενικότερα σε υπόγειες κατασκευές, η ανίχνευση ή/και εποπτεία λειτουργίας αγωγών-σωλήνων και υπόγειων πόρων. Αναλυτικότερα, σε ότι αφορά τις τηλεπικοινωνιακές εφαρμογές, λόγω της ανάγκης για αξιοποίηση ολοένα και υψηλότερων συχνοτήτων (χιλιοστομετροκυματικές επικοινωνίες, επικοινωνία στην περιοχή των THz) προς επίτευξη υψηλότερων χωρητικοτήτων καναλιού, η μελέτη των προβλημάτων σκέδασης είναι σημαντική γιατί αποσκοπεί στην ικανοποίηση της αυξημένης ζήτησης για εύρος ζώνης. Επιπρόσθετα, στην τεχνολογία των ραντάρ, μέσω του σκεδαζόμενου Η/Μ κύματος που λαμβάνεται από μία κεραία αποκαλύπτονται χαρακτηριστικά του αντικειμένου-στόχου (όπως η θέση και η κίνηση αυτού) και προσδιορίζεται η αναφερόμενη ως ενεργός διατομή σκέδασης ραντάρ για τους διάφορους αυτούς στόχους.

Στις βιοϊατρικές εφαρμογές έχομε την περίπτωση μετάδοσης μικροκυματικών, οπτικών ή ακουστικών κυμάτων που διαδίδονται μέσω βιολογικών μέσων, η δε σκέδαση αυτών από διάφορα μέρη του σώματος χρησιμοποιείται για διαγνωστικούς σκοπούς. Στην μετεωρολογία, η σκέδαση των κυμάτων μπορεί να δώσει πληροφορίες για τις ατμοσφαιρικές συνθήκες (όπως το μέγεθος, η πυκνότητα και η κίνηση της βροχής, της ομίχλης, και σωματιδίων νέφους), που αξιοποιούνται για πρόβλεψη των καιρικών συνθηκών και την γενικότερη κατάσταση του περιβάλλοντος. Επιπλέον, τα τελευταία χρόνια έχομε την ανάδυση νέων πεδίων εφαρμογής, λόγω της χρήσης μεταϋλικών στην φωτονική και την νανοηλεκτρονική.



Σχήμα 2-2: Καλώδια χρησιμοποιούμενο σε διαστημικές εφαρμογές (εταιρία Marmon Aerospace & Defense).

2.3. Σκέδαση σε ασύρματα δίκτυα υποστηριζόμενα από RISs

Στην παρούσα ενότητα θα εξεταστούν τα θέματα σκέδασης που αφορούν τη πολλά υποσχόμενη τεχνολογία των επονομαζόμενων επαναρυθμιζόμενων έξυπνων επιφανειών (Reconfigurable Intelligent Surfaces- RISs) με αναμενόμενη αξιοποίηση στα ασύρματα δίκτυα επόμενης γενιάς. Ως RIS επιφάνεια εννοείται, γενικά, μία επίπεδη επιφάνεια που απαρτίζεται από έναν μεγάλο αριθμό ακτινοβολούντων παθητικών στοιχείων. Κάθε τέτοιο στοιχείο αποτελεί έναν επαναρυθμιζόμενο σκεδαστή που ανακλά το προσπίπτον σε αυτόν σήμα σε κατεύθυνση που εξαρτάται από μία ελεγχόμενη μετατόπιση φάσης που λαμβάνομε από καθένα από τα παθητικά στοιχεία της RIS επιφάνειας. Έτσι, διευθετώντας κατάλληλα τις προαναφερόμενες μετατοπίσεις φάσης, τα ανακλώμενα σήματα μπορούν να αθροιστούν εποικοδομητικά σε έναν δέκτη για την βελτίωση του λαμβανόμενου από αυτόν λόγου σήματος-προς-θόρυβο SNR (Signal-to-Noise Ratio). Είναι δυνατόν, εννοείται, ότι μπορεί μέσω επιλεγμένων μετατοπίσεων φάσης να έχομε και την αντίθετη της εποικοδομητικής άθροισης για περιπτώσεις αξιοποίησης της RIS επιφάνειας προς αντιμετώπιση παρεμβολών ή για λόγους ασφάλειας της επικοινωνίας. Με βάση τα ανωτέρω, η βασική λειτουργία που προσφέρει μία RIS επιφάνεια είναι παρόμοια με την λειτουργία των παραδοσιακών τύπων μορφοποίησης δέσμης (beamforming). Επειδή, όμως, η τεχνολογία των RIS επιφανειών δεν κάνει χρήση τεχνικών επεξεργασίας σήματος ή ενίσχυσης του σήματος, αποτελεί μία σχεδόν ουδέτερη (nearly passive) από ενεργειακής πλευράς τεχνολογία και -για τον λόγο αυτόν- αναφερόμαστε σε αυτήν ως παθητική μορφοποίηση δέσμης. Γενικότερα, η χρήση RIS

επιφανειών στα δίκτυα επόμενης γενιάς (π.χ. δίκτυα 6G), πρόκειται να αποτελέσει μία ευέλικτη και μη κοστοβόρα τεχνική λύση σε διάφορες επιμέρους σενάρια επικοινωνίας, παρουσιάζοντας τα ακόλουθα πλεονεκτήματα:

- Διεύρυνση της περιοχής ραδιοκάλυψης, λόγω της δημιουργίας εικονικών ζεύξεων με οπτική επαφή (Line-of-Sight, LOS) σε περιοχές ενός κυψελωτού συστήματος που δεν καλύπτονται επαρκώς (π.χ. χαμηλό Signal-to-Interference-plus-Noise, SINR) ή σε περιοχές που αναφέρονται ως νεκρές ζώνες (dead-zones), και για χρήστες που βρίσκονται τόσο για εξωτερικούς, όσο και για χρήστες σε εσωτερικούς χώρους.
- Αύξηση της χωρητικότητας καναλιού, όπως αυτό υπολογίζεται από την τιμή του εργοδικού επιτεύξιμου ρυθμού μετάδοσης R = E {log 2(1 + SINR)}.
- Επίτευξη ασφάλειας, κάνοντας δυσχερέστερη την περίπτωση ανίχνευσης του σήματος των χρηστών από μη εξουσιοδοτημένους χρήστες.
- Ενεργειακή αποδοτικότητα, λόγω του προαναφερόμενου, εν γένει, σχεδόν παθητικού χαρακτήρα των RIS επιφανειών.

Γενικά, πέραν της ουσιαστικά ανώμαλης ανάκλασης (anomalous reflection) με τον τρόπο που αναφέρθηκε ανωτέρω υπακούοντας στον γενικευμένο νόμο ανάκλασης του Snell και που σχεδόν αποκλειστικά μελετάται επί του παρόντος, είναι δυνατές και άλλες βασικές λειτουργίες επί του προσπίπτοντος σε μία RIS H/M πεδίου [2020, Di Renzo], [2022, Liodakis], όπως αυτές που παρουσιάζονται στο σχήμα 2-3.



Σχήμα 2-3: Βασικές λειτουργίες επί του προσπίπτοντος Η/Μ πεδίου σε RISs.

Δύο είναι οι βασικοί τρόποι υλοποίησης μίας RIS: Ο πρώτος τρόπος βασίζεται στην δισδιάστατη εκδοχή μεταϋλικών, τα οποία είναι τεχνητά συνθετικά υλικά τα οποία παρουσιάζουν ηλεκτρομαγνητικές ιδιότητες οι οποίες δεν απαντώνται στα φυσικά υλικά. Έτσι, οι επονομαζόμενες μετα-επιφάνειες (meta-surfaces), απαρτίζονται από έναν μεγάλο αριθμό από στοιχεία (elements) και όπου με επίτευξη συντονισμού (π.χ. με ηλεκτρονικό τρόπο μέσω PIN διόδων ή διόδων με μεταβλητή χωρητικότητα-varactor) των στοιχείων της ελέγχεται η επιθυμητή αλλαγή φάσης του προσπίπτοντος H/M κύματος. Θα πρέπει να σημειωθεί ότι, τόσο οι διαστάσεις, όσο και η απόσταση μεταξύ των στοιχείων μίας μετα-επιφάνειας θα πρέπει να είναι πολύ μικρότερες από το μήκος κύματος του υπόψη H/M κύματος.



Σχήμα 2-4: Λειτουργικό διάγραμμα μίας τύπου reflectarray RIS.

Ο δεύτερος τρόπος υλοποίησης μίας RIS βασίζεται στην λογική των κεραιών τύπου reflectarray, όπου έχομε την παρουσία ενός μεγάλου πλήθους (εκατοντάδες ή και χιλιάδες) από ανακλαστικά στοιχεία που αναφέρονται ως Antenna Elements (AEs). Τα ανακλαστικά αυτά AE στοιχεία έχουν διαστάσεις συγκρίσιμες με το μήκος κύματος της προσπίπτουσας ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας (π.χ., λ/2), τοποθετημένα σε μία N*M διάταξη όπως αυτή που εμφανίζεται στο σχήμα 2-4. Η διάταξη αυτή αποτελεί στην ουσία έναν παθητικό reflect-array, και όπου μέσω του ηλεκτρονικού ελέγχου του τερματισμού κάθε ΑΕ στοιχείου από το εμφανίζόμενο στο σχήμα 2-4 κύκλωμα ελέγχου επιτυγχάνεται η ανά ΑΕ στοιχείο επιθυμητή μεταβολή φάσης. Η επιθυμητή αυτή μεταβολή φάσης καθορίζεται από τον ελεγκτή της RIS στην βάση πληροφοριών όπως η κατάσταση του καναλιού (Channel State Information, CSI), που μπορούν να συλλεχθούν από τον ίδιο τον RIS ελεγκτή ή μεταδίδονται σε αυτόν από τον παρακείμενο σταθμό βάσης (ΣΒ) του κυψελωτού συστήματος επικοινωνίας μέσω σχετικής ζεύξης. Ενώ, λοιπόν, κάθε ΑΕ στοιχείο λειτουργεί σαν ένας diffuse scatterer, στην λειτουργική απεικόνιση της RIS του σχήματος 2-4, η συνολική λειτουργία αυτής αποσκοπεί στην οπίσθια σκέδαση του προσπίπτοντος Η/Μ κύματος προς την επιθυμητή κατεύθυνση (π.χ. για έναν χρήστη του κυψελωτού συστήματος). Από μαθηματικής πλευράς, τα ανωτέρω αποτυπώνονται μέσω της σχέσης:

$$\overline{E}^{sc} = \sum_{n=1}^{N} \sum_{m=1}^{M} \overline{E}^{n,m}$$
(2-14)

όπου, \overline{E}^{sc} και $\overline{E}^{n,m}$ είναι το συνολικά σκεδαζόμενο ηλεκτρικό πεδίο από την RIS και το ηλεκτρικό πεδίο που σκεδάζεται από κάθε στοιχείο της RIS, αντίστοιχα.

2.3.1. Ρεαλιστική μοντελοποίηση με ύπαρξη RISs

Η συντριπτική πλειονότητα της μέχρι τώρα σχετικά περιορισμένης έρευνας εξακολουθεί να κάνει υποθέσεις που βασίζονται σε ιδανικές από πλευράς σκέδασης συνθήκες μετάδοσης, όπως φαίνεται και στο σχήμα 2-5 με την ύπαρξη δύο LOS ζεύξεων για τα δύο επιμέρους κανάλια ΣB-RIS και RIS-Χρήστης της όλης κατερχόμενης από άκρο σε άκρο σύνδεσης. Με άλλα λόγια, υποτίθεται ότι μία RIS σκεδάζει το προσπίπτον Η/Μ αποκλειστικά προς μία επιθυμητή κατεύθυνση, χωρίς να ληφθούν υπόψη παρασιτικά παραγόμενα λόγω της επιδιωκόμενης σκέδασης Η/Μ κύματα που διαδίδονται σε μη επιθυμητές κατευθύνσεις. Τέτοια, όμως, παρασιτικά Η/Μ κύματα μπορεί να προκύψουν λόγω σχεδιαστικών συμβιβασμών, κατασκευαστικών ατελειών των RISs, εναπόθεσης σκόνης και σταγόνων βροχής στην επιφάνεια των RISs, κλπ. Επιπρόσθετα, λόγω της υπόθεσης των δύο αποκλειστικά LOS ζεύξεων του σχήματος 2-5, οδηγούμαστε σε υιοθέτηση μοντέλων απωλειών διαδρομής (path loss models) για το συνολικό-συνδυαστικό κανάλι ΣB-RIS-Χρήστης τα οποία δεν ανταποκρίνονται στις πραγματικές συνθήκες μετάδοσης σε ασύρματα δίκτυα [2021, Ellingson]. Πέραν, συνεπώς, της επιδιωκόμενης σκέδασης που έχομε σε μία RIS, πρέπει να συμπεριληφθεί και η παρουσία σκέδασης στα επιμέρους κανάλια (δηλαδή, ΣB-RIS και RIS-Χρήστης) για από άκρο σε άκρο επικοινωνία. Αυτό ήταν κάτι που αγνοούνταν μέχρι πρόσφατα [2021, Basar], όπου προτάθηκε να ληφθεί υπόψη η παρουσία πολλαπλών εμποδίων ή ανακλαστήρων/σκεδαστών στο όλο ΣΒ-RIS-Χρήστης κανάλι, καθώς και η συμπερίληψη των RISs μέσω τροποποίησης των ακολουθούμενων σύγχρονων 5G φυσικών μοντέλων ραδιοκαναλιού. Με αυτό τον τρόπο, θα υιοθετηθεί, τελικά, ένα νέο βασικό μοντέλο-αναφορά για την μοντελοποίηση του συνδυαστικού καναλιού ΣB-RIS-Χρήστης στο μακρινό πεδίο.

Η σημασία του να ληφθούν υπόψη οι επιπτώσεις της σκέδασης στο όλο κανάλι διάδοσης για την μελέτη απόδοσης ενός συστήματος επικοινωνίας που υποστηρίζεται από RISs γίνεται
περαιτέρω κατανοητή και από τα σενάρια χρήσης RISs που εμφανίζονται στα σχήματα 2-6 και 2-7. Ειδικότερα, στο σχήμα 2-6, γίνεται αξιοποίηση δορυφορικής-προς-επίγειας επικοινωνίας με χρήση RIS προς επέκταση της περιοχής ραδιοκάλυψης σε μία απομακρυσμένη αγροτική περιοχή για εφαρμογές του διαδικτύου των πραγμάτων (Internet of Things - IoT). Αντίστοιχα, στο σχήμα 2-7, έχομε την περίπτωση ενός μη επανδρωμένου εναέριου οχήματος (Unmanned Aerial Vehicle- UAV) που είναι εφοδιασμένο με μία RIS για να αυξήσει, όταν αυτό είναι αναγκαίο, τον επιτεύξιμο ρυθμό μετάδοσης, όπως σε χρήστες που κινούνται στα όρια μίας κυψέλης ή για χρήστες που χρησιμοποιούν εφαρμογές επαυξημένης και εικονικής πραγματικότητας (Augmented Reality - AR, Virtual Reality - VR). Είναι εμφανές ότι και στις δύο προαναφερόμενες περιπτώσεις έχομε, εν γένει, την παρουσία ενός «πλούσιου» περιβάλλοντος σκέδασης, το οποίο και θα πρέπει να ληφθεί υπόψη κατά την σχετική μοντελοποίηση.



Σχήμα 2-5: LOS ζεύξεις (ΣΒ-RIS και RIS-Χρήστης) σε κατερχόμενη σύνδεση κυψελωτού συστήματος.

Μία άλλη διάσταση για την ρεαλιστική μοντελοποίηση ασύρματων συστημάτων επικοινωνίας υποστηριζόμενων από RISs αφορά την χωρική κατανομή τόσο των ίδιων των RISs, όσο και των υπόλοιπων οντοτήτων αυτών (ΣΒ και χρήστες). Στα πλαίσια αυτά, έχει χρησιμοποιηθεί στο παρελθόν για μοντελοποίηση ασύρματων δικτύων στον δισδιάστατο χώρο, ο κλάδος των εφαρμοσμένων μαθηματικών που αναφέρεται ως στοχαστική γεωμετρία με τα επιμέρους εργαλεία της (τυχαία χωρικά μοντέλα κατανομής, τυχαίες ψηφιδώσεις του χώρου για θέματα ραδιοκάλυψης, τυχαίοι γράφοι για θέματα συνδεσιμότητας) [2009, Haenggi]. Το πλέον χρησιμοποιούμενο στατιστικό μοντέλο δισδιάστατης χωρικής κατανομής είναι το ομοιογενές Poisson μοντέλο (βλέπε σχήμα 2-8), κύρια λόγω του ότι επιτρέπει την εξαγωγή κλειστών αναλυτικών σχέσεων για τα διάφορα μέτρα απόδοσης ενός ασύρματου συστήματος επικοινωνίας. Το μοντέλο αυτό χαρακτηρίζει την πλήρη τυχαία κατανομή στον δισδιάστατο χώρο των υπόψη οντοτήτων (των χρηστών, για παράδειγμα) μέσω μίας και μόνης παραμέτρου, της πυκνότητας λ (το λ_{χρηστών}, δηλαδή ο αριθμός χρηστών ανά κm², είναι πενταπλάσιος στο σχήμα 2-8β σε σχέση με το σχήμα 2-8α). Δεν

μπορεί, όμως, να μοντελοποιήσει αξιόπιστα περιπτώσεις που μπορεί να προκύψουν σε ένα ασύρματο δίκτυο (συγκέντρωση χρηστών σε έναν χώρο, όπως σε ένα στάδιο ή σε ένα εμπορικό κέντρο, για παράδειγμα), ούτε την τρισδιάστατη χωρική κατανομή οντοτήτων (όπως αυτές των σχημάτων 2-6 και 2-7). Εναλλακτικά του δισδιάστατου Poisson μοντέλου, χωρίς, όμως, την ευκολία που αυτό προσφέρει στην εξαγωγή αναλυτικών αποτελεσμάτων, είναι τα χωρικά μοντέλα τύπου συστάδας (βλέπε, ενδεικτικά, σχήμα 2-9) ή απώθησης μεταξύ των προς χωρική μοντελοποίηση οντοτήτων ενός ασύρματου δικτύου. Σε κάθε περίπτωση, βέβαια, για λόγους μελέτης απόδοσης ενός ασύρματου συστήματος επικοινωνίας θα απαιτηθεί ένας συμβιβασμός μεταξύ μαθηματικήςαναλυτικής ευελιξίας και ρεαλιστικής μοντελοποίησης.



Σχήμα 2-6: Space-to-ground επικοινωνία με αξιοποίηση RIS.



Σχήμα 2-7: Air-to-ground επικοινωνία με αξιοποίηση RIS.



Σχήμα 2-8: Χωρική κατανομή σύμφωνα με το δισδιάστατο ομοιογενές Poisson μοντέλο.



Σχήμα 2-9: Χωρική κατανομή σύμφωνα με δισδιάστατο μοντέλο συστάδας.

Ένας άλλος κλάδος των εφαρμοσμένων μαθηματικών, η Θεωρία των τυχαίων σχημάτωνμορφών (Random Shape Theory), έχει αρχίσει πρόσφατα να αποτελεί ένα χρήσιμο εργαλείο για την ανάλυση προβλημάτων ηλεκτρομαγνητικής διάδοσης λόγω των εμποδίων σε ένα ασύρματο σύστημα επικοινωνίας. Ειδικότερα, έχει προταθεί [2014, Bai] η μοντελοποίηση των εμποδίων κάνοντας χρήση του λεγόμενου γραμμικού Boolean μοντέλου. Σύμφωνα με αυτό, το μέσο κάθε εμποδίου (όπως ένα κτίριο) θεωρείται ότι αποτελεί σημείο μία στατιστικής χωρικής διαδικασίας τύπου Poisson με χωρική πυκνότητα λ_{κτιρίων}, ενώ το μήκος και ο προσανατολισμός των κτιρίωνεμποδίων μπορεί να ακολουθεί μία συγκεκριμένη πιθανοτική κατανομή (ομοιόμορφη, για παράδειγμα). Στην περίπτωση, ασύρματου επικοινωνιακού συστήματος όμως, ενός υποστηριζόμενο από RISs, κάποια κτίρια μπορεί να λειτουργούν ως σκεδαστές λόγω της ανώμαλης ανάκλασης που προκύπτει από την εγκατάσταση μίας μετα-επιφάνειας ή μίας κεραίας τύπου reflect-array. Επομένως, σε μία τέτοια περίπτωση, απαιτείται να λάβομε υπόψη και μία επιπρόσθετη χωρική πυκνότητα λ_{RIS}=p* λ_{κτιρίων} για να μοντελοποιηθεί το ποσοστό των κτιρίων που έχουν επικαλυφθεί με μία RIS και δημιουργούν συνθήκες σκέδασης. Για μία πιο αξιόπιστη μοντελοποίηση, βέβαια, θα πρέπει να καταφύγομε σε πιο σύνθετες προσεγγίσεις πέραν του προαναφερόμενου γραμμικού Boolean μοντέλου, με το να ενσωματώσομε στα γραμμικά τμήματα ή σε επίπεδα ορθογώνια σχήματα και την διάσταση του ύψους. Έτσι, θα καταστεί εφικτή μία τρισδιάστατη μοντελοποίηση που θα επιτρέψει την μελέτη απόδοσης συστημάτων επικοινωνίας που υποστηρίζονται από RISs, σαν αυτό του σχήματος 2-10. Ειδικότερα, στο σχήμα 2-10, τα εμπόδια-κτίρια με πορτοκαλί χρώμα είναι αυτά που δεν επιτρέπουν την ύπαρξη LOS ζεύξεων μεταξύ ΣΒ και χρηστών (μαύρες συνεχόμενες γραμμές), ενώ τα εμπόδια-κτίρια με μπλε χρώμα είναι εφοδιασμένα με RISs που μέσω κατευθυνόμενης σκέδασης από ένα ή και δύο κτίρια δημιουργούν εικονικές LOS ζεύξεις (μαύρες διάστικτες γραμμές).





Επιπρόσθετα, η περιοχή συχνοτήτων που λειτουργεί μία RIS (κάτω από τα 6 GHz, επικοινωνία μέσω χιλιοστομετρικών κυμάτων, αναμενόμενη αξιοποίηση συχνοτήτων στην THz περιοχή), επηρεάζει όχι μόνο τα όποια εμφανιζόμενα θέματα σκέδασης, αλλά και την διαχείριση κινητικότητας των χρηστών (mobility management) και την όποια εφαρμοζόμενη διαδικασία εναλλαγής κυψέλης, λόγω της επίδρασης των εμποδίων που οδηγούν στην δημιουργία NLOS ζεύξεων στις υψηλότερες συχνότητες. Σε συνδυασμό με όσα αναφέρθηκαν ανωτέρω περί της ανάγκης για τρισδιάστατη μοντελοποίηση, γίνεται κατανοητό ότι μία μελέτη απόδοσης θα πρέπει να αφορά πλέον όχι αποκλειστικά στις δύο διαστάσεις, αλλά να αναφέρεται στις τρεις διαστάσεις. Για παράδειγμα, ενώ η φασματική και η ενεργειακή αποδοτικότητα στα 4G και 5G αποτιμούνταν σε bps/Hz/km² και bps/Hz/km²/Joule, αντίστοιχα, η έρευνα για τα 6G δίκτυα θα πρέπει να στοχεύει σε βελτιστοποίηση με όρους bps/Hz/km³ και bps/Hz/km²/Joule.

Τέλος, η πολυπλοκότητα των 6G δικτύων λόγω της ετερογένειας και αρχιτεκτονικής αυτών και των νέων εξελιγμένων εφαρμογών που αυτά θα υποστηρίζουν [2020, W. Saad], αλλά και λόγω της ενσωμάτωσης νέων οντοτήτων όπως οι RISs, αναμένεται να επηρεάσουν την τυπική προσέγγιση μοντελοποίησης και ανάλυσης που ακολουθούνταν μέχρι τώρα. Έτσι, αναμένεται μία κατά περίπτωση συνδυασμένη χρήση της μαθηματικής ανάλυσης με τεχνικές μηχανικής μάθησης με ότι αυτό συνεπάγεται σε όρους ακρίβειας και δυνατότητας εξαγωγής αναλυτικών λύσεων κατά την μοντελοποίηση, όπως αποτυπώνεται στο κατωτέρω σχήμα 2-11 [2020, Liodakis].



Σχήμα 2-11: Μοντελοποίηση ασύρματων συστημάτων επικοινωνίας με/χωρίς τεχνικές μηχανικής μάθησης.



2.4. Υποθέσεις για επίλυση προβλημάτων σκέδασης

Σχήμα 2-12: Υποθέσεις που αφορούν το Η/Μ κύμα προς επίλυση προβλημάτων σκέδασης.

Πριν προχωρήσομε σε ανασκόπηση των διαφόρων προβλημάτων Η/Μ σκέδασης που έχουν εξεταστεί στο παρελθόν, θα γίνει αναφορά στις κύριες υποθέσεις που γίνονται κατά την επίλυση τέτοιων προβλημάτων. Οι υποθέσεις αυτές αφορούν τόσο το ίδιο το Η/Μ κύμα, όσο και τον υπόψη σκεδαστή. Έτσι, στο σχήμα 2-12, αναφέρονται οι περιπτώσεις για επίπεδο ή σφαιρικό ηλεκτρομαγνητικό κύμα (π.χ. για μελέτη στο μακρινό ή κοντινό πεδίο), για ομοιογενές ή μηομοιογενές Η/Μ κύμα, για την κάθετη ή τυχαία πρόσπτωση του Η/Μ κύματος ανάλογα και με την εφαρμογή που θεωρούμε, καθώς και για την συχνότητα του προσπίπτοντος Η/Μ κύματος.

Αντίστοιχα, στο σχήμα 2-13, αναφέρονται οι περιπτώσεις όπου οι σκεδαστές διαφοροποιούνται ως προς την διατομή τους (π.χ. κυκλική ή τυχαία διατομή), τον βαθμό εκκεντρικότητας των επιμέρους σκεδαστών σε μία σύνθετη γεωμετρική απεικόνιση του όλου σκεδαστή, την ύπαρξη ή μη διαστρωμάτωσης με διαφορετικά ηλεκτρικά ή μαγνητικά χαρακτηριστικά, την ομοιογένεια ή μη αυτών των χαρακτηριστικών, την ανισοτροπία των υλικών των σκεδαστών, καθώς και την ενδεχόμενη περιοδικότητα των επιμέρους σκεδαστών ανάλογα με την υπόψη εφαρμογή.



Σχήμα 2-13: Υποθέσεις που αφορούν τον σκεδαστή προς επίλυση προβλημάτων σκέδασης.

Αρχικά, η σκέδαση επίπεδων Η/Μ κυμάτων από δύο χωριστούς παράλληλους μεταξύ τους κυκλικής διατομής κυλινδρικούς σκεδαστές όταν τα Η/Μ αυτά κύματα προσπίπτουν κάθετα σε ένα σκεδαστή, αποτελεί ένα από τα απλούστερα σχετικά προβλήματα και η διαπραγμάτευσή του έγινε πριν πολλές δεκαετίες [1970,Olaofe], [1978, Hongo], [1987, Elsherbeni], [2000, Roumeliotis]. Η αντίστοιχη εξέταση της τυχαίας πρόσπτωσης Η/Μ κύματος εξετάστηκε στις εργασίες [1988a, Yousif] και [1988b, Yousif].

Μία άλλη, σχετικά απλή, γεωμετρική δομή που προσέλκυσε αρκετό ερευνητικό ενδιαφέρον

αποτέλεσε αυτή ενός αγώγιμου ή διηλεκτρικού κυλινδρικού σκεδαστή κυκλικής διατομής που είναι ένθετος ομόκεντρα ή έκκεντρα σε μία κυλινδρική δομή, [1979, Uzunoglu], [1980, Roumeliotis], [1991, Parrikar], [1994, Roumeliotis]. Η περίπτωση της σκέδασης από μη ομογενείς κυλινδρικές δομές μελετήθηκε στην [1976, Chang], οι δε περιπτώσεις πρόσπτωσης Η/Μ κυμάτων με τυχαία πόλωση και τυχαία γωνία πρόσπτωσης μελετήθηκαν σε διηλεκτρικούς κυλινδρικού σκεδαστές επικαλυπτόμενους από ταινίες (strips) και σε διηλεκτρικούς ημικυλίνδρους που είναι εφοδιασμένοι με γειωμένες επίπεδες σχισμές στις εργασίες [1995, Tsalamengas] και [1998, Vardiambasis], αντίστοιχα. Σχετικά πρόσφατα, εξετάστηκε και η περίπτωση σκέδασης από μεταϋλικό [2011, Zouros].

Για την επίλυση προβλημάτων σκέδασης όπως τα ανωτέρω, έχουν προταθεί και ακολουθηθεί ποικίλες προσεγγίσεις είτε μέσω αναλυτικών σχέσεων, είτε μέσω αριθμητικών τεχνικών. Πιο δημοφιλής μέθοδος για την εξέταση αυτών των προβλημάτων σκέδασης είναι η ανάπτυξη των εξισώσεων του Η/Μ πεδίου μέσω κυλινδρικών κυματοσυναρτήσεων με άγνωστους συντελεστές, οι οποίοι υπολογίζονται εφαρμόζοντας τις αντίστοιχες οριακές συνθήκες και επιλύοντας το προκύπτον σύστημα εξισώσεων αποτελούμενο από άπειρο σύνολο από γραμμικές εξισώσεις μέσω αποκοπής όρων (truncation) και αναστροφής πινάκων [2017, Osipov]. Ενδεικτικές είναι οι παρατιθέμενες συνοπτικές πληροφορίες για τις ακόλουθες ερευνητικές προσπάθειες:

- Η υπολογιστική μέθοδος των ροπών χρησιμοποιήθηκε για την μελέτη της Η/Μ σκέδασης από ιδανικά ηλεκτρικά αγώγιμους κυλίνδρους τυχαίας διατομής και αρκετά διηλεκτρικά στρώματα [1989a, Arvas], [1989b, Arvas].
- Μία οριακή συνθήκη 2^{ης} τάξης για την εμπέδηση χρησιμοποιήθηκε για να εξετάσει τις επιδράσεις διαφορετικών διηλεκτρικών επικαλύψεων πάνω από ιδανικά ηλεκτρικά αγώγιμους κυλίνδρους [1990, Volakis].
- Πλασματικές πηγές τύπου filamentary χρησιμοποιήθηκαν για την προσομοίωση του Η/Μ πεδίου που σκεδάζεται από έναν επενδυμένο με διηλεκτρικό αγώγιμο κύλινδρο, καθώς και του πεδίου εντός της διηλεκτρικής επικάλυψης, μέσω της μεθόδου των ροπών [1988, Leviatan].
- Η εξέταση της σκέδασης από έκκεντρους στρωματοποιημένους κυλίνδρους μελετήθηκε της επιβολής των οριακών συνθηκών επί των κυλινδρικών επιφανειών, τόσο για την περίπτωση κάθετης [1992, Kishk], όσο και για την περίπτωση τυχαίας πρόσπτωσης του H/M πεδίου [1999, Yousif].

- Χρήση μίας τεχνικής που βασίζεται σε έμμεσο mode matching και στο 2° vector theorem του Green για την επίλυση προβλημάτων Η/Μ σκέδασης από σύνθετες κυλινδρικές δομές [1996, Stratigaki], [2004, loannidou].
- Χρήση της Rigorous Coupled Wave Analysis (RCWA) για την μελέτη της σκέδασης σε μη ομογενείς ως προς την διηλεκτρική επιτρεπτότητα έκκεντρες πολύ-κυλινδρικές δομές σε διπολικό σύστημα συντεταγμένων (δισδιάστατο σύστημα ορθογώνιων συντεταγμένων που βασίζεται στους Απολλώνιους κύκλους) [2003, Jarem].
- Μέσω της T-matrix μεθόδου εξετάστηκε το πρόβλημα της σκέδασης με κάθετη πρόσπτωση του Η/Μ κύματος σε έναν διηλεκτρικό κύλινδρο που δύναται να εμπεριέχει κυλινδρικές δομές διηλεκτρικών, αέρα ή ηλεκτρικά ιδανικούς αγωγούς [2003, Toyama].
- Στην [1997, Konistis] γίνεται μελέτη του ιδιαίτερα πολύπλοκου προβλήματος σκέδασης με τυχαία πρόσπτωση του Η/Μ κύματος σε ανισοτροπικές κυλινδρικές δομές που είναι ενσωματωμένες σε έναν ανισοτροπικό χώρο, όπου και λαμβάνουν χώρα ενδογενείς μηχανισμοί μαγνητοηλεκτρικής σύζευξης.

Γενικότερα, και στην βάση των παραπάνω ερευνητικών προσπαθειών, η σκέδαση των Η/Μ επίπεδων κυμάτων από δομές που ενσωματώνουν αρκετές παράλληλες κυλινδρικές ράβδους με κυκλική [1992, Elsherbeni] ή τυχαία διατομή [1990, Lee], [1994, Felbacq] έχει μελετηθεί τόσο για την περίπτωση της κάθετης πρόσπτωσης, όσο και αυτήν της τυχαίας πρόπτωσης [1990, Lee]. Πιο σύνθετα προβλήματα σκέδασης και λόγω της γεωμετρικής απεικόνισης αυτών, αφορούν περιπτώσεις σκέδασης από πολλαπλά διηλεκτρικά και μεταλλικά αντικείμενα που μελετώνται με την μέθοδο T-matrix [1998, Sahin], περιπτώσεις τυχαίας πρόσπτωσης σε πολυεπίπεδους πίνακες από διασταυρούμενους κυκλικής διατομής κυλίνδρους [2003, Yasumoto], σκέδαση από μεταλλικούς κυλίνδρους τυχαίας διατομής σε παράλληλη περιοδική διάταξη και επίλυση μέσω της S-matrix μεθόδου [2004, Jia] ή από παράλληλους ανισοτροπικούς κυλινδρικούς σκεδαστές τύπου chiral και επίλυση μέσω μίας επαναληπτικής διατάξεις κυλίνδρων [2007, Ludwig], [2011, Watanabe], [2012, Watanabe].

Σε ότι αφορά τις ερευνητικές προσπάθειες των τελευταίων ετών, ξεχωρίζουν οι κάτωθι εργασίες:

Στην [2020, Jandieri] γίνεται η μελέτη προβλημάτων σκέδασης σε δομές με ιδιαίτερα σύνθετες
 και συμμετρικές γεωμετρικές απεικονίσεις.

43

- Στις [2017, Aslanyurek] και [2018, Aslanyurek] εξετάζεται η σκέδαση στρωματοποιημένων διηλεκτρικών και μεταλλικών αντικειμένων των οποίων η διατομή έχει τυχαία σχήματα ή όπου τα όρια μεταξύ των επιμέρους στρωμάτων έχουν γωνίες. Η λύση έχει την μορφή σειράς και βασίζεται στην ύπαρξη συνέχειας του Η/Μ πεδίου στα όρια μεταξύ των επιμέρους στρωμάτων.
- Στην [2018, Tsalamengas] έχομε την περίπτωση έντονα ανομοιογενών στην ακτινική διεύθυνση διηλεκτρικών κυλίνδρων στους οποίους το Η/Μ κύμα έχει τυχαία πρόσπτωση, και όπου η επίλυση βασίζεται στην επίλυση ενός συστήματος συζευγμένων γραμμικών ολοκληρωτικών Volterra εξισώσεων δευτέρου είδους.
- Στην [2020, Guan] εφαρμόστηκε η Spectral Integral Method (SIM) για την περίπτωση της σκέδασης σε πολυστρωματικούς μαγνητοδιηλεκτρικούς κυλίνδρους.
- Στην [2019, Mindrinos] διερευνήθηκε το πρόβλημα της σκέδασης σε έναν διαπερατό διπλά συνδεόμενο κύλινδρο (η εξωτερική περιοχή είναι διηλεκτρικό, η δε εσωτερική τέλεια ηλεκτρικός αγωγός) με τυχαία πρόσπτωση του Η/Μ κύματος. Η ύπαρξη και μοναδικότητα της λύσης γίνεται μέσω των τύπων του Green και της μεθόδου ολοκληρωτικής εξίσωσης.
- Στις [2020a, Dinia], [2020b, Dinia] και [2021, Dinia] έχει υιοθετηθεί μία γενικευμένη ανάπτυξη από Vector Cylinder Harmonics (VCH) για την επίλυση του προβλήματος σκέδασης σε ποικίλες κυλινδρικές δομές.
- Στις [2021, Wang] και [2022, Zhang] έχομε την περίπτωση διαστρωματικών κυλινδρικών δομών και όπου μελετάται το πρόβλημα της σκέδασης για την προσομοίωση κυλινδρικών φωτονικών κρυστάλλων. Στις δύο αυτές εργασίες, μελετάται η απορρόφηση και η ανάκλαση των Η/Μ κυμάτων σε περιοδικές δομές που περιλαμβάνουν και στρώματα γραφίτη μέσω της transfer matrix method, και προτείνεται η υλοποίηση πολύ-αισθητήρων που αποτελούνται από μαγνητισμένο πλάσμα και ισοτροπικά διηλεκτρικά στρώματα, αντίστοιχα.

2.5. Προσεγγίσεις για την επίλυση προβλημάτων σκέδασης

Γενικά, μία επακριβής επίλυση προβλημάτων σκέδασης μέσω των εξισώσεων του Maxwell είναι σπανίως εφικτή, γίνεται με την υιοθέτηση διαφόρων υποθέσεων (βλέπε ενότητα 2.4), και αποτελεί μία πολύπλοκη διαδικασία. Ειδικότερα, μπορεί να γίνει περιοριστικά για σκεδαστές με κανονικές δομές, όπως: επίπεδη διεπαφή (ανακλώμενα και μεταδιδόμενα κύματα, επιφανειακά κύματα), κύλινδροι κυκλικής διατομής και σφαίρες (ανάκλαση από κυρτωμένες επιφάνειες, υφέρποντα κύματα, εσωτερικοί συντονισμοί), ημιεπίπεδα και σφηνοειδείς δομές (κύματα λόγω

περίθλασης στα άκρα), κυκλικούς δίσκους (περιθλώμενα κύματα). Ταυτόχρονα, θα πρέπει η σύσταση των σκεδαστών να είναι απλή (ιδανικά αγώγιμοι σκεδαστές, χρήση ομογενών ή στρωμάτων ομογενών υλικών, κλπ.) και η σκέδαση να προκύπτει από μία κανονική πηγή (επίπεδα, κυλινδρικά, ή σφαιρικά κύματα) [2017, Α.V. Osipov]. Παρόλα αυτά, η αναγκαιότητα ύπαρξης τέτοιων επακριβών λύσεων μέσω εξισώσεων του Maxwell είναι ιδιαίτερα σημαντική για διάφορους λόγους: (1) Σε πολλές περιπτώσεις η διαθεσιμότητα επακριβών λύσεων που αφορούν εξιδανικευμένες περιπτώσεις προβλημάτων σκέδασης είναι επαρκής για αντίστοιχα προβλήματα που αφορούν πιο ρεαλιστικές συναφείς περιπτώσεις ή βοηθητική στα πλαίσια διαδικασιών βελτιστοποίησης, (2) Δεδομένου ότι οι επακριβείς λύσεις μπορούν, τυπικά, να δίνονται με μεγάλη αριθμητική ακρίβεια, είναι χρήσιμες για την επαλήθευση των λύσεων που δίνονται μέσω υπολογιστικών διαδικασιών, (3) Λόγω του ότι οι επακριβείς λύσεις μπορούν μέσω προσεγγίσεων ή ασυμπτωτικής ανάλυσης να δώσουν απλές αναλυτικές ή ημιαναλυτικές ή κλειστής μορφής σχέσεις που αφορούν τα Η/Μ πεδία, μπορούν να προσφέρουν μία διεισδυτική εικόνα ή να εντοπίσουν ποιοτικές και ποσοτικές σχέσεις μεταξύ των διαφόρων παραμέτρων ενός προβλήματος σκέδασης (καθιστώντας, έτσι, εφικτή την ερμηνεία και την πρόβλεψη της συμπεριφοράς των Η/Μ πεδίων σε πιο γενικές ή πιο σύνθετες περιπτώσεις), (4) Μία ασυμπτωτική λύση για εξιδανικευμένες γεωμετρίες σκεδαστών μπορεί να αξιοποιηθεί σαν δομικό στοιχείο προσεγγιστικών λύσεων που προκύπτουν μέσω προσομοίωσης (π.χ., προσεγγιστικές λύσεις μέσω φυσικής οπτικής) για περιπτώσεις με Η/Μ υψηλής συχνότητας.

Εναλλακτικά των επακριβών μέσω των εξισώσεων του Maxwell λύσεων των προβλημάτων σκέδασης με τα προαναφερόμενα μειονεκτήματα και πλεονεκτήματα, έχομε την ύπαρξη των απευθείας αριθμητικών μεθόδων (computational electromagnetics) για μεσαίου μεγέθους σκεδαστές σε σχέση με το υπόψη μήκος κύματος. Η προσέγγιση αυτή, υποβοηθούμενη και από την εξέλιξη των τεχνολογιών υπολογισμού, προσφέρει χρήσιμες υπολογιστικές απεικονίσεις που αποτυπώνουν την συμπεριφορά των σκεδαζόμενων πεδίων [2022, Ζ. Chen]. Ουσιαστικά, μέσω της χρήσης των μεθόδων αυτών για προβλήματα σκέδασης, παίρνομε λύσεις στις εξισώσεις του Maxwell ή εξισώσεων που προκύπτουν από αυτές που ικανοποιούν όλες τις συνοριακές συνθήκες, τις ηλεκτρομαγνητικές ιδιότητες των υλικών και τις συνθήκες διέγερσης που έχομε σε ένα δεδομένο φυσικών διαδικασιών που υφίστανται τα ηλεκτρικά και τα μαγνητικά πεδία κατά την σκέδαστή. Τα

προς μοντελοποίηση μεγέθη είναι συναρτήσεις του χώρου και του χρόνου (μία διάσταση για τον χρόνο, και μία, δύο ή τρεις διαστάσεις στο χώρο ανάλογα με το κατά περίπτωση μοντέλο). Θεωρώντας ένα πλαίσιο διακριτοποίησης (discretization), λαμβάνονται δείγματα στον χώρο και στον χρόνο, οπότε προκύπτουν οι λεγόμενες κυψελίδες χώρου-χρόνου (space-time cells). Συνεπώς, τα διάφορα ηλεκτρομαγνητικά μεγέθη (ηλεκτρικό πεδίο, μαγνητικό πεδίο, κλπ.) και οι παράμετροι του υλικού (ηλεκτρική επιτρεπτότητα, μαγνητική διαπερατότητα, αγωγιμότητα, κλπ.) υπολογίζονται εντός των προαναφερόμενων κυψελίδων κάνοντας χρήση διαφόρων αλγορίθμων. Είναι προφανές ότι, λόγω της εφαρμοζόμενης διακριτοποίησης, τα προκύπτοντα μοντέλα δίνουν προσεγγιστικές λύσεις στις εξισώσεις του Maxwell (εκτός ειδικών περιπτώσεων). Επιπλέον, ανάλογα με τον μαθηματικό φορμαλισμό ο οποίος χρησιμοποιείται για να μοντελοποιηθούν οι ισχύουσες εξισώσεις, έχομε την ακόλουθη διάκριση σε ότι αφορά τις προκύπτουσες λύσεις με αυτές τις απευθείας αριθμητικές μεθόδους: λύσεις μέσω ολοκληρωτικών εξισώσεων (integral equation solvers) και λύσεις μέσω διαφορικών εξισώσεων (differential equation solvers). Θα πρέπει να σημειωθεί, όμως, ότι οι αριθμητικές αυτές μέθοδοι υπόκεινται σε σοβαρούς περιορισμούς. Ειδικότερα, μία απευθείας εφαρμογή τεχνικών διακριτοποίησης σε αριθμητικές μεθόδους (όπως η μέθοδος των πεπερασμένων στοιχείων, για παράδειγμα) σε σκεδαστές μεγαλύτερους από κάποιον αριθμό μηκών κύματος και πάνω, οδηγεί σε συστήματα εξισώσεων με εκατομμύρια αγνώστους. Σε μία τέτοια περίπτωση, προκύπτουν θέματα μη ρεαλιστικών χρόνων εκτέλεσης των υπολογισμών και υψηλών απαιτήσεων σε μνήμη για την εξαγωγή μίας αριθμητικής λύσης ενός προβλήματος σκέδασης. Επιπλέον, υπάρχει και το μειονέκτημα ότι δεν είναι εφικτή μία ποιοτική και από πλευράς φυσικής ερμηνείας διείσδυση στους βασικούς μηχανισμούς της σκέδασης.

Στη βάση των ανωτέρω, υπάρχει και η ανάγκη για την ανάπτυξη προσεγγιστικών και αιτιολογημένων από φυσικής πλευράς προσεγγίσεις-τεχνικές επίλυσης προβλημάτων σκέδασης, και οι οποίες θα συμπληρώνουν τις απευθείας αναλυτικές μεθόδους, παρέχοντας άμεσα και αξιόπιστα αποτελέσματα για σκεδαστές με διαστάσεις πολύ μεγαλύτερες από το εκάστοτε υπόψη μήκος κύματος των προσπιπτόντων Η/Μ κυμάτων (δηλ. για υψηλές συχνότητες). Τέτοιες προσεγγίσεις είναι οι κάτωθι:

 Η γεωμετρική οπτική, η οποία αποτελεί μία κλασσική τεχνική για την περιγραφή και μελέτη οπτικών και μικροκυματικών πεδίων μέσω πεδίων ακτίνων. Ειδικότερα, γίνεται χρήση απλών νόμων για την διάδοση στον ελεύθερο χώρο, καθώς και για θέματα ανάκλασης και μετάδοσης στις διεπαφές μεταξύ των διαφόρων υλικών. Όμως, η εφαρμοσιμότητα της προσέγγισης αυτής περιορίζεται σε πολύ μικρά μήκη κύματος και αποτυγχάνει στις λεγόμενες καυστικές περιοχές (περιοχές όπου, τυπικά, η ένταση του Η/Μ πεδίου είναι μέγιστη και λαμβάνουν χώρα σημαντικά φαινόμενα). Επιπλέον, δεν μπορεί να περιγράψει την διείσδυση των ακτίνων του Η/Μ πεδίου σε περιοχές που αποκρύπτονται από έναν σκεδαστή ή την διέγερση πολλών τύπων Η/Μ πεδίων σε γεωμετρικές ιδιαιτερότητες και ιδιαιτερότητες υλικού της επιφάνειας ενός σκεδαστή, όπως αιχμές στα άκρα ενός σκεδαστή ή απότομες αλλαγές στις τιμές παραμέτρων του υλικού του σκεδαστή.

- Η γεωμετρική θεωρία της περίθλασης, η οποία επεκτείνει την γεωμετρική οπτική μέσω της προσθήκης νέων τύπων ακτίνων που δημιουργούνται σε αιχμές των άκρων ενός σκεδαστή, σε κωνικά σημεία, και σε σκιώδη όρια της σκεδάζουσας επιφάνειας. Όμως, η προσέγγιση αυτή δεν αντιμετωπίζει τα φαινόμενα στις προαναφερόμενες καυστικές περιοχές, κάτι που κάνει η επέκτασή της και αναφέρεται ως ενιαία θεωρία της περίθλασης.
- Η φυσική οπτική, όπως και η επέκτασή της που αναφέρεται ως φυσική θεωρία της περίθλασης, αποτελούν προσεγγίσεις που βασίζονται στο ρεύμα. Ειδικότερα, το Η/Μ πεδίο που σκεδάζεται από ένα αντικείμενο, θεωρείται ότι ακτινοβολείται από δευτερεύοντα ρεύματα τα οποία επάγονται από το προσπίπτον Η/Μ κύμα. Επιπλέον, η φυσική θεωρία της περίθλασης διορθώνει τα επιφανειακά ρεύματα στην περιοχή γεωμετρικών ιδιαιτεροτήτων και ιδιαιτεροτήτων υλικού, κάνοντας χρήση λύσεων από κανονικά προβλήματα σκέδασης που επιδέχονται επακριβείς λύσεις μέσω των εξισώσεων του Μαχwell. Η επίλυση προβλημάτων σκέδασης με αυτές τις δύο προσεγγίσεις (φυσική οπτική, φυσική θεωρία της περίθλασης διορθώνει τα οποία επακριβείς λύσεις μέσω των εξισώσεων του Μαχwell. Η επίλυση προβλημάτων σκέδασης με αυτές τις δύο προσεγγίσεις (φυσική οπτική, φυσική θεωρία της περίθλασης) χρησιμοποιεί την αρχή του Huygens, η οποία αποτελεί μία ενδελεχή σημαντική σχέση μεταξύ των πεδίων σε κάθε σημείο του όγκου ενός σκεδαστή και των τιμών των πεδίων σε μία δεοδομένη (πραγματική ή μαθηματική) επιφάνεια που περικλείει αυτό τον όγκο. Η χρησιμότητα των δύο αυτών προσεγγίσεων είναι σημαντική σε περιπτώσεις όπου μία επακριβής μέσω εξισώσεων του Μαχωell δεν είναι πρακτική ή διαθέσιμη, καθώς και σε περιπτώσεις όπου η διακριτοποίηση των απευθείας αριθμητικών μεθόδων ή της προσέγγισης μέσω ακτίνων (π.χ. γεωμετρική οπτική) δεν μπορούν να εφαρμοστούν.

Οι ανωτέρω προσεγγίσεις-τεχνικές επίλυσης προβλημάτων σκέδασης (όπως η γεωμετρική και η φυσική οπτική που ήταν γνωστές πριν από τη ηλεκτρομαγνητική θεωρία του Maxwell ως εμπειρικές τεχνικές) μπορούν να ιδωθούν σε συνδυασμό με τις μεθόδους και τις τεχνικές που

47

χρησιμοποιούνται για την επίλυση προβλημάτων σκέδασης μέσω των εξισώσεων του Maxwell για να επαληθευτεί η ορθότητά τους, οι συνοδευτικές υποθέσεις και απλοποιήσεις τους, καθώς και στο να βελτιωθεί η ακρίβειά τους. Ο μόνος τρόπος, όμως, για να γίνει αυτό προϋποθέτει την εξέταση λύσεων μέσω των εξισώσεων του Maxwell για χαρακτηριστικά κανονικά προβλημάτα σκέδασης (όπως αυτά που εξετάζονται στα κεφάλαια 3 και 4 της παρούσας διατριβής). Συνολικά, και βάσει των αναφερομένων στην παρούσα ενότητα προσεγγιστικών μεθόδων, μία συνοπτική παρουσίαση των βασικών προσεγγίσεων για την επίλυση προβλημάτων σκέδασης φαίνεται στο σχήμα 2-14.



Σχήμα 2-14: Βασική κατηγοριοποίηση προσεγγίσεων επίλυσης προβλημάτων σκέδασης.

2.6. Βιβλιογραφία

[1970, Olaofe]	G.O. Olaofe, "Scattering by two cylinders", Radio Sci. 1970, 5, pp. 1351–1360.
[1976, Chang]	S.K. Chang and K.K. Mei, "Application of the unimoment method to electromagnetic scattering of dielectric cylinders", <i>IEEE Trans. Antennas Propagat.</i> 1976 , 24, pp. 35–42.
[1978, Hongo]	K. Hongo, "Multiple scattering by two conducting circular cylinders", <i>IEEE Trans. Antennas Propagat.</i> 1978 , 26, pp. 748–751.
[1979, Uzunoglu]	N.K. Uzunoglu and J.K. Fikioris, "Scattering from an infinite dielectric cylinder embedded into another", <i>J. Phys. A Math. Gen.</i> 1979 , 12, pp. 825–834.
[1980, Roumeliotis]	J.A. Roumeliotis, J.G. Fikioris and G.P. Gounaris, "Electromagnetic scattering from an eccentrically coated infinite metallic cylinder", <i>J. Appl. Phys.</i> 1980 , 51, pp. 4488–4493.
[1987, Elsherbeni]	A.Z. Elsherbeni and M. Hamid, "Scattering by parallel conducting circular cylinders", IEEE Trans. Antennas Propagat. 1987 , 35, pp. 355–358.
[1988, Leviatan]	Y. Leviatan and A. Boag, "Analysis of electromagnetic scattering from dielectrically coated conducting cylinders using a multi lament current model", <i>IEEE Trans. Ant. Propagat.</i> 1988 , 36, pp. 1602–1607.
[1988a, Yousif]	A. Yousif and S. Kohler, "Scattering by two penetrable cylinders at oblique incidence: I. The analytical solution", <i>J. Opt. Soc. Am.</i> 1988 , 5, pp. 1085–1096.
[1988b, Yousif]	A. Yousif and S. Kohler, "Scattering by two penetrable cylinders at oblique incidence: II. Numerical examples", <i>J. Opt. Soc. Am.</i> 1988 , 5, pp. 1097–1103.
[1989a, Arvas]	E. Arvas, Y. Qian, T.K. Sarkar and F. Aslan, "TE scattering from a conducting cylinder of arbitrary cross- section covered by multiple layers of lossy dielectrics", <i>IEE ProcH</i> 1989 , 136, pp. 425–430.
[1989b, Arvas]	E. Arvas, M. Ross, Y. Qian, "TM scattering from a conducting cylinder of arbitrary cross-section covered by multiple layers of lossy dielectrics", <i>IEE ProcH</i> 1989 , 135, pp. 226–230.
[1990, Lee]	R. Lee and A.C. Cangellaris, "Application of the bymoment method to electromagnetic scattering from multiple cylinders", <i>Radio Sci.</i> 1990 , 25, pp. 731–741.
[1990, Lee]	S.C. Lee, "Dependent scattering of an obliquely incident plane wave by a collection of parallel cylinders", <i>J. Appl. Phys.</i> 1990 , 68, pp. 4952–4957.
[1990, Volakis]	J.L. Volakis and H.H. Syed, "Application of higher order boundary conditions to scattering by multilayer coated cylinders", <i>J. Electromagn. Waves Appl.</i> 1990 , 4, pp. 1157–1180.
[1991, Parrikar]	R.P. Parrikar, A.A. Kishk, A.Z. Elsherbeni, "Scattering from an impedance cylinder embedded in a nonconcentric dielectric cylinder", <i>IEE Proc. H</i> 1991 , 138, pp. 169–175.
[1992, Elsherbeni]	A.Z. Elsherbeni and A.A. Kishk, "Modeling of cylindrical objects by circular dielectric and conducting cylinders", <i>IEEE Trans. Antennas Propagat.</i> 1992 , 40, pp. 96–99.
[1992, Kishk]	A.A. Kishk, R.P. Parricar and A.Z. Elsherbeni, "Electromagnetic scattering from an eccentric multilayered circular cylinder", <i>IEEE Trans. Antennas Propagat.</i> 1992 , 40, pp. 295–303.
[1994, Felbacq]	D. Felbacq, G. Tayeb and D. Maystre, "Scattering by a random set of parallel cylinders", <i>J. Opt. Soc. Am.</i> A 1994 , 11, pp. 2526–2538.
[1994, Roumeliotis]	J.A. Roumeliotis and N.B. Kakogiannos, "Scattering from an infinite cylinder of small radius 49embedded into a dielectric one", <i>IEEE Trans. Microw. Theory Technol.</i> 1994 , 42, pp. 463–470.

[1995, Tsalamengas]	J.L. Tsalamengas, I.O. Vardiambasis and J.G Fikioris, "Plane-wave scattering by strip-loaded circular dielectric cylinders in the case of oblique incidence and arbitrary polarization", <i>IEEE Trans. Antennas Propagat.</i> 1995 , 43, pp. 1099–1108.
[1996, Stratigaki]	L.G. Stratigaki, M.P. Ioannidou and D.P. Chrissoulidis, "Scattering from a dielectric cylinder with multiple eccentric cylindrical dielectric inclusions", <i>IEE ProcH</i> 1996 , 143, pp. 505–511.
[1997, Konistis]	K. Konistis and J.L. Tsalamengas, "Plane wave scattering by an array of bianisotropic cylinders enclosed by another one in an unbounded bianisotropic space: Oblique incidence", <i>J. Elect. Waves Appl.</i> 1997 , 11, pp. 1073–1090.
[1998, Sahin]	A. Sahin and E.L. Miller, "Recursive T-matrix methods for scattering from multiple dielectric and metallic objects", <i>IEEE Trans. Antennas Propagat.</i> 1998 , 46, pp. 672–678.
[1998, Vardiambasis]	I.O. Vardiambasis, J.L. Tsalamengas and J.G. Fikioris, "Plane-wave scattering by slots on a ground plane loaded with semi-circular dielectric cylinders in case of oblique incidence and arbitrary", <i>IEEE Trans. Antennas Propagat.</i> 1998 , 46, pp. 1571–1579.
[1999, Yousif]	H.A. Yousif and A.Z. Elsherbeni, "Electromagnetic scattering from an eccentric multilayered cylinder at oblique incidence", <i>J. Electromagn. Waves Appl.</i> 1999 , 13, pp. 325–336.
[2000, Roumeliotis]	J.A. Roumeliotis and A.P. Ziotopoulos, "Electromagnetic scattering by a circular cylinder parallel with another one of small radius", <i>J. Electr. Waves Appl.</i> 2000 , 14, pp. 27–43.
[2003, Jarem]	J.M. Jarem, "Rigorous coupled wave analysis of bipolar cylindrical systems: Scattering from inhomogeneous dielectric material, eccentric, composite circular cylinders", <i>Prog. Electromagn. Res.</i> 2003 , 43, pp. 181–237.
[2003, Toyama]	H. Toyama, K. Yasumoto and T. Iwasaki, "Electromagnetic scattering from a dielectric cylinder with multiple eccentric cylindrical inclusions", <i>Prog. Electromagn. Res.</i> 2003 , 40, pp. 113–129.
[2003, Yasumoto]	K. Yasumoto and H. Jia, "Electromagnetic scattering from multilayered crossed-arrays of circular cylinders", <i>Proc. SPIE</i> 2003 , 5445, pp. 200–205.
[2004, loannidou]	M.P. Ioannidou, K.D. Kapsalas and D.P. Chrissoulidis, "Electromagnetic-wave scattering by an eccentrically stratified, dielectric cylinder with multiple, eccentrically stratified, cylindrical, dielectric inclusions", <i>J. Electromagn. Waves Appl.</i> 2004 , 4, pp. 495–516.
[2004, Jia]	H. Jia and K. Yasumoto, "S-matrix solution of electromagnetic scattering from periodic arrays of metallic cylinders with arbitrary cross section", <i>IEEE Antennas Wireless Propag. Lett.</i> 2004 , 3, pp. 41–44.
[2004, Sharkawy]	A.A. Sharkawy and A.Z. Elsherbeni, "Electromagnetic scattering from parallel chiral cylinders of circular cross sections using an iterative procedure", <i>Prog. Electromagn. Res.</i> 2004 , 47, pp. 87–110.
[2006, Doicu]	A. Doicu, T. Wriedt and Y.A. Eremin, "Light Scattering by Systems of Particles", Springer, 2006.
[2007, Ludwig]	A. Ludwig and Y. Leviatan, "A source-model technique for the analysis of transient electromagnetic scattering by a periodic array of cylinders", <i>IEEE Trans. Antennas Propagat.</i> 2007 , 55, pp. 2578–2590.
[2009, Haenggi]	M. Haenggi, J. G. Andrews, F. Baccelli, O. Dousse and M. Franceschetti, "Stochastic geometry and random graphs for the analysis and design of wireless networks", <i>IEEE Journal on Selected Areas in Communications</i> , vol. 27, no. 7, pp. 1029-1046, September 2009 , doi: 10.1109/JSAC.2009.090902.
[2011, Watanabe]	K. Watanabe and Y. Nakatake, "Spectral-domain formulation of electromagnetic scattering from circular cylinders located near scattering", <i>Prog. Electromagn. Res. B</i> 2011 , 31, pp. 219–237.

[2011, Zouros]	G.P. Zouros, J.A. Roumeliotis and G.T. Stathis, "Electromagnetic scattering by an infinite cylinder of material or metamaterial coating eccentrically a dielectric cylinder", <i>J. Opt. Soc. Am. A</i> 2011 , 28, pp. 1076–1085.
[2012, Watanabe]	K. Watanabe, Y. Nakatake and J. Pistora, "Accurate analysis of electromagnetic scattering from periodic circular cylinder array with defects", <i>Opt. Express</i> 2012 , 20, pp. 10646–10657.
[2014, Bai]	T. Bai, R. Vaze and R. W. Heath, "Analysis of blockage effects on urban cellular networks", <i>IEEE Transactions on Wireless Communications</i> 2014 , 13, pp. 5070-5083.
[2017, Aslanyurek]	B. Aslanyurek and T.U. Gurbuz, "A continuity-based series solution for electromagnetic scattering by arbitrary shaped multilayer cylinders: TM case", <i>IEEE Trans. Antennas Propagat.</i> 2017 , 65, pp. 812–819.
[2017, Osipov]	A.V. Osipov and S.A. Tretyakov, "Modern Electromagnetic Scattering Theory with Applications", 1st ed., John Wiley & Sons: Chichester, UK, 2017 ; pp. 339–411.
[2018, Aslanyurek]	B. Aslanyurek and T.U. Gurbuz, "A series solution for TE electromagnetic scattering by arbitrary-shaped multilayer cylinders", <i>IEEE Trans. Antennas Propagat.</i> 2018 , 66, pp. 38–41.
[2018, Frezza]	F. Frezza, F. Mangini and N. Tedeschi, "Introduction to electromagnetic scattering: Tutorial", <i>Journal of the Optical Society of America</i> 2018 , 35:1, pp. 163-173.
[2018, Tsalamengas]	J.L. Tsalamengas, "Oblique scattering from radially inhomogeneous dielectric cylinders: An exact Volterra integral equation formulation", <i>J. Quant. Spectrosc. Rad. Transf.</i> 2018 , 213, pp. 62–73.
[2019, Adamidis]	G.A. Adamidis, I.O. Vardiambasis, M.P. Ioannidou, and T.N. Kapetanakis, "Design and implementation of single-layer 4×4 and 8×8 Butler matrices for multibeam antenna arrays", pp. 1-12, <i>International Journal of Antennas and Propagation</i> , <i>ID</i> : 1645281, 2019 . doi: 10.1155/2019/1645281
[2019, Mindrinos]	L. Mindrinos, "The electromagnetic scattering problem by a cylindrical doubly-connected domain at oblique incidence: The direct problem", <i>IMA J. Appl. Math.</i> 2019 , 84, pp. 292–311.
[2020, Adamidis]	G.A. Adamidis, I.O. Vardiambasis, M.P. Ioannidou, and T.N. Kapetanakis, "Design and implementation of an adaptive beamformer for phased array antenna applications", <i>Microwave & Optical Technology Letters</i> , vol. 62 (4), pp. 1780-1784, 2020 . doi: 10.1002/mop.32231
[2020, Di Renzo]	M. Di Renzo, A. Zappone, M. Debbah, M-S. Alouini, C. Yuen, J. de Rosny and S. Tretyakov, "Smart radio environments empowered by reconfigurable intelligent surfaces: How it works, state of research, and the road ahead", <i>IEEE Journal on Selected Areas in Communications</i> , vol. 38, no. 11: 2450-2525, 2020 .
[2020, Guan]	Z. Guan, Y. Zhang, F. Han, C. Zhu and Q.H. Liu, "Fast exponentially convergent solution of electromagnetic scattering frommultilayer concentric magnetodielectric cylinders by the spectral integral method", <i>IEEE Trans. Microw. Theory Technol.</i> 2020 , 68, pp. 2183–2193.
[2020, Jandieri]	V. Jandieri and K. Yasumoto, "Scattering and guidance by layered cylindrically periodic arrays of circular cylinders", in <i>Advances in Mathematical Methods for Electromagnetics</i> ; Kobayashi, K., Smith, P., Eds.; Institution of Engineering and Technology (IET): Edison, NJ, USA, 2020 .
[2020, Liodakis]	G. Liodakis and I.O. Vardiambasis, "Paving the way for realistic modeling of RIS-enabled communications", <i>Proceedings of the 2nd International Symposium in Electronic Engineering, Information Technology & Education (EEITE 2020)</i> , (ISBN 978-618-84774-3-8, ISSN 2654-2099), October 12-14, 2020 , Chania, Crete, Greece, pp. 30-33.
[2020, Saad]	W. Saad, M. Bennis and M. Chen, "A vision of 6G wireless systems: Applications, trends, technologies, and open research problems, <i>IEEE Network</i> , vol. 34, no. 3, pp. 134-142, May/June 2020 . doi: 10.1109/MNET.001.1900287

[2020a, Dinia]	L. Dinia, F. Mangini and F. Frezza, "Electromagnetic scattering of inhomogeneous plane wave by ensemble of cylinders", <i>J. Telecommun. Inf. Technol.</i> 2020 , 3, pp. 86–92.
[2020b, Dinia]	L. Dinia, F. Mangini and F. Frezza, "Electromagnetic scattering between an elliptically inhomogeneous plane wave and a multilayered cylinder", <i>J. Electromagn. Waves Appl.</i> 2020 , 34, pp. 2455–2466.
[2021, Basar]	E. Basar, I. Yildirim and F. Kiline, "Indoor and outdoor physical channel modeling and efficient positioning for reconfigurable intelligent surfaces in mmWave bands", <i>IEEE Transactions on Communications</i> 2021 , vol. 69, no. 12, pp. 8600-8611.
[2021, Dinia]	L. Dinia, S. Batool, M. Nisar, F. Frezza and F. Mangini, "Scattering of inhomogeneous wave impinging on parallel stratified cylinders", in <i>Proceedings of the URSI GASS 2021</i> , Rome, Italy, 28 August–4 September 2021 .
[2021, Ellingson]	S.W. Ellingson, "Path loss in reconfigurable intelligent surface-enabled channels", <i>Proceedings of the 32rd IEEE Annual International Symposium on Personal, Indoor and Mobile radio Conference (PIMRC 2021)</i> , pp. 829-835, 2021 .
[2021, Wang]	Q.Y. Wang, P.X. Wang, B.F. Wang and H.F. Zhang, "Study of the nonreciprocal absorption properties of cylindrical photonic crystals embedded in graphene cascaded by periodic and Rudin-Shapiro sequencies at large incident angles", <i>J. Appl. Phys.</i> 2021 , 129, 223107.
[2021a, Kapetanakis]	T.N. Kapetanakis, M. Pavec, M.P. Ioannidou, C.D. Nikolopoulos, A.T. Baklezos, R. Soukup, and I.O. Vardiambasis, "Embroidered bow-tie wearable antenna for the 868 and 915 MHz ISM bands", <i>Electronics</i> , 10, 1983, pp. 1-14, 2021 . doi: 10.3390/electronics10161983
[2021b, Kapetanakis]	T.N. Kapetanakis, C.D. Nikolopoulos, K. Petridis, and I.O. Vardiambasis, "Wearable textile antenna with a graphene sheet or conductive fabric for the 2.45 GHz band", <i>Electronics</i> , 10, 2571, pp. 1-27, 2021 . doi: 10.3390/electronics10212571
[2021c, Kapetanakis]	T.N. Kapetanakis, C.D. Nikolopoulos, K. Petridis, and I.O. Vardiambasis, "Integrated in clothes graphene antenna with low SAR for wearable body-centric communications", <i>International Journal of Circuits, Systems and Signal Processing</i> , vol. 15, pp. 1657-1665, 2021 . doi: 10.46300/9106.2021.15.179
[2022, Chen]	Z. Chen, C-F. Wang and W. J. R. Hoefer, "A unified view of computational electromagnetics", <i>IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques</i> 2022 , vol. 70, no. 2, pp. 955-969.
[2022, Liodakis]	G. Liodakis, T. Kapetanakis, A. Baklezos, C. Nikolopoulos, N. Petrakis, M. Ioannidou and I.O. Vardiambasis, "Exploiting the scattering nature of reconfigurable intelligent surfaces for B5G/6G networks", <i>Proceedings of the 3rd International Symposium in Electronic Engineering, Information Technology & Education (EEITE 2022)</i> , September 28-30, 2022 , Chania, Crete, Greece.
[2022, Zhang]	J.T. Zhang, S.S. Rao, H.F. Zhang, "Multiphysics sensor based on the nonreciprocal evanescent wave in the magnetized plasma cylindrical photonic crystals", <i>IEEE Sens. J.</i> 2022 , 22, pp. 10500–10507.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3

Πρόβλημα Κυλινδρικού Σκεδαστή με Ένθετες Στρωματοποιημένες Διηλεκτρικές Κυλινδρικές Ράβδους

3.1. Γεωμετρική απεικόνιση του προβλήματος

Στο παρόν κεφάλαιο γίνεται επίλυση το ορθού προβλήματος σκέδασης σε μία σύνθετη κυλινδρική δομή, όταν το προσπίπτον πεδίο αφορά ένα επίπεδο κύμα με τυχαία πόλωση που προσπίπτει με τυχαία πρόπτωση στην όλη προαναφερόμενη κυλινδρική δομή [2022, G.S. Liodakis]. Η όλη δισδιάστατη γεωμετρική διάταξη του υπό εξέταση προβλήματος σκέδασης παρουσιάζεται στο σχήμα 3-1, όπου ένας κυκλικής διατομής διηλεκτρικός κύλινδρος (οριοθετούμενος στην περιοχή 1) τοποθετείται εντός του θεωρούμενου χωρίς όρια ελεύθερου χώρου (περιοχή 0). Εντός του ανωτέρω διηλεκτρικού κυλίνδρου, έχουν παρεμβληθεί L-1 τον αριθμό και παράλληλοι τόσο μεταξύ τους όσο και με τον διηλεκτρικό κύλινδρο της περιοχής 0, στρωματοποιημένοι κύλινδροι. Κάθε ένας από τους ένθετους στρωματοποιημένους αυτούς κυλίνδρους απαρτίζεται από δύο διηλεκτρικά στρώματα που παρουσιάζουν απώλειες και όπου η οριοθέτησή των διηλεκτρικών στρωμάτων αντιστοιχεί στις περιοχές 2, 3, 4, 5,..., 2L-2, 2L-1. Κάθε, λοιπόν, περιοχή με κυλινδρική μορφή ή μορφή κυλινδρικού δακτυλίου προσδιορίζεται από έναν δείκτη i (i=0, 1, 2, 3, 4,.., 2L-2, 2L-1) και χαρακτηρίζεται από την χωρική διάσταση (ακτίνας α_i), την διηλεκτρική επιτρεπτότητα ε_i, την μαγνητική διαπερατότητα μ_i και την ηλεκτρική αγωγιμότητα σ_i. Η απόσταση μεταξύ των αξόνων των προαναφερόμενων L κυλίνδρων συμβολίζεται με D_{pq} (p,q=1, 2,..., L). Επιπλέον, ορίζομε L-1 τον αριθμό «τοπικών» συστημάτων αναφοράς με κυλινδρικές συντεταγμένες $O_p(\rho_p, \varphi_p, z)$ με p=1,2,..., L, με καθένα από αυτά να προσδένεται στον άξονα του αντίστοιχου p κυλίνδρου, ενώ το σύστημα συντεταγμένων Ο₁(ρ₁,φ₁,z) που αφορά τον εξωτερικό κύλινδρο της όλης διάταξης του σχήματος 3-1 αποτελεί το σύστημα συντεταγμένων αναφοράς.

Το πεδίο διέγερσης είναι ένα Η/Μ επίπεδο κύμα με τυχαία πόλωση που προσπίπτει στην όλη υπόψη διάταξη από την περιοχή 0, στην οποία περιοχή και διαδίδεται. Ο διανυσματικός κυματαριθμός του προαναφερόμενου πεδίου διέγερσης δίδεται από την κατωτέρω σχέση 3-1 και απεικονίζεται στο σχήμα 3-2α, ενώ μία τρισδιάστατη ενδεικτική και απλούστερη απεικόνιση της όλης υπόψη διάταξης που περιγράφηκε ανωτέρω απεικονίζεται στο σχήμα 3-2β:

$$\overline{k}^{inc}(\theta',\phi') = k_{\rho} \widehat{k}_{\rho}^{inc} + \beta \widehat{z} = k_{0} \sin \theta' \left(\cos \phi' \, \widehat{x} + \sin \phi' \, \widehat{y} \right) + k_{0} \cos \theta' \, \widehat{z}$$
(3-1)

όπου θ' και φ' είναι οι γωνίες του τυχαία προσπίπτοντος Η/Μ κύματος, $\beta = k \cos \theta'$ είναι η σταθερά διάδοσης του κύματος κατά τον άξονα της κυλινδρικής δομής, $k_{\rho} = k_0 \sin \theta'$ και $k_0 = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$ είναι ο κυματαριθμός για τον ελεύθερο χώρο (όπου ω η κυκλική συχνότητα).



Σχήμα 3-1: Γενική γεωμετρική διάταξη και ηλεκτρικά χαρακτηριστικά του υπό ανάλυση σκεδαστή (τομή κάθετη στο όλο σύμπλεγμα των κυλίνδρων).

Γενικά, εντός κάθε περιοχής i (i=1, 2, 3, ..., m) της δομής του σχήματος 3-1, οι διαμήκεις και οι εγκάρσιες συνιστώσες του Η/Μ πεδίου μπορούν να εκφραστούν στο κυλινδρικό σύστημα συντεταγμένων σύμφωνα με τις ακόλουθες σχέσεις (3-2)

$$\begin{split} \overline{\mathsf{E}}^{i} &= \hat{\rho}\mathsf{E}^{i}_{\rho} + \hat{\phi}\mathsf{E}^{i}_{\phi} + \hat{z}\mathsf{E}^{i}_{z} \\ \overline{\mathsf{H}}^{i} &= \hat{\rho}\mathsf{H}^{i}_{\rho} + \hat{\phi}\mathsf{H}^{i}_{\phi} + \hat{z}\mathsf{H}^{i}_{z} \end{split} \tag{3-2}$$

όπου (E_z^i, H_z^i) είναι οι διαμήκεις συνιστώσες, $(E_\rho^i, H_\rho^i, E_\phi^i, H_\phi^i)$ οι εγκάρσιες συνιστώσες, και $(\hat{\rho}, \hat{\phi}, \hat{z})$ τα αντίστοιχα μοναδιαία διανύσματα.



Σχήμα 3-2: (α) Απεικόνιση του τυχαία πολωμένου και τυχαία προσπίπτοντος επίπεδου κύματος. (β) Τρισδιάστατη ενδεικτική απεικόνιση του σκεδαστή με τρεις ένθετες κυλινδρικές ράβδους κυκλικής διατομής.

Επιπρόσθετα, οι εγκάρσιες συνιστώσες υπολογίζονται από τις διαμήκεις συνιστώσες βάσει των κατωτέρω σχέσεων (3-3) και (3-4), ενώ οι διαμήκεις συνιστώσες από την σχέση (3-5) βάσει [1991, A. Ishimaru] ως ακολούθως:

$$\begin{bmatrix} \mathsf{E}_{\phi}^{i} \\ \mathsf{H}_{\phi}^{i} \end{bmatrix} = \frac{1}{\mathsf{k}_{ci}^{2}} \begin{bmatrix} -j\beta \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \phi} & j\omega\mu_{i} \frac{\partial}{\partial \rho} \\ -j\omega\epsilon_{i} \frac{\partial}{\partial \rho} & -j\beta \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \phi} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathsf{E}_{z}^{i} \\ \mathsf{H}_{z}^{i} \end{bmatrix}$$
(3-3)

$$\begin{bmatrix} \mathsf{E}_{\rho}^{i} \\ \mathsf{H}_{\rho}^{i} \end{bmatrix} = \frac{1}{\mathsf{k}_{ci}^{2}} \begin{bmatrix} -j\beta \frac{\partial}{\partial \rho} & -j\omega\mu_{i} \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \phi} \\ j\omega\epsilon_{i} \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \phi} & -j\beta \frac{\partial}{\partial \rho} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathsf{E}_{z}^{i} \\ \mathsf{H}_{z}^{i} \end{bmatrix}$$
(3-4)

$$\begin{bmatrix} \mathsf{E}_{z}^{i} \\ \mathsf{H}_{z}^{i} \end{bmatrix} = \left(\frac{\partial^{2}}{\partial z^{2}} + \mathsf{k}_{i}^{2}\right) \begin{bmatrix} \Pi_{z}^{i} \\ \Pi_{mz}^{i} \end{bmatrix} = \left(\left(-j\beta\right)^{2} + \mathsf{k}_{i}^{2}\right) \begin{bmatrix} \Pi_{z}^{i} \\ \Pi_{mz}^{i} \end{bmatrix} = \mathsf{k}_{ci}^{2} \begin{bmatrix} \Pi_{z}^{i} \\ \Pi_{mz}^{i} \end{bmatrix}$$
(3-5)

όπου Π_z^i και Π_{mz}^i είναι, αντίστοιχα, το ηλεκτρικό και το μαγνητικό βαθμωτό δυναμικό του Hertz, k_i είναι ο κυματαριθμός $k_i = \omega \sqrt{\epsilon_i \mu_i}$, και β –ως ανωτέρω- η σταθερά διάδοσης του κύματος κατά τον άξονα της κυλινδρικής δομής.

3.2. Υπολογισμός του πεδίου σκέδασης

Το επίπεδο Η/Μ κύμα με τυχαία πόλωση, το οποίο διεγείρεται σε κάποια θέση της περιοχής (0) της κυλινδρικής δομής του σχήματος 3-1 και προσδιορίζεται μέσω των διαμήκων ($E_z^{inc}(\bar{\rho})$ και $H_z^{inc}(\bar{\rho})$) και εγκάρσιων συνιστωσών ($\bar{E}_t^{inc}(\bar{\rho})$ και $\bar{H}_t^{inc}(\bar{\rho})$) αυτού από την κατωτέρω σχέση (3-6) αποτελεί το προσπίπτον κύμα του υπό μελέτη προβλήματος σκέδασης (η χρονική εξάρτηση του κύματος έχει απαλειφθεί για λόγους απλούστευσης):

$$[\overline{E}^{\text{inc}}(\overline{\rho}), \overline{H}^{\text{inc}}(\overline{\rho})] e^{-j\beta z} = [\hat{z} E_z^{\text{inc}}(\overline{\rho}) + \overline{E}_t^{\text{inc}}(\overline{\rho}), \hat{z} H_z^{\text{inc}}(\overline{\rho}) + \overline{H}_t^{\text{inc}}(\overline{\rho})] e^{-j\beta z}$$
(3-6)

Κάνοντας χρήση του Ο₁ συστήματος συντεταγμένων του εξωτερικού κυλίνδρου της όλης διάταξης του σχήματος 3-1, οι διαμήκεις συνιστώσες του προσπίπτοντος Η/Μ πεδίου μπορούν να γραφτούν ως ακολούθως [1991, A. Ishimaru]:

$$\begin{bmatrix} E_z^{\text{inc}}(\overline{\rho}) \\ H_z^{\text{inc}}(\overline{\rho}) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_0 \\ H_0 \end{bmatrix} \exp(-j\overline{k}_{\rho}^{\text{inc}} \cdot \overline{\rho}) = \begin{bmatrix} E_0 \\ H_0 \end{bmatrix}_{n=-\infty}^{\infty} J_n(k_{c0}\rho_1) j^n e^{jn(\varphi_1 - \varphi')},$$
(3-7)

όπου E_0 και H_0 είναι, αντίστοιχα, η ένταση του ηλεκτρικού και μαγνητικού πεδίου, ενώ ρ_1 και ϕ_1 είναι οι πολικές συντεταγμένες της θέσης $\overline{\rho}$ στο σύστημα συντεταγμένων O_1 , $k_{c0} = \sqrt{k_0^2 - \beta^2}$ και το $J_n(x)$ αφορά μία συνάρτηση Bessel τάξης *n* με όρισμα *x* [1971, M. Abramowitz].

Αντίστοιχα, οι φ-συνιστώσες του προσπίπτοντος πεδίου, μπορούν να εκφραστούν ως ακολούθως:

$$\begin{bmatrix} E_{\varphi}^{\text{inc}}(\overline{\rho}) \\ H_{\varphi}^{\text{inc}}(\overline{\rho}) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_{0} \\ H_{0} \end{bmatrix} \sum_{n=-\infty}^{\infty} {}^{n} \overline{\overline{G}}_{0}^{\text{J}}(\rho_{1}) j^{n} e^{jn(\varphi_{1}-\varphi')},$$
(3-8)

όπου το ${}^{n}\bar{\bar{\mathbf{G}}}_{i}^{\mathrm{J}}(\rho)$ αποτελεί συντόμευση του ακόλουθου πίνακα

$${}^{n}\overline{\overline{G}}_{i}^{J}(\rho) = \begin{bmatrix} \frac{\beta n}{k_{ci}^{2}\rho} J_{n}(k_{ci}\rho) & \frac{j\omega\mu_{i}}{k_{ci}} J_{n}'(k_{ci}\rho) \\ -\frac{j\omega\varepsilon_{i} + \sigma_{i}}{k_{ci}} J_{n}'(k_{ci}\rho) & \frac{\beta n}{k_{ci}^{2}\rho} J_{n}(k_{ci}\rho) \end{bmatrix},$$
(3-9)

και $J'_n(x)$ είναι η πρώτη παράγωγος της συνάρτησης Bessel τάξης *n* και με όρισμα *x*.

To H/M πεδίο $[\overline{E}^{sc}(\overline{\rho}), \overline{H}^{sc}(\overline{\rho})]e^{-j\beta z} = [2E_z^{sc}(\overline{\rho}) + \overline{E}_t^{sc}(\overline{\rho}), 2H_z^{sc}(\overline{\rho}) + \overline{H}_t^{sc}(\overline{\rho})]e^{-j\beta z}$ που διεγείρεται σε κάθε σημείο παρατήρησης $\overline{\rho}$ της κυλινδρικής περιοχής (*i*) με *i* = 0,1,2,3,...,2*L*-1, αποτελεί το σκεδαζόμενο πεδίο λόγω της ύπαρξης των *L* διηλεκτρικών στρωματοποιημένων κυλίνδρων του σχήματος 3-1. Θα πρέπει να σημειωθεί ότι οι περιοχές (*i*) με *i* = 2,4, ...,2(*s*-1),...,2(*L*-1) και *i* = 3,5, ...,2(*s*-1)+1,...,2(*L*-1)+1 αναφέρονται στο περίβλημα και στον πυρήνα, αντίστοιχα, του με αρίθμηση *s* κυλίνδρου (*s* = 2,3,...,*L*). Θεωρώντας, τώρα, το τοπικό σύστημα συντεταγμένων (O_q) του με αρίθμηση *q* κυλίνδρου, οι διαμήκεις συνιστώσες E_z^{sc} και H_z^{sc} του σκεδαζόμενου πεδίου μπορούν να γραφούν σε συμπαγή μορφή ως ακολούθως:

$$\begin{bmatrix} E_{z}^{sc}(\bar{\rho}) \\ H_{z}^{sc}(\bar{\rho}) \end{bmatrix} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left\{ (1 - \delta_{i,0}) J_{n}(k_{ci} \rho_{q}) e^{jn\varphi_{q}} \begin{bmatrix} a_{n}^{i} \\ b_{n}^{i} \end{bmatrix} + \delta_{i,2(q-1)} H_{n}^{(2)}(k_{ci} \rho_{q}) e^{jn\varphi_{q}} \begin{bmatrix} c_{n}^{i+1} \\ d_{n}^{i+1} \end{bmatrix} + \delta_{i,1} \sum_{s=2}^{L} H_{n}^{(2)}(k_{c1} \rho_{s}) e^{jn\varphi_{s}} \begin{bmatrix} c_{n}^{2(s-1)} \\ d_{n}^{2(s-1)} \end{bmatrix} + \delta_{i,0} H_{n}^{(2)}(k_{c0} \rho_{1}) e^{jn\varphi_{1}} \begin{bmatrix} c_{n}^{1} \\ d_{n}^{1} \end{bmatrix} \right\}'$$
(3-10)

όπου το *i* υποδεικνύει την κυλινδρική περιοχή του με αρίθμηση *q* κυλίνδρου, ρ_q και φ_q αποτελούν τις πολικές συντεταγμένες του σημείου παρατήρησης $\overline{\rho}$ στο κυλινδρικό σύστημα συντεταγμένων (O_q), ενώ οι a_n^i , c_n^i και b_n^i , d_n^i αποτελούν τους άγνωστους συντελεστές της ανάπτυξης σε σειρά του σκεδαζόμενου ηλεκτρικού και μαγνητικού πεδίου, αντίστοιχα. Επίσης, έχομε ότι $k_{ci} = \sqrt{k_i^2 - \beta^2}$, $k_i = \sqrt{\epsilon_i \mu_i \omega^2 - j\omega \mu_i \sigma_i}$, το $\delta_{i,\ell}$ αφορά την κατά Kronecker delta συνάρτηση των μεταβλητών *i* και ℓ , ενώ η H_n⁽²⁾(x) είναι η Hankel συνάρτηση δευτέρου είδους, τάξης *n*, και με όρισμα *x* [1971, M. Abramowitz].

Το απειροάθροισμα στο δεξιό σκέλος της εξίσωσης 3-10 αντιπροσωπεύει το Η/Μ πεδίο σκέδασης σε κάθε περιοχή του χώρου ανάλογα με την κατά περίπτωση τιμή των Kronecker delta συναρτήσεων. Ειδικότερα:

- Το Η/Μ πεδίο σκέδασης στον χωρίς όρια εξωτερικό ελεύθερο χώρο (περιοχή 0) εκφράζεται με όρους της μορφής H_n⁽²⁾(k_{c0}ρ₁) που αντιστοιχούν στον τέταρτο επιμέρους προσθετέο της σχέσης (3-10) (δεδομένου ότι ο συγκεκριμένος προσθετέος υφίσταται μόνο όταν *i* = 0). Επιπλέον, η προαναφερόμενη Hankel συνάρτηση δευτέρου είδους λαμβάνει την μορφή ενός αποκλίνοντος κυλινδρικού κύματος μακριά από τον άξονα της όλης κυλινδρικής δομής (όταν, δηλαδή, k_{c0}ρ₁ ≫ 1).
- Το Η/Μ πεδίο σκέδασης εντός του εξωτερικού κυλίνδρου (περιοχή 1) απαρτίζεται, καταρχήν,
 από την συνεισφορά κάθε εσωτερικού ένθετου στρωματοποιημένου κυλίνδρου που έχει την

μορφή ενός αποκλίνοντος κυλινδρικού κύματος. Αυτά τα πεδία σκέδασης εκφράζονται με όρους της μορφής $H_n^{(2)}(k_{c1}\rho_s)$ που αντιστοιχούν στον τρίτο επιμέρους προσθετέο της σχέσης (3-10) (δεδομένου ότι ο συγκεκριμένος προσθετέος υφίσταται μόνο όταν *i*=1). Επιπλέον, στην περιοχή 1 έχομε και τη σκέδαση λόγω της συνεισφοράς του εξωτερικού ορίου του εξωτερικού κυλίνδρου, που αντιστοιχεί στους όρους με τις συναρτήσεις Bessel του πρώτου προσθετέου της σχέσης (3-10) για *i*=1.

- Αντίστοιχα, το Η/Μ πεδίο σκέδασης εντός του πυρήνα κάθε ένθετης κυλινδρικής ράβδου, δίδεται από τους όρους του πρώτου προσθετέου της σχέσης (3-10) για *i* =3,5, ..., 2(*L*-1)+1.
 Όλοι οι όροι του αναπτύγματος περιέχουν μόνο συναρτήσεις Bessel του πρώτου είδους, καθώς το Η/Μ πεδίο θα πρέπει να είναι κανονικό σε κάθε αρχή του «τοπικού» συστήματος αναφοράς (0_g) (δηλαδή, για ρ_g → 0).
- Τέλος, σε ό,τι αφορά το Η/Μ πεδίο σκέδασης στο κυλινδρικό στρώμα κάθε ένθετης διηλεκτρικής ράβδου, αυτό περιλαμβάνει όρους που εμπεριέχουν τόσο συναρτήσεις Bessel, όσο και συναρτήσεις Hankel, καθώς η αρχή του «τοπικού» συστήματος αναφοράς δεν περιλαμβάνεται σε αυτές τις περιοχές. Ειδικότερα, οι Bessel συναρτήσεις του πρώτου είδους εμφανίζονται στον πρώτο προσθετέο του δεξιού μέλους της σχέσης (3-10) για *i* = 2,4, ...,2(*L*-1), ενώ οι συναρτήσεις Hankel δευτέρου είδους στους όρους αναπτύγματος του τρίτου προσθετέου.

Εφαρμόζοντας, τώρα, στις συναρτήσεις Bessel και Hankel το translational addition θεώρημα, μπορεί να αποδειχτεί [1997, K. Konistis], [1971, M. Abramowitz] ότι:

$$J_{n}(k_{c1}\rho_{1})e^{jn\phi_{1}} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_{n-m}(k_{c1}D_{1q})e^{j(n-m)\phi_{1q}} J_{m}(k_{c1}\rho_{q})e^{jm\phi_{q}}, \qquad (3-11\alpha)$$

$$H_n^{(2)}(k_{c1}\rho_s)e^{jn\phi_s} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} H_{n-m}^{(2)}(k_{c1}\rho_{q,s}^{>})e^{j(n-m)\phi_{q,s}^{>}} J_m(k_{c1}\rho_{q,s}^{<})e^{jm\phi_{q,s}^{<}}, \qquad (3-11\beta)$$

όπου

$$\rho_{q,s}^{>} = \max \{ \rho_{q}, \mathbf{D}_{sq} \}, \quad \rho_{q,s}^{<} = \min \{ \rho_{q}, \mathbf{D}_{sq} \},$$

$$\varphi_{q,s}^{<} = \begin{cases} \varphi_{q}, \text{ if } \rho_{q,s}^{<} = \rho_{q} \\ \varphi_{sq}, \text{ if } \rho_{q,s}^{<} = \mathbf{D}_{sq} \end{cases}, \quad \varphi_{q,s}^{>} = \begin{cases} \varphi_{q}, \text{ if } \rho_{q,s}^{>} = \rho_{q} \\ \varphi_{sq}, \text{ if } \rho_{q,s}^{>} = \mathbf{D}_{sq} \end{cases}, \quad (3-11\gamma)$$

ενώ (O_s) και (O_q) είναι τα συστήματα συντεταγμένων που συνδέονται με τον άξονα των με αρίθμηση s και q κυλίνδρων, αντίστοιχα. Στην συνέχεια, αντικαθιστώντας τις σχέσεις (3-11) στην

σχέση (3-10), οι διαμήκεις συνιστώσες του σκεδαζόμενου πεδίου σε κάθε περιοχή (*i*) δίδονται από την κατωτέρω σχέση (3-12):

$$\begin{bmatrix} E_{z}^{sc}(\bar{\rho}) \\ H_{z}^{sc}(\bar{\rho}) \end{bmatrix} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left\{ (1-\delta_{i,0})(1-\delta_{i,1}) J_{n}(k_{ci}\rho_{q}) e^{jn\varphi_{q}} \begin{bmatrix} a_{n}^{i} \\ b_{n}^{i} \end{bmatrix} + \delta_{i,2(q-1)} H_{n}^{(2)}(k_{ci}\rho_{q}) e^{jn\varphi_{q}} \begin{bmatrix} c_{n}^{i+1} \\ d_{n}^{i+1} \end{bmatrix} + \delta_{i,0} H_{n}^{(2)}(k_{c0}\rho_{1}) e^{jn\varphi_{1}} \begin{bmatrix} c_{n}^{1} \\ d_{n}^{1} \end{bmatrix} + \delta_{i,1} \begin{bmatrix} \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_{n-m}(k_{c1}D_{1q}) e^{j(n-m)\varphi_{1q}} J_{m}(k_{c1}\rho_{q}) e^{jm\varphi_{q}} \begin{bmatrix} a_{n}^{1} \\ b_{n}^{1} \end{bmatrix}.$$

$$+ \sum_{s=2}^{L} \sum_{m=-\infty}^{\infty} H_{n-m}^{(2)}(k_{c1}\rho_{q,s}^{>}) e^{j(n-m)\varphi_{q,s}^{>}} J_{m}(k_{c1}\rho_{q,s}^{<}) e^{jm\varphi_{q,s}^{<}} \begin{bmatrix} c_{n}^{2(s-1)} \\ d_{n}^{2(s-1)} \end{bmatrix} \end{bmatrix} \right\}.$$
(3-12)

Με ανάλογη διαδικασία, οι φ_q συνιστώσες του πεδίου σκέδασης σε μία θέση παρατηρητή $\overline{\rho} \in (i)$ δίδονται από την κατωτέρω σχέση (3-13):

$$\begin{bmatrix} \mathbf{E}_{\varphi}^{sc}(\bar{\rho}) \\ \mathbf{H}_{\varphi}^{sc}(\bar{\rho}) \end{bmatrix} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left\{ (1-\delta_{i,0})(1-\delta_{i,1})^{n} \overline{\mathbf{G}}_{i}^{J}(\rho_{q}) e^{jn\varphi_{q}} \begin{bmatrix} a_{n}^{i} \\ b_{n}^{i} \end{bmatrix} + \delta_{i,2(q-1)}^{n} \overline{\mathbf{G}}_{i}^{H}(\rho_{q}) e^{jn\varphi_{q}} \begin{bmatrix} c_{n}^{i+1} \\ d_{n}^{i+1} \end{bmatrix} + \delta_{i,0}^{n} \overline{\mathbf{G}}_{0}^{H}(\rho_{1}) e^{jn\varphi_{1}} \begin{bmatrix} c_{n}^{1} \\ d_{n}^{1} \end{bmatrix} + \delta_{i,1}^{n} \sum_{m=-\infty}^{\infty} m \overline{\mathbf{G}}_{1}^{J}(\rho_{q}) e^{jm\varphi_{q}} \mathbf{J}_{n-m} \left(\mathbf{k}_{c1}\mathbf{D}_{1q}\right) e^{j(n-m)\varphi_{1q}} \begin{bmatrix} a_{n}^{1} \\ b_{n}^{1} \end{bmatrix} + \delta_{i,1} \begin{bmatrix} \sum_{s=2}^{L} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \begin{bmatrix} \delta_{qs}^{\prime} & n-m \overline{\mathbf{G}}_{1}^{H}(\rho_{q}) e^{j(n-m)\varphi_{q}} & \mathbf{J}_{m} \left(\mathbf{k}_{c1}\mathbf{D}_{sq}\right) e^{jm\varphi_{sq}} \end{bmatrix} + (1-\delta_{qs}^{\prime}) \mathbf{H}_{n-m}^{(2)} \left(\mathbf{k}_{c1}\mathbf{D}_{sq}\right) e^{j(n-m)\varphi_{sq}} m \overline{\mathbf{G}}_{1}^{J}(\rho_{q}) e^{jm\varphi_{q}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_{n}^{2(s-1)} \\ d_{n}^{2(s-1)} \end{bmatrix} \right\}$$

$$(3-13)$$

όπου $\delta'_{qs} = 1 (\epsilon \acute{a} v \rho_{q,s}^{>} = \rho_{q}) \acute{\eta} 0 (\epsilon \acute{a} v \rho_{q,s}^{<} = \rho_{q})$, ο όρος ${}^{n} \overline{\overline{G}}_{i}^{H}(\rho)$ αποτελεί συντόμευση για τον κατωτέρω πίνακα

$${}^{n}\bar{\mathbf{G}}_{i}^{\mathrm{H}}(\rho) = \begin{bmatrix} \frac{\beta n}{\mathbf{k}_{ci}^{2}\rho} \mathbf{H}_{n}^{(2)}(\mathbf{k}_{ci}\rho) & \frac{\mathbf{j}\omega\mu_{i}}{\mathbf{k}_{ci}}\mathbf{H}_{n}^{\prime(2)}(\mathbf{k}_{ci}\rho) \\ -\frac{\mathbf{j}\omega\varepsilon_{i} + \sigma_{i}}{\mathbf{k}_{ci}}\mathbf{H}_{n}^{\prime(2)}(\mathbf{k}_{ci}\rho) & \frac{\beta n}{\mathbf{k}_{ci}^{2}\rho}\mathbf{H}_{n}^{(2)}(\mathbf{k}_{ci}\rho) \end{bmatrix},$$
(3-14)

και ο όρος $H'^{(2)}_n(x)$ αποτελεί την πρώτη παράγωγο της Hankel συνάρτησης δευτέρου είδους και τάξης *n* ως προς το όρισμα αυτής *x*.

Βάσει της προηγηθείσας ανάλυσης, το συνολικό Η/Μ πεδίο $[\overline{E}^{tot}(\overline{\rho}), \overline{H}^{tot}(\overline{\rho})]e^{-j\beta z}$ σε μία θέση παρατηρητή $\overline{\rho} \in (i)$ μπορεί να εκφραστεί με την κατωτέρω σχέση (3-15), κάνοντας χρήση των σχέσεων (3-7), (3-8), (3-12) και (3-13):

$$\begin{bmatrix} E_{z}^{\text{tot}}(\bar{\rho}) \\ H_{z}^{\text{tot}}(\bar{\rho}) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_{z}^{\text{sc}}(\bar{\rho}) \\ H_{z}^{\text{sc}}(\bar{\rho}) \end{bmatrix} + \delta_{i,0} \begin{bmatrix} E_{z}^{\text{inc}}(\bar{\rho}) \\ H_{z}^{\text{inc}}(\bar{\rho}) \end{bmatrix}, \quad \begin{bmatrix} E_{\phi}^{\text{tot}}(\bar{\rho}) \\ H_{\phi}^{\text{tot}}(\bar{\rho}) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_{\phi}^{\text{sc}}(\bar{\rho}) \\ H_{\phi}^{\text{sc}}(\bar{\rho}) \end{bmatrix} + \delta_{i,0} \begin{bmatrix} E_{\phi}^{\text{inc}}(\bar{\rho}) \\ H_{\phi}^{\text{inc}}(\bar{\rho}) \end{bmatrix}.$$
(3-15)

3.3. Εφαρμογή των οριακών συνθηκών και πεδίο σκέδασης στο μακρινό πεδίο

Για την εφαρμογή των κατάλληλων οριακών συνθηκών, επιβάλλεται η συνέχεια των συνιστωσών E_z^{tot} , H_z^{tot} , E_{ϕ}^{tot} , H_{ϕ}^{tot} του συνολικού Η/Μ πεδίου πάνω σε κάθε κυλινδρική συνοριακή επιφάνεια της όλης μελετούμενης κυλινδρικής δομής (δηλαδή, για $\rho_1 = \alpha_1$, $\rho_p = \alpha_{2(p-1)}$, και $\rho_p = \alpha_{2(p-1)+1}$, με p = 2,...,L). Στην συνέχεια, πολλαπλασιάζομε και τις δύο πλευρές καθεμίας προκύπτουσας λόγω της εφαρμογής των οριακών συνθηκών εξίσωσης με τον όρο $\exp(-jM\phi_p)$ και προβαίνομε σε ολοκλήρωση με όρια ολοκλήρωσης από $\phi_p = 0$ έως $\phi_p = 2\pi$. Επομένως, έχομε στην διάθεσή μας ένα σύνολο από γραμμικές αλγεβρικές εξισώσεις με αγνώστους τους συντελεστές ανάπτυξης σε σειρά του ηλεκτρικού και μαγνητικού πεδίου σκέδασης a_n^i , c_n^i , b_n^i , d_n^i , για (i = 0, 1, 2, ..., 2L - 1), που μπορεί να γραφεί στη συμπαγή μορφή (3-16).

$$\begin{bmatrix} \delta_{q,2(p-1)} \begin{bmatrix} J_{M}(\mathbf{k}_{cq}\alpha_{q})\overline{\mathbf{I}} & -H_{M}^{(2)}(\mathbf{k}_{cl}\alpha_{q})\overline{\mathbf{I}} \\ & M \overline{\mathbf{G}}_{1}^{J}(\alpha_{q}) & -M \overline{\mathbf{G}}_{1}^{H}(\alpha_{q}) \end{bmatrix} \\ & + \left(\delta_{q,1} + \delta_{q,2(p-1)+1} \right) \begin{bmatrix} J_{M}(\mathbf{k}_{cq}\alpha_{q})\overline{\mathbf{I}} & -H_{M}^{(2)}(\mathbf{k}_{c(q-1)}\alpha_{q})\overline{\mathbf{I}} \\ & M \overline{\mathbf{G}}_{1}^{J}(\alpha_{q}) & -M \overline{\mathbf{G}}_{1}^{H}(\alpha_{q}) \end{bmatrix} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_{M}^{q} \\ b_{M}^{q} \\ c_{M}^{q} \\ d_{M}^{q} \end{bmatrix} \\ & + \delta_{q,2(p-1)} \begin{bmatrix} H_{M}^{(2)}(\mathbf{k}_{cq}\alpha_{q})\overline{\mathbf{I}} \\ & M \overline{\mathbf{G}}_{1}^{H}(\alpha_{q}) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_{M}^{q+1} \\ & d_{M}^{q+1} \end{bmatrix} - \delta_{q,2(p-1)+1} \begin{bmatrix} J_{M}(\mathbf{k}_{c(q-1)}\alpha_{q})\overline{\mathbf{I}} \\ & M \overline{\mathbf{G}}_{1}^{J}(\alpha_{q}) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_{M}^{q-1} \\ & b_{M}^{q-1} \end{bmatrix} \\ & - \delta_{q,2(p-1)} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \begin{bmatrix} J_{n-M}(\mathbf{k}_{cl}\mathbf{D}_{1p}) e^{\mathbf{j}(n-M)\varphi_{1p}} \begin{bmatrix} J_{M}(\mathbf{k}_{cl}\alpha_{q})\overline{\mathbf{I}} \\ & M \overline{\mathbf{G}}_{1}^{J}(\alpha_{q}) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_{M}^{q} \\ & b_{M}^{q-1} \end{bmatrix} \\ & - \delta_{q,2(p-1)} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \begin{bmatrix} J_{n-M}(\mathbf{k}_{cl}\mathbf{D}_{1p}) e^{\mathbf{j}(n-M)\varphi_{1p}} \begin{bmatrix} J_{M}(\mathbf{k}_{cl}\alpha_{q})\overline{\mathbf{I}} \\ & M \overline{\mathbf{G}}_{1}^{J}(\alpha_{q}) \end{bmatrix} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_{M}^{q} \\ & b_{M}^{q-1} \end{bmatrix} \\ & + \sum_{\substack{s=2\\s\neq p}}^{z} H_{n^{2}M}^{(2)}(\mathbf{k}_{cl}\mathbf{D}_{sp}) e^{\mathbf{j}(n-M)\varphi_{p}} \begin{bmatrix} J_{M}(\mathbf{k}_{cl}\alpha_{q})\overline{\mathbf{I}} \\ & M \overline{\mathbf{G}}_{1}^{J}(\alpha_{q}) \end{bmatrix} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_{2}^{2(s-1)} \\ & M \overline{\mathbf{G}}_{1}^{J}(\alpha_{q}) \end{bmatrix} \\ & + \delta_{q,1} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{s=2}^{L} J_{n-M}(\mathbf{k}_{cl}\mathbf{D}_{s1}) e^{\mathbf{j}(n-M)\varphi_{1s}} \begin{bmatrix} H_{M}^{(2)}(\mathbf{k}_{cl}\alpha_{1})\overline{\mathbf{I}} \\ & M \overline{\mathbf{G}}_{1}^{H}(\alpha_{1}) \end{bmatrix} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_{n}^{2(s-1)} \\ & M \overline{\mathbf{G}}_{1}^{J}(\alpha_{q}) \end{bmatrix} \\ & = \delta_{q,1} \mathbf{j}^{M} e^{-\mathbf{j}M\varphi'} \begin{bmatrix} J_{M}(\mathbf{k}_{c0}\alpha_{1})\overline{\mathbf{I}} \\ & M \overline{\mathbf{G}}_{1}^{J}(\alpha_{1}) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{0} \\ & H_{0} \end{bmatrix}. \end{aligned}$$

Η σχέση (3-16) περιγράφει ένα άπειρο σύνολο από γραμμικές αλγεβρικές εξισώσεις, καθόσον ο δείκτης *M* μπορεί να λάβει τιμές $M = 0, \pm 1, \pm 2, ..., \pm \infty$. Παραμένοντας στην σχέση (3-16), έχομε ότι p = 1, ..., L, q = 1, 2, 3, 4, ..., 2(L-1), 2(L-1)+1, s = 2, 3, ..., L, ενώ $\overline{1}$ είναι ο 2×2 ταυτοτικός πίνακας. Επίσης, το μέγεθος D_{sp} αποτυπώνει την αξονική απόσταση μεταξύ των συστημάτων κυλινδρικών συντεταγμένων (O_s) και (O_s), το μέγεθος φ_{sp} αφορά την γωνία θέσης του (O_p) κυλινδρικού συστήματος συντεταγμένων σε σχέση με το (O_s) κυλινδρικό σύστημα συντεταγμένων. Τέλος, οι όροι α_{2(p-1)+1} και α_{2(p-1)} υποδηλώνουν την ακτίνα του πυρήνα και του περιβλήματος, αντίστοιχα, για τον με αρίθμηση *p* κύλινδρο.

Η πληθώρα των αγνώστων συντελεστών ανάπτυξης σε σειρά του ηλεκτρικού και μαγνητικού πεδίου σκέδασης στην σχέση (3-16) μπορεί να ελαττωθεί σημαντικά αποκόπτοντας όρους της άθροισης τόσο σε ό,τι αφορά το *n*, όσο και σε ό,τι αφορά τις τιμές του *M*. Έτσι, αν ορίσομε ως N_r τον αριθμό των όρων της άθροισης που θα ληφθούν υπόψη, το σύστημα των εξισώσεων της σχέσης (3-16) καταλήγει να είναι ένα σύστημα 20($2N_r$ +1) ×20($2N_r$ +1) γραμμικών αλγεβρικών εξισώσεων. Θα πρέπει να σημειωθεί ότι, επειδή τα στοιχεία των πινάκων και οι σταθεροί όροι της σχέσης (3-16) αποτελούνται κύρια από όρους που εμπεριέχουν τις συναρτήσεις Bessel και Hankel και δίνονται από απλές αναλυτικές εκφράσεις, έχομε στην ουσία να κάνομε κατ'αρχήν με περίπτωση σχέσης σε κλειστή μορφή. Επίσης, επειδή ο square coefficient matrix δεν είναι μη αναστρέψιμος, η ορίζουσά του είναι μη μηδενική. Συνεπώς, ο αντίστροφος αυτού πίνακας μπορεί να υπολογιστεί απευθείας, όπως και έγινε μέσω κώδικα προγραμματισμού στην γλώσσα Fortran 90. Τελικά, ο υπολογισμός των συντελεστών ανάπτυξης σε σειρά του ηλεκτρικού και μαγνητικού πεδίου σκέδασης a_n^i , c_n^i , b_n^i , d_n^i , για (*i* = 0,1,2,...,2*L*-1) των σχέσεων (3-12) και (3-13) μπορεί να γίνει γρήγορα, με ακρίβεια και με αποτελεσματικό τρόπο.

Συνολικά, το πεδίο σκέδασης στο μακρινό πεδίο μπορεί να υπολογιστεί από την σχέση (3-10) θέτοντας $\overline{\rho}(\rho_1, \varphi_1) \in (0)$ και $\rho_1 \to \infty$. Έτσι, μέσω της ασυμπτωτικής προσέγγισης της συνάρτησης $H_n^{(2)}(k_{c0}\rho_1)$ για μεγάλη τιμή του ορίσματος αυτής [1971, M. Abramowitz], οι z- και φ-συνιστώσες του Η/Μ πεδίου στο μακρινό πεδίο καθορίζονται από τις ακόλουθες επιμέρους σχέσεις (3-17):

$$\begin{bmatrix} \mathbf{E}_{z}^{\mathrm{sc}}(\overline{\rho}) \\ \mathbf{H}_{z}^{\mathrm{sc}}(\overline{\rho}) \end{bmatrix} = \mathrm{e}^{-\mathrm{j}(\mathrm{k}_{\mathrm{c0}}\,\rho_{\mathrm{l}}-\pi/4)} \sqrt{\frac{2}{\pi\mathrm{k}_{\mathrm{c0}}\rho_{\mathrm{l}}}} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \mathrm{e}^{\mathrm{j}n(\varphi_{\mathrm{l}}+\pi/2)} \begin{bmatrix} c_{n}^{\mathrm{l}} \\ d_{n}^{\mathrm{l}} \end{bmatrix}$$
(3-17a)

$$\begin{bmatrix} \mathbf{E}_{\varphi}^{\mathrm{sc}}(\bar{\rho}) \\ \mathbf{H}_{\varphi}^{\mathrm{sc}}(\bar{\rho}) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{0} & \mathbf{Z}_{0} \left(\sin \theta' \right)^{-1} \\ -\left(\mathbf{Z}_{0} \sin \theta' \right)^{-1} & \mathbf{0} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{E}_{z}^{\mathrm{sc}}(\bar{\rho}) \\ \mathbf{H}_{z}^{\mathrm{sc}}(\bar{\rho}) \end{bmatrix},$$
(3-17β)

όπου $k_{c0} = \sqrt{k_0^2 - \beta^2} = k_0 \sin \theta'$ και $Z_0 = \sqrt{\mu_0 / \epsilon_0}$.

3.4. Παρουσίαση αποτελεσμάτων ανάλυσης στο μακρινό πεδίο

Στην παρούσα ενότητα θα παρουσιαστούν τα προκύπτοντα διαγράμματα ακτινοβολίας, στη βάση των αποτελεσμάτων για τον υπολογισμό του πεδίου σκέδασης στο μακρινό πεδίο, για περιπτώσεις Ε- και Η- πόλωσης [2022, G.S. Liodakis]. Τα διαγράμματα αυτά ακτινοβολίας θα

αφορούν ειδικές περιπτώσεις της σύνθετης κυλινδρικής δομής του σχήματος 3-1, με τιμές παραμέτρων (γεωμετρικά χαρακτηριστικά των επιμέρους κυλίνδρων και ηλεκτρικά χαρακτηριστικά κάθε περιοχής) που θα εμφανίζονται κάτω από κάθε σχήμα, καθώς και ένθετη απλοϊκή αναπαράσταση της εξεταζόμενης γεωμετρικής διάταξης. Για όλα τα αποτελέσματα, θεωρείται ότι οι περιοχές 0 και 1 καλύπτονται από ελεύθερο χώρο.



Σχήμα 3-3: Διάγραμμα μακρινού πεδίου της z-συνιστώσας του ηλεκτρικού πεδίου $[\mathbb{E}_{z}^{se}(\varphi)]$ για τον σκεδαστή του σχήματος 3-1, όταν: L=3, α₃=0.1λ₀, α₅=0.2λ₀, D₂₃=0.4λ₀, ε₀=ε₁=ε₂=ε₄, ε₃=ε₅=2ε₀, μ_i=μ₀ και σ_i=0 (i=1,2,3,4,5), E₀=1, H₀=0, φ' = 90°, και θ' = 30°, 45°, 90°.

Αναλυτικότερα, στο σχήμα 3-3 έχομε την περίπτωση δύο ανόμοιων ένθετων στρωματοποιημένων κυλίνδρων (L=3) που διεγείρονται από ένα κατά Ε-πολωμένο επίπεδο κύμα που προσπίπτει επί αυτών, και όπου εμφανίζεται το μέτρο-πλάτος της z-συνιστώσας (χρήση πολικών συντεταγμένων) του σκεδαζόμενου ηλεκτρικού πεδίου [$E_z^{sc}(\phi)$] στο μακρινό πεδίο για όλες τις γωνίες ϕ του παρατηρητή ($0^\circ - 360^\circ$), για $\phi' = 90^\circ$ και για διάφορες τιμές της θ' (συμπεριλαμβανομένης της περίπτωσης $\theta' = 90^\circ$ για κάθετη πρόπτωση). Επιπλέον, στο σχήμα 3-3 εμπεριέχεται και το αντίστοιχο αποτέλεσμα (για $\theta' = 90^\circ$) από παλαιότερη έρευνα [1976, Chang], όπου και διαπιστώνεται πλήρης ταύτιση. Η επίδραση της γωνίας παρατήρησης φ τόσο στην μορφή του διαγράμματος πεδίου, αλλά κύρια στο πλάτος της πεδιακής συνιστώσας, είναι εμφανής. Επιπρόσθετα, παρατηρούμε ότι για την περίπτωση της θ' = 90° έχομε σημαντική αλλαγή του διαγράμματος πεδίου λόγω της παρουσίας ισχυρού οπίσθιου λοβού.

Αντίστοιχα, στο σχήμα 3-4, για τον ίδια ως προηγουμένως περίπτωση των δύο ανόμοιων στρωματοποιημένων κυλίνδρων (L = 3) που διεγείρονται από ένα κατά Η-πολωμένο επίπεδο κύμα ($E_0=0$, $H_0=1$) που προσπίπτει τυχαία επί αυτών, εμφανίζεται το μέτρο-πλάτος της z-συνιστώσας του σκεδαζόμενου μαγνητικού πεδίου $IH_z^{sc}(\phi)$ Ι, για $\phi' = 90^\circ$ και για τιμές της $\theta' = 30^\circ$, 45°, 90° (η περίπτωση $\theta' = 90^\circ$ αφορά την περίπτωση κάθετης πρόπτωσης ως αναφορά). Επιπλέον, στο σχήμα 3-4 εμπεριέχεται και το αντίστοιχο αποτέλεσμα (για $\theta' = 90^\circ$) από παλαιότερη έρευνα [1992, Elsherbeni], όπου και διαπιστώνεται πλήρης ταύτιση. Διαπιστώνεται η εμφανής επίδραση της γωνίας πρόσπτωσης θ' στο πλάτος της πεδιακής συνιστώσας, όπου όσο μεγαλύτερη είναι η γωνία αυτή, τόσο μεγαλύτερο είναι και το πλάτος της πεδιακής συνιστώσας (ενώ η μορφή του διαγράμματος πεδίου, αντίστοιχα, δεν δείχνει να διαφοροποιείται αισθητά).

Στα σχήματα 3-5 και 3-6 παρουσιάζεται το πεδίο σκέδασης μακρινού πεδίου για την |E_z^{sc}(φ₁)|για την περίπτωση ύπαρξης δύο στρωματοποιημένων ένθετων κυλινδρικών ράβδων και όπου στην όλη κυλινδρική δομή του σκεδαστή προσπίπτει ένα επίπεδο Η/Μ πεδίο με τυχαία γωνία πρόσπτωσης. Ειδικότερα, στο σχήμα 3-5 έχομε ότι $\theta' = 60^\circ$ και $\varphi' = 45^\circ$, ενώ στο σχήμα 3-6 έχομε ότι $\theta' = 70^{\circ}$ και $\varphi' = 45^{\circ}$. Επιπλέον, στο σχήμα 3-5, για σταθερές και ίσες τιμές της διηλεκτρικής σταθεράς των πυρήνων των δύο ένθετων κυλινδρικών, εξετάζεται η επίδραση της διηλεκτρικής επιτρεπτότητας του περιβλήματος αυτών στο $|E_z^{sc}(\varphi_1)|$ (διατηρώντας, όμως, ότι $\varepsilon_2 = \varepsilon_4$). Αντίστοιχα, στο σχήμα 3-6, εξετάζεται η επίδραση της ηλεκτρικής αγωγιμότητας των περιβλημάτων των ένθετων κυλινδρικών ράβδων (διατηρώντας, όμως, $\sigma_2 = \sigma_4$) στο $|E_z^{sc}(\varphi_1)|$. Η βασική παρατήρηση που μπορεί να εξαχθεί από τα σχήματα 3-5 και 3-6 είναι ότι έχομε την ύπαρξη αρκετών λοβών, με τους κύριους λοβούς να εμφανίζονται στην γωνία φ₁ ≈ 229° (για την περίπτωση $ε_2 = ε_4 \neq ε_0$ του σχήματος 3-5) και στην γωνία $φ_1 \approx 227^\circ$ (για την περίπτωση $σ_2 = σ_4$ του σχήματος 3-6). Συνεπώς, και στα δύο αυτά σχήματα, η θέση του κυρίως λοβού δεν εξαρτάται έντονα από τα ηλεκτρικά χαρακτηριστικά των περιοχών περιβλήματος των ένθετων διηλεκτρικών κυλίνδρων. Είναι, επίσης, σαφής η επίδραση που έχει το υλικό του περιβλήματος των διηλεκτρικών κυλίνδρων (βλέπε σχήμα 3-5) στην διαφοροποίηση του πεδίου σκέδασης για τις διάφορες τιμές $ε_2 = ε_4$. Τέλος, και στην βάση των εμφανιζόμενων στο σχήμα 3-6, θα πρέπει να σημειωθεί η σημαντική μείωση

63

του πλάτους του σκεδαζόμενου κύματος για αυξημένες τιμές της αγωγιμότητας του περιβλήματος των διηλεκτρικών κυλίνδρων, και ότι μία περαιτέρω αύξηση στις αγωγιμότητες σ_2 και σ_4 πέραν των τιμών $\sigma_2 = \sigma_4 = 50$ S/m δεν έχει επίδραση.



Σχήμα 3-4: Διάγραμμα μακρινού πεδίου της z-συνιστώσας του μαγνητικού πεδίου $|H_z^{sc}(\varphi)|$ για τον σκεδαστή του σχήματος 3-1, όταν: L=3, α₃=0.1λ₀, α₅=0.2λ₀, D₂₃=0.4λ₀, ε₀=ε₁=ε₂=ε₄, ε₃=ε₅=2ε₀, μ_i=μ₀ και σ_i=0 (i=1,2,3,4,5), E₀=0, H₀=1, φ' = 0°, και θ' = 30°, 45°, 90°.

Στο σχήμα 3-7 παρουσιάζεται για $\varphi' = 45^{\circ}$ και για διάφορες γωνίες θ' το πεδίο σκέδασης μακρινού πεδίου για την $|E_z^{sc}(\varphi_1)|$ για την περίπτωση ύπαρξης τεσσάρων στρωματοποιημένων ένθετων κυλινδρικών ράβδων, και όπου στην όλη κυλινδρική δομή του σκεδαστή προσπίπτει ένα επίπεδο H/M πεδίο με Ε-πόλωση. Παρατηρούμε, καταρχήν, ότι ο κύριος λοβός παραμένει σε γωνία $\varphi = 225^{\circ}$, ανεξάρτητα από την τιμή της γωνίας πρόσπτωσης θ' . Είναι, όμως, σαφής η επίδραση της γωνίας θ' κύρια στο πλάτος του σκεδαζόμενου κύματος, αλλά και στην μορφή του διαγράμματος πεδίου, και όλα αυτά ανεξάρτητα από την γωνία παρατήρησης. Ειδικά, δε, για την περίπτωση της κάθετης πρόσπτωσης ($\theta' = 90^{\circ}$), έχομε την παρουσία λίαν ισχυρών πλευρικών λοβών.



Σχήμα 3-5: Διάγραμμα μακρινού πεδίου της z-συνιστώσας του ηλεκτρικού πεδίου | $E_z^{sc}(\varphi_1)$ | για τον σκεδαστή του σχήματος 3-1 όταν, *L*=3, $D_{23} = \lambda_0$, $\varepsilon_1 = \varepsilon_0$, $\alpha_2 = \alpha_4 = 0.3\lambda_0$, $\varepsilon_3 = \varepsilon_5 = 9.6\varepsilon_0$, $\alpha_3 = \alpha_5 = 0.1\lambda_0$, $\varepsilon_2 = \varepsilon_4 = \varepsilon_0, 2.32\varepsilon_0, 4.34\varepsilon_0$, $\mu_i = \mu_0$, και $\sigma_i = 0$ (*i* = 1, 2, 3, 4, 5), ενώ $E_0 = 1$, $H_0 = 0$, $\theta' = 60^\circ$, και $\varphi' = 45^\circ$.

Στο σχήμα 3-8 παρουσιάζεται για διάφορες τιμές του φ' και για γωνία $\theta' = 90^{\circ}$ το πεδίο σκέδασης μακρινού πεδίου για την $|H_z^{sc}(\varphi_1)|$ για την περίπτωση ύπαρξης τεσσάρων στρωματοποιημένων ένθετων κυλινδρικών ράβδων, και όπου στην όλη κυλινδρική δομή του σκεδαστή προσπίπτει ένα επίπεδο Η/Μ πεδίο με Η-πόλωση. Αυτό που κύρια παρατηρείται είναι η έντονη επίδραση της γωνίας πρόπτωσης φ' τόσο στο πλάτος του σκεδαζόμενου μαγνητικού πεδίου κατά την z-συνιστώσα αυτού, όσο και στην θέση παρατήρησης στην οποία εμφανίζεται ο κύριος λοβός. Αντίθετα, η επίδραση της γωνίας πρόπτωσης φ' στο μέγεθος των πλευρικών λοβών



Σχήμα 3-6: Διάγραμμα μακρινού πεδίου της z-συνιστώσας του σκεδαζόμενου ηλεκτρικού πεδίου | $E_z^{sc}(\varphi_1)$ | για τον σκεδαστή του σχήματος 3-1 όταν, *L*=3, $D_{23} = \lambda_0$, $\varepsilon_1 = \varepsilon_0$, $\varepsilon_2 = \varepsilon_4 = 2.32\varepsilon_0$, $\alpha_2 = \alpha_4 = 0.4\lambda_0$, $\varepsilon_3 = \varepsilon_5 = 4.34\varepsilon_0$, $\alpha_3 = \alpha_5 = 0.2\lambda_0$, $\mu_i = \mu_0$ (*i* = 1, 2, 3, 4, 5), $\sigma_1 = \sigma_3 = \sigma_5 = 0$, και $\sigma_2 = \sigma_4 = 0.10, 50$ S/m, ενώ $E_0 = 1$, $H_0 = 0$, $\theta' = 70^\circ$, and $\varphi' = 45^\circ$.

3.5. Παρουσίαση αποτελεσμάτων συνολικής διατομής σκέδασης

Η ακτινική συνιστώσα του διανύσματος Poynting δίνεται από την κατωτέρω σχέση (3-18), στην οποία προβαίνομε σε ολοκλήρωση για την επιφάνεια κυλίνδρου άπειρης ακτίνας ($\alpha_1 \rightarrow \infty$) και πεπερασμένου μήκους dz για να υπολογίσουμε την συνολική ακτινικά σκεδαζόμενη ισχύ P_{ρ}^{sc} . Ακολούθως, βάσει της [1991, A. Ishimaru], μπορούμε να υπολογίσομε την συνολική διατομή σκέδασης σ_t της όλης κυλινδρικής δομής μέσω της σχέσης (3-19), όπου $Z_0 = \sqrt{\mu_0 / \varepsilon_0}$ και $S^{inc}(\overline{\rho})$ είναι το διάνυσμα Poynting του προσπίπτοντος επίπεδου Η/Μ κύματος:

$$S_{\rho}^{sc}(\overline{\rho}) = \frac{1}{2Z_0 \sin \theta'} \left[\left| E_z^{sc}(\overline{\rho}) \right|^2 + Z_0^2 \left| H_z^{sc}(\overline{\rho}) \right|^2 \right]$$
(3-18)

$$\sigma_{t} = \frac{P_{\rho}^{sc}}{|S^{inc}(\overline{\rho})|dz} \Rightarrow \sigma_{t} = \frac{1}{k_{0}} \left[\frac{2}{\sin\theta'}\right]^{2} \frac{1}{E_{0}^{2} + Z_{0}^{2}H_{0}^{2}} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left(\left|c_{n}^{1}\right|^{2} + \left|Z_{0} d_{n}^{1}\right|^{2}\right).$$
(3-19)



Σχήμα 3-7: Διάγραμμα μακρινού πεδίου της z-συνιστώσας του σκεδαζόμενου ηλεκτρικού πεδίου | $E_z^{sc}(\varphi_1)$ | $(\varphi = \varphi_1)$ για τον σκεδαστή του σχήματος 3-1 όταν, *L*=5, $D_{23} = D_{34} = D_{45} = D_{25} = 0.8\lambda_0$, $D_{24} = D_{35} = 0.8\sqrt{2}\lambda_0$, $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon_4 = \varepsilon_6 = \varepsilon_8 = \varepsilon_0$, $\alpha_3 = \alpha_5 = \alpha_7 = \alpha_9 = 0.2\lambda_0$, $\varepsilon_3 = \varepsilon_5 = \varepsilon_7 = \varepsilon_9 = 2.32\varepsilon_0$, $\mu_i = \mu_0$, και $\sigma_i = 0$ (*i* = 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9), ενώ $E_0 = 1$, $H_0 = 0$, $\varphi' = 45^\circ$, και $\theta' = 30^\circ, 45^\circ, 90^\circ$.

Ακολουθούν ενδεικτικά σχήματα που αποτυπώνουν την κανονικοποιημένη (ως προς τον κυματαριθμό για τον ελεύθερο χώρο) συνολική διατομή σκέδασης ($k_0\sigma_t$) συναρτήσει της γωνίας πρόπτωσης φ' για διάφορες επιλογές των γεωμετρικών και ηλεκτρικών χαρακτηριστικών της όλης κυλινδρικής δομής του σχήματος 3-1. Ειδικότερα, στο σχήμα 3-9, παρατηρούμε ότι η κανονικοποιημένη συνολική διατομή σκέδασης ($k_0\sigma_t$) είναι συμμετρική γύρω από το xz-επίπεδο ($\varphi' = 90^\circ$) και παίρνει την μέγιστη τιμή της στην διεύθυνση $\varphi' = 90^\circ$. Επιπλέον, είναι ισχυρά εξαρτώμενη από την απόσταση D_{23} (αυξανομένης της απόστασης D_{23}/λ_0 , αυξάνεται η $k_0\sigma_t$), ειδικά για τις γωνίες 54° < $\varphi' < 126^\circ$. Με άλλα λόγια, είναι εύκολα εφικτή η αλλαγή της συνολικής

διατομής σκέδασης μέσω της ρύθμισης της απόστασης μεταξύ των ένθετων διστρωματικών κυλινδρικών ράβδων.



Σχήμα 3-8: Διάγραμμα μακρινού πεδίου της z-συνιστώσας του σκεδαζόμενου μαγνητικού πεδίου $| H_z^{sc}(\varphi_1) | (\varphi = \varphi_1)$ για τον σκεδαστή του σχήματος 3-1 όταν, L=5, $D_{23} = D_{34} = D_{45} = D_{25} = 0.8\lambda_0$, $D_{24} = D_{35} = 0.8\sqrt{2} \lambda_0$, $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon_4 = \varepsilon_6 = \varepsilon_8 = \varepsilon_0$, $\alpha_3 = \alpha_5 = \alpha_7 = \alpha_9 = 0.2\lambda_0$, $\varepsilon_3 = \varepsilon_5 = \varepsilon_7 = \varepsilon_9 = 4.34\varepsilon_0$, $\mu_i = \mu_0$, και $\sigma_i = 0$ (i = 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9), ενώ $E_0 = 0$, $H_0 = 1$, $\theta' = 90^\circ$, και $\varphi' = 0^\circ, 40^\circ, 90^\circ$.

Αντίστοιχα, στο σχήμα 3-10, έχομε την περίπτωση της ίδια ως ανωτέρω δομής και την ίδια κανονικοποίηση, αλλά έχομε παραμετροποίηση ως προς τις ακτίνες των περιβλημάτων των κυλινδρικών ράβδων. Πέρα από την αναμενόμενη συμμετρία ως προς το xz-επίπεδο ($\varphi' = 90^\circ$), είναι εμφανής η έντονη εξάρτηση της συνολικής διατομής σκέδασης σ_t ως προς τις εξωτερικές ακτίνες (ακτίνες περιβλήματος) των ένθετων κυλινδρικών ράβδων για την μεγάλη πλειοψηφία των γωνιών πρόσπτωσης φ' . Η προαναφερόμενη εξάρτηση συνεπάγεται και στην περίπτωση αυτή την εύκολα εφικτή-επιθυμητή αλλαγή της συνολικής διατομή σκέδασης, μέσω αλλαγής των τιμών των $α_2, α_4$.



Σχήμα 3-9: Κανονικοποιημένη συνολική διατομή σκέδασης ($k_0\sigma_t$) συναρτήσει της φ' για την ένθετη διάταξη που προκύπτει από το σχήμα 3-1, όταν L=3, $\varepsilon_1=\varepsilon_0$, $\varepsilon_2=\varepsilon_4=2.32\varepsilon_0$, $\alpha_2=\alpha_4=0.2\lambda_0$, $\varepsilon_3=\varepsilon_5=4.34\varepsilon_0$, $\alpha_3=\alpha_5=0.1\lambda_0$ μ_i=μ₀, $\sigma_i=0$ (i=1,2,3,4,5), D₂₃=0.4 λ_0 ,0.6 λ_0 ,0.8 λ_0 , λ_0 , E₀=1, H₀=0, θ'=45°, για διάφορες τιμές του D_{23}/λ_0 .

3.6. Εξέταση σύγκλισης της λύσης του προβλήματος σκέδασης

Η ημιαναλυτική λύση που επεξηγήθηκε λεπτομερώς στις ενότητες 3.2 και 3.3 και ο αντίστοιχος κώδικας λογισμικού που αναπτύχθηκε, επαληθεύτηκαν με επιτυχία μέσω ελέγχου της αμοιβαιότητας και της διατήρησης της ενέργειας. Αναλυτικότερα, η αμοιβαιότητα εξετάστηκε για πολλές διπλές εκδοχές των κατευθύνσεων πρόσπτωσης και σκέδασης. Αντίστοιχα, η διατήρηση της ενέργειας ελέγχθηκε χρησιμοποιώντας το οπτικό θεώρημα, σύμφωνα με το οποίο η συνολική διατομή σκέδασης θα πρέπει να ταυτίζεται με την extinction cross section, για την περίπτωση που τα υλικά που απαρτίζουν την όλη υπό εξέταση κυλινδρική δομή δεν παρουσιάζουν απώλειες [1991, A. Ishimaru].



Σχήμα 3-10: Κανονικοποιημένη συνολική διατομή σκέδασης ($k_0\sigma_t$) συναρτήσει της φ' για την ένθετη διάταξη που προκύπτει από το σχήμα 3-1, όταν *L*=3, $\varepsilon_1 = \varepsilon_0$, $D_{23} = \lambda_0$, $\varepsilon_2 = \varepsilon_4 = 4.34\varepsilon_0$, $\varepsilon_3 = \varepsilon_5 = 9.6\varepsilon_0$, $\alpha_3 = \alpha_5 = 0.1\lambda_0$, $\mu_i = \mu_0$, $\sigma_i = 0$ (i = 1, 2, 3, 4, 5), $\alpha_2 = \alpha_4 = 0.2\lambda_0$, $0.3\lambda_0$, $0.4\lambda_0$, $E_0 = 0$, $H_0 = 1$, $\theta' = 75^\circ$, για διάφορες τιμές των ακτίνων α_2 και α_4 .

Σε ότι αφορά την σύγκλιση της λύσης του υπόψη προβλήματος σκέδασης, έγιναν υπολογισμοί της έντασης του σκεδαζόμενου ηλεκτρικού πεδίου για διάφορες αρχιτεκτονικές και παραμέτρους του όλου σκεδαστή μέσω διαδοχικής αύξησης του αριθμού N_r για επίτευξη ακρίβειας 7 δεκαδικών ψηφίων. Ενδεικτικό συγκεκριμένο παράδειγμα εξέτασης της σύγκλισης παρουσιάζεται στον πίνακα 3.1, όπου έχομε τις τιμές του $|E_z^{sc}(\rho \to \infty, \phi_1 = 45^\circ)|$ για τις διάφορες αυξανόμενες τιμές του N_r . Ειδικότερα, τα στοιχεία του πίνακα 3-1 αφορούν την περίπτωσηδιάταξη του σχήματος 3-5 με $\theta' = \varphi' = 45^\circ$, $E_0 = H_0 = 1$, L = 3, $D_{23} = 0.7\lambda_0$, $\varepsilon_1 = \varepsilon_0$, $\varepsilon_2 = \varepsilon_4 = 2.32\varepsilon_0$, $\alpha_2 = \alpha_4 = 0.3\lambda_0$, $\varepsilon_3 = \varepsilon_5 = 4.34\varepsilon_0$, $\alpha_3 = \alpha_5 = 0.2\lambda_0$, $\mu_i = \mu_0$, και $\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma_3 = \sigma_4 = \sigma_5 = 0$. Είναι προφανές από τα εμφανιζόμενα αριθμητικά στοιχεία ότι η σύγκλιση της λύσης του προβλήματος σκέδασης μέσω της ακολουθούμενης μεθοδολογίας είναι ταχεία και σταθερή, καθώς μία μικρή τιμή του

Ν_r όπως το να είναι ίση με 12 είναι επαρκής για τον προσδιορισμό της έντασης μακρινού πεδίου με 6 σημαντικά δεκαδικά ψηφία.

Nr	$ E_{\tau}^{\rm sc}(\rho_1 \rightarrow \infty, \varphi_1 = 45^{\circ}) $
7	56.99990
8	57.30295
9	57.24285
10	57.24623
11	57.23580
12	57.23515
13	57. 23517
14	57. 23517
15	57.23517

Πίνακας 3-1: Σύγκλιση του $| E_z^{sc}(\rho \to \infty, \varphi_l = 45^{\circ}) |$ για αυξανόμενο N_r

Η σύγκλιση της προτεινόμενης από την διατριβή λύσης διερευνήθηκε και μέσω υπολογισμού του σχετικού λάθους βάσει της κατωτέρω σχέσης (3-20) [2021, P. Barati]:

$$e_{rr} = \frac{\left|\sigma_t^{N+1} - \sigma_t^N\right|}{\left|\sigma_t^N\right|}$$
, N = 1, 2, 3, ..., N_r, (3- 20)

όπου οι όροι σ_t^N και σ_t^{N+1} αφορούν την συνολική διατομή σκέδασης της όλης υπό εξέτασης κυλινδρικής δομής, όπως αυτή υπολογίζεται από στην σχέση 3-19 και την συμπερίληψη N και N+1 όρων, αντίστοιχα. Οι καμπύλες σύγκλισης του σχήματος 3-11 αφορούν την περίπτωση ενός προσπίπτοντος H/M κύματος με Ε-πόλωση, ενώ φαίνονται και τα γεωμετρικά και ηλεκτρικά χαρακτηριστικά της εξεταζόμενης περίπτωσης σκέδασης. Παρατηρούμε ότι όλες οι καμπύλες σύγκλισης του σχετικού λάθους ακολουθούν την ίδια τάση μείωσης της τιμής αυτής, καθώς αυξάνεται ο αριθμός N_r . Η τάση αυτή ήταν αναμενόμενη, αλλά και αναγκαία για την διασφάλιση της σύγκλισης της λύσης του προβλήματος σκέδασης. Ενώ έχει αναφερθεί και στην [2021, P. Barati] για την διερεύνηση των εκεί εξεταζόμενων περιπτώσεων σκέδασης.

Επιπρόσθετα, στο σχήμα 3-11α παρατηρούμε ότι η τιμή του αριθμού N_r δεν επηρεάζει έντονα την τιμή του υπολογιζόμενου σφάλματος για τις διάφορες διαστάσεις των ένθετων διηλεκτρικών ράβδων, ειδικά για την περίπτωση που αυτές είναι σχετικά μικρές (έχομε, για παράδειγμα, σχετική σύμπτωση της μαύρης και της κόκκινης καμπύλης). Αντίθετα, όπως φαίνεται στο σχήμα 3-11β, μπορούμε να συμπεράνομε την ισχυρή επίδραση του αριθμού N_r στο
υπολογιζόμενο σφάλμα για τις διάφορες τιμές απόστασης μεταξύ των ένθετων διηλεκτρικών ράβδων. Για παράδειγμα, για την περίπτωση με $D_{23} = 0.6\lambda_0$ (μαύρη καμπύλη), μπορεί να επιτευχθεί ακρίβεια 3 ψηφίων με $N_r \approx 7$, ενώ η τιμή του N_r αυξάνεται σε 13 για την ίδια πάντα ζητούμενη ακρίβεια εάν $D_{23} = 1.5\lambda_0$ (μπλε καμπύλη).



Σχήμα 3-11: Καμπύλες σύγκλισης του σχετικού λάθους e_{rr} για την ένθετη δομή του σχήματος 3-5 που προκύπτει από το σχήμα 3-1 όταν $E_0 = 1$, $H_0 = 0$, $\theta' = 45^\circ$, $\varphi' = 45^\circ$, L=3, , $\varepsilon_1 = \varepsilon_0$, $\varepsilon_2 = \varepsilon_4 = 1.6\varepsilon_0$, $\varepsilon_3 = \varepsilon_5 = 2.32\varepsilon_0$, $\mu_i = \mu_0$, $\sigma_i = 0$ (i = 1, 2, 3, 4, 5). (α) $\alpha_2 = \alpha_4 = 0.6\lambda_0$, $D_{23} = 1.6\lambda_0$ και $\alpha_3 = \alpha_5 = 0.1\lambda_0$ (μαύρη καμπύλη), $\alpha_3 = \alpha_5 = 0.3\lambda_0$ (κόκκινη καμπύλη), $\alpha_3 = \alpha_5 = 0.5\lambda_0$ (μπλε καμπύλη). (β) $\alpha_2 = \alpha_4 = 0.3\lambda_0$, $\alpha_3 = \alpha_5 = 0.1\lambda_0$ and $D_{23} = 0.6\lambda_0$ (μαύρη καμπύλη), $D_{23} = 1.0\lambda_0$ (κόκκινη καμπύλη), $D_{23} = 1.5\lambda_0$ (μπλε καμπύλη).

Η προαναφερόμενη ισχυρή επίδραση του N_r στην τιμή του υπολογιζόμενου σχετικού λάθους για διάφορες τιμές της απόστασης μεταξύ των ένθετων είναι εμφανής και για την περίπτωση τυχαίας πόλωσης του προσπίπτοντος Η/Μ κύματος. Έτσι, στο σχήμα 3-12 παρατηρούμε ότι όσο μεγαλύτερη είναι η απόσταση αυτή D_{23} , τόσο μεγαλύτερη είναι και η απαιτούμενη τιμή του N_r για την επίτευξη μίας συγκεκριμένης ακρίβειας σύγκλισης του υπολογιζόμενου σχετικού υπολογιζόμενου.



Σχήμα 3-12: Καμπύλες σύγκλισης του σχετικού λάθους e_{rr} για την ένθετη δομή του σχήματος 3-5 που προκύπτει από το σχήμα 3-1 όταν $E_0 = 1$, $H_0 = 1$, $\theta' = 30^\circ$, $\varphi' = 60^\circ$, L=3, $\varepsilon_1 = \varepsilon_0$, $\varepsilon_2 = \varepsilon_4 = 1.6\varepsilon_0$, $\alpha_2 = \alpha_4 = 0.3\lambda_0$, $\varepsilon_3 = \varepsilon_5 = 2.3\varepsilon_0$, $\alpha_3 = \alpha_5 = 0.2\lambda_0$, $\mu_i = \mu_0$, $\sigma_i = 0$ (i = 1, 2, 3, 4, 5) και $D_{23} = 0.6\lambda_0$ (μαύρη καμπύλη), $D_{23} = 1.0\lambda_0$ (κόκκινη καμπύλη), $D_{23} = 1.5\lambda_0$ (μπλε καμπύλη), $D_{23} = 2.0\lambda_0$ (φούξια καμπύλη).

3.7. Βιβλιογραφία

[1971, Abramowitz] M. Abramowitz and I.A. Stegun, "Handbook of Mathematical Functions", Dover: New York, NY, USA, 1972.

[1976, Chang] S.K. Chang and K.K. Mei, "Application of the unimoment method to electromagnetic scattering of dielectric cylinders", *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, **1976**, 24, 35-42.

- [1991, Ishimaru] A. Ishimaru, "*Electromagnetic Wave Propagation, Radiation, and Scattering*", Englewood Cliffs: Prentice Hall Inc., **1991**.
- [1992, Elsherbeni] A.Z. Elsherbeni and A.A. Kishk, "Modeling of cylindrical objects by circular dielectric and conducting cylinders". *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* **1992**, 40, 96-99.
- [1993, Tsalamengas] J.L. Tsalamengas, I.O. Vardiambasis, and J.G. Fikioris, "TE and TM modes in circularly shielded slot waveguides", *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 41, no. 6/7, pp. 966-973, June/July **1993**. [Erratum: *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques*, vol. 43, no. 4, p. 916, April 1995].
- [1995, Tsalamengas] J.L. Tsalamengas, I.O. Vardiambasis, and J.G. Fikioris, "Plane wave scattering by strip loaded circular dielectric cylinders in case of oblique incidence and arbitrary polarization," *IEEE Transactions on Antennas* and Propagation, vol. 43, no. 10, pp. 1099-1108, October 1995.
- [1995, Vardiambasis] I.O. Vardiambasis, J.L. Tsalamengas, and J.G. Fikioris, "Hybrid wave propagation in circularly shielded microslot lines," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 43, no. 8, pp. 1960-1966, August **1995**.
- [1997, Konistis] K. Konistis and J.L. Tsalamengas, "Plane wave scattering by an array of bianisotropic cylinders enclosed by another one in an unbounded bianisotropic space: oblique incidence", J. Elect. Waves Appl. 1997, 11, pp. 1073-1090.
- [1997, Vardiambasis] I.O. Vardiambasis, J.L. Tsalamengas, and J.G. Fikioris, "Hybrid wave propagation in generalized Goubautype striplines," *IEE Proceedings- Microwaves, Antennas and Propagation*, vol. 144, no. 3, pp. 167-171, June 1997.
- [1998, Vardiambasis] I.O. Vardiambasis, J.L. Tsalamengas, and J.G. Fikioris, "Plane wave scattering by slots on a ground plane loaded with semi-circular dielectric cylinders in case of oblique incidence and arbitrary polarization", *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 46, no. 10, pp. 1571-1579, October 1998.
- [1998, Vardiambasis] I.O. Vardiambasis, J.L. Tsalamengas, and J.G. Fikioris, "Plane wave scattering by slots on a ground plane loaded with semi-circular dielectric cylinders in case of oblique incidence and arbitrary polarization", IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. 46, no. 10, pp. 1571-1579, October 1998.
- [2003, Vardiambasis] I.O. Vardiambasis, J.L. Tsalamengas, and K. Kostogiannis, "Propagation of EM waves in composite bianisotropic cylindrical structures", *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 51, no. 3, pp. 761-766, March 2003.
- [2011, loannidou] M.P. loannidou, I.O. Vardiambasis, and A.P. Moneda, "TM-polarized plane wave scattering by an eccentrically loaded slit PEC cylinder", Invited Paper, pp. 481-484, Proceedings of the 2011 International Conference on Electromagnetics in Advanced Applications (ICEAA'11), Torino, Italy, 12-17 September 2011. doi: 10.1109/ICEAA.2011.6046389
- [2012, loannidou] M.P. loannidou, A.P. Moneda and I.O. Vardiambasis, "Dual-series solution to EM-wave scattering by a circular slit PEC cylinder enclosing multiple dielectric cylindrical rods", *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 60, no. 10, pp. 4822-4829, October **2012**.
- [2012, Tsalamengas] J.L. Tsalamengas and I.O. Vardiambasis, "Oblique diffraction of arbitrarily polarized waves by an array of coplanar slots loaded by dielectric semi-cylinders", *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 60, no. 2, pp. 1171-1176, February 2012.
- [2018a, Kapetanakis] T.N. Kapetanakis, I.O. Vardiambasis, E.I. Lourakis, and A. Maras, "Applying neuro-fuzzy soft computing

techniques to the circular loop antenna radiation problem", *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, vol. 17, no. 9, pp. 1673-1676, September **2018**. doi: 10.1109/LAWP.2018.2862939

- [2018b, Kapetanakis] T.N. Kapetanakis, I.O. Vardiambasis, M.P. Ioannidou, and A. Maras, "Neural network modeling for the solution of the inverse loop antenna radiation problem", *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 66, no. 11, pp. 6283-6290, November **2018**. doi: 10.1109/TAP.2018.2869136
- [2021, Barati] P. Barati and B. Ghalamkari, "Semi-analytical solution to electromagnetic wave scattering from PEC strip located at the interface of dielectric-TI media", *Eng. Anal. Bound. Elem.* **2021**, 123, pp. 62–69.
- [2021, Tsalamengas] J.L. Tsalamengas and I.O. Vardiambasis, "A parallel-plate waveguide antenna radiating through a perfectly conducting wedge", *IET Microwaves, Antennas & Propagation*, vol. 15 (6), pp. 571-583, **2021**.
- [2022, Liodakis] G.S. Liodakis, T.N. Kapetanakis, M.P. Ioannidou, A.T. Baklezos, N.S. Petrakis, C.D. Nikolopoulos and I.O. Vardiambasis, "Electromagnetic wave scattering by a multiple core model of composite cylindrical wires at oblique incidence", *Applied Sciences* 2022, 12, 10172. <u>https://doi.org/10.3390/app121910172</u>.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4

4. Μοντελοποίηση και Μελέτη Σκέδασης σε Συστήματα Ευρυεκπομπής

4.1. Σύντομη ανασκόπηση θεμάτων διάδοσης Η/Μ κυμάτων λόγω εμποδίων

Αν και το θέμα της διάδοσης των Η/Μ κυμάτων στις MF (medium frequency) και HF (high frequency) ζώνες συχνοτήτων σε κατοικημένες περιοχές έχει εξεταστεί από παλιά [1978, J.H. Causebrook], υπάρχει ένας πολύ περιορισμένος αριθμός ερευνών που να εστιάζουν στην επίδραση των διαφόρων εμποδίων στα διαγράμματα ακτινοβολίας κεραιών ευρυεκπομπής στις προαναφερόμενες περιοχές συχνοτήτων [2022, W. Zhu]. Ειδικότερα, οι περισσότερες ερευνητικές εργασίες έχουν διαπραγματευτεί την επίδραση των εμποδίων για την περιοχή συχνοτήτων άνω του 1 GHz [2006, A. Dagdeviren], [2011, P. Alitalo], [2018, Y.Z Goh], [2020, R. Rodriguez-Cano]. Επίσης, οι περισσότερες σχετικές ερευνητικές προσπάθειες που αφορούν την διάδοση των Η/Μ κυμάτων στις ζώνες συχνοτήτων MF και HF εστιάζουν στην παρουσία εμποδίων, όπως τα κτίρια, και προβαίνουν σε διεξαγωγή μετρήσεων και σε πρόβλεψη των απωλειών μετάδοσης. Αναλυτικότερα, μία επισκόπηση των πλέον συναφών με την μοντελοποίηση και τα αποτελέσματα του παρόντος κεφαλαίου της διατριβής, έχει ως κάτωθι:

- Στην [1968, J. Wait] αναλύθηκε η διάδοση κατά μήκος ενός στρογγυλευμένου λόφου που έχει ένα εμπόδιο τύπου knife-edge για τις HF και VHF περιοχές συχνοτήτων.
- Στην [2000, L. Lichum] προτάθηκε η εισαγωγή τριών παραμέτρων που αναφέρονται ως building-complex παράμετροι για να αποτυπώσουν την επίδραση των κτιρίων στην διάδοση επιφανειακών κυμάτων σε αστικές περιοχές στην HF ζώνη συχνοτήτων.
- Στην [2002, J. Pedersen] μελετήθηκε η ραδιομετάδοση στις HF, VHF και UHF ζώνες συχνοτήτων σε μία ποικιλία περιβαλλόντων μετάδοσης, συμπεριλαμβανομένης της επίδρασης των κτιρίων στην ελάττωση της απόστασης μετάδοσης για καθεμία από τις προαναφερόμενες ζώνες συχνοτήτων.
- Στην [2007, S. Lopez] μελετήθηκε η εξασθένιση σήματος στην MF ζώνη συχνοτήτων μέσω μοντελοποίησης των ανωμαλιών του εδάφους με μορφή triangular-wedge.
- Στην [1998, W. Zhang] εξετάστηκε η επίδραση των κτιρίων στο μακρινό πεδίο για μία κεραία ευρυεκπομπής χρησιμοποιώντας μία μέθοδο πεπερασμένων διαφορών.
- Στις [1981, Η. Chen] και [1983, Η. Κ. Chen] εξετάστηκε η επίδραση των κτιρίων που μοντελάρονται σαν παρασιτικά μονόπολα ή σαν απείρου μήκους ιδανικά αγώγιμος κύλινδρος,

καθώς και η χρήση συστοιχιών κεραιών, αντίστοιχα.

- Στην [2017, C.M. Moon] οι αλλαγές στην απόκριση της κεραίας, καθώς και θέματα HF direction finding που σχετίζονται με την γεωμετρία των κτιρίων, αναλύθηκαν με την χρήση της μεθόδου των ροπών και της φυσικής οπτικής.
- Στις ερευνητικές εργασίες [2021, Χ. Sun], [2021, J. Xu] και [2021b, J. Xu], έγινε μοντελοποίηση και προσομοίωση της επίδρασης των κτιρίων στα σήματα συσκευών πλοήγησης για εφαρμογές αεροπλοΐας.
- Στις ερευνητικές εργασίες [2020, J. Zhang], [2021, J. Zhang] και [2021, W. Yang], εξετάστηκαν θέματα αποκλεισμού ισχύος παρεμβολών και η επίδραση των κτιρίων μέσω των μεγεθών interference και power gain.
- Στην [2021, J. Tan] μελετήθηκε η απόδοση κεραιών που είναι ενσωματωμένες σε σκυρόδεμα με την χρήση νευρωνικών δικτύων.
- Στην [2022, W. Zhu] αναλύθηκε η επίδραση εμποδίων στα χαρακτηριστικά ακτινοβολίας των κεραιών και προσδιορίστηκε μία σχέση μεταξύ της κεραίας και του μεγέθους του εμποδίου.

Τέλος, λαμβάνοντας υπόψη ότι περίπου το 80% της δικτυακής κίνησης λαμβάνει χώρα εντός των κτιρίων, η επίδραση της μορφολογίας των κτιριακών υποδομών έχει αποκτήσει ιδιαίτερη σημασία για την ασύρματη μετάδοση εντός των κτιρίων. Έτσι, έχει εισαχθεί πρόσφατα η διαθεματική-διεπιστημονική ιδέα του Building Wireless Performance (BWP) που αφορά τις επιστημονικές κοινότητες των ασύρματων επικοινωνιών και του σχεδιασμού κτιρίων. Στα πλαίσια αυτά, ενδεικτικές είναι οι κάτωθι εργασίες:

- Στην [2021, J. Tan] μελετήθηκε η απόδοση κεραιών που είναι ενσωματωμένες σε σκυρόδεμα με την χρήση νευρωνικών δικτύων.
- Στην [2022, J. Zhang] παρατίθεται μία επισκόπηση περί του BWP.
- Στην [2022, Υ. Zhou] εξετάστηκε η BWP όταν υπάρχει ολοκλήρωση των δομικών υλικών με συστοιχίες κεραιών.

4.2. Μοντελοποίηση κεραιών ευρυεκπομπής και διάδοσης

Όπως αναφέρθηκε στην ενότητα 4.1, μέσω των σχετικών ερευνητικών προσπαθειών η λειτουργία μιας κεραίας σε χαμηλές, κυρίως, συχνότητες επηρεάζεται από την παρουσία εμποδίων, όπως τα κτίρια και το έδαφος. Γενικότερα, πολλές κατασκευές που βρίσκονται κυρίως στο εγγύς πεδίο ακτινοβολίας μιας κεραίας, όπως τα αγώγιμα τμήματα των κτιρίων, οι στύλοι φωτισμού ή οι μεταλλικοί φράκτες, μπορούν άνετα να λειτουργήσουν σαν γειωμένα παρασιτικά μονόπολα.

Σε ό,τι αφορά τις κεραίες ευρυεκπομπής στην ζώνη συχνοτήτων MF, όπως αυτές που χρησιμοποιούν οι ραδιοφωνικοί σταθμοί, είναι κατακόρυφοι ακτινοβολητές με ύψος που ποικίλλει από λ/6 ως 5λ/8, ανάλογα με τα επιθυμητά λειτουργικά χαρακτηριστικά και με τα προκύπτοντα οικονομικά μεγέθη. Το πραγματικό ύψος των κεραιών αυτών παίρνει τιμή από 46 m ως 274 m, καθιστώντας αναγκαία και πρακτική τη χρήση πύργων ως ακτινοβολητές. Οι πύργοι αυτοί, οι οποίοι μπορεί να είναι στηριζόμενοι με αντηρίδες (guyed) ή αυτοστηριζόμενοι (self-supporting), είτε μονώνονται από το έδαφος στη βάση τους (σταθερής βάσης), είτε χρησιμοποιούνται σαν γειωμένοι ακτινοβολητές (shunt-excited). Αναφορικά με τα χαρακτηριστικά ακτινοβολίας αυτών των κεραιών, οι μέγιστες τιμές της ακτινοβολίας βρίσκονται στο οριζόντιο επίπεδο. Αναλυτικότερα, το ακτινοβολούμενο πεδίο από ένα μόνο πύργο είναι ομοιόμορφο στο οριζόντιο επίπεδο και έχει ένταση που μειώνεται όσο αυξάνει η γωνία ανύψωσης πάνω από τον ορίζοντα (μέχρι την κατακόρυφη διεύθυνση όπου μηδενίζεται). Ακτινοβολητές με ύψος πάνω από λ/2 έχουν και έναν μικρό δευτερεύοντα λοβό ακτινοβολίας για μεγάλες γωνίες ανύψωσης, που το μέγεθός του αυξάνει καθώς το ύψος της κεραίας αυξάνει από 0.5λ ως 0.72λ, γίνεται μέγιστο για ύψος 0.72λ, και στη συνέχεια μειώνεται καθώς το ύψος αυξάνει πάνω από 0.72λ. Επιπλέον, κεραία με ύψος λ ακτινοβολεί αμελητέα ενέργεια στο οριζόντιο επίπεδο, ενώ κεραίες με ύψος πάνω από 5λ/8 υλοποιούνται, όταν τεμαχίσουμε τον πύργο σε δύο τμήματα μήκους περίπου λ/2 (κεραία Franklin) και τροφοδοτήσουμε κάθε τμήμα με ρεύμα που έχει ίδια σχετική φάση.

Στο παρόν κεφάλαιο και στα πλαίσια της μελέτης για την επίδραση εμποδίων, και ειδικότερα κτιρίων, σε ένα σύστημα ευρυεκπομπής στην ζώνη των MF, θα θεωρήσομε δύο τύπους κεραιών ευρυεκπομπής [2022, G.S. Liodakis]. Ο πρώτος τύπος θα είναι ένα κατακόρυφο μονόπολο, που αντιστοιχεί σε μία κατακόρυφη γραμμική κυλινδρική κεραία. Ειδικότερα, υποθέτωντας ότι η κεραία αυτή έχει μήκος h = 84m που λειτουργεί σε συχνότητα 1494 kHz ($\lambda = c/f = 200.803$ m), μιλάμε για ένα κατακόρυφο μονόπολο μήκους $h=0.418\lambda$ (=84/200.803) που τροφοδοτείται στη βάση του για την εκπομπή ισχύος, έστω, P = 50 kW. Επιπλέον, υποθέτοντας ότι το κυλινδρικό σύρμα του μοντέλου μας έχει διάμετρο D=1.94 m, το μονόπολο μας χαρακτηριζόμενο από λόγο διαμέτρου προς μήκος σύρματος D/h=0.023 και από λόγο διαμέτρου προς μήκος να θεωρηθεί ως γραμμική λεπτή

78

κεραία (καθώς μια κεραία σύρματος θεωρείται λεπτή, όταν η διάμετρος του αγωγού της είναι D<0.01λ [2005, C.A. Balanis]).

Ο δεύτερος τύπος κεραίας ευρυεκπομπής που θα θεωρήσομε είναι μια στοιχειοκεραία αποτελούμενη από δύο κατακόρυφες γραμμικές κυλινδρικές κεραίες μήκους 149 m ($\hbar = 0.501\lambda$) που απέχουν d = 75 m μεταξύ τους. Οι δύο γραμμικές κυλινδρικές κεραίες τροφοδοτούνται στη βάση τους και εκπέμπουν ισχείς 33 kW και 17 kW, αντίστοιχα, σε συχνότητα 1008 kHz (λ =c/f=297.619m). Έτσι, η θεωρούμενη στοιχειοκεραία αποτελείται από δύο κατακόρυφα μονόπολα μήκους h=0.501 λ (=149/297.619). Με ανάλογο σκεπτικό όπως και για τον προηγούμενο τύπο κεραίας σε σχέση με τις πραγματικές κεραίες, είναι λογικό να υποθέσουμε ότι οι ισοδύναμες κυλινδρικές κεραίες έχουν ακτίνα 0.97 m. Θεωρώντας, λοιπόν, ότι τα κυλινδρικά σύρματα του μοντέλου μας έχουν διάμετρο D=1.94 m, τα μονόπολα μας χαρακτηριζόμενα από λόγο διαμέτρου προς μήκος σύρματος D/h=0.0065, μπορούν (άνετα) να θεωρηθούν και πάλι ως γραμμικές λεπτές κεραίες. Συνεπώς, σαν ικανοποιητικό μοντέλο του δεύτερου τύπου κεραίας ευρυεκπομπής θεωρούμε μια στοιχειοκεραία από δύο κατακόρυφα λεπτά μονόπολα μήκους h=0.501 λ , καθώς στόχος μας δεν είναι η ακριβής απεικόνιση του διαγράμματος ακτινοβολίας του συγκεκριμένου τύπου κεραίας.

Σε ό,τι αφορά την μοντελοποίηση του εδάφους, δεδομένου ότι αυτό παρουσιάζει συνήθη αγωγιμότητα σ_{seil}=10⁻¹ - 10⁻³ mho/m, δεν μπορεί να θεωρηθεί καλός αγωγός (σ>10⁷ mho/m) κι έτσι δεν μπορεί να αντιμετωπιστεί ως ιδανικά αγώγιμο. Μάλιστα, η χαμηλή αυτή αγωγιμότητα του εδάφους επιτρέπει τη διείσδυση ηλεκτρικού πεδίου στο εσωτερικό του, με αποτέλεσμα την εμφάνιση ωμικών απωλειών. Έτσι, η ακτινοβολία μιας κεραίας πάνω από πραγματικό έδαφος διαφέρει αισθητά από την ακτινοβολία της ίδιας κεραίας πάνω από ιδανικά αγώγιμο έδαφος, αν και η θεωρία των ειδώλων εξακολουθεί να ισχύει. Η διαφορά είναι ότι το είδωλο στο πραγματικό έδαφος (καθώς το ποσοστό του αναπτυσσόμενου ρεύματος από αυτή του ειδώλου στο ιδανικό έδαφος ανάκλασης του εδάφους). Για αυτό προσπαθούμε πάντα να δημιουργούμε συνθήκες ιδανικού εδάφους, είτε τοποθετώντας την κεραία σε παραθαλάσσια μέρη (ώστε η αγωγιμότητα του "εδάφους" να είναι μεγάλη), είτε κατασκευάζοντας «τεχνητό» έδαφος. Σε ό,τι αφορά την προαναφερόμενη δεύτερη επιλογή, πολύ καλό «τεχνητό» έδαφος μπορεί να κατασκευαστεί με τη χρήση μιας μεταλλικής επιφάνειας πολύ μεγαλύτερης από τις διαστάσεις της κεραίας. Επειδή, όμως, κάτι τέτοιο δεν είναι δυνατό για τις χαμηλές συχνότητες (π.χ. για f=1494 kHz) λόγω των

79

τεράστιων διαστάσεων της απαιτούμενης επιφάνειας, προτιμάται στην πράξη η λύση του ακτινωτού συστήματος γείωσης, χρησιμοποιώντας αγώγιμες ακτίνες που σχηματίζουν, τελικά, ένα ιδανικά αγώγιμο τεχνητό έδαφος προς περαιτέρω ανάλυση.

Έτσι, για την περίπτωση του κατακόρυφου μονόπολου με το άκρο του στο έδαφος, που εξετάζουμε εδώ, το ρεύμα που ρέει κατά μήκος του μονόπολου διεγείρει ρεύμα μετατόπισης από την κεραία προς τον αέρα και ρεύμα αγωγιμότητας από το έδαφος προς τη βάση της κεραίας, ενώ το ακτινωτό σύστημα γείωσης εξασφαλίζει μείωση των απωλειών κατά μήκος του εδάφους. Αναλυτικότερα, θεωρούμε ότι υπάρχουν στη βάση του κατακόρυφου μονόπολου μονόπολου τοποθετημένα ανά 2°, 180 αγώγιμα ακτινικά σύρματα μήκους 50 m και πάχους 2 mm, πράγμα που εξασφαλίζει (σύμφωνα με όσα αναφέραμε παραπάνω) ότι δημιουργούνται συνθήκες τέλειας γης. Έτσι, λοιπόν, σαν μοντέλο του εδάφους για το κατακόρυφο μονόπολο θα χρησιμοποιήσουμε το ιδανικό (τέλεια αγώγιμο) έδαφος. Τελικά, όμως, με χρήση της θεωρίας των ειδώλων [2008, C.M. Furse], η κατακόρυφη κεραίας-δίπολου μήκους 2*h*=0.836λ στον ελεύθερο χώρο, το οποίο και θα χρησιμοποιήσουμε στην πορεία της όλης ανάλυσης (βλέπε σχήμα 4-1α).



Σχήμα 4-1: Η γεωμετρία (α) ενός συμμετρικού γραμμικού διπόλου μήκους 2h, και (β) μιας στοιχειοκεραίας από δύο συμμετρικά γραμμικά δίπολα μήκους 2h.

Αντίστοιχα, για την κεραία ευρυεκπομπής τύπου στοιχειοκεραίας, θεωρούμε ότι υπάρχουν στη βάση της τοποθετημένα ανά 3°, 120 αγώγιμα ακτινικά σύρματα μήκους 75 m και πάχους 2 mm, για την δημιουργία συνθηκών τέλειας γης. Ομοίως, και σε εφαρμογή της θεωρίας των ειδώλων, οι δύο κατακόρυφες κεραίες-μονόπολα μήκους 0.501λ πάνω από τέλεια γη σχηματίζουν ένα νέο μοντέλο, αυτό της στοιχειοκεραίας από δύο κεραίες-δίπολα μήκους 2*h*=1.002λ στον ελεύθερο χώρο, το οποίο και θα χρησιμοποιήσουμε για την συνέχεια (βλέπε σχήμα 4-1β).

Σε ότι αφορά την κατανομή του ρεύματος στα μοντέλα των κεραιών που θεωρούμε, θα πρέπει καταρχήν να ληφθεί υπόψη ότι μία κεραία με γνωστή ρευματική κατανομή ακτινοβολεί Η/Μ πεδίο, που υπολογίζεται από την υπέρθεση των διαφορικών πεδιακών συνεισφορών των στοιχειωδών δίπολων από τα οποία μπορεί να θεωρηθεί ότι αποτελείται. Αν και μπορούμε εύκολα να μετρήσουμε την τάση και την ένταση του ρεύματος στους ακροδέκτες εισόδου της γραμμής σύνδεσης του πομπού με την κεραία, στην πράξη η ρευματική κατανομή επί της κεραίας είναι άγνωστη και μπορεί να βρεθεί μόνο με τη λύση του σχετικού προβλήματος οριακών συνθηκών, πράγμα το οποίο αποβαίνει δυσεπίλυτο στις περισσότερες περιπτώσεις. Μπορούμε, όμως, να έχομε μία καλή προσέγγιση της κατανομής ρεύματος για την λεπτή γραμμική διπολική κεραία του σχήματος 4-1α που εξετάζομε, μέσω μίας ημιτονοειδούς συνάρτησης με μηδενικές τιμές στα άκρα του δίπολου και δίδεται από την κατωτέρω σχέση (4-1) [2005, C.A. Balanis]:

$$\mathbf{I}(x',y',z') = \begin{cases} \hat{z}I_m \sin[k(h-z')], & 0 \le z' \le h\\ \hat{z}I_m \sin[k(h+z')], & h \le z' \le 0 \end{cases}$$
(4-1)

όπου $k = 2\pi/\lambda$ είναι ο κυματαριθμός, $I_m \sin(kh) = \sqrt{2P/Re\{Z_{in}\}}$ είναι το ρεύμα στο σημείο τροφοδοσίας (για αμελητέες απώλειες), και Z_{in} η σύνθετη αντίσταση εισόδου στο σημείο τροφοδοσίας της. Για να υπολογίσουμε τη μέγιστη τιμή του ρεύματος I_m , θεωρούμε ότι η κεραία τροφοδοτείται με ισχύ P=50 kW και έχει σύνθετη αντίσταση εισόδου στο σημείο τροφοδοσίας της Z_{in} =300 -j217.5. Αν αγνοήσουμε τις απώλειες πάνω στα αγώγιμα μέρη της κεραίας αλλά και τις απώλειες λόγω κακής προσαρμογής, τότε για την μέγιστη τιμή του ρεύματος έχομε I_m = 37.306 A. Αντίστοιχα, για την στοιχειοκεραία του σχήματος 4-1β, η μέγιστη τιμή των ρευμάτων I_{m1} και I_{m2} στο σημείο τροφοδοσίας των αντίστοιχων δίπολων είναι I_{m1} =26.87 A για αυτό που εκπέμπει 33 kW και I_{m2} =-j 11.31A για αυτό που εκπέμπει 17 kW.

4.2.1. Η/Μ πεδίο κεραιών ευρυεκπομπής στο εγγύς και μακρινό πεδίο

Αν θεωρήσομε, κατ'αρχήν, μία διπολική κεραία που εκπέμπει στον ελεύθερο χώρο, όπως αναφέρθηκε και στο Κεφάλαιο 1, ο χώρος που την περιβάλλει μπορεί να διαχωριστεί σε τρεις περιοχές: (1) την περιοχή αλληλεπίδρασης του εγγύς πεδίου (reactive near-field region), (2) την περιοχή ακτινοβολίας του εγγύς πεδίου (radiating near-field region) ή περιοχή Fresnel, και (3) την περιοχή μακρινού πεδίου (far-field region). Ειδικότερα, αυτές οι περιοχές οριοθετούνται ως ακολούθως [1983, Η. Κ. Chen]: (περιοχή 1) για αποστάσεις $0 < r < 0.62\sqrt{(2h)^3/\lambda}$, (περιοχή 2) για αποστάσεις $0.62\sqrt{(2h)^3/\lambda}$, (περιοχή 2) για αποστάσεις $0.62\sqrt{(2h)^3/\lambda} \le r < 2(2h)^2/\lambda$, και (περιοχή 3) για αποστάσεις $r \ge 2(2h)^2/\lambda$. Έτσι, για την περίπτωση του μονόπολου που εκπέμπει στα 1494 KHz όπου έχομε $2h = 0.836\lambda$ με $\lambda = 200.803$ m, τα όρια των ανωτέρω οριζόμενων τριών περιοχών είναι 0 < r < 95.16 m, 95.16 $\le r < 280.68$ m, και $r \ge 280.68$ m, αντίστοιχα. Με παρόμοιο τρόπο, για την στοιχειοκεραία που λειτουργεί στα 1008 KHz, έχομε $2h \approx \lambda = 297.619$, τα δε όρια των τριών περιοχών είναι 0 < r < 184.88 m, 184.88 $\le r < 596.76$ m, και $r \ge 596.76$ m, αντίστοιχα.

Σε ό,τι αφορά τις εντάσεις του Η/Μ πεδίου στο εγγύς και στο μακρινό πεδίο των δύο τύπων κεραιών που μελετώνται, οι σχετικές σχέσεις είναι γνωστές [2005, C.A. Balanis]. Αναλυτικότερα, οι μη μηδενικές συνιστώσες πεδίου για το μονόπολο στην περιοχή του μακρινού πεδίου, έχουν ως κάτωθι:

$$E_{\theta,mon} \cong f\zeta \frac{I_m e^{-jkr}}{2\pi r} \left[\frac{\cos(kh\cos\theta) - \cos(kh)}{\sin\theta} \right], \quad H_{\varphi,mon} = \frac{E_{\theta,mon}}{\zeta}$$
(4-2)

όπου το ζ = 120π (Ω) αναφέρεται στην χαρακτηριστική σύνθετη αντίσταση του ελεύθερου χώρου. Οι αντίστοιχες σχέσεις για το εγγύς πεδίο δίδονται από τις ακόλουθες σχέσεις:

$$E_{\rho,mon} = j\zeta \frac{I_m}{2\pi\rho} \left[(z-h) \frac{e^{-jkR_1}}{R_1} + (z+h) \frac{e^{-jkR_2}}{R_2} - 2z\cos(kh) \frac{e^{-jkr}}{r} \right]$$
(4-3a)

$$E_{z,mon} = -j\zeta \frac{I_m}{4\pi} \left[\frac{e^{-jkR_1}}{R_1} + \frac{e^{-jkR_2}}{R_2} - 2\cos(kh) \frac{e^{-jkr}}{r} \right]$$
(4-3β)

$$H_{\varphi,mon} = j \frac{I_m}{4\pi\rho} [e^{-jkR_1} + e^{-jkR_2} - 2\cos(kh) e^{-jkr}]$$
(4-3 γ)

όπου τα μεγέθη $\rho^2 = x^2 + y^2$, $R_1 = \sqrt{\rho^2 + (z - h)^2}$, $R_2 = \sqrt{\rho^2 + (z + h)^2}$, και $r = \sqrt{\rho^2 + z^2}$ απεικονίζονται στο σχήμα 4-1α.

Επιπλέον, για την στοιχειοκεραία, οι μη μηδενικές συνιστώσες του Η/Μ πεδίου στο μακρινό και στο εγγύς πεδίο δίνονται από τις σχέσεις (4-4α) και (4-4β), αντίστοιχα:

$$E_{\theta,ar} = E_{\theta,mon} S(\theta,\varphi), \quad H_{\varphi,ar} = \frac{E_{\theta,ar}}{\zeta}$$
(4-4a)

$$E_{\rho,ar} = E_{\rho,mon} S(\theta,\varphi), \qquad E_{z,ar} = E_{z,mon} S(\theta,\varphi), \qquad H_{\varphi,ar} = H_{\varphi,mon} S(\theta,\varphi)$$
(4-4β)

όπου το $S(\theta, \varphi)$ δίδεται από τη σχέση

$$S(\theta,\varphi) = 1 - j \frac{l_{m1}}{l_{m2}} e^{jkd\sin\theta\cos\varphi}$$
(4-5)

4.3. Μοντελοποίηση κτιρίων και σκέδαση από κτίρια

Ένα κτίριο μπορεί να μοντελοποιηθεί ως ένα ορθογώνιο παραλληλεπίπεδο με μήκος πρόσοψης *L*, πλάτος *W*, και ύψος *H* [2022, G.S. Liodakis]. Θα υποτεθεί ότι απαρτίζεται από 2 έως 16 ορόφους, με τον κάθε όροφο να έχει επιφάνεια τουλάχιστον 50 m² και ύψος περίπου 5 m. Επομένως, τα μεγέθη *L*, *W*, και *H* μπορούν να κυμαίνονται στα ακόλουθα όρια $10 \le L \le 50$ m, $10 \le W \le 50$ m, και $10 \le H \le 80$ m, αντίστοιχα.

Ένα άλλο θέμα που σχετίζεται με την μοντελοποίηση ενός κτιρίου είναι ο προσανατολισμός του. Θα θεωρήσουμε ότι όλα τα κτίρια είναι τοποθετημένα με την πρόσοψή τους προς την κεραία μας [και βρίσκονται είτε κατά μήκος του x-άξονα (στην περίπτωση ενός κτιρίου), είτε κατά μήκος τόσο του x-άξονα όσο και του y-άξονα (στην περίπτωση δύο κτιρίων)], και με τέτοιο τρόπο ώστε οι ευθείες που χαράσσουμε από την κεραία προς το κέντρο των κτιρίων, να είναι μεσοκάθετοι των αντιστοίχων προσόψεων. Έτσι, δεδομένου ότι η κεραία τοποθετείται κατά μήκος του άξονα z, το μήκος *L* ενός κτιρίου μετρά ουσιαστικά την πρόσοψή του, όπως φαίνεται στα σχήματα 4-2 και 4-3, το μέγεθος *W* θεωρείται παράλληλο στον άξονα y, και το μέγεθος *H* είναι παράλληλο στον άξονα z.



Σχήμα 4-2: Μοντελοποίηση κτιρίου ως ορθογώνιο παραλληλεπίπεδο και προσανατολισμού του σε σχέση με δίπολο μήκους 2h.



Σχήμα 4-3: Οριζόντια (α) και κατακόρυφη (β) τομή της διάταξης του σχήματος 4-2.

Σε ότι αφορά τα διάφορα υλικά από τα οποία αποτελείται ένα κτίριο, είναι προφανές ότι αυτά δεν έχουν τις ίδιες ηλεκτρικές ιδιότητες, και συνεπώς η σχετική μοντελοποίηση καθίσταται δυσχερής. Ουσιαστικά, ένα κτίριο είναι στην πραγματικότητα ένας κατεξοχήν ανομοιογενής όγκος, καθώς αποτελείται από αγώγιμα μέρη (όπως ο ατσάλινος σκελετός, η χάλκινη καλωδίωση, η μεταλλική σωλήνωση, τα αλουμινένια πορτο-παράθυρα και οι διάφορες μεταλλικές κατασκευές στο εσωτερικό του), από πολύ λιγότερο αγώγιμα υλικά (όπως το μπετόν, τα τούβλα, οι σοβάδες, τα υλικά μόνωσης τοίχων, τα μάρμαρα και τα πλακάκια, οι ξύλινες επενδύσεις και τα τζάμια), αλλά και από αέρα στο εσωτερικό του. Έτσι, κυρίως για λόγους απλότητας, θα μελετήσουμε τη χειρότερη περίπτωση (όσον αφορά την επίδραση στην ακτινοβολία του εκάστοτε τύπου κεραίας ευρυεκπομπής, μονόπολο ή στοιχειοκεραία) ενός πλήρως αγώγιμου κτιρίου, και πιο συγκεκριμένα θα μοντελοποιήσουμε κάθε οικοδομική κατασκευή σαν ένα χωρικό πλέγμα από αγώγιμα γραμμικά σύρματα (μοντέλο wire grid) [1966, J.H. Richmond]. Συνολικά, λοιπόν, σαν ικανοποιητικό μοντέλο οποιουδήποτε κτιρίου θεωρούμε το εικονιζόμενο στα σχήματα 4-2 και 4-3 αγώγιμο ορθογώνιο παραλληλεπίπεδο με μήκος L, πλάτος W και ύψος H, το οποίο βρίσκεται σε απόσταση R από την κεραία (καθώς το κτίριο είναι προσανατολισμένο έτσι ώστε η οριζόντια ευθεία που διέρχεται από την κεραία και από το κέντρο του κτιρίου να είναι μεσοκάθετος της πρόσοψης). Στην συνέχεια, αντιμετωπίζουμε αυτό το μοντέλο ως συρμάτινο πλέγμα με τη μέθοδο wire-grid, όπως φαίνεται στο σχήμα 4-4. Για αυτό το συρμάτινο πλέγμα, χρησιμοποιούμε όμοια σύρματα που ισαπέχουν μεταξύ τους (και στις 3 διευθύνσεις) κατά Δ και έχουν ακτίνα $a = \Delta/10$ [1974, J.L. Lin]. Έτσι, η ισοδύναμη διάταξη ενός κτιρίου με μήκος L, πλάτος W και ύψος H, αποτελείται από

 $N = (L/\Delta + 1) \times (W/\Delta + 1) \times (H/\Delta + 1)$ συρμάτινα τμήματα στην διάταξη πλέγματος του σχήματος 4-4.

Σε καθένα από αυτά τα συρμάτινα τμήματα μήκους Δ επάγεται ομοιόμορφα (όταν Δ « λ) άγνωστο διαμήκες ηλεκτρικό ρεύμα I_j , που με τη σειρά του διεγείρει στο κέντρο κάθε συρμάτινου τμήματος i ηλεκτρικό πεδίο (που δίνεται από τις σχέσεις (4-14) έως (4-16)) με εφαπτομενική στο συρμάτινο τμήμα i συνιστώσα S_{ij} , η οποία δίνεται από την σχέση (4-18). Με άλλα λόγια, κάθε συρμάτινο τμήμα μήκους Δ, αποτελεί έναν στοιχειώδη σκεδαστή και η ένταση ηλεκτρικού πεδίου αυτής της πηγής (δηλαδή, του σκεδαζόμενου πεδίου από κάθε συρμάτινο τμήμα) μπορεί, γενικά, να εκφραστεί ως ένα επιφανειακό ολοκλήρωμα πάνω στην επιφάνεια αυτού. Στη συνέχεια, θα μηδενίσομε την εφαπτομενική συνιστώσα του συνολικού (προσπίπτοντος και σκεδαζόμενου) ηλεκτρικού πεδίου στο κέντρο κάθε συρμάτινου τμήματος i (για να ικανοποιούνται οι οριακές συνθήκες, εφόσον τα σύρματα έχουν αρκετά μικρή ακτίνα), κι έτσι να καταλήξομε σε ένα N x N γραμμικό σύστημα εξισώσεων (βλέπε κατωτέρω σχέση 4-10), με αγνώστους τα ρεύματα I_j των συρμάτινων τμημάτων j και με σταθερούς όρους τις τιμές της εφαπτομενικής συνιστώσας του προσπίπτοντος ηλεκτρικού πεδίου E_i^{ine} στο κέντρο του συρμάτινου τμήματος i.



Σχήμα 4-4: Μοντελοποίηση κτιρίου σαν ένα χωρικό πλέγμα από αγώγιμα γραμμικά σύρματα (μοντέλο wire grid).

Αναλυτικότερα, δεδομένου ότι το πεδίο ακτινοβολίας μίας κεραίας αλλοιώνεται αισθητά από την εγγύς παρουσία ενός αγώγιμου αντικειμένου, το συνολικό πεδίο έχει πλέον δύο συνιστώσες για την εξεταζόμενη περίπτωση: το πεδίο που προσπίπτει στο χώρο από τον ακτινοβολητή (προερχόμενο από την πρωτογενή ακτινοβολία καθενός τύπου από τις εξεταζόμενες κεραίες) και το πεδίο που σκεδάζεται στο χώρο από το αντικείμενο (προερχόμενο από την πρόσπτωση του πρωτογενούς κύματος πάνω στο μοντέλο του κτιρίου που θεωρήσαμε). Έτσι, το πεδίο που σκεδάζεται από το συρμάτινο πλέγμα στο χώρο είναι δυνατόν να υπολογιστεί, αν ισοδύναμα θεωρήσουμε ότι η ακτινοβολία αυτή προέρχεται από τα επαγόμενα στα σύρματα ρεύματα. Συνεπώς, το σκεδαζόμενο πεδίο από κάθε συρμάτινο τμήμα, με μήκος Δ μικρό σε σχέση με το μήκος κύματος, μπορεί να υπολογιστεί από τις κατωτέρω σχέσεις (4-6), (4-7), και (4-8) [1966, J.H. Richmond]:

$$E_{\rho}(\rho,\phi,z) = \frac{\rho I \sqrt{\mu/\epsilon}}{4\pi j k} \left[(1+jkR_2) \frac{e^{-jkR_2}}{R_2^3} - (1+jkR_1) \frac{e^{-jkR_1}}{R_1^3} \right],$$
(4-6)

$$E_{\varphi}(\rho,\phi,z) = 0, \qquad (4-7)$$

$$E_{z}(\rho,\phi,z) = \frac{I\sqrt{\mu/\varepsilon}}{4\pi jk} \int_{-\Delta/2}^{\Delta/2} \left[2r^{2} \left(1+jkr\right) - \left(\rho^{2}+\alpha^{2}\right) \left(3+3jkr-k^{2}r^{2}\right) \right] \frac{e^{-jkr}}{r^{5}} dt, \qquad (4-8)$$

όπου (ρ, φ, z) είναι οι κυλινδρικές συντεταγμένες του σημείου παρατήρησης, $k=\omega\sqrt{\mu/\epsilon}$ και

r =
$$\sqrt{\rho^2 + \alpha^2 + (z - t)^2}$$
, $R_1 = \sqrt{\rho^2 + \alpha^2 + (z + \Delta/2)^2}$, $R_2 = \sqrt{\rho^2 + \alpha^2 + (z - \Delta/2)^2}$ (4-9)

Βέβαια για να ικανοποιούνται οι οριακές συνθήκες, θα πρέπει οι εφαπτομενικές συνιστώσες του συνολικού (προσπίπτοντος και σκεδαζόμενου) ηλεκτρικού πεδίου να μηδενίζονται πάνω στην επιφάνεια καθενός αγώγιμου συρμάτινου τμήματος. Ωστόσο, στην περίπτωσή μας όπου τα σύρματα έχουν μικρή ακτίνα, για να έχουμε ακριβή αποτελέσματα αρκεί να μηδενίσουμε τις εφαπτομενικές συνιστώσες του ηλεκτρικού πεδίου σε ένα μόνο σημείο στο κέντρο κάθε συρμάτινου τμήματος. Πρέπει, λοιπόν, να υπολογίσουμε την εφαπτομενική συνιστώσα του ηλεκτρικού πεδίου που διεγείρεται από το συρμάτινο τμήμα j στο κέντρο του συρμάτινου τμήματος i, δηλαδή τους συντελεστές σκέδασης S_{ij}. Έτσι, έχοντας μοντελάρει το υπόψη κτίριο ως ένα πλέγμα από αγώγιμα σύρματα και μηδενίσουμε την εφαπτομενική συνιστώσα του ηλεκτρικού πεδίου στο κέντρο όλων των συρμάτινων τμημάτων του πλέγματος, καταλήγουμε στο ακόλουθο γραμμικό σύστημα Ν εξισώσεων:

$$\sum_{j=1}^{N} S_{ij} I_j = -E_i^{inc}, \quad i = 1, 2, \dots, N$$
(4-10)

όπου I_j είναι το άγνωστο ρεύμα του συρμάτινου τμήματος j και E^{inc}_i η εφαπτομενική συνιστώσα του προσπίπτοντος ηλεκτρικού πεδίου στο κέντρο του συρμάτινου τμήματος i.

4.3.1. Υπολογισμός των συντελεστών σκέδασης

Καταρχήν θα υπολογίσουμε τις κυλινδρικές συντεταγμένες του κέντρου του συρμάτινου τμήματος i σε ένα σύστημα συντεταγμένων με αρχή το κέντρο του συρμάτινου τμήματος j και με zάξονα που είναι παράλληλος με τον άξονα του συρμάτινου τμήματος j. Τα κέντρα των συρμάτινων τμημάτων i και j έχουν ορθογωνικές συντεταγμένες (x_i, y_i, z_i) και (x_j, y_j, z_j) , αντίστοιχα, και απέχουν μεταξύ τους απόσταση:

$$\mathbf{r}_{ij} = \sqrt{\mathbf{x}_{ij}^2 + \mathbf{y}_{ij}^2 + \mathbf{z}_{ij}^2}, \quad \mathbf{x}_{ij} = \mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j, \quad \mathbf{y}_{ij} = \mathbf{y}_i - \mathbf{y}_j, \quad \mathbf{z}_{ij} = \mathbf{z}_i - \mathbf{z}_j.$$
(4-11)

Τα μοναδιαία διανύσματα i και j, που είναι παράλληλα με τους άξονες των συρμάτινων τμημάτων i και j, αντίστοιχα, μπορούν να προσδιορισθούν από τις γωνίες a_i και a_j που σχηματίζουν τα i και j, αντίστοιχα, με το xy-επίπεδο και από τις γωνίες b_i και b_j που σχηματίζουν οι προβολές επί του xy-επιπέδου των i και j, αντίστοιχα, με το x-άξονα. Πιο συγκεκριμένα:

$$\hat{i} = \hat{x}\cos a_i \cos b_i + \hat{y}\cos a_i \sin b_i - \hat{z}\sin a_i, \quad \hat{j} = \hat{x}\cos a_j \cos b_j + \hat{y}\cos a_j \sin b_j - \hat{z}\sin a_j.$$
(4-12)

Στη συνέχεια αν ορίσουμε ένα στραμμένο κυλινδρικό σύστημα συντεταγμένων (ρ',φ',z') με αρχή συντεταγμένων στο σημείο (x_j,y_j,z_j) και με z'-άξονα που ταυτίζεται με τον άξονα του συρμάτινου τμήματος j, οι σχετικές συντεταγμένες του κέντρου του συρμάτινου τμήματος i ως προς αυτό το σύστημα είναι:

$$z' = x_{ij} \cos a_j \cos b_j + y_{ij} \cos a_j \sin b_j - z_{ij} \sin a_j, \quad \rho' = \sqrt{r_{ij}^2 - {z'}^2} .$$
(4-13)

Έτσι, το πεδίο που διεγείρει το συρμάτινο τμήμα j στο κέντρο του συρμάτινου τμήματος i, γράφεται:

$$\overline{E}_{ij} = \hat{\rho}' E'_{\rho} + \hat{j} E'_{z}; \quad \hat{\rho}' = \left[\hat{x} x_{ij} + \hat{y} y_{ij} + \hat{z} z_{ij} - \hat{j} z' \right] / \rho'$$
(4-14)

όπου

$$E'_{\rho}(\rho',\phi',z') = \frac{\rho' I \sqrt{\mu/\epsilon}}{4\pi j k} \left[(1+jkR_2) \frac{e^{-jkR_2}}{R_2^3} - (1+jkR_1) \frac{e^{-jkR_1}}{R_1^3} \right],$$
(4-15)

$$E'_{z}(\rho',\phi',z') = \frac{I\sqrt{\mu/\varepsilon}}{4\pi jk} \int_{-\Delta/2}^{\Delta/2} \left[2r^{2} \left(1+jkr\right) - \left(\rho'^{2}+\alpha^{2}\right) \left(3+3jkr-k^{2}r^{2}\right) \right] \frac{e^{-jkr}}{r^{5}} dt , \qquad (4-16)$$

$$\mathbf{r} = \sqrt{\rho'^2 + \alpha^2 + (z' - t)^2}, \quad R_1 = \sqrt{\rho'^2 + \alpha^2 + (z' + \Delta/2)^2}, \quad R_2 = \sqrt{\rho'^2 + \alpha^2 + (z' - \Delta/2)^2}.$$
(4-17)

Τελικά, παίρνοντας την εφαπτομενική στο συρμάτινο τμήμα i συνιστώσα του \overline{E}_{ij} , προκύπτει η ακόλουθη έκφραση για τον εκάστοτε ζητούμενο συντελεστή σκέδασης S_{ij} : $S_{ij} = \hat{i} \overline{E}_{ij} = (E'_z - z'E'_\rho / \rho') [\cos a_i \cos a_j (\cos b_i \cos b_j + \sin b_i \sin b_j) + \sin a_i \sin a_j] +$

$$+E'_{\rho}(x_{ij}\cos a_{i}\cos b_{i}+y_{ij}\cos a_{i}\sin b_{i}-z_{ij}\sin a_{i})/\rho'.$$
(4-18)

4.3.2. Υπολογισμός του μακράν σκεδαζόμενου πεδίου

Όταν το σημείο παρατήρησης (με σφαιρικές συντεταγμένες r,θ,φ) βρίσκεται σε μεγάλη απόσταση από τον σκεδαστή, το διανυσματικό δυναμικό που προκαλεί το συρμάτινο τμήμα i, δίνεται από τη σχέση:

$$A_{i} = A_{i}\hat{i} = \frac{\mu S_{i}I_{i}}{4\pi r} \exp[-jkr + jk(x_{i}\sin\theta\cos\varphi + y_{i}\sin\theta\sin\varphi + z_{i}\cos\theta)]\hat{i}$$
(4-19)

όπου \hat{i} είναι το μοναδιαίο διάνυσμα που είναι παράλληλο με τον άξονα του συρμάτινου τμήματος i, s_i είναι το μήκος του τμήματος i (ίσο με Δ στην περίπτωσή μας), I_i είναι το ρεύμα του τμήματος i, και (x_i, y_i, z_i) είναι οι συντεταγμένες του κέντρου του τμήματος i.

Έτσι, το ηλεκτρικό πεδίο που σκεδάζεται από ένα συρμάτινο πλέγμα στο χώρο γράφεται:

$$E_{\theta}^{sca} = -j\omega \sum_{i=1}^{N} [\cos\theta \cos a_i (\cos\varphi \cos b_i + \sin\varphi \sin b_i) + \sin\theta \sin a_i] A_i$$
(4-20)

$$E_{\varphi}^{sca} = j\omega \sum_{i=1}^{N} (\sin\varphi \cosh_i - \cos\varphi \sinh_i) A_i \cos a_i$$
(4-21)

όπου οι γωνίες *a_i* και *b_i* καθορίζουν τον προσανατολισμό του συρμάτινου τμήματος i.

4.4. Διαγράμματα ακτινοβολίας για την κεραία μονοπόλου

Τα αποτελέσματα που παρουσιάζονται στην παρούσα ενότητα βασίζονται στην

μοντελοποίηση και ανάλυση που προηγήθηκαν στις δύο προηγούμενες ενοτήτες. Ειδικότερα, παρουσιάζονται τα διαγράμματα ακτινοβολίας μακρινού πεδίου για την τύπο κεραία μονοπόλου ως κεραία ευρυεκπομπής [2022, G.S. Liodakis], τα οποία προκύπτουν έπειτα από σκέδαση σε ένα ή δύο κτίρια, ενώ για λόγους σύγκρισης παρουσιάζεται και το αντίστοιχο διάγραμμα ακτινοβολίας στον ελεύθερο χώρο (δηλαδή απουσία σκέδασης, βλέπε σχέση (4-2)). Τα παρουσιαζόμενα αποτελέσματα αποτυπώνουν την επίδραση των σκεδαστών (κτιρίων) στην ζώνη συχνοτήτων MF, μία επίδραση που παρατηρείται και στην ζώνη συχνοτήτων HF [2022, W. Zhu], όσο και σε υψηλότερες συχνότητες [2006, A. Dagdeviren], [2011, P. Alitalo], [2020, R. Rodriguez-Cano]. Τα παρουσιαζόμενα διαγράμματα ακτινοβολίας αποτυπώνουν, ουσιαστικά, την ένταση του ηλεκτρικού πεδίου σε σφαιρικές συντεταγμένες στο μακρινό πεδίο που έχει προκύψει ως άθροισμα της έντασης του μακρινού πεδίου για ένα μονόπολο στον ελεύθερο χώρο (σχέση (4-2)) και του σκεδαζόμενου πεδίου που δίδεται από τις σχέσεις (4-20) και (4-21).



Σχήμα 4-5: Διαγράμματα ακτινοβολίας για το μονόπολο στον ελεύθερο χώρο (μαύρη συνεχής γραμμή) και με την παρουσία κτιρίου (διακεκομμένες και διάστικτες γραμμές) με L = 10m ≈ 0.05λ και W = 10m ≈ 0.05λ. Απεικόνιση για τρία διαφορετικά ύψη κτιρίου H (βλέπε τιμές άνω δεξιά σε κάθε επιμέρους σχήμα) και R = 100m ≈ 0.5λ. (α) φ-επίπεδο και (β) θ-επίπεδο.

Αναλυτικότερα, θεωρώντας την απόσταση Δ μεταξύ δύο συρμάτινων αγωγών ίση με 2.5m \approx 0.0125λ, λαμβάνομε διαγράμματα ακτινοβολίας για διάφορες τιμές των παραμέτρων *L*, *W*, *H* και *R*. Έτσι, τα σχήματα 4-5α και 4-6α αναφέρονται στο φ-επίπεδο (για συγκεκριμένη γωνία $\theta = 89^{\circ}$), ενώ τα σχήματα 4-5β και 4-6β απεικονίζουν το θ-επίπεδο για $\varphi = 90^{\circ}$. Στα προαναφερόμενα σχήματα οι παράμετροι μήκους και πλάτους του κτιρίου έχουν διατηρηθεί σταθερές, έτσι ώστε να διερευνηθεί η επίδραση του ύψους *H* του κτιρίου στο διάγραμμα ακτινοβολίας του μονοπόλου. Επιπρόσθετα, για να εξεταστεί η επίδραση της απόστασης R μεταξύ του μονοπόλου και του κτιρίου στο διάγραμμα ακτινοβολίας του μονοπόλου, θεωρήθηκαν δύο τιμές του R που είναι τέτοιες ώστε να διασφαλίζεται ότι το κτίριο να είναι εντός του εγγύς πεδίου του μονοπόλου. Πιο συγκεκριμένα, έχομε τις τιμές R =100 m και R =200 m για τα σχήματα 4-5 και 4-6, αντίστοιχα.



Σχήμα 4-6: Διαγράμματα ακτινοβολίας με τις ίδιες υποθέσεις ως σχήμα 4-5, εκτός της απόστασης μεταξύ μονοπόλου και κτιρίου (**R** = 200m ≈ λ).

Εξετάζοντας τα διαγράμματα ακτινοβολίας των σχημάτων 4-5 και 4-6, μπορούμε να συμπεράνομε ότι το ύψος ενός κτιρίου που βρίσκεται στην εγγύς περιοχή ενός ακτινοβολούντος μονοπόλου μπορεί να επηρεάσει σημαντικά το διάγραμμα ακτινοβολίας του μονοπόλου στο μακρινό πεδίο για ύψη $H \ge 0.3\lambda$ (δηλαδή για ύψη $H \ge 60m$) στην συχνότητα των f = 1494 KHz, ύψη που αντιστοιχούν σε ένα κτίριο 12 ορόφων με θεωρούμενο ύψος ορόφου 5 m. Ενώ, δηλαδή, η μπλε διάστικτη γραμμή ($H \approx 0.2\lambda$) σχεδόν συμπίπτει με την μαύρη συνεχή γραμμή που αντιστοιχεί στην περίπτωση μη ύπαρξης κτιρίου, στην περίπτωση παρουσίας κτιρίου με $H \approx 0.3\lambda$ ή $H \approx 0.4\lambda$ έχομε σημαντική απόκλιση των διαγραμμάτων ακτινοβολίας από την ομοιοκατευθυντικότητα. Η παρατήρηση αυτή ισχύει και για τις δύο θεωρούμενες αποστάσεις (δηλαδή, $R \approx 0.5\lambda = 100$ m και $R \approx \lambda = 200$ m) μεταξύ του μονοπόλου και του κτιρίου. Συνεπώς, αυτό που συνάγεται από τα σχήματα 4-5α και 4-6α, είναι ότι η απόσταση μεταξύ μονοπόλου κοι το ύψος του κτιρίου είναι μεγαλύτερο από την κρίσιμη τιμή του 0.3λ.



Σχήμα 4-7: Διαγράμματα ακτινοβολίας για το μονόπολο στον ελεύθερο χώρο (μαύρη συνεχής γραμμή) και με την παρουσία κτιρίου (διακεκομμένες και διάστικτες γραμμές) με *L* = 60m ≈ 0.3λ και *W* = 10m ≈ 0.05λ. Απεικόνιση για τρία διαφορετικά ύψη κτιρίου *H* (βλέπε τιμές άνω δεξιά σε κάθε επιμέρους σχήμα) και R = 100m ≈ 0.5λ. (α) φ-επίπεδο και (β) θ-επίπεδο.



Σχήμα 4-8: Διαγράμματα ακτινοβολίας με τις ίδιες υποθέσεις ως σχήμα 4-7, εκτός των παραμέτρων του κτιρίου για $L = 10m \approx 0.05\lambda$ και $W = 60m \approx 0.3\lambda$.

Η επίδραση του μεγέθους του κτιρίου (πλην του ύψους αυτού) στα χαρακτηριστικά ακτινοβολίας του μονοπόλου απεικονίζεται μέσω των σχημάτων 4-7 και 4-8. Ειδικότερα, το σχήμα 4-7 αναφέρεται σε ένα κτίριο 60 × 10 × H m³ (δηλαδή έχει το ίδιο πλάτος με το κτίριο που εξετάστηκε στα σχήματα 4-5 και 4-6), αλλά με έξι φορές μεγαλύτερο μήκος. Αντίθετα, το σχήμα 4-8

αναφέρεται σε ένα κτίριο 10 × 60 × H m³ (δηλαδή έχει το ίδιο πλάτος με το κτίριο που εξετάστηκε στα σχήματα 4-5 και 4-6), αλλά με έξι φορές μεγαλύτερο πλάτος.



Σχήμα 4-9: Διαγράμματα ακτινοβολίας για το μονόπολο στον ελεύθερο χώρο (μαύρη συνεχής γραμμή) στο φ - επίπεδο και με την παρουσία δύο κτιρίων $30 \times 10 \times H \text{ m}^3$. Απεικόνιση για τρία διαφορετικά ύψη κτιρίου H (βλέπε τιμές άνω δεξιά σε κάθε επιμέρους σχήμα) και με απόσταση μεταξύ μονοπόλου και κάθε κτιρίου (α) $R = 100 \text{ m} \approx 0.5\lambda$ και (β) $R = 200 \text{ m} \approx \lambda$.

Εξετάζοντας τα διαγράμματα ακτινοβολίας των σχημάτων 4-7 και 4-8 και συγκρίνοντάς τα με αυτά του σχήματος 4-5, μπορούμε να δούμε την όποια επίπτωση του μήκους και του πλάτους των κτιρίων στα διαγράμματα ακτινοβολίας της υπόψη κεραίας ευρυεκπομπής. Αναλυτικότερα, η σχετική διαφοροποίηση των παραμέτρων μεταξύ των σχημάτων 4-5 και 4-5 αφορά το μήκος των κτιρίων (L ≈ 0.05λ = 10 m στο σχήμα 4-5, έναντι L ≈ 0.3λ = 60 m στο σχήμα 4-7). Αντίστοιχα, η σχετική διαφοροποίηση των παραμέτρων μεταξύ των σχημάτων 4-5 και 4-8 αφορά το πλάτος των κτιρίων (W ≈ 0.05λ = 10 m στο σχήμα 4-5, έναντι L ≈ 0.3λ = 60 m στο σχήμα 4-8). Από τα σχήματα 4-7 και 4-8 συμπεραίνεται ότι το μήκος και το πλάτος ενός κτιρίου δεν φαίνεται να έχουν σημαντική επίδραση στο διάγραμμα ακτινοβολίας της υπόψη κεραίας ευρυεκπομπής, εφόσον το ύψος του κτιρίου διατηρείται κάτω από μία κρίσιμη τιμή. Αυτό συνάγεται από την σχεδόν ταύτιση των διάστικτων μπλε καμπυλών των σχημάτων 4-5, 4-7, και 4-8 (όπου σε όλα ισχύει ότι H = 20 m ≈ 0.1λ) με την καμπύλη που υποδηλώνει την ομοιοκατευθυντικότητα. Καθώς, όμως, το ύψος του κτιρίου αυξάνει (βλέπε κόκκινες διακεκομμένες καμπύλες των σχημάτων 4-5, 4-7, και 4-8, όπου H = 50 m ≈ 0.25λ), το διάγραμμα ακτινοβολίας αποκλίνει ελαφρώς από την ομοιοκατευθυντικότητα. Επιπλέον, σε περίπτωση περαιτέρω αύξησης του ύψος του ύψος (H ≥ 0.3λ), η

ακτινοβολία της κεραίας ευρυεκπομπής αποκλίνει αρκετά από την ομοιοκατευθυντική συμπεριφορά (όπως αυτό αποτυπώνεται από τις μαύρες διακεκομμένες-διάστικτες καμπύλες των σχημάτων 4-5, 4-7, και 4-8). Με άλλα λόγια, σε μία τέτοια περίπτωση, η επίδραση τόσο του μήκους, όσο και του πλάτους του κτιρίου, είναι σαφής. Τέλος, περαιτέρω διερεύνηση για την επίδραση του πλάτους του κτιρίου (όπως διαπιστώνεται και από τις μαύρες διακεκομμένες-διάστικτες διακεκομμένες-διάστικτες καμπύλες των σχημάτων 4-5, 4-7, και 4-8). Με άλλα λόγια, σε μία τέτοια περίπτωση, η επίδραση τόσο του μήκους, όσο και του πλάτους του κτιρίου, είναι σαφής. Τέλος, περαιτέρω διερεύνηση για την επίδραση του πλάτους του κτιρίου (όπως διαπιστώνεται και από τις μαύρες διακεκομμένες-διάστικτες καμπύλες των σχημάτων 4-5α και 4-8α), δείχνει ότι αυτή η επίδρασή είναι μικρή πλην – βεβαίως- της απόκλισης από την ομοιοκατευθυντικότητα.

Τα διαγράμματα ακτινοβολίας του σχήματος 4-9 αφορούν την περίπτωση παρουσίας δύο όμοιων κτιρίων στην γύρω από το μονόπολο περιοχή. Το ένα κτίριο είναι τοποθετημένο κατά μήκος του χ-άξονα, ενώ το δεύτερο κατά μήκος του χ-άξονα. Γίνεται η θεώρηση ότι κάθε κτίριο είναι σε απόσταση 100 m (σχήμα 4-9α) ή 200 m (σχήμα 4-9β) από την κεραία ευρυεκπομπής. Τα διαγράμματα ακτινοβολίας αναφέρονται στο *φ*- επίπεδο για θ = 89° και για τα τρία σημειούμενα εντός των σχημάτων ύψη κτιρίου Η. Μία γρήγορη ματιά στα διαγράμματα ακτινοβολίας του σχήματος 4-9, υποδηλώνει ότι αυτά περίπου ακολουθούν την ίδια τάση που διαπιστώθηκε και σε αντίστοιχα διαγράμματα ακτινοβολίας όπου είχαμε την παρουσία ενός κτιρίου. Η τάση αυτή έχει να κάνει με το ότι το ύψος ενός κτιρίου είναι η πλέον σημαντική παράμετρος που καθορίζει το εάν οι άλλες παράμετροι (όπως η απόσταση μεταξύ του μονόπολου και των κτιρίων ή η σχετική θέση αυτών) θα επηρεάσουν σημαντικά το διάγραμμα ακτινοβολίας. Επί της ουσίας, όταν τα δύο κτίρια έχουν 20 m ύψος, τότε το διάγραμμα ακτινοβολίας για R = 100m ≈ 0.5λ (μπλε διάστικτη γραμμή του σχήματος 4-9α) σχεδόν συμπίπτει με τον μαύρο κύκλο που αναφέρεται σε ομοιοκατευθυντική συμπεριφορά. Στο σχήμα 4-9β όπου η απόσταση μεταξύ του μονόπολου και κάθε κτιρίου έχει διπλασιαστεί (δηλαδή, έχομε ότι $R = 200 \text{m} \approx \lambda$), τότε, παρά το ότι η απόσταση μεταξύ των κτιρίων έχει αλλάξει, το διάγραμμα ακτινοβολίας (μπλε διάστικτη γραμμή του σχήματος 4-9β) παραπέμπει και πάλι σε ομοιοκατευθυντικότητα. Καθώς, όμως, το ύψος των κτιρίων αυξάνει, τότε τα διαγράμματα ακτινοβολίας τείνουν να διαφέρουν σημαντικά από περίπτωση την ομοιοκατευθυντικότητας, η δε επίδραση του R στο διάγραμμα ακτινοβολίας να γίνεται πιο σημαντική. Για παράδειγμα, οι μαύρες διακεκομμένες-διάστικτες γραμμές των σχημάτων 4-9α και 4-9β που αντιστοιχούν σε σχετικά υψηλά κτίρια (δηλαδή, $H = 60 \text{m} \approx 0.3 \lambda$) αποκλίνουν σημαντικά από το να υποδηλώνουν ομοιοκατευθυντικότητα. Με άλλα λόγια, στην περίπτωση αυτή, οι αποστάσεις μεταξύ των δύο κτιρίων και οι σχετικές θέσεις τους καθίστανται σημαντικές στο να καθορίζουν το σχήμα του διαγράμματος ακτινοβολίας αλλάζοντάς το. Μία επιπρόσθετη

παρατήρηση μπορεί να γίνει αν συγκρίνομε τα σχήματα 4-9α και 4-9β με τα σχήματα 4-5α και 4-6α, αντίστοιχα. Αυτό που παρατηρούμε είναι ότι η απόκλιση από την ομοιοκατευθυντικότητα προκύπτει για ελαφρώς μικρότερες τιμές του ύψους H ($H \approx 0.2\lambda$) όταν υπάρχουν δύο κτίρια κοντά στο μονόπολο, σε σύγκριση με την περίπτωση παρουσίας ενός μόνο κτιρίου ($H \approx 0.3\lambda$).

4.5. Διαγράμματα ακτινοβολίας για την στοιχειοκεραία

Με ανάλογο τρόπο, όπως αυτόν της ενότητας 4.4, παρουσιάζονται στην παρούσα ενότητα τα διαγράμματα ακτινοβολίας μακρινού πεδίου για τον τύπο στοιχειοκεραίας ως κεραία ευρυεκπομπής [2022, G.S. Liodakis], τα οποία προκύπτουν έπειτα από σκέδαση σε ένα ή δύο κτίρια, ενώ για λόγους σύγκρισης παρουσιάζεται και το αντίστοιχο διάγραμμα ακτινοβολίας στον ελεύθερο χώρο (δηλαδή απουσία σκέδασης, βλέπε σχέση (4-4α)). Επιπλέον, όπως θα διαφανεί από τα παρουσιαζόμενα διαγράμματα ακτινοβολίας, οι παρατηρήσεις που αφορούσαν τις προηγούμενες περιπτώσεις όπου ως κεραία ευρυεκπομπής ήταν το μονόπολο, ισχύουν σε μικρότερο ή μεγαλύτερο βαθμό και για την περίπτωση της στοιχειοκεραίας.



Σχήμα 4-10: Διαγράμματα ακτινοβολίας για την στοιχειοκεραία στον ελεύθερο χώρο (μαύρη συνεχής γραμμή) και με την παρουσία ενός κτιρίου με *L* = 50m ≈ 0.168λ και *W* = 10m ≈ 0.034λ. Απεικόνιση για τρία διαφορετικά ύψη κτιρίου *Η* (βλέπε τιμές άνω δεξιά σε κάθε επιμέρους σχήμα), με απόσταση μεταξύ στοιχειοκεραίας και κτιρίου ίση με *R* = 100m ≈ 0.336λ. (α) φ-επίπεδο και (β) θ-επίπεδο.

Αναλυτικότερα, στα κατωτέρω σχήματα 4-10α και 4-10β, παρουσιάζονται τα διαγράμματα ακτινοβολίας για έναν παρατηρητή που βρίσκεται σε απόσταση 3 km από την στοιχειοκεραία για το φ-επίπεδο (για μία συγκεκριμένη τιμή του θ, δηλαδή θ = 90°) και το θ-επίπεδο (για $\varphi = 90^{\circ}$), αντίστοιχα. Η απόσταση μεταξύ της στοιχειοκεραίας και του κτιρίου R = 100m $\approx 0.34\lambda$ υποδηλώνει

ότι το κτίριο βρίσκεται στην περιοχή αλληλεπίδρασης του εγγύς πεδίου. Από τα σχήματα 4-10α και 4-10β, είναι εμφανές ότι ένα κτίριο διαστάσεων $50 \times 10 \times \text{H m}^3$ σε απόσταση 100 m από την στοιχειοκεραία, μπορεί να επηρεάσει τα προκύπτοντα διαγράμματα ακτινοβολίας μόνο όταν $\text{H} \ge 0.2\lambda$. Σε ανάλογο συμπέρασμα καταλήγομε και για την περίπτωση που η μόνη αλλαγή αφορά το μήκος του κτιρίου (βλέπε αντίστοιχα διαγράμματα ακτινοβολίας σε φ-επίπεδο και θ-επίπεδο του σχήματος 4-11).



Σχήμα 4-11: Διαγράμματα ακτινοβολίας για την στοιχειοκεραία στον ελεύθερο χώρο (μαύρη συνεχής γραμμή) και με την παρουσία ενός κτιρίου με $L = 10m \approx 0.03362\lambda$ και $W = 10m \approx 0.034\lambda$. Απεικόνιση για τρία διαφορετικά ύψη κτιρίου H (βλέπε τιμές άνω δεξιά σε κάθε επιμέρους σχήμα), με απόσταση μεταξύ στοιχειοκεραίας και κτιρίου ίση με $R = 100m \approx 0.336\lambda$. (α) φ-επίπεδο και (β) θ-επίπεδο.



Σχήμα 4-12: Διαγράμματα ακτινοβολίας για την στοιχειοκεραία στον ελεύθερο χώρο (μαύρη συνεχής γραμμή) και με την παρουσία ενός κτιρίου με $L = 30 \text{m} \approx 0.10087\lambda$ και $W = 10 \text{m} \approx 0.03362\lambda$. Απεικόνιση για τρία διαφορετικά ύψη κτιρίου H (βλέπε τιμές άνω δεξιά σε κάθε επιμέρους σχήμα), με απόσταση μεταξύ στοιχειοκεραίας και κτιρίου ίση με $R = 100 \text{m} \approx 0.336\lambda$. (α) φ-επίπεδο και (β) θ-επίπεδο.



Σχήμα 4-13: Διαγράμματα ακτινοβολίας για την στοιχειοκεραία όπως στο σχήμα 4-12, με μόνη διαφορά ότι **R** = 200m ≈ 0.67λ. Απεικόνιση για τρία διαφορετικά ύψη κτιρίου *Η* (βλέπε τιμές άνω δεξιά σε κάθε επιμέρους σχήμα). (α) φ-επίπεδο και (β) θ-επίπεδο.



Σχήμα 4-14: Διαγράμματα ακτινοβολίας για την στοιχειοκεραία στον ελεύθερο χώρο (μαύρη συνεχής γραμμή) και με την παρουσία ενός κτιρίου με *L* = 20m ≈ 0.06725λ και *W* = 10m ≈ 0.03362λ. Απεικόνιση για τρία διαφορετικά ύψη κτιρίου *H* (βλέπε τιμές άνω δεξιά σε κάθε επιμέρους σχήμα), με απόσταση μεταξύ στοιχειοκεραίας και κτιρίου ίση με *R* = 100m ≈ 0.336λ. (α) φ-επίπεδο και (β) θ-επίπεδο.

Τα σχήματα 4-12 και 4-13 απεικονίζουν τα διαγράμματα ακτινοβολίας για έναν παρατηρητή που βρίσκεται σε απόσταση 3 km από την στοιχειοκεραία για το φ-επίπεδο (για μία συγκεκριμένη τιμή του θ, δηλαδή θ = 90°) και το θ-επίπεδο (για φ = 90°), αντίστοιχα, για δύο τιμές της απόστασης μεταξύ της στοιχειοκεραίας και του κτιρίου (R = 100m και R = 200m), και για τιμές ύψους του κτιρίου *H*=20m, 40m, 60m. Από τα διαγράμματα ακτινοβολίας των σχημάτων αυτών είναι σαφές ότι μόνο για την περίπτωση όπου R = 100 m (το κτίριο εντός της περιοχής εγγύς πεδίου) και Η $\ge 0.2\lambda$ έχομε ουσιώδη αλλαγή στα διαγράμματα ακτινοβολίας, ενώ για την περίπτωση όπου το κτίριο είναι εντός της περιοχής Fresnel, η επίδραση του ύψους του κτιρίου είναι σχεδόν αμελητέα.



Σχήμα 4-15: Διαγράμματα ακτινοβολίας για την στοιχειοκεραία στον ελεύθερο χώρο (μαύρη συνεχής γραμμή) και με την παρουσία ενός κτιρίου με $L = 20 \text{m} \approx 0.06725 \lambda$ και $W = 50 \text{m} \approx 0.16812 \lambda$. Απεικόνιση για τρία διαφορετικά ύψη κτιρίου H (βλέπε τιμές άνω δεξιά σε κάθε επιμέρους σχήμα), με απόσταση μεταξύ στοιχειοκεραίας και κτιρίου ίση με $R = 100 \text{m} \approx 0.336 \lambda$. (α) φ-επίπεδο και (β) θ-επίπεδο.

Τα σχήματα 4-14 και 4-15 απεικονίζουν τα διαγράμματα ακτινοβολίας για έναν παρατηρητή που βρίσκεται σε απόσταση 3 km από την στοιχειοκεραία για το φ-επίπεδο (για μία συγκεκριμένη τιμή του θ, δηλαδή θ = 90°) και το θ-επίπεδο (για φ = 90°), στα αντίστοιχα αριστερά και δεξιά επιμέρους σχήματα, για δύο διαφορετικές τιμές του πλάτους ενός κτιρίου (W = 10m και W = 50m), και για τιμές ύψους του κτιρίου H=20m, 40m, 60m. Από τα διαγράμματα ακτινοβολίας συμπεραίνομε ότι όταν R = 100m, η επίδραση του πλάτους του κτιρίου αρχίζει να γίνεται εμφανής όταν H ≥ 0.2λ.

Τέλος, στα κατωτέρω σχήματα 4-16 και 4-17, απεικονίζονται τα διαγράμματα ακτινοβολίας για έναν παρατηρητή που βρίσκεται σε απόσταση 3 km από την στοιχειοκεραία για το φ-επίπεδο (για μία συγκεκριμένη τιμή του θ, δηλαδή θ = 90°) και το θ-επίπεδο (για φ = 90°), στα αντίστοιχα αριστερά και δεξιά επιμέρους σχήματα, για δύο διαφορετικές τιμές του μήκους ενός κτιρίου (L = 20m και L = 80m), και για τιμές ύψους του κτιρίου H=20m, 40m, 60m. Από τα διαγράμματα ακτινοβολίας συμπεραίνομε ότι όταν R = 100m, η επίδραση του πλάτους του κτιρίου αρχίζει να γίνεται εμφανής για H $\ge 0.2\lambda$, και ιδιαίτερα όταν L = 80m.



Σχήμα 4-16: Διαγράμματα ακτινοβολίας για την στοιχειοκεραία στον ελεύθερο χώρο (μαύρη συνεχής γραμμή) και με την παρουσία δύο κτιρίων (κατά μήκος των x- και y-αξόνων) που έχουν $L = 20m \approx 0.06725\lambda$ και $W = 10m \approx 0.03362\lambda$. Απεικόνιση για τρία διαφορετικά ύψη κτιρίου H (βλέπε τιμές άνω δεξιά σε κάθε επιμέρους σχήμα), με απόσταση μεταξύ στοιχειοκεραίας και κάθε κτιρίου ίση με $R = 100m \approx 0.336\lambda$. (α) φ-επίπεδο και (β) θ-επίπεδο.



Σχήμα 4-17: Διαγράμματα ακτινοβολίας για την στοιχειοκεραία στον ελεύθερο χώρο (μαύρη συνεχής γραμμή) και με την παρουσία δύο κτιρίων (κατά μήκος των x- και y-αξόνων) που έχουν $L = 80 \text{m} \approx 0.26899 \lambda$ και $W = 10 \text{m} \approx 0.03362 \lambda$. Απεικόνιση για τρία διαφορετικά ύψη κτιρίου H (βλέπε τιμές άνω δεξιά σε κάθε επιμέρους σχήμα), με απόσταση μεταξύ στοιχειοκεραίας και κάθε κτιρίου ίση με $R = 100 \text{m} \approx 0.336 \lambda$. (α) φ-επίπεδο και (β) θ-επίπεδο.

4.6. Ανασκόπηση επίλυσης προβλήματος σκέδασης και αποτελεσμάτων σε ευρυεκπομπή

Το κατωτέρω σχήμα 4-18 απεικονίζει την γενική πορεία επίλυσης του προβλήματος σκέδασης στο υπόψη σύστημα ευρυεκπομπής, συμπεριλαμβανομένων ή ενδεικνυόμενων των βασικών σχετικών σχέσεων. Ουσιαστικά, το σχήμα 4-18 περιλαμβάνει τα κύρια σημεία των ενοτήτων 4.2 και 4.3 με εποπτικό και συνοπτικό τρόπο, με τελικό εξαγόμενο τα διαγράμματα ακτινοβολίας που παρουσιάστηκαν στις ενότητες 4.4 και 4.5.



Σχήμα 4-18: Πορεία επίλυσης του προβλήματος σκέδασης στο σύστημα ευρυεκπομπής.

Σε ότι αφορά την μοντελοποίηση των κτιρίων ακολουθήθηκε η πρακτική της θεώρησης ενός κτιρίου ως αγώγιμου αντικειμένου, κάτι που γίνεται όχι μόνο όταν η μοντελοποίηση αφορά τις MF και HF ζώνες συχνοτήτων [2022, Zhu], [1998, Zhang], [1981, Chen], αλλά και σε υψηλότερες συχνότητες [2011, Alitalo], [1983, Chen], [1995, Maeda]. Επιπλέον, σε ότι αφορά την μορφή του κτιρίου, η μοντελοποίηση ήταν με ορθογώνια μορφή (όπως έγινε και στις [2022, Zhu], [1983, Chen], [1995, Maeda]), ενώ εναλλακτικά μπορεί να γίνει μέσω κυλινδρικής μορφής [2011, Alitalo], [1981, Chen], [1983, Chen]. Επίσης, παρόμοια μοντελοποίηση μέσω συρμάτινου πλέγματος έγινε και στην [1995, Maeda], σε συνδυασμό με την μέθοδο των ροπών. Τέλος, μία πρόσφατη μοντελοποίηση μέσω συρμάτινου πλέγματος ήταν και αυτή της [2022, Zhu], σε συνδυασμό με μία πλήρως αριθμητική μέθοδο μέσω του εμπορικού λογισμικού FEKO.

Το σύστημα γραμμικών εξισώσεων που περιγράφεται από την σχέση 4-10 λύθηκε αριθμητικά μέσω στρογγυλοποίησης και αναστροφής πίνακα και επακόλουθο έλεγχο της σύγκλισης της λύσης, μέσω κώδικα στην γλώσσα προγραμματισμού Fortran 90. Η προσέγγιση της υιοθέτησης του μοντέλου του αγώγιμου συρμάτινου πλέγματος σε συνδυασμό με τον κώδικα λογισμικού, μπορεί να θεωρηθεί ως μία ημιαναλυτική λύση στο πρόβλημα σκέδασης με τις κεραίες ευρυεκπομπής που εξετάστηκε, καθώς εμπεριέχει την αριθμητική επίλυση του συστήματος εξισώσεων της σχέσης 4-10. Αυτό, με την σειρά του, σημαίνει ότι πρόκειται για μία αποδοτική από πλευράς χρόνου και μνήμης προσέγγιση επίλυσης, ενώ και η πολυπλοκότητα που την συνοδεύει σχετίζεται με συγκεκριμένους αναλυτικούς υπολογισμούς που γίνονται άπαξ. Από την άλλη μεριά, δεν ήταν εφικτή η προσομοίωση της μορφής ή των υλικών των κτιρίων με μεγάλο βαθμό λεπτομέρειας. Δεδομένου, όμως, του ότι η ακρίβεια της μοντελοποίησης δεν ήταν το πρωτεύον, η προσέγγιση που ακολουθήθηκε παρέχει μία αποδεκτή λύση σε ένα ρεαλιστικό πρόβλημα σκέδασης κατά την ευρυεκπομπή. Θα πρέπει, επίσης, να αναφερθεί ότι η όλη επιλεγείσα προσέγγιση αφορά την συγκεκριμένη ζώνη MF συχνοτήτων και, συνεπώς, δεν μπορεί να θεωρηθεί ότι μπορεί να ακολουθηθεί και για την περίπτωση που θα αφορούσε υψηλότερες συχνότητες.

Η επίλυση του προβλήματος σκέδασης σε ένα σύστημα ευρυεκπομπής που εξετάστηκε στο παρόν κεφάλαιο της διατριβής αποσκοπούσε στο να εκτιμήσει την επίδραση της υφιστάμενης παρουσίας ή της μελλοντικής ύπαρξης λόγω κατασκευής κτιρίων στο εγγύς πεδίο μίας κεραία ευρυεκπομπής, έτσι ώστε να μην εμποδίζεται η λειτουργία αυτής. Η μοντελοποίηση μέσω συρμάτινου πλέγματος αγωγών για τα κτίρια αποτυπώνει την δυσμενέστερη περίπτωση λειτουργίας αναφορικά με την επίδραση στα χαρακτηριστικά ακτινοβολίας των εξετασθέντων κεραιών, χωρίς να εγγυάται επακριβή μοντελοποίηση. Τα αποτελέσματα υποδεικνύουν ότι το ύψος των κτιρίων είναι η πλέον σημαντική παράμετρος που μπορεί να μεταβάλλει τα χαρακτηριστικά ακτινοβολίας των κεραιών στον ελεύθερο χώρο. Το μήκος και το πλάτος των κτιρίων, καθώς και η απόστασή τους από την κεραία ευρυεκπομπής μπορούν να έχουν σημαντική επίδραση στα

100

διαγράμματα ακτινοβολίας μόνο στην περίπτωση που το ύψος αυτών υπερβαίνει μία κρίσιμη τιμή. Η κρίσιμη αυτή τιμή βρέθηκε να είναι περίπου ίση με περίπου 0.2λ για την περίπτωση εκπομπής μονόπολου στο οποίο παρεμβάλλονται δύο κτίρια ή για την περίπτωση εκπομπής από την εξετασθείσα στοιχειοκεραία στην οποία παρεμβάλλονται ένα ή δύο κτίρια. Επιπρόσθετα, η κρίσιμη αυτή τιμή ήταν ελαφρώς υψηλότερη (περίπου 0.3λ) όταν στο μονόπολο παρεμβάλλονταν ένα γειτονικό κτίριο. Επομένως, για το δυσμενέστερο σενάριο ευρυεκπομπής από τις εξετασθείσες MF κεραίες, τα κτίρια θα μπορούν να βρίσκονται ακόμα και σε απόσταση 0.5λ από αυτές, υπό την προϋπόθεση ότι έχουν λιγότερους από οκτώ ορόφους (ύψους 5 m, ο καθένας).

4.7. Βιβλιογραφία

[1966, Richmond]	J.H. Richmond, "A wire-grid model for scattering by conducting bodies", IEEE Trans. Antennas Propagation 1966 , 14, pp. 782-786.
[1968, Wait]	J. Wait and K. Spies, "Radio propagation over a cylindrical hill including the effect of a surmounted obstacle", <i>IEEE Trans. Antennas Propagation</i> 1968 , 16, pp. 700–705.
[1974, Lin]	J.L. Lin, W.L. Curtis, and M.C. Vincent, "Radar cross section of a rectangular conducting plate by wire mesh modeling", <i>IEEE Trans Antennas Propagat</i> 1974 , 22, pp. 718-720.
[1978, Causebrook]	J.H. Causebrook, "Medium-wave propagation in built-up areas", Proc. IEE 1978, 125, pp. 804–808.
[1981, Chen]	H. Chen, X. Zhang and N. Sun, "The effect of high buildings on radiation characteristics of nearby antenna", <i>Sci. Sin.</i> 1981 , XXIV, pp. 1753–1762.
[1983, Chen]	H.K. Chen, N.H. Sun and M.Y. Li, "A study of the effect of buildings on the radiation patterns of simple antenna arrays", <i>IEEE Trans. Antennas Propagat.</i> 1983 , 31, 689–692.
[1995, Maeda]	Y. Maeda, K. Murakawa, H. Yamane, H. and M. Tokuda, "Technique for estimating Electromagnetic field distributions in and around buildings using wire-grid approximation", <i>Electronics Communications Japan</i> 1995 , 78, pp. 110-118.
[1998, Zhang]	W. Zhang, F. Kong and W. Zheng, "Investigation into effects of buildings near broadcasting antenna on far fields using a Finite-Difference method", <i>J. Shanghai Univ.</i> 1998 , 2, pp.139–143.
[2000, Lichum]	L. Lichum, "A new MF and HF ground-wave model for urban areas", <i>IEEE Trans. Antennas Propagat. Mag.</i> 2000 , 42, pp. 21–33.
[2002, Pedersen]	J. Pedersen and J. Chabra, "Measured results of an efficient broadband HF antenna system for reliable all terrain communication between unattended ground sensors", <i>Proc. SPIE</i> 2002 , 4741, 144–155.
[2005, Balanis]	C.A. Balanis, "Antenna Theory Analysis and Design", 3rd ed., Wiley Interscience: Hoboken, NJ, USA, 2005.
[2006, Dagdeviren]	A. Dagdeviren, O. Cerezci and B. Turetken, "A study of the blockage effects on the pattern of ship mounted X-band communication antennas", in <i>Proceedings of the of the 2006 International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory (MMET)</i> , Kharkiv, Ukraine, 26–29 June 2006 ; pp. 353–355.
[2007, Lopez]	S. Lopez, D. de la Vega, D. Guerra, G. Prieto, M. Velez and P. Angueira, "Estimation of the single obstacle attenuation in MF band from field data", in <i>Proceedings of the 2007 Loughborough Antennas and Propagation Conference</i> , Loughborough, UK, 2–3 April 2007 ; pp. 165–168.
[2008, Furse]	C.M. Furse, O.P. Gandhi, and G. Lazzi, "Wire Elements: Dipoles, Monopoles and Loops", in <i>Modern Antenna Handbook</i> ; C.A Balanis, Ed.; Wiley: Hoboken, NJ, USA, 2008 ; pp. 59–95.
[2011, Alitalo]	P. Alitalo, C.A. Valagiannopoulos and S.A. Tretyakov, "Simple cloak for antenna blockage reduction", in <i>Proceedings of the 2011 IEEE International Symposium on Antennas and Propagation (APS-URSI)</i> , Spokane,WA, USA, 3–8 July 2011 ; pp. 669–672.
[2017, Moon]	C.M. Moon, D.J. An and J.H. Lee, "A study on the effect of building on the HF direction finding. In <i>Proceedings of the 7th IEEE International Symposium on Microwave, Antenna, Propagation, and EMC Technologies (MAPE)</i> , Xi'an, China, 25–27 October 2017 ; pp. 540–542.

[2018, Goh]	Y.Z Goh, M.J. Neve, G.B. Rowe, "Effects of complex wall structures on antenna radiation characteristics", in <i>Proceedings of the 2018 IEEE International Symposium on Antennas and Propagation & USNC/URSI National Radio Science Meeting</i> , Boston, MA, USA, 8–13 July 2018 ; pp. 2485–2486.
[2020, Cano]	R. Rodriguez-Cano, K. Zhao, S. Zhang, G.F. Pedersen, "Handset frame blockage reduction of 5G mm-wave phased arrays using hard surface inspired structure", <i>IEEE Trans. Veh. Technol.</i> 2020 , 69, pp. 8132–8139.
[2020, Zhang]	J. Zhang, A.A. Glazunov and J. Zhang, "Wireless energy efficiency evaluation for buildings under design based on analysis of interference gain", <i>IEEE Trans. Veh. Technol.</i> 2020 , 69, pp. 6310–6324.
[2021, Sun]	X. Sun, P. Yang, R. Li and J. Ye, "Analysis of the influence of buildings on localizer's course structure", in <i>Proceedings of the 2021 International Conference on Big data Analysis and Computer Science (BDACS)</i> , Kunming, China, 25–27 June 2021 ; pp. 258–263.
[2021, Tan]	J. Tan, Y. Shao, J. Zhang and J. Zhang, "Artificial neural network application in prediction of concrete embedded antenna performance", in <i>Proceedings of the 15th European Conference on Antennas and Propagation (EUCAP)</i> , Dusseldorf, Germany, 22–26 March 2021 .
[2021a, Xu J.]	J. Xu, J. Ye, F. Liang, Y. Li and B. Yuan, "Simulation analysis and research on the influence of buildings on a DVOR station", in <i>Proceedings of the 2021 IEEE 5th Advanced Information Technology, Electronic and Automation Control Conference (IAEAC)</i> , Chongqing, China, 12–14 March 2021 ; pp. 1291–1294.
[2021b, Xu J.]	J. Xu, J. Ye, F. Liang, Y. Li and H. Lin, "Simulation analysis and research on the influence of buildings on a glide path antenna", in Proceedings of the 2021 International Conference on Computer Technology and Media Convergence Design (CTMCD), Sanya, China, 23–25 April 2021; pp. 63–66.
[2021, Yang]	W. Yang, J. Zhang, H. Song and J. Zhang, "Partition-based analytic evaluation of building wireless performance", <i>IEEE Trans. Veh. Technol.</i> 2021 , 70, pp. 9036–9049.
[2021, Zhang]	J. Zhang, A.A. Glazunov and J. Zhang, "Wireless performance evaluation of building layouts: Closed- form computation of figures of merit", <i>IEEE Trans. Commun.</i> 2021 , 69, pp. 4890–4906.
[2022, Liodakis]	G.S. Liodakis, M.P. Ioannidou, N.S. Petrakis, A.T. Baklezos, T.N. Kapetanakis, C.D. Nikolopoulos and I.O. Vardiambasis, "Effect of Buildings on the Radiation Characteristics of MF Broadcast Antennas", <i>Appl. Sci.</i> 2022 , 12, 6525. https://doi.org/10.3390/app12136525.
[2022, Zhang]	J. Zhang, A.A. Glazunov, W. Yang and J. Zhang, "Fundamental wireless performance of a building", <i>IEEE Wirel. Commun.</i> 2022 , 29, pp. 186–193.
[2022, Zhou Y.]	Y. Zhou, Y. Shao, J. Zhang and J. Zhang, "Wireless performance evaluation of building materials integrated with antenna arrays", <i>IEEE Commun. Lett.</i> 2022 , 26, pp. 942–946.
[2022, Zhu W.]	W. Zhu, L. Guo and S. He, "Research on HF antenna blockage effects and their alleviation", <i>J. Electromagn. Waves Appl.</i> 2022 , 36, pp. 1544–1558.

ΕΠΙΛΟΓΟΣ

Συμβολή της διδακτορικής διατριβής στην προαγωγή της επιστήμης

Η παρούσα διατριβή έχει σαν στόχο την επίλυση ευθέων προβλημάτων σκέδασης μέσω της μελέτης και μοντελοποίησης περιπτώσεων που απαντώνται σε επιμέρους τομείς και εφαρμογές των τηλεπικοινωνιών. Η γενικότερη προσέγγιση που ακολουθήθηκε ήταν αυτή της μοντελοποίησης μέσω αναλυτικών σχέσεων, έτσι ώστε να είναι άμεσα αναγνωρίσιμη η επίδραση των επιμέρους παραμέτρων στα προκύπτοντα διαγράμματα ακτινοβολίας. Τα παρουσιαζόμενα αποτελέσματα και οι προτεινόμενες μοντελοποιήσεις αφορούν ευρύ πεδίο παλαιότερων και νεώτερων εφαρμογών.

Ειδικότερα, τα επιμέρους κύρια σημεία της παρούσας διατριβής που συμβάλλουν στην προαγωγή της επιστήμης είναι τα εξής:

- Η επίλυση μέσω μίας ημιαναλυτικής λύσης του ευθέος προβλήματος σκέδασης επίπεδων ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων, παρουσία μίας σύνθετης κυλινδρικής δομής αποτελούμενης από ένθετες στρωματοποιημένες διηλεκτρικές κυλινδρικές ράβδους με απώλειες.
- Η επίλυση του ευθέος προβλήματος σκέδασης στο μακρινό πεδίο σε ένα σύστημα ευρυεκπομπής στην MF ζώνη συχνοτήτων, με απώτερο στόχο την μελέτη επίδρασης της σκέδασης των κτιρίων που βρίσκονται στο εγγύς πεδίο δύο τύπων κεραιών ευρυεκπομπής.
- Η διερεύνηση της ρεαλιστικής μοντελοποίησης ασύρματων συστημάτων επικοινωνίας που υποστηρίζονται από RISs, προς επίλυση του προκύπτοντος προβλήματος εισαγόμενης σκέδασης στα πλαίσια υλοποίησης ενός έξυπνου περιβάλλοντος ραδιοεπικοινωνίας.

Η λεπτομερής ανάλυση των προαναφερομένων σημείων συμβολής της διατριβής με τα συναφή στοιχεία (υποθέσεις, μαθηματικοί υπολογισμοί, διαγράμματα ακτινοβολίας, επιμέρους συμπεράσματα, κλπ.) γίνεται, κατά περίπτωση, στα προηγηθέντα κεφάλαια.

Μελλοντικές επεκτάσεις-εφαρμογές της διδακτορικής διατριβής

Η παρούσα διατριβή μπορεί να επεκταθεί ή/και να εφαρμοστεί με τις απαραίτητες τροποποιήσεις σε διάφορες κατευθύνσεις για τις τρεις επιστημονικές περιοχές/υποπεριοχές (ηλεκτρομαγνητική θεωρία σκέδασης, έξυπνο περιβάλλον επικοινωνίας, συστήματα ευρυεκπομπής) με τις οποίες ασχολείται. Αναλυτικότερα, πιθανές μελλοντικές επεκτάσεις-κατευθύνσεις, μπορεί να είναι:

- Η επέκταση της προτεινόμενης ημιαναλυτικής τεχνικής για περιπτώσεις σκέδασης όπου οι διάφορες κυλινδρικές δομές θα αποτελούνται, πλέον, από σύνθετα υλικά ή δισδιάστατες δομές από μεταϋλικά (μετα-επιφάνειες). Ειδικά για την περίπτωση μετα-επιφανειών, θα πρέπει να ληφθεί υπόψη η ύπαρξη επιφανειακών κυμάτων, τα οποία αποτελούν περίπτωση μη ομογενών Η/Μ πεδίων.
- Η ενοποιημένη προσέγγιση σχεδιασμού για συστήματα ασύρματης επικοινωνίας που υποστηρίζονται από επιφάνειες RISs, μέσω χρήσης τεχνικών από την θεωρία του ηλεκτρομαγνητισμού (με στόχο την βελτιστοποίηση των όποιων χρησιμοποιούμενων λειτουργιών ενός H/M κύματος) και των τηλεπικοινωνιών (με αντικειμενικό στόχο την μεγιστοποίηση της χωρητικότητας καναλιού). Έτσι, για παράδειγμα, θα ήταν επιθυμητή η μελέτη απόδοσης ενός τέτοιου συστήματος επικοινωνίας μέσω αξιοποίησης της σκέδασης που προκύπτει λόγω ανώμαλης ανάκλασης στις RISs, για την περιοχή των χιλιοστομετρικών και THz συχνοτήτων, με χρήση εργαλείων της στοχαστικής γεωμετρίας -όπως οι χωρικές σημειακές στοχαστικές διαδικασίες- για την μοντελοποίηση και της θέσης των RISs και των κτιρίων.
- Η διαφορετική μοντελοποίηση των κτιρίων για την ντετερμινιστική περίπτωση σκέδασης σε συστήματα ευρυεκπομπής που εξετάστηκε, τόσο με άλλα μορφές-σχήματα πέραν του ορθογωνίου παραλληλεπιπέδου (όπως οι κύλινδροι ή άλλα κυρτά σώματα), όσο και με τις ηλεκτρικές ιδιότητες των υλικών από τα οποία είναι κατασκευασμένο.
- Η αξιοποίηση της random shape theory στην μοντελοποίηση των κτιρίων. Με άλλα λόγια, δεδομένου ότι η σκεδαζόμενη ισχύς συνεισφέρει εν γένει σημαντικά στην ραδιοκάλυψη μίας αστικής περιοχής, τα διαθέσιμα εργαλεία της θεωρίας αυτής μπορούν να μοντελοποιήσουν την στατιστική συμπεριφορά εμποδίων, όπως τα κτίρια. Συνεπώς, η προέκταση θα αφορά την ανάπτυξη ενός στοχαστικού πλαισίου για το πώς η τυχαιότητα χαρακτηριστικών (όπως το μέγεθος, ύψος, προσανατολισμός και θέση των κτιρίων) επηρεάζει τα διαγράμματα ακτινοβολίας σε ένα σύστημα ευρυεκπομπής και όχι μόνο.

ΣΥΝΟΛΙΚΗ ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ - REFERENCES

- [2022, Zhu] W. Zhu, L. Guo and S. He, "Research on HF antenna blockage effects and their alleviation", *J. Electromagn. Waves Appl.* **2022**, 36, pp. 1544–1558.
- [2022, Zhou] Y. Zhou, Y. Shao, J. Zhang and J. Zhang, "Wireless performance evaluation of building materials integrated with antenna arrays", *IEEE Commun. Lett.* **2022**, 26, pp. 942–946.
- [2022a, Zhang] J.T. Zhang, S.S. Rao, H.F. Zhang, "Multiphysics sensor based on the nonreciprocal evanescent wave in the magnetized plasma cylindrical photonic crystals", *IEEE Sens. J.* **2022**, 22, pp. 10500–10507.
- [2022b, Zhang] J. Zhang, A.A. Glazunov, W. Yang and J. Zhang, "Fundamental wireless performance of a building", *IEEE Wirel. Commun.* 2022, 29, pp. 186–193.
- [2022a, Liodakis] G.S. Liodakis, T.N. Kapetanakis, M.P. Ioannidou, A.T. Baklezos, N.S. Petrakis, C.D. Nikolopoulos and I.O. Vardiambasis, "Electromagnetic wave scattering by a multiple core model of composite cylindrical wires at oblique incidence", *Applied Sciences* 2022, 12, 10172. <u>https://doi.org/10.3390/app121910172</u>.
- [2022b, Liodakis] G.S. Liodakis, M.P. Ioannidou, N.S. Petrakis, A.T. Baklezos, T.N. Kapetanakis, C.D. Nikolopoulos and I.O. Vardiambasis, "Effect of buildings on the radiation characteristics of MF broadcast antennas", *Appl. Sci.* 2022, 12, 6525. <u>https://doi.org/10.3390/app12136525</u>.
- [2022c, Liodakis] G. Liodakis, T. Kapetanakis, A. Baklezos, C. Nikolopoulos, N. Petrakis, M. Ioannidou and I.O. Vardiambasis, "Exploiting the scattering nature of reconfigurable intelligent surfaces for B5G/6G networks", *Proceedings of the 3rd International Symposium in Electronic Engineering, Information Technology & Education (EEITE 2022)*, September 28-30, **2022**, Chania, Crete, Greece.
- [2022, Chen] Z. Chen, C-F. Wang and W.J.R. Hoefer, "A unified view of computational electromagnetics", *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* **2022**, vol. 70, no. 2, pp. 955-969.
- [2021c, Kapetanakis] T.N. Kapetanakis, C.D. Nikolopoulos, K. Petridis, and I.O. Vardiambasis, "Integrated in clothes graphene antenna with low SAR for wearable body-centric communications", *International Journal of Circuits, Systems* and Signal Processing, vol. 15, pp. 1657-1665, 2021. doi: 10.46300/9106.2021.15.179
- [2021a, Kapetanakis] T.N. Kapetanakis, M. Pavec, M.P. Ioannidou, C.D. Nikolopoulos, A.T. Baklezos, R. Soukup, and I.O. Vardiambasis, "Embroidered bow-tie wearable antenna for the 868 and 915 MHz ISM bands", *Electronics*, 10, 1983, pp. 1-14, **2021**. doi: 10.3390/electronics10161983
- [2021b, Kapetanakis] T.N. Kapetanakis, C.D. Nikolopoulos, K. Petridis, and I.O. Vardiambasis, "Wearable textile antenna with a graphene sheet or conductive fabric for the 2.45 GHz band", *Electronics*, 10, 2571, pp. 1-27, 2021. doi: 10.3390/electronics10212571
- [2021a, Xu] J. Xu, J. Ye, F. Liang, Y. Li and B. Yuan, "Simulation analysis and research on the influence of buildings on a DVOR station", in *Proceedings of the 2021 IEEE 5th Advanced Information Technology, Electronic and Automation Control Conference (IAEAC)*, Chongqing, China, 12–14 March **2021**; pp. 1291–1294.
- [2021b, Xu] J. Xu, J. Ye, F. Liang, Y. Li and H. Lin, "Simulation analysis and research on the influence of buildings on a glide path antenna", in Proceedings of the 2021 International Conference on Computer Technology and Media Convergence Design (CTMCD), Sanya, China, 23–25 April 2021; pp. 63–66.
- [2021, Zhang] J. Zhang, A.A. Glazunov and J. Zhang, "Wireless performance evaluation of building layouts: Closed-form computation of figures of merit", *IEEE Trans. Commun.* **2021**, 69, pp. 4890–4906.
- [2021, Yang] W. Yang, J. Zhang, H. Song and J. Zhang, "Partition-based analytic evaluation of building wireless performance", *IEEE Trans. Veh. Technol.* **2021**, 70, pp. 9036–9049.
- [2021, Wang] Q.Y. Wang, P.X. Wang, B.F. Wang and H.F. Zhang, "Study of the nonreciprocal absorption properties of cylindrical photonic crystals embedded in graphene cascaded by periodic and Rudin-Shapiro sequencies at large incident angles", *J. Appl. Phys.* **2021**, 129, 223107.
- [2021, Tsalamengas] J.L. Tsalamengas and I.O. Vardiambasis, "A parallel-plate waveguide antenna radiating through a perfectly conducting wedge", *IET Microwaves, Antennas & Propagation*, vol. 15 (6), pp. 571-583, **2021**.
- [2021, Tan] J. Tan, Y. Shao, J. Zhang and J. Zhang, "Artificial neural network application in prediction of concrete embedded antenna performance", in *Proceedings of the 15th European Conference on Antennas and Propagation (EUCAP)*, Dusseldorf, Germany, 22–26 March **2021**.

[2021, Sun]	X. Sun, P. Yang, R. Li and J. Ye, "Analysis of the influence of buildings on localizer's course structure", in <i>Proceedings of the 2021 International Conference on Big data Analysis and Computer Science (BDACS)</i> , Kunming, China, 25–27 June 2021 ; pp. 258–263.
[2021, Liang]	Y.C. Liang, J. Chen, R. Long, ZQ. He, X. Lin, C. Huang, S. Liu, X. Shen and M. di Renzo, "Reconfigurable intelligent surfaces for smart wireless environments: channel estimation, system design and applications in 6G networks", <i>Sci. China Inf. Sci.</i> 64, 200301, 2021 . doi: 10.1007/s11432-020-3261-5
[2021, Ellingson]	S.W. Ellingson, "Path loss in reconfigurable intelligent surface-enabled channels", <i>Proceedings of the 32rd IEEE Annual International Symposium on Personal, Indoor and Mobile radio Conference (PIMRC 2021)</i> , pp. 829-835, 2021 .
[2021, Dinia]	L. Dinia, S. Batool, M. Nisar, F. Frezza and F. Mangini, "Scattering of inhomogeneous wave impinging on parallel stratified cylinders", in <i>Proceedings of the URSI GASS 2021</i> , Rome, Italy, 28 August–4 September 2021 .
[2021, Basar]	E. Basar, I. Yildirim and F. Kiline, "Indoor and outdoor physical channel modeling and efficient positioning for reconfigurable intelligent surfaces in mmWave bands", <i>IEEE Transactions on Communications</i> 2021 , vol. 69, no. 12, pp. 8600-8611.
[2021, Barati]	P. Barati and B. Ghalamkari, "Semi-analytical solution to electromagnetic wave scattering from PEC strip located at the interface of dielectric-TI media", <i>Eng. Anal. Bound. Elem.</i> 2021 , 123, pp. 62–69.
[2020b, Dinia]	L. Dinia, F. Mangini and F. Frezza, "Electromagnetic scattering between an elliptically inhomogeneous plane wave and a multilayered cylinder", <i>J. Electromagn. Waves Appl.</i> 2020 , 34, pp. 2455–2466.
[2020a, Dinia]	L. Dinia, F. Mangini and F. Frezza, "Electromagnetic scattering of inhomogeneous plane wave by ensemble of cylinders", <i>J. Telecommun. Inf. Technol.</i> 2020 , 3, pp. 86–92.
[2020, Zhang]	J. Zhang, A.A. Glazunov and J. Zhang, "Wireless energy efficiency evaluation for buildings under design based on analysis of interference gain", <i>IEEE Trans. Veh. Technol.</i> 2020 , 69, pp. 6310–6324.
[2020, Wu]	Q. Wu and R. Zhang, "Towards smart and reconfigurable environment: Intelligent reflecting surface aided wireless network", <i>IEEE Communications Magazine</i> , vol. 58, no. 1, pp. 106-112, January 2020 , doi: 10.1109/MCOM.001.1900107.
[2020, Saad]	W. Saad, M. Bennis and M. Chen, "A vision of 6G wireless systems: Applications, trends, technologies, and open research problems, <i>IEEE Network</i> , vol. 34, no. 3, pp. 134-142, May/June 2020 . doi: 10.1109/MNET.001.1900287
[2020, Liodakis]	G. Liodakis and I.O. Vardiambasis, "Paving the way for realistic modeling of RIS-enabled communications", <i>Proceedings of the 2nd International Symposium in Electronic Engineering, Information Technology & Education (EEITE 2020)</i> , (ISBN 978-618-84774-3-8, ISSN 2654-2099), October 12-14, 2020 , Chania, Crete, Greece, pp. 30-33.
[2020, Jandieri]	V. Jandieri and K. Yasumoto, "Scattering and guidance by layered cylindrically periodic arrays of circular cylinders", in <i>Advances in Mathematical Methods for Electromagnetics</i> ; Kobayashi, K., Smith, P., Eds.; Institution of Engineering and Technology (IET): Edison, NJ, USA, 2020 .
[2020, Guan]	Z. Guan, Y. Zhang, F. Han, C. Zhu and Q.H. Liu, "Fast exponentially convergent solution of electromagnetic scattering frommultilayer concentric magnetodielectric cylinders by the spectral integral method", <i>IEEE Trans. Microw. Theory Technol.</i> 2020 , 68, pp. 2183–2193.
[2020, Di Renzo]	M. Di Renzo, A. Zappone, M. Debbah, M-S. Alouini, C. Yuen, J. de Rosny and S. Tretyakov, "Smart radio environments empowered by reconfigurable intelligent surfaces: How it works, state of research, and the road ahead", <i>IEEE Journal on Selected Areas in Communications</i> , vol. 38, no. 11: 2450-2525, 2020 .
[2020, Cano]	R. Rodriguez-Cano, K. Zhao, S. Zhang, G.F. Pedersen, "Handset frame blockage reduction of 5G mm-wave phased arrays using hard surface inspired structure", <i>IEEE Trans. Veh. Technol.</i> 2020 , 69, pp. 8132–8139.
[2020, Adamidis]	G.A. Adamidis, I.O. Vardiambasis, M.P. Ioannidou, and T.N. Kapetanakis, "Design and implementation of an adaptive beamformer for phased array antenna applications", <i>Microwave & Optical Technology Letters</i> , vol. 62 (4), pp. 1780-1784, 2020 . doi: 10.1002/mop.32231
[2019, Mindrinos]	L. Mindrinos, "The electromagnetic scattering problem by a cylindrical doubly-connected domain at oblique incidence: The direct problem", <i>IMA J. Appl. Math.</i> 2019 , 84, pp. 292–311.
- [2019, Adamidis] G.A. Adamidis, I.O. Vardiambasis, M.P. Ioannidou, and T.N. Kapetanakis, "Design and implementation of single-layer 4×4 and 8×8 Butler matrices for multibeam antenna arrays", pp. 1-12, International Journal of Antennas and Propagation, ID: 1645281, 2019. doi: 10.1155/2019/1645281
- [2018b, Kapetanakis] T.N. Kapetanakis, I.O. Vardiambasis, M.P. Ioannidou, and A. Maras, "Neural network modeling for the solution of the inverse loop antenna radiation problem", *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 66, no. 11, pp. 6283-6290, November **2018**. doi: 10.1109/TAP.2018.2869136
- [2018a, Kapetanakis] T.N. Kapetanakis, I.O. Vardiambasis, E.I. Lourakis, and A. Maras, "Applying neuro-fuzzy soft computing techniques to the circular loop antenna radiation problem", *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, vol. 17, no. 9, pp. 1673-1676, September **2018**. doi: 10.1109/LAWP.2018.2862939
- [2018, Tsalamengas] J.L. Tsalamengas, "Oblique scattering from radially inhomogeneous dielectric cylinders: An exact Volterra integral equation formulation", *J. Quant. Spectrosc. Rad. Transf.* **2018**, 213, pp. 62–73.
- [2018, Goh] Y.Z Goh, M.J. Neve, G.B. Rowe, "Effects of complex wall structures on antenna radiation characteristics", in Proceedings of the 2018 IEEE International Symposium on Antennas and Propagation & USNC/URSI National Radio Science Meeting, Boston, MA, USA, 8–13 July 2018; pp. 2485–2486.
- [2018, Frezza] F. Frezza, F. Mangini and N. Tedeschi, "Introduction to electromagnetic scattering: Tutorial", *Journal of the Optical Society of America* **2018**, 35:1, pp. 163-173.
- [2018, Aslanyurek] B. Aslanyurek and T.U. Gurbuz, "A series solution for TE electromagnetic scattering by arbitrary-shaped multilayer cylinders", *IEEE Trans. Antennas Propagat.* **2018**, 66, pp. 38–41.
- [2017, Osipov] A.V. Osipov and S.A. Tretyakov, "Modern Electromagnetic Scattering Theory with Applications", 1st ed., John Wiley & Sons: Chichester, UK, **2017**; pp. 339–411.
- [2017, Moon] C.M. Moon, D.J. An and J.H. Lee, "A study on the effect of building on the HF direction finding. In Proceedings of the 7th IEEE International Symposium on Microwave, Antenna, Propagation, and EMC Technologies (MAPE), Xi'an, China, 25–27 October 2017; pp. 540–542.
- [2017, Aslanyurek] B. Aslanyurek and T.U. Gurbuz, "A continuity-based series solution for electromagnetic scattering by arbitrary shaped multilayer cylinders: TM case", *IEEE Trans. Antennas Propagat.* **2017**, 65, pp. 812–819.
- [2014, Bai] T. Bai, R. Vaze and R. W. Heath, "Analysis of blockage effects on urban cellular networks", *IEEE Transactions on Wireless Communications* **2014**, 13, pp. 5070-5083.
- [2012, Watanabe] K. Watanabe, Y. Nakatake and J. Pistora, "Accurate analysis of electromagnetic scattering from periodic circular cylinder array with defects", *Opt. Express* **2012**, 20, pp. 10646–10657.
- [2012, Tsalamengas] J.L. Tsalamengas and I.O. Vardiambasis, "Oblique diffraction of arbitrarily polarized waves by an array of coplanar slots loaded by dielectric semi-cylinders", *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 60, no. 2, pp. 1171-1176, February 2012.
- [2012, loannidou] M.P. loannidou, A.P. Moneda and I.O. Vardiambasis, "Dual-series solution to EM-wave scattering by a circular slit PEC cylinder enclosing multiple dielectric cylindrical rods", *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 60, no. 10, pp. 4822-4829, October **2012**.
- [2011, Zouros] G.P. Zouros, J.A. Roumeliotis and G.T. Stathis, "Electromagnetic scattering by an infinite cylinder of material or metamaterial coating eccentrically a dielectric cylinder", *J. Opt. Soc. Am. A* **2011**, 28, pp. 1076–1085.
- [2011, Yu] N. Yu, P. Genevet, M.A. Kats, F. Aieta, J-P. Tetienne, F. Capasso and Z. Gaburro, "Light propagation with phase discontinuities: Generalized laws of reflection and refraction", *Science*, Sep. 2011 vol. 334, iss. 6054, pp. 333-337, doi: 10.1126/science.1210713.
- [2011, Watanabe] K. Watanabe and Y. Nakatake, "Spectral-domain formulation of electromagnetic scattering from circular cylinders located near scattering", Prog. Electromagn. Res. B 2011, 31, pp. 219–237.
- [2011, Ioannidou] M.P. Ioannidou, I.O. Vardiambasis, and A.P. Moneda, "TM-polarized plane wave scattering by an eccentrically loaded slit PEC cylinder", Invited Paper, pp. 481-484, Proceedings of the 2011 International Conference on Electromagnetics in Advanced Applications (ICEAA'11), Torino, Italy, 12-17 September 2011. doi: 10.1109/ICEAA.2011.6046389
- [2011, Alitalo] P. Alitalo, C.A. Valagiannopoulos and S.A. Tretyakov, "Simple cloak for antenna blockage reduction", in Proceedings of the 2011 IEEE International Symposium on Antennas and Propagation (APS-URSI), Spokane,WA, USA, 3–8 July 2011; pp. 669–672.

[2009, Haenggi]	M. Haenggi, J. G. Andrews, F. Baccelli, O. Dousse and M. Franceschetti, "Stochastic geometry and random graphs for the analysis and design of wireless networks", <i>IEEE Journal on Selected Areas in Communications</i> , vol. 27, no. 7, pp. 1029-1046, September 2009 , doi: 10.1109/JSAC.2009.090902.
[2008, Furse]	C.M. Furse, O.P. Gandhi, and G. Lazzi, "Wire Elements: Dipoles, Monopoles and Loops", in <i>Modern Antenna Handbook</i> ; C.A Balanis, Ed.; Wiley: Hoboken, NJ, USA, 2008 ; pp. 59–95.
[2007, Ludwig]	A. Ludwig and Y. Leviatan, "A source-model technique for the analysis of transient electromagnetic scattering by a periodic array of cylinders", <i>IEEE Trans. Antennas Propagat.</i> 2007 , 55, pp. 2578–2590.
[2007, Lopez]	S. Lopez, D. de la Vega, D. Guerra, G. Prieto, M. Velez and P. Angueira, "Estimation of the single obstacle attenuation in MF band from field data", in <i>Proceedings of the 2007 Loughborough Antennas and Propagation Conference</i> , Loughborough, UK, 2–3 April 2007 ; pp. 165–168.
[2006, Katsenelenbaum]	B.Z. Katsenelenbaum, "High-frequency Electrodynamics", 2006, Wiley-VCH.
[2006, Doicu]	A. Doicu, T. Wriedt and Y.A. Eremin, "Light Scattering by Systems of Particles", Springer, 2006.
[2006, Dagdeviren]	A. Dagdeviren, O. Cerezci and B. Turetken, "A study of the blockage effects on the pattern of ship mounted X-band communication antennas", in <i>Proceedings of the of the 2006 International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory (MMET)</i> , Kharkiv, Ukraine, 26–29 June 2006 ; pp. 353–355.
[2005, Molinet]	F. Molinet, I. Andronov and D. Bouche, "Asymptotic and Hybrid Methods in Electromagnetics", 2005, IEE Electromagnetic Waves Series 51, The Institution of Electrical Engineers, London.
[2005, Balanis]	C.A. Balanis, "Antenna Theory Analysis and Design", 3rd ed., Wiley Interscience: Hoboken, NJ, USA, 2005.
[2004, Sharkawy]	A.A. Sharkawy and A.Z. Elsherbeni, "Electromagnetic scattering from parallel chiral cylinders of circular cross sections using an iterative procedure", <i>Prog. Electromagn. Res.</i> 2004 , 47, pp. 87–110.
[2004, Jia]	H. Jia and K. Yasumoto, "S-matrix solution of electromagnetic scattering from periodic arrays of metallic cylinders with arbitrary cross section", <i>IEEE Antennas Wireless Propag. Lett.</i> 2004 , 3, pp. 41–44.
[2004, loannidou]	M.P. Ioannidou, K.D. Kapsalas and D.P. Chrissoulidis, "Electromagnetic-wave scattering by an eccentrically stratified, dielectric cylinder with multiple, eccentrically stratified, cylindrical, dielectric inclusions", <i>J. Electromagn. Waves Appl.</i> 2004 , 4, pp. 495–516.
[2003, Yasumoto]	K. Yasumoto and H. Jia, "Electromagnetic scattering from multilayered crossed-arrays of circular cylinders", <i>Proc. SPIE</i> 2003 , 5445, pp. 200–205.
[2003, Vardiambasis]	I.O. Vardiambasis, J.L. Tsalamengas, and K. Kostogiannis, "Propagation of EM waves in composite bianisotropic cylindrical structures", <i>IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques</i> , vol. 51, no. 3, pp. 761-766, March 2003 .
[2003, Toyama]	H. Toyama, K. Yasumoto and T. Iwasaki, "Electromagnetic scattering from a dielectric cylinder with multiple eccentric cylindrical inclusions", <i>Prog. Electromagn. Res.</i> 2003 , 40, pp. 113–129.
[2003, Jarem]	J.M. Jarem, "Rigorous coupled wave analysis of bipolar cylindrical systems: Scattering from inhomogeneous dielectric material, eccentric, composite circular cylinders", <i>Prog. Electromagn. Res.</i> 2003 , 43, pp. 181–237.
[2002, Pike]	R. Pike and P. Sabatier (eds), "Scattering: Scattering and Inverse Scattering in Pure and Applied Science", 2002 , Academic Press.
[2002, Pedersen]	J. Pedersen and J. Chabra, "Measured results of an efficient broadband HF antenna system for reliable all terrain communication between unattended ground sensors", <i>Proc. SPIE</i> 2002 , 4741, 144–155.
[2000, Roumeliotis]	J.A. Roumeliotis and A.P. Ziotopoulos, "Electromagnetic scattering by a circular cylinder parallel with another one of small radius", <i>J. Electr. Waves Appl.</i> 2000 , 14, pp. 27–43.
[2000, Lichum]	L. Lichum, "A new MF and HF ground-wave model for urban areas", <i>IEEE Trans. Antennas Propagat. Mag.</i> 2000 , 42, pp. 21–33.
[1999, Yousif]	H.A. Yousif and A.Z. Elsherbeni, "Electromagnetic scattering from an eccentric multilayered cylinder at oblique incidence", <i>J. Electromagn. Waves Appl.</i> 1999 , 13, pp. 325–336.
[1998, Zhang]	W. Zhang, F. Kong and W. Zheng, "Investigation into effects of buildings near broadcasting antenna on far fields using a Finite-Difference method", <i>J. Shanghai Univ.</i> 1998 , 2, pp.139–143.
[1998, Volakis]	J.L. Volakis, A. Chatterjee and L.C. Kempel, "Finite Element Method for Electromagnetics: Antennas, Microwave Circuits, and Scattering Applications", 1998 , IEEE Press.

[1998, Vardiambasis]	I.O. Vardiambasis, J.L. Tsalamengas, and J.G. Fikioris, "Plane wave scattering by slots on a ground plane loaded with semi-circular dielectric cylinders in case of oblique incidence and arbitrary polarization", <i>IEEE Transactions on Antennas and Propagation</i> , vol. 46, no. 10, pp. 1571-1579, October 1998 .
[1998, Sahin]	A. Sahin and E.L. Miller, "Recursive T-matrix methods for scattering from multiple dielectric and metallic objects", <i>IEEE Trans. Antennas Propagat.</i> 1998 , 46, pp. 672–678.
[1997, Vardiambasis]	I.O. Vardiambasis, J.L. Tsalamengas, and J.G. Fikioris, "Hybrid wave propagation in generalized Goubau- type striplines," <i>IEE Proceedings- Microwaves, Antennas and Propagation</i> , vol. 144, no. 3, pp. 167-171, June 1997 .
[1997, Konistis]	K. Konistis and J.L. Tsalamengas, "Plane wave scattering by an array of bianisotropic cylinders enclosed by another one in an unbounded bianisotropic space: oblique incidence", <i>J. Elect. Waves Appl.</i> 1997 , 11, pp. 1073-1090.
[1996, Stratigaki]	L.G. Stratigaki, M.P. Ioannidou and D.P. Chrissoulidis, "Scattering from a dielectric cylinder with multiple eccentric cylindrical dielectric inclusions", <i>IEE ProcH</i> 1996 , 143, pp. 505–511.
[1995, Vardiambasis]	I.O. Vardiambasis, J.L. Tsalamengas, and J.G. Fikioris, "Hybrid wave propagation in circularly shielded microslot lines," <i>IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques</i> , vol. 43, no. 8, pp. 1960-1966, August 1995 .
[1995, Tsalamengas]	J.L. Tsalamengas, I.O. Vardiambasis, and J.G. Fikioris, "Plane wave scattering by strip loaded circular dielectric cylinders in case of oblique incidence and arbitrary polarization," <i>IEEE Transactions on Antennas and Propagation</i> , vol. 43, no. 10, pp. 1099-1108, October 1995 .
[1995, Maeda]	Y. Maeda, K. Murakawa, H. Yamane, H. and M. Tokuda, "Technique for estimating Electromagnetic field distributions in and around buildings using wire-grid approximation", <i>Electronics Communications Japan</i> 1995 , 78, pp. 110-118.
[1994, Roumeliotis]	J.A. Roumeliotis and N.B. Kakogiannos, "Scattering from an infinite cylinder of small radius 110embedded into a dielectric one", <i>IEEE Trans. Microw. Theory Technol.</i> 1994 , 42, pp. 463–470.
[1994, Felbacq]	D. Felbacq, G. Tayeb and D. Maystre, "Scattering by a random set of parallel cylinders", <i>J. Opt. Soc. Am. A</i> 1994 , 11, pp. 2526–2538.
[1993, Tsalamengas]	J.L. Tsalamengas, I.O. Vardiambasis, and J.G. Fikioris, "TE and TM modes in circularly shielded slot waveguides", <i>IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques</i> , vol. 41, no. 6/7, pp. 966-973, June/July 1993 . [Erratum: <i>IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques</i> , vol. 43, no. 4, p. 916, April 1995].
[1993, Lundin]	J.A. Lundin and R.D. Rackley, "Medium-Frequency Broadcast Antennas (Chapter 25)", in Antenna Engineering Handbook, R.C. Johnson (editor of 3rd edition), 1993 , McGraw-Hill Inc.
[1992, Kishk]	A.A. Kishk, R.P. Parricar and A.Z. Elsherbeni, "Electromagnetic scattering from an eccentric multilayered circular cylinder", <i>IEEE Trans. Antennas Propagat.</i> 1992 , 40, pp. 295–303.
[1992, Elsherbeni]	A.Z. Elsherbeni and A.A. Kishk, "Modeling of cylindrical objects by circular dielectric and conducting cylinders". <i>IEEE Transactions on Antennas and Propagation</i> 1992 , 40, 96-99.
[1991, Parrikar]	R.P. Parrikar, A.A. Kishk, A.Z. Elsherbeni, "Scattering from an impedance cylinder embedded in a nonconcentric dielectric cylinder", <i>IEE Proc. H</i> 1991 , 138, pp. 169–175.
[1991, Ishimaru]	A. Ishimaru, "Electromagnetic Wave Propagation, Radiation, and Scattering", Englewood Cliffs: Prentice Hall Inc., 1991 .
[1990, Volakis]	J.L. Volakis and H.H. Syed, "Application of higher order boundary conditions to scattering by multilayer coated cylinders", <i>J. Electromagn. Waves Appl.</i> 1990 , 4, pp. 1157–1180.
[1990a, Lee]	S.C. Lee, "Dependent scattering of an obliquely incident plane wave by a collection of parallel cylinders", <i>J. Appl. Phys.</i> 1990 , 68, pp. 4952–4957.
[1990b, Lee]	R. Lee and A.C. Cangellaris, "Application of the bymoment method to electromagnetic scattering from multiple cylinders", <i>Radio Sci.</i> 1990 , 25, pp. 731–741.
[1989a, Arvas]	E. Arvas, Y. Qian, T.K. Sarkar and F. Aslan, "TE scattering from a conducting cylinder of arbitrary cross- section covered by multiple layers of lossy dielectrics", <i>IEE ProcH</i> 1989 , 136, pp. 425–430.
[1989b, Arvas]	E. Arvas, M. Ross, Y. Qian, "TM scattering from a conducting cylinder of arbitrary cross-section covered by multiple layers of lossy dielectrics", <i>IEE ProcH</i> 1989 , 135, pp. 226–230.

[1988a, Yousif]	A. Yousif and S. Kohler, "Scattering by two penetrable cylinders at oblique incidence: I. The analytical solution", <i>J. Opt. Soc. Am.</i> 1988 , 5, pp. 1085–1096.
[1988b, Yousif]	A. Yousif and S. Kohler, "Scattering by two penetrable cylinders at oblique incidence: II. Numerical examples", <i>J. Opt. Soc. Am.</i> 1988 , 5, pp. 1097–1103.
[1988, Leviatan]	Y. Leviatan and A. Boag, "Analysis of electromagnetic scattering from dielectrically coated conducting cylinders using a multi lament current model", <i>IEEE Trans. Ant. Propagat.</i> 1988 , 36, pp. 1602–1607.
[1987, Elsherbeni]	A.Z. Elsherbeni and M. Hamid, "Scattering by parallel conducting circular cylinders", <i>IEEE Trans. Antennas Propagat.</i> 1987 , 35, pp. 355–358.
[1983, Chen]	H.K. Chen, N.H. Sun and M.Y. Li, "A study of the effect of buildings on the radiation patterns of simple antenna arrays", <i>IEEE Trans. Antennas Propagat.</i> 1983 , 31, 689–692.
[1981, Chen]	H. Chen, X. Zhang and N. Sun, "The effect of high buildings on radiation characteristics of nearby antenna", <i>Sci. Sin.</i> 1981 , XXIV, pp. 1753–1762.
[1980, Roumeliotis]	J.A. Roumeliotis, J.G. Fikioris and G.P. Gounaris, "Electromagnetic scattering from an eccentrically coated infinite metallic cylinder", <i>J. Appl. Phys.</i> 1980 , 51, pp. 4488–4493.
[1979, Uzunoglu]	N.K. Uzunoglu and J.K. Fikioris, "Scattering from an infinite dielectric cylinder embedded into another", <i>J. Phys. A Math. Gen.</i> 1979 , 12, pp. 825–834.
[1978, Hongo]	K. Hongo, "Multiple scattering by two conducting circular cylinders", <i>IEEE Trans. Antennas Propagat.</i> 1978 , 26, pp. 748–751.
[1978, Causebrook]	J.H. Causebrook, "Medium-wave propagation in built-up areas", Proc. IEE 1978, 125, pp. 804–808.
[1977, Cunningham]	J.E. Cunningham, "The Complete Broadcast Antenna Handbook- Design, Installation, Operation and Maintenance", 1977 , Tab Books.
[1976, Chang]	S.K. Chang and K.K. Mei, "Application of the unimoment method to electromagnetic scattering of dielectric cylinders", <i>IEEE Transactions on Antennas and Propagation</i> , 1976 , 24, 35-42.
[1974, Lin]	J.L. Lin, W.L. Curtis, and M.C. Vincent, "Radar cross section of a rectangular conducting plate by wire mesh modeling", <i>IEEE Trans Antennas Propagat</i> 1974 , 22, pp. 718-720.
[1971, Abramowitz]	M. Abramowitz and I.A. Stegun, "Handbook of Mathematical Functions", Dover: New York, NY, USA, 1972.
[1970, Olaofe]	G.O. Olaofe, "Scattering by two cylinders", Radio Sci. 1970, 5, pp. 1351–1360.
[1968, Wait]	J. Wait and K. Spies, "Radio propagation over a cylindrical hill including the effect of a surmounted obstacle", <i>IEEE Trans. Antennas Propagation</i> 1968 , 16, pp. 700–705.
[1966, Richmond]	J.H. Richmond, "A wire-grid model for scattering by conducting bodies", <i>IEEE Trans. Antennas Propagation</i> 1966 , 14, pp. 782-786.
[1908, Mie]	G. Mei, "Beitraege zur Optik trueber medien, speziell kolloidaler Metalloesungen", <i>Ann. Phys.</i> 1908 , 330: pp. 377-445.
[1893, Thomson]	J. J. Thomson, "Recent researches in electricity and magnetism", 1893, Oxford University.
[1890, Lorenz]	L. Lorenz, "Videnskabernes Selskab Skrifter", 1890 , Vol. 6, p. 142 (Reprinted in L. Lorenz, Oeuvres Scientifiques, Librairie Lehmann, Compehagen, 1896, Vol.1, p. 405 and by Johnson, New York, 1964).
[1881, Rayleigh]	L. Rayleigh, "On the electromagnetic theory of light", Philos. Mag. 1881, 12(73), pp.81-101.

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ: ΛΙΣΤΑ ΔΗΜΟΣΙΕΥΣΕΩΝ

- G.S. Liodakis, T.N. Kapetanakis, M.P. Ioannidou, A.T. Baklezos, N.S. Petrakis, C.D. Nikolopoulos, and I.O. Vardiambasis, "Electromagnetic wave scattering by a multiple core model of composite cylindrical wires at oblique incidence", *Applied Sciences*, 12 (19), 10172, pp. 1-19, 2022, <u>https://doi.org/10.3390/app121910172</u>.
- G.S. Liodakis, M.P. Ioannidou, N.S. Petrakis, A.T. Baklezos, T.N. Kapetanakis, C.D. Nikolopoulos, and I.O. Vardiambasis, "Effect of buildings on the radiation characteristics of MF broadcast antennas", *Applied Sciences*, 12 (13), 6525, pp. 1-15, 2022, https://doi.org/10.3390/app12136525.
- G. Liodakis, T. Kapetanakis, A. Baklezos, C. Nikolopoulos, N. Petrakis, M. Ioannidou, and I.O. Vardiambasis, "Exploiting the scattering nature of reconfigurable intelligent surfaces for B5G/6G networks", Proceedings of the 3rd International Conference in Electronic Engineering, Information Technology & Education (EEITE 2022), pp. 16-20, Chania, Crete, Greece, 28-30 September 2022.
- G. Liodakis and I.O. Vardiambasis, "Paving the way for realistic modeling of RIS enabled communications", Proceedings of the 2nd International Symposium in Electronic Engineering, Information Technology & Education (EEITE 2020), ISBN 978-618-84774-3-8, ISSN 2654-2099, pp. 30-33, Chania, Crete, Greece, 12-14 October 2020.





Article

Electromagnetic Wave Scattering by a Multiple Core Model of Composite Cylindrical Wires at Oblique Incidence

George S. Liodakis, Theodoros N. Kapetanakis, Melina P. Ioannidou, Anargyros T. Baklezos, Nikolaos S. Petrakis, Christos D. Nikolopoulos and Ioannis O. Vardiambasis

Special Issue Microwave/Millimeter Wave Circuits and Systems for Emerging Wireless Applications

Edited by Dr. Girdhari Chaudhary





https://doi.org/10.3390/app121910172





Article Electromagnetic Wave Scattering by a Multiple Core Model of Composite Cylindrical Wires at Oblique Incidence

George S. Liodakis, Theodoros N. Kapetanakis ^(D), Melina P. Ioannidou ^(D), Anargyros T. Baklezos ^(D), Nikolaos S. Petrakis, Christos D. Nikolopoulos ^(D) and Ioannis O. Vardiambasis *^(D)

Laboratory of Telecommunications and Electromagnetic Applications, Department of Electronic Engineering, Hellenic Mediterranean University, 73133 Chania, Crete, Greece

* Correspondence: ivardia@hmu.gr; Tel.: +30-2821023029

Abstract: A complex cylindrical structure consisting of a group of parallel stratified circular lossy dielectric cylinders, embedded in a dielectric circular cylindrical region and surrounded by unbounded dielectric space, is considered in this paper. The scattering of electromagnetic (EM) plane waves by the aforementioned configuration was studied; the EM waves impinged obliquely upon the structure and were arbitrarily polarized. The formulation used was based on the boundary-value approach coupled with the generalized separation of variables method. The EM field in each region of space was expanded in cylindrical wave-functions. Furthermore, the translational addition theorem of these functions was applied in order to match the EM field components on any cylindrical interface and enforce the boundary conditions. The end result of the analysis is an infinite set of linear algebraic equations with the wave amplitudes as unknowns. The system is solved by the truncation of series and unknowns and then matrix inversion; thus, we provide a semi-analytical solution for the scattered far-field and, as a consequence, for the scattering cross section of the complex cylindrical structure. The numerical results focus on calculations of the electric- and magnetic-field intensity of the far-field as well as of the total scattering cross section of several geometric configurations that fall within the aforementioned general structure. The effect of the geometrical and electrical characteristics of the structure on the scattered field was investigated. Specifically, the cylinders' size and spacing, their conductivity and permittivity as well as the incidence direction were modified in order to probe how these variations are imprinted on scattering. Moreover, comparisons with previously published results, as well as convergence tests, were performed; all tests and comparisons proved to be successful.

Keywords: arbitrary polarization; dielectric cylinders; electromagnetic scattering; layered cylindrical structure; oblique incidence; scattering cross section; space wire; stratified cylinder

1. Introduction

Although the scattering of electromagnetic waves by cylindrical structures has been broadly investigated for many decades, it still draws interest nowadays because of the variety of scientific areas it is associated with, such as microwave engineering, electromagnetic compatibility, mobile and satellite communications, geophysical and mineral exploration, space and military technologies, defense and the security sector. It's applications include simulating complicated structures, analyzing modes in waveguides, simulating communication lines and space wires, controlling the radar cross section of various targets, communicating within tunnels and underground constructions, detecting and monitoring pipelines and subsurface resources.

Plane-wave scattering by two stand-alone parallel circular cylinders at normal incidence is one of the simplest pertinent problems and it was treated some decades ago [1–4], whereas oblique incidence at the same structure has also been examined [5,6]. Another, relatively simple, geometric configuration that has drawn strong interest consists of a



Citation: Liodakis, G.S.; Kapetanakis, T.N.; Ioannidou, M.P.; Baklezos, A.T.; Petrakis, N.S.; Nikolopoulos, C.D.; Vardiambasis, I.O. Electromagnetic Wave Scattering by a Multiple Core Model of Composite Cylindrical Wires at Oblique Incidence. *Appl. Sci.* 2022, *12*, 10172. https://doi.org/ 10.3390/app121910172

Academic Editor: Atsushi Mase

Received: 18 August 2022 Accepted: 3 October 2022 Published: 10 October 2022

Publisher's Note: MDPI stays neutral with regard to jurisdictional claims in published maps and institutional affiliations.



Copyright: © 2022 by the authors. Licensee MDPI, Basel, Switzerland. This article is an open access article distributed under the terms and conditions of the Creative Commons Attribution (CC BY) license (https:// creativecommons.org/licenses/by/ 4.0/). circular conductive or dielectric cylinder embedded in a host cylinder either concentrically or eccentrically [7–10]. The case of scattering by inhomogeneous cylinders has also been studied [11], while arbitrary polarization and oblique incidence on either dielectric cylinders loaded by strips [12] or dielectric semi-cylinders loaded by ground plane slots [13] have been considered. More recently, scattering by dielectric cylinders eccentrically coated by cylindrical metamaterial shells has been investigated [14].

The most popular method to treat such problems is the expansion of the electromagnetic (EM) field expressions in cylindrical wavefunctions with unknown coefficients, which are found by applying the corresponding boundary conditions and solving the consequent infinite set of linear equations by truncation and matrix inversion [15]. However, various analytical formulations and numerical techniques have been proposed to deal with scattering from cylindrical structures; the latter may be far more complex than the ones mentioned in the previous paragraph. Indicative works are cited below.

The computational method of moments has been used to study electromagnetic scattering by perfect electric conductor (PEC) cylinders with arbitrary cross sections and several dielectric layers [16,17], and an impedance boundary condition of 2nd order has been employed to examine the effects of different dielectric coverings on PEC cylinders [18], while fictitious filamentary sources have been used to imitate the EM field scattered from a coated cylinder [19]. Scattering from eccentrically stratified cylinders has been addressed by enforcing the boundary conditions directly upon cylindrical surfaces at normal [20] and oblique incidence [21], while a new technique based on an indirect mode matching and 2nd Green's vector theorem has been introduced to solve problems of EM-wave scattering from complex cylindrical structures such as eccentrically stratified cylindrical inclusions embedded in a host cylinder [22,23]. The rigorous coupled wave analysis in bipolar coordinates has been used to investigate scattering from eccentric multi-cylinder configurations [24] and the T-matrix method has been employed to study scattering by a cylinder with eccentric cylindrical inclusions [25]. The more complicated case of bianisotropic cylindrical inclusions in a host cylinder which is embedded in a bianisotropic space, at oblique incidence, has also been treated [26].

The scattering of electromagnetic waves by structures that involve several parallel cylindrical rods has been considered by many researchers; a common geometric configuration comprises cylinders with a circular [27] or arbitrary cross section [28,29] at normal incidence, while obliquely incident plane waves have been also examined [30]. More complicated problems/geometries include scattering from multiple dielectric and metallic objects studied by using the T-matrix method [31], oblique incidence at multilayered crossed arrays of circular cylinders [32], an S-matrix solution to scattering from periodic arrays of metallic cylinders with an arbitrary cross section [33], an iterative scattering procedure applied to parallel anisotropic chiral cylinders [34] and scattering from various periodic arrays of cylinders [35–37].

Over the last few years, interest in problems of scattering by cylindrical structures remains vivid, albeit the geometries/problems treated become even more sophisticated [38]. A series solution based on continuity has been presented for scattering from multilayer cylinders of arbitrary shapes [39,40], a Voltera integral equation formulation has been proposed for scattering by radially inhomogeneous cylinders in the case of oblique incidence [41], the spectral integral method (SIM) has been employed in the case of scattering by multilayer magnetodielectric cylinders [42], a hybrid integral equation method has been investigated in the case of scattering from doubly connected cylinders at oblique incidence [43] and a generalized vector cylinder harmonics (VCH) expansion has been applied for the scattering of an inhomogeneous plane wave by various cylindrical structures, such as a multilayer cylinder and an ensemble of stratified cylinders [44–46]. Recently, multilayered cylindrical geometries have been adopted to simulate photonic crystals [47,48]. The absorption and reflection of EM-waves by such crystals has been examined by using the transfer matrix method [47], while a multiphysics sensor consisting of magnetized plasma

and isotropic dielectric layers with a periodic cylindrical structure has been proposed by Zhang et al. [48].

In this paper, we extend the method applied in [26] as a means to address and efficiently solve the problem of electromagnetic scattering of plane waves with arbitrary polarization, as they are obliquely incident upon a complex cylindrical structure of infinite length consisting of a group of parallel stratified circular lossy dielectric cylinders, embedded in a dielectric circular cylindrical housing surrounded by dielectric space. To the best of our knowledge, except [49] where scattering from a similar configuration is addressed as an engineering electromagnetics exercise from an educational point of view, this cylindrical structure is one of the most complicated configurations considered so far at oblique incidence. Admittedly, even more complex geometries may be found in the literature [23,24]; however, the EM wave is assumed to impinge normally on these structures. Thus, the main contribution of this paper is a solution to EM-wave scattering by combining a rather complicated cylindrical configuration with EM waves at obliquely incidence, which, in addition, are arbitrarily polarized. Furthermore, a semi-analytical method is used to address the problem, the only approximation being the truncation of the infinite series and the (numerical) matrix inversion.

The composite cylindrical wire considered in this work offers great flexibility in complex cylindrical object modeling because the analysis does not impose any restrictions on the physical properties (its multitude, size, position) and the electrical characteristics of the multi-layered cylindrical rods enclosed in the outer cylinder, provided that they are not overlapped. The multiple core model presented herein may be used for the simulation of space wires with applications in EM compatibility problems.

This paper is organized as follows. A description of the geometric configuration is given in Section 2. Additionally, the semi-analytical solution is developed in the same section. The end-result of the analysis is the calculation of the scattered electric and magnetic field intensity as well as the total scattering cross section of the structure. The indicative results are included in Section 3; the convergence of the solution is also examined therein. A discussion of the results is provided in Section 4, together with comparisons with previously published works. Finally, our conclusions are presented in Section 5.

2. Materials and Methods

A geometric configuration of our problem is depicted in Figure 1; Figure 1a displays the cross section of the general structure, while Figure 1b offers a 3D view of a simpler configuration that may serve as an example. The general configuration consists of a circular dielectric cylinder (affiliated to region 1) which is placed within the boundless free space (affiliated to region 0) and comprises L - 1 parallel circular stratified cylinders (each with two lossy dielectric layers, affiliated to regions 2, 3, 4, 5, ..., 2L - 2, 2L - 1). Each cylindrical region of space is identified by the index, i (i = 0, 1, 2, 3, 4, 5, ..., 2L - 2, 2L - 1), and is characterized by its dielectric permittivity, ε_i , magnetic permeability, μ_i , electric conductivity, σ_i , and radius, α_i . All L cylinders (the external as well as the embedded ones) are parallel to each other, with their axis-to-axis distances symbolized by D_{pq} (p, q = 1, 2, ..., L). We define L - 1 local cylindrical coordinate systems, $O_p(\rho_p, \varphi_p, z)$, with p = 1, 2, ..., L and each one attached to the axis of the corresponding p-th cylinder, while the O_1 (ρ_1, φ_1, z) system devoted to the outer cylinder's axis is used as reference.

The primary excitation is provided by an EM plane wave with arbitrary polarization, impinging on the configuration of Figure 1a from the external region (0), where it propagates. The vector wavenumber of the aforementioned EM wave is given by

$$\overline{\mathbf{k}}^{inc}(\theta',\varphi') = \mathbf{k}_{\rho} \widehat{\mathbf{k}}_{\rho}^{inc} + \beta \widehat{z} = \mathbf{k}_{0} \sin \theta' \left(\cos \varphi' \ \widehat{x} + \sin \varphi' \ \widehat{y}\right) + \mathbf{k}_{0} \cos \theta' \ \widehat{z}, \qquad (1)$$

where θ' and ϕ' are the angles of plane wave oblique incidence shown in Figure 2, $\beta = k \cos \theta'$ is the propagation constant, $k_{\rho} = k_0 \sin \theta'$ and $k_0 = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$ is the wavenumber of free space when ω implies the circular frequency. Henceforth, the EM field $[\overline{E}^{inc}(\overline{\rho}), \overline{H}^{inc}(\overline{\rho})] e^{-J\beta z} = [\widehat{z} E_z^{inc}(\overline{\rho}) + \overline{E}_t^{inc}(\overline{\rho}), \widehat{z} H_z^{inc}(\overline{\rho}) + \overline{H}_t^{inc}(\overline{\rho})] e^{-j\beta z}$ with arbitrary polarization, which is excited at $\overline{\rho} \in (0)$ of the cylindrical structure, is referred to as the incident field. The harmonic exp $[j(\omega t - \beta z)]$ dependence on time and z is suppressed throughout the analysis for brevity.



Figure 1. (a) Cross-section (normal to the complex cylindrical structure's axes) of the general configuration under consideration, consisting of L - 1 parallel stratified circular dielectric cylinders (2, 3, ..., L), embedded in a dielectric circular cylindrical housing (1) surrounded by unbounded empty space (0). (b) A specific example of the configuration, consisting of a host cylinder with three cylindrical inclusions (3D view).



Figure 2. Geometry of the arbitrarily polarized and obliquely incident plane wave impinging upon the general cylindrical structure of Figure 1.

Using the coordinate system (O_1) of the outer cylinder, the longitudinal components of the incident electromagnetic field may be written [50] as follows:

$$\begin{bmatrix} E_{z}^{\text{inc}}(\overline{\rho}) \\ H_{z}^{\text{inc}}(\overline{\rho}) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_{0} \\ H_{0} \end{bmatrix} \exp(-j \,\overline{k}_{\rho}^{\text{inc}} \cdot \overline{\rho}) = \begin{bmatrix} E_{0} \\ H_{0} \end{bmatrix} \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_{n}(k_{c0}\rho_{1}) \, j^{n} \, e^{jn(\varphi_{1}-\varphi')}.$$
(2)

E₀ and H₀, in Equation (2), are the magnitudes of the incident electric and magnetic fields, whereas ρ_1 and ϕ_1 are the polar coordinates of $\overline{\rho}$ in (O₁), $k_{c0} = \sqrt{k_0^2 - \beta^2}$ and $J_n(x)$ stands for the Bessel function of order *n* and argument *x* [51]. The φ -components of the incident field can be expressed as

$$\begin{bmatrix} E_{\varphi}^{\text{inc}}(\overline{\rho}) \\ H_{\varphi}^{\text{inc}}(\overline{\rho}) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_0 \\ H_0 \end{bmatrix} \sum_{n=-\infty}^{\infty} {}^n \overline{\overline{G}}_0^{\text{J}}(\rho_1) j^n e^{jn(\varphi_1 - \varphi')}, \tag{3}$$

where ${}^{n}\overline{G}_{i}^{J}(\rho)$ is the abbreviation for

$${}^{n}\overline{\overline{G}}{}^{J}_{i}(\rho) = \begin{bmatrix} \frac{\beta n}{k_{ci}^{2}} J_{n}(\mathbf{k}_{ci} \ \rho) & \frac{j\omega\mu_{i}}{\mathbf{k}_{ci}} J_{n}'(\mathbf{k}_{ci} \ \rho) \\ -\frac{j\omega\varepsilon_{i}+\sigma_{i}}{\mathbf{k}_{ci}} J_{n}'(\mathbf{k}_{ci} \ \rho) & \frac{\beta n}{\mathbf{k}_{ci}^{2}} \rho J_{n}(\mathbf{k}_{ci} \ \rho) \end{bmatrix},$$
(4)

and $J'_n(x)$ is the first derivative of the Bessel function of order n with respect to its argument, *x*.

The EM field $[\overline{E}^{sc}(\overline{\rho}), \overline{H}^{sc}(\overline{\rho})] e^{-j\beta z} = [\widehat{z} E_z^{sc}(\overline{\rho}) + \overline{E}_t^{sc}(\overline{\rho}), \widehat{z} H_z^{sc}(\overline{\rho}) + \overline{H}_t^{sc}(\overline{\rho})] e^{-j\beta z}$ excited at any observation point $\overline{\rho}$ of the cylindrical region (*i*), with i = 0, 1, 2, 3, ..., 2L - 1, is referred to as the scattered field due to the existence of the *L* dielectric stratified cylinders of Figure 1. It should be noted that regions (*i*) with i = 2, 4, ..., 2(s - 1), ..., 2(L - 1) and i = 3, 5, ..., 2(s - 1) + 1, ..., 2(L - 1) + 1 designate the cladding and the core regions for the *s*-th cylinder (s = 2, 3, ..., L), respectively. Regarding the local coordinate system of the *q*-th cylinder (O_q), the longitudinal components E_z^{sc} and H_z^{sc} of the scattered field may be written in compact form as

$$\begin{bmatrix} E_{z}^{sc}(\overline{\rho}) \\ H_{z}^{sc}(\overline{\rho}) \end{bmatrix} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left\{ (1 - \delta_{i,0}) J_{n}(\mathbf{k}_{ci} \rho_{q}) e^{jn\varphi_{q}} \begin{bmatrix} a_{n}^{i} \\ b_{n}^{i} \end{bmatrix} + \delta_{i,2(q-1)} H_{n}^{(2)}(\mathbf{k}_{ci} \rho_{q}) e^{jn\varphi_{q}} \begin{bmatrix} c_{n}^{i+1} \\ d_{n}^{i+1} \end{bmatrix} + \delta_{i,1} \sum_{s=2}^{L} H_{n}^{(2)}(\mathbf{k}_{c1} \rho_{s}) e^{jn\varphi_{s}} \begin{bmatrix} c_{n}^{2(s-1)} \\ c_{n}^{2(s-1)} \\ d_{n}^{2(s-1)} \end{bmatrix} + \delta_{i,0} H_{n}^{(2)}(\mathbf{k}_{c0} \rho_{1}) e^{jn\varphi_{1}} \begin{bmatrix} c_{n}^{1} \\ d_{n}^{1} \end{bmatrix} \right\} ,$$
(5)

where *i* indicates the cylindrical region of the corresponding *q* cylinder, ρ_q and φ_q signify the polar coordinates of the observation point $\overline{\rho}$ regarding the cylindrical coordinate system (O_q), a_n^i , c_n^i and b_n^i , d_n^i denote the unknown coefficients of the series expansions for the electric and magnetic field intensity, respectively, $k_{ci} = \sqrt{k_i^2 - \beta^2}$, $k_i = \sqrt{\varepsilon_i \mu_i \omega^2 - j\omega \mu_i \sigma_i}$, $\delta_{i,\ell}$ stands for the Kronecker delta piecewise function of *i* and ℓ and $H_n^{(2)}(x)$ is the Hankel function of the 2nd kind, order *n* and argument *x* [51].

The infinite sum at the right-hand side of Equation (5) represents the scattered EM field in every region of space according to the values of the Kronecker delta functions, as explained below. The scattered wave in the unbounded external empty space (region 0) is expressed in terms of $H_n^{(2)}(k_{c0}\rho_1)$, as indicated by the fourth term in the sum of Equation (5), since this term exists only for i = 0; the aforementioned Hankel function of the second kind acquires the form of a diverging cylindrical wave far from the axis of the structure (i.e., for $k_{c0}\rho_1 \gg 1$). The EM field inside the host cylinder (region 1) comprises the contribution of each internal (stratified) cylinder in the form of a diverging cylindrical wave; the latter is expressed in terms of $H_n^{(2)}(k_{c1}\rho_s)$, as denoted by the third term in the sum of Equation (5), which exists only for i = 1. An additional term, regular at $\rho_1 \rightarrow 0$ (since it contains Bessel functions of the first kind), is included in the modal expansion of the EM field in region 1 to account for the contribution of the outer boundary of the

cladding; this term is actually the first term in the sum of Equation (5) for i = 1. The EM field inside the core of each cylindrical inclusion is represented by the first term in the sum of Equation (5) for i = 3, 5, ..., 2(L - 1) + 1; the modal expansion contains only Bessel functions of the first kind since the EM field should be regular at the local origin O_q (i.e., for $\rho_q \rightarrow 0$). The expansion of the EM field inside the cylindrical layer of each inclusion should comprise both Bessel and Hankel functions since the (local) origin is not included in these regions. The Bessel functions of the first kind appear in the first term at the right-hand side of Equation (5), for i = 2, 4, ..., 2(L - 1), whereas the third term represents the expansion in Hankel functions of the second kind.

By applying the Bessel and Hankel functions translational addition theorems, one may prove that [26,51]

$$J_{n}(\mathbf{k}_{c1} \ \rho_{1}) \ \mathbf{e}^{jn\varphi_{1}} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_{n-m}(\mathbf{k}_{c1}\mathbf{D}_{1q}) \ \mathbf{e}^{j(n-m)\varphi_{1q}} \ J_{m}(\mathbf{k}_{c1}\rho_{q}) \ \mathbf{e}^{jm\varphi_{q}}, \tag{6a}$$

$$\mathbf{H}_{n}^{(2)}(\mathbf{k}_{c1} \ \boldsymbol{\rho}_{s}) \ \mathbf{e}^{jn\varphi_{s}} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \mathbf{H}_{n-m}^{(2)}\left(\mathbf{k}_{c1} \ \boldsymbol{\rho}_{q,s}^{>}\right) \ \mathbf{e}^{j(n-m)\varphi_{q,s}^{>}} \ \mathbf{J}_{m}\left(\mathbf{k}_{c1} \ \boldsymbol{\rho}_{q,s}^{<}\right) \ \mathbf{e}^{jm\varphi_{q,s}^{<}}, \tag{6b}$$

where

and (O_s) and (O_q) are the coordinate systems attached to the axis of the *s*-th and *q*-th cylinder, respectively.

Substituting (5) in (4), the compact general expressions of Equation (7) for the excitation electromagnetic field in any region (i) are obtained:

$$\begin{bmatrix} E_{z}^{sc}(\bar{\rho}) \\ H_{z}^{sc}(\bar{\rho}) \end{bmatrix} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left\{ (1-\delta_{i,0})(1-\delta_{i,1}) J_{n}(\mathbf{k}_{ci} \rho_{q}) e^{jn\varphi_{q}} \begin{bmatrix} a_{n}^{i} \\ b_{n}^{i} \end{bmatrix} + \delta_{i,2(q-1)} H_{n}^{(2)}(\mathbf{k}_{ci} \rho_{q}) e^{jn\varphi_{q}} \begin{bmatrix} c_{n}^{i+1} \\ d_{n}^{i+1} \end{bmatrix} + \delta_{i,0} H_{n}^{(2)}(\mathbf{k}_{c0} \rho_{1}) e^{jn\varphi_{1}} \begin{bmatrix} c_{n}^{1} \\ d_{n}^{1} \end{bmatrix} + \delta_{i,1} \begin{bmatrix} \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_{n-m}(\mathbf{k}_{c1} D_{1q}) e^{j(n-m)\varphi_{1q}} J_{m}(\mathbf{k}_{c1} \rho_{q}) e^{jm\varphi_{q}} \begin{bmatrix} a_{n}^{1} \\ b_{n}^{1} \end{bmatrix} + \sum_{s=2}^{L} \sum_{m=-\infty}^{\infty} H_{n-m}^{(2)}(\mathbf{k}_{c1} \rho_{q,s}^{>}) e^{j(n-m)\varphi_{q,s}^{>}} J_{m}(\mathbf{k}_{c1} \rho_{q,s}^{<}) e^{jm\varphi_{q,s}^{<}} \begin{bmatrix} c_{n}^{2(s-1)} \\ d_{n}^{2(s-1)} \end{bmatrix} \right] \right\}.$$
(7)

By expressing the φ_q -components of the scattered field at $\overline{\rho} \in (i)$, the analysis yields

$$\begin{bmatrix} \mathbf{E}_{\varphi}^{\mathrm{sc}}(\overline{\rho}) \\ \mathbf{H}_{\varphi}^{\mathrm{sc}}(\overline{\rho}) \end{bmatrix} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left\{ (1-\delta_{i,0})(1-\delta_{i,1})^{n} \overline{\overline{\mathbf{G}}}_{i}^{\mathrm{J}}(\rho_{q}) e^{jn\varphi_{q}} \begin{bmatrix} a_{n}^{i} \\ b_{n}^{i} \end{bmatrix} + \delta_{i,2(q-1)}^{n} \overline{\overline{\mathbf{G}}}_{i}^{\mathrm{H}}(\rho_{q}) e^{jn\varphi_{q}} \begin{bmatrix} c_{n}^{i+1} \\ d_{n}^{i+1} \end{bmatrix} + \delta_{i,0}^{n} \overline{\overline{\mathbf{G}}}_{0}^{\mathrm{H}}(\rho_{1}) e^{jn\varphi_{1}} \begin{bmatrix} c_{n}^{1} \\ d_{n}^{1} \end{bmatrix} + \delta_{i,1}^{n} \sum_{m=-\infty}^{\infty} m \overline{\overline{\mathbf{G}}}_{1}^{\mathrm{J}}(\rho_{q}) e^{jm\varphi_{q}} J_{n-m}(\mathbf{k}_{c1}\mathbf{D}_{1q}) e^{j(n-m)\varphi_{1q}} \begin{bmatrix} a_{n}^{1} \\ b_{n}^{1} \end{bmatrix} + \delta_{i,1} \begin{bmatrix} \sum_{s=2}^{L} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \begin{bmatrix} \delta_{qs}^{\prime}^{n-m} \overline{\overline{\mathbf{G}}}_{1}^{\mathrm{H}}(\rho_{q}) e^{j(n-m)\varphi_{q}} J_{m}(\mathbf{k}_{c1}\mathbf{D}_{sq}) e^{jm\varphi_{sq}} \\ + (1-\delta_{qs}^{\prime}) \mathbf{H}_{n-m}^{(2)}(\mathbf{k}_{c1}\mathbf{D}_{sq}) e^{j(n-m)\varphi_{sq}} m \overline{\overline{\mathbf{G}}}_{1}^{\mathrm{J}}(\rho_{q}) e^{jm\varphi_{q}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_{n}^{2(s-1)} \\ d_{n}^{2(s-1)} \end{bmatrix} \end{bmatrix} \right\}$$

$$(8)$$

where $\delta'_{qs} = 1$ (if $\rho_{q,s}^{>} = \rho_{q}$), or 0 (if $\rho_{q,s}^{<} = \rho_{q}$), ${}^{n}\overline{\overline{G}}_{i}^{H}(\rho)$ stands for the abbreviation

$${}^{n}\overline{\overline{G}}_{i}^{\mathrm{H}}(\rho) = \begin{bmatrix} \frac{\beta n}{k_{ci}^{2}\rho} \mathrm{H}_{n}^{(2)}(\mathbf{k}_{ci}\,\rho) & \frac{\mathrm{j}\omega\mu_{i}}{\mathbf{k}_{ci}} \mathrm{H}_{n}^{\prime(2)}(\mathbf{k}_{ci}\,\rho) \\ -\frac{\mathrm{j}\omega\varepsilon_{i}+\sigma_{i}}{\mathbf{k}_{ci}} \mathrm{H}_{n}^{\prime(2)}(\mathbf{k}_{ci}\,\rho) & \frac{\beta n}{\mathbf{k}_{ci}^{2}\rho} \mathrm{H}_{n}^{(2)}(\mathbf{k}_{ci}\,\rho) \end{bmatrix},$$
(9)

and $H'_{n}^{(2)}(x)$ is the Hankel function's first derivative with respect to its argument, *x*.

The total EM field $[\overline{E}^{tot}(\overline{\rho}), \overline{H}^{tot}(\overline{\rho})] e^{-j\beta z}$ at $\overline{\rho} \in (i)$ may be expressed, by using Equations (2), (3), (7) and (8), as follows:

$$\begin{bmatrix} E_{z}^{\text{tot}}(\overline{\rho}) \\ H_{z}^{\text{tot}}(\overline{\rho}) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_{z}^{\text{sc}}(\overline{\rho}) \\ H_{z}^{\text{sc}}(\overline{\rho}) \end{bmatrix} + \delta_{i,0} \begin{bmatrix} E_{z}^{\text{inc}}(\overline{\rho}) \\ H_{z}^{\text{inc}}(\overline{\rho}) \end{bmatrix}, \qquad \begin{bmatrix} E_{\varphi}^{\text{tot}}(\overline{\rho}) \\ H_{\varphi}^{\text{tot}}(\overline{\rho}) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_{\varphi}^{\text{sc}}(\overline{\rho}) \\ H_{\varphi}^{\text{sc}}(\overline{\rho}) \end{bmatrix} + \delta_{i,0} \begin{bmatrix} E_{\varphi}^{\text{inc}}(\overline{\rho}) \\ H_{\varphi}^{\text{inc}}(\overline{\rho}) \end{bmatrix}.$$
(10)

Subsequently, we apply the appropriate boundary conditions, imposing the continuity of the total EM field's components E_z^{tot} , H_z^{tot} , E_{ϕ}^{tot} and H_{ϕ}^{tot} over each cylindrical boundary ($\rho_1 = \alpha_1$, $\rho_p = \alpha_{2(p-1)}$ and $\rho_p = \alpha_{2(p-1)+1}$; p = 2, ..., L) of the complex configuration. Then, we multiply both sides of each of the resulting equations by $\exp(-jM\varphi_p)$ and integrate from $\varphi_p = 0$ to $\varphi_p = 2\pi$. Thus, we obtain an infinite set of linear, algebraic equations for the unknown expansion coefficients, which is written in the following compact form:

$$\begin{bmatrix} \delta_{q,2(p-1)} \begin{bmatrix} J_{M}(\mathbf{k}_{cq}\alpha_{q})\overline{\mathbf{I}} & -\mathbf{H}_{M}^{(2)}(\mathbf{k}_{c1}\alpha_{q}) & \overline{\mathbf{I}} \end{bmatrix} \\ + \left(\delta_{q,1} + \delta_{q,2(p-1)+1} \right) \begin{bmatrix} J_{M}(\mathbf{k}_{cq}\alpha_{q})\overline{\mathbf{I}} & -\mathbf{H}_{M}^{(2)}(\mathbf{k}_{c(q-1)}\alpha_{q}) & \overline{\mathbf{I}} \end{bmatrix} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \begin{pmatrix} a_{M}^{q} \\ b_{M}^{q} \end{pmatrix} \\ \begin{pmatrix} c_{q}^{q} \\ d_{M}^{q} \end{pmatrix} \end{bmatrix} \\ + \delta_{q,2(p-1)} \begin{bmatrix} \mathbf{H}_{M}^{(2)}(\mathbf{k}_{cq}\alpha_{q}) & \overline{\mathbf{I}} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} c_{M}^{q+1} \\ d_{M}^{q+1} \end{pmatrix} - \delta_{q,2(p-1)+1} \begin{bmatrix} J_{M}(\mathbf{k}_{c(q-1)}\alpha_{q}) & \overline{\mathbf{I}} \end{bmatrix} \\ \begin{bmatrix} M_{M}^{(2)}(\mathbf{k}_{cq}\alpha_{q}) & \overline{\mathbf{I}} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} c_{M}^{q+1} \\ d_{M}^{q+1} \end{pmatrix} - \delta_{q,2(p-1)+1} \begin{bmatrix} J_{M}(\mathbf{k}_{c(q-1)}\alpha_{q}) & \overline{\mathbf{I}} \end{bmatrix} \\ \begin{bmatrix} a_{M}^{q-1} \\ b_{M}^{q-1} \end{pmatrix} \\ - \delta_{q,2(p-1)} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \begin{bmatrix} J_{n-M}(\mathbf{k}_{c1}\mathbf{D}_{1p}) & e^{\mathbf{j}(n-M)\varphi_{1p}} \begin{bmatrix} J_{M}(\mathbf{k}_{c1}\alpha_{q}) & \overline{\mathbf{I}} \end{bmatrix} \\ \begin{bmatrix} M_{M}^{(\mathbf{k}_{c1}\alpha_{q})} & \overline{\mathbf{I}} \end{bmatrix} \\ \begin{bmatrix} M_{M}^{(\mathbf{k}_{c1}\alpha_{q})} & \overline{\mathbf{I}} \end{bmatrix} \\ \begin{bmatrix} a_{n}^{q} \\ b_{n}^{q} \end{bmatrix} \\ - \delta_{q,2(p-1)} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \begin{bmatrix} J_{n-M}(\mathbf{k}_{c1}\mathbf{D}_{1p}) & e^{\mathbf{j}(n-M)\varphi_{1p}} \begin{bmatrix} J_{M}(\mathbf{k}_{c1}\alpha_{q}) & \overline{\mathbf{I}} \end{bmatrix} \\ \begin{bmatrix} M_{M}^{(\mathbf{k}_{c1}\alpha_{q})} & \overline{\mathbf{I}} \end{bmatrix} \\ \begin{bmatrix} a_{n}^{q} \\ b_{n}^{q} \end{bmatrix} \\ - \delta_{q,2(p-1)} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \begin{bmatrix} J_{n-M}(\mathbf{k}_{c1}\mathbf{D}_{s}) & e^{\mathbf{j}(n-M)\varphi_{1p}} \end{bmatrix} \\ + \sum_{s=2}^{L} H_{n-M}^{(2)}(\mathbf{k}_{c1}\mathbf{D}_{sp}) & e^{\mathbf{j}(n-M)\varphi_{sp}} \begin{bmatrix} J_{M}(\mathbf{k}_{c1}\alpha_{q}) & \overline{\mathbf{I}} \\ M_{\overline{\mathbf{G}}}^{1}(\alpha_{q}) \end{bmatrix} \end{bmatrix} \\ + \delta_{q,1} \sum_{s=2}^{\infty} \int_{s=2}^{L} J_{n-M}(\mathbf{k}_{c1}\mathbf{D}_{s}) & e^{\mathbf{j}(n-M)\varphi_{s1}} \begin{bmatrix} H_{M}^{(2)}(\mathbf{k}_{c1}\alpha_{1}) & \overline{\mathbf{I}} \\ M_{\overline{\mathbf{G}}}^{1}(\alpha_{1}) \end{bmatrix} \\ = \delta_{q,1} \mathbf{j}^{M} e^{-\mathbf{j}M\varphi'} \begin{bmatrix} J_{M}(\mathbf{k}_{c0}\alpha_{1}) & \overline{\mathbf{I}} \\ M_{\overline{\mathbf{G}}}^{1}(\alpha_{1}) \end{bmatrix} \\ \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{0} \\ H_{0} \end{bmatrix}.$$

Equation (11) represents an infinite number of linear, algebraic equations since the index *M* may take the values $M = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots, \pm \infty$. Moreover, in Equation (11), $p = 1, \ldots, L; q = 1, 2, 3, 4, \ldots, 2(L-1), 2(L-1) + 1; s = 2, 3, \ldots, L, \overline{1}$ is the identity matrix of order 2 × 2, D_{sp} denotes the axis-to-axis distance separating the (O_s) and (O_p) cylindrical coordinate systems, φ_{sp} stands for the location angle of the (O_p) cylindrical coordinate system with reference to the (O_s) one, while $\alpha_{2(p-1)+1}$ and $\alpha_{2(p-1)}$ are the radii of the core and the cladding regions of the *p*-th cylinder.

The multitude of the unknown expansion coefficients in the equation set of (11) may be considerably reduced by truncating the summations over *n* as well as the values of *M*; the truncation number is denoted as N_r . Thus, Equation (11) result in a set of 20 $(2N_r + 1) \times 20 (2N_r + 1)$ linear, algebraic equations. It is worth mentioning that the matrix elements and the constant terms consist mainly of sole-term Bessel and Hankel functions and are given by simple analytical expressions; thus, they may be considered in closed form. The square coefficient matrix is non-singular, its determinant is non-zero and its inverse can be calculated straightforwardly. For this purpose, a custom computer code was developed in Fortran 90. Addressing the equation set of (11) results in the fast, accurate and efficient evaluation of the field expansion coefficients a_n^i, c_n^i, b_n^i and d_n^i (i = 0, 1, 2, ..., 2L - 1) that appear in Equations (7) and (8).

The scattered far-field may be obtained from Equation (5) by letting $\overline{\rho}(\rho_1, \varphi_1) \in (0)$ and $\rho_1 \to \infty$. Through the large argument asymptotic approximation of the $H_n^{(2)}(k_{c0}\rho_1)$

$$\begin{bmatrix} \mathbf{E}_{z}^{\mathrm{sc}}(\overline{\rho}) \\ \mathbf{H}_{z}^{\mathrm{sc}}(\overline{\rho}) \end{bmatrix} = \mathrm{e}^{-\mathrm{j} (\mathbf{k}_{\mathrm{c0}} \,\rho_{1} - \pi/4)} \sqrt{\frac{2}{\pi \mathbf{k}_{\mathrm{c0}} \rho_{1}}} \sum_{n = -\infty}^{\infty} \mathrm{e}^{\mathrm{j}n(\varphi_{1} + \pi/2)} \begin{bmatrix} c_{n}^{1} \\ d_{n}^{1} \end{bmatrix}$$
(12a)

$$\begin{bmatrix} \mathbf{E}_{\varphi}^{\mathrm{sc}}(\overline{\rho}) \\ \mathbf{H}_{\varphi}^{\mathrm{sc}}(\overline{\rho}) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & Z_0(\sin\theta')^{-1} \\ -(Z_0\sin\theta')^{-1} & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{E}_{z}^{\mathrm{sc}}(\overline{\rho}) \\ \mathbf{H}_{z}^{\mathrm{sc}}(\overline{\rho}) \end{bmatrix},$$
(12b)

where $k_{c0} = \sqrt{k_0^2 - \beta^2} = k_0 \sin \theta'$ and $Z_0 = \sqrt{\mu_0 / \epsilon_0}$. The radial component of the Poynting vector is given by:

$$S_{\rho}^{sc}(\overline{\rho}) = \frac{1}{2Z_0 \sin \theta'} \left[\left| E_z^{sc}(\overline{\rho}) \right|^2 + Z_0^2 \left| H_z^{sc}(\overline{\rho}) \right|^2 \right].$$
(13)

The total radial scattered power, P_{ρ}^{sc} , may be found by integrating $S_{\rho}^{sc}(\overline{\rho})$ on the surface of a cylinder of infinite radius, $\alpha_1 \rightarrow \infty$, and finite length, dz. Consequently, the total scattering cross section, σ_t , of the structure is obtained by [50]

$$\sigma_t = \frac{P_{\rho}^{\rm sc}}{|S^{\rm inc}(\bar{\rho})| \, dz} \Rightarrow \sigma_t = \frac{1}{k_0} \left[\frac{2}{\sin \theta'} \right]^2 \frac{1}{E_0^2 + Z_0^2 H_0^2} \sum_{n = -\infty}^{\infty} \left(\left| c_n^1 \right|^2 + \left| Z_0 \, d_n^1 \right|^2 \right), \quad (14)$$

where $S^{inc}(\overline{\rho})$ is the Poynting vector of the incident plane wave.

3. Numerical Results and Convergence

Indicative numerical results, derived from the analysis presented in Section 2, are given in Figures 3–10. The scattered far-field, as well as the total scattering cross section, are presented for specific configurations of the general structure of Figure 1, considering both polarizations. Each configuration considered herein is depicted as a small inset in the corresponding Figure, for the sake of clarity. All details that concern the configurations examined, such as the geometric characteristics of the cylinders and the electrical characteristics of each region of space, are given in the captions; they are omitted from the text for the sake of brevity.



Figure 3. The far electric field pattern (in polar coordinates) for the inset structure, arising from that of Figure 1 when L = 3, $D_{23} = 0.4\lambda_0$, $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon_4 = \varepsilon_0$, $\alpha_3 = 0.1\lambda_0$, $\alpha_5 = 0.2\lambda_0$, $\varepsilon_3 = \varepsilon_5 = 2\varepsilon_0$, $\mu_i = \mu_0$ and $\sigma_i = 0$ (i = 1, 2, 3, 4, 5), while $E_0 = 1$, $H_0 = 0$, $\varphi' = 90^\circ$ and $\theta' = 30^\circ$, 45° , 90° .



Figure 4. The far magnetic field pattern ($\varphi = \varphi_1$) for the inset structure, arising from that of Figure 1 when L = 3, $D_{23} = 0.4\lambda_0$, $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon_4 = \varepsilon_0$, $\alpha_3 = 0.1\lambda_0$, $\alpha_5 = 0.2\lambda_0$, $\varepsilon_3 = \varepsilon_5 = 2\varepsilon_0$, $\mu_i = \mu_0$ and $\sigma_i = 0$ (i = 1, 2, 3, 4, 5), while $E_0 = 0$, $H_0 = 1$, $\varphi' = 0^{\circ}$ and $\theta' = 30^{\circ}$, 45° , 90° .



Figure 5. The far electric field pattern ($\varphi = \varphi_1 \varphi_1$ for the inset structure, arising from that of Figure 1 when L = 3, $D_{23} = \lambda_0$, $\varepsilon_1 = \varepsilon_0$, $\alpha_2 = \alpha_4 = 0.3\lambda_0$, $\varepsilon_3 = \varepsilon_5 = 9.6\varepsilon_0$, $\alpha_3 = \alpha_5 = 0.1\lambda_0$, $\varepsilon_2 = \varepsilon_4 = \varepsilon_0$, $2.32\varepsilon_0$, $4.34\varepsilon_0$, $\mu_i = \mu_0$ and $\sigma_i = 0$ (i = 1, 2, 3, 4, 5), while $E_0 = 1$, $H_0 = 0$, $\theta' = 60^\circ$ and $\varphi' = 45^\circ$.

10 of 18



Figure 6. The far electric field pattern ($\varphi = \varphi_1$) for the inset structure, arising from that of Figure 1 when L = 3, $D_{23} = \lambda_0$, $\varepsilon_1 = \varepsilon_0$, $\varepsilon_2 = \varepsilon_4 = 2.32\varepsilon_0$, $\alpha_2 = \alpha_4 = 0.4\lambda_0$, $\varepsilon_3 = \varepsilon_5 = 4.34\varepsilon_0$, $\alpha_3 = \alpha_5 = 0.2\lambda_0$, $\mu_i = \mu_0$ (i = 1, 2, 3, 4, 5), $\sigma_1 = \sigma_3 = \sigma_5 = 0$ and $\sigma_2 = \sigma_4 = 0$, 10, 50 S/m, while $E_0 = 1$, $H_0 = 0$, $\theta' = 70^{\circ}$ and $\varphi' = 45^{\circ}$.



Figure 7. The normalized total scattering cross section $(k_0 \sigma_t)$ versus φ' for the inset structure, arising from that of Figure 1 when L = 3, $\varepsilon_1 = \varepsilon_0$, $\varepsilon_2 = \varepsilon_4 = 2.32\varepsilon_0$, $\alpha_2 = \alpha_4 = 0.2\lambda_0$, $\varepsilon_3 = \varepsilon_5 = 4.34\varepsilon_0$, $\alpha_3 = \alpha_5 = 0.1\lambda_0$, $\mu_i = \mu_0$, $\sigma_i = 0$ (i = 1, 2, 3, 4, 5) and $D_{23} = 0.4\lambda_0$, $0.6\lambda_0$, $0.8\lambda_0$, λ_0 , while $E_0 = 1$, $H_0 = 0$ and $\theta' = 45^\circ$.



Figure 8. The normalized total scattering cross section $(k_0\sigma_t)$ versus φ' for the inset structure, arising from that of Figure 1 when L = 3, $\varepsilon_1 = \varepsilon_0$, $D_{23} = \lambda_0$, $\varepsilon_2 = \varepsilon_4 = 4.34\varepsilon_0$, $\varepsilon_3 = \varepsilon_5 = 9.6\varepsilon_0$, $\alpha_3 = \alpha_5 = 0.1\lambda_0$, $\mu_i = \mu_0$, $\sigma_i = 0$ (i = 1, 2, 3, 4, 5) and $\alpha_2 = \alpha_4 = 0.2\lambda_0$, $0.3\lambda_0$, $0.4\lambda_0$, while $E_0 = 0$, $H_0 = 1$ and $\theta' = 75^\circ$.



Figure 9. The far electric field pattern ($\varphi = \varphi_1$) for the inset structure, arising from that of Figure 1 when L = 5, $D_{23} = D_{34} = D_{45} = D_{25} = 0.8\lambda_0$, $D_{24} = D_{35} = 0.8\sqrt{2}\lambda_0$, $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon_4 = \varepsilon_6 = \varepsilon_8 = \varepsilon_0$, $\alpha_3 = \alpha_5 = \alpha_7 = \alpha_9 = 0.2\lambda_0$, $\varepsilon_3 = \varepsilon_5 = \varepsilon_7 = \varepsilon_9 = 2.32\varepsilon_0$, $\mu_i = \mu_0$ and $\sigma_i = 0$ (i = 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9), while $E_0 = 1$, $H_0 = 0$, $\varphi' = 45^\circ$ and $\theta' = 30^\circ$, 45° , 90° .



Figure 10. The far magnetic field pattern ($\varphi = \varphi_1$) for the inset structure, arising from that of Figure 1 when L = 5, $D_{23} = D_{34} = D_{45} = D_{25} = 0.8\lambda_0$, $D_{24} = D_{35} = 0.8\sqrt{2}\lambda_0$, $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon_4 = \varepsilon_6 = \varepsilon_8 = \varepsilon_0$, $\alpha_3 = \alpha_5 = \alpha_7 = \alpha_9 = 0.2\lambda_0$, $\varepsilon_3 = \varepsilon_5 = \varepsilon_7 = \varepsilon_9 = 4.34\varepsilon_0$, $\mu_i = \mu_0$ and $\sigma_i = 0$ (i = 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9), while $E_0 = 0$, $H_0 = 1$, $\theta' = 90^\circ$ and $\varphi' = 0^\circ$, 40° , 90° .

Moreover, the analysis presented herein and the corresponding computer codes were verified using reciprocity and energy conservation internal tests. The reciprocity was examined for multiple duets of scattering and incidence directions. Energy conservation was tested using the optical theorem, according to which the scattering cross section should be identical to the extinction cross section when all materials constituting the complex cylindrical structure are lossless [50]. All these tests were successful, and the corresponding results are omitted for brevity.

Figures 3 and 4 correspond to a pair (L = 3) of dissimilar dielectric cylindrical rods, Figures 5–8 correspond to a pair (L = 3) of similar lossy dielectric doubly-layered cylinders, while Figures 9 and 10 refer to a quadruplet (L = 5) of similar dielectric cylindrical rods. Regions 0 and 1, in all cases, are considered as vacuum.

In order to check the convergence of the algorithm, we calculated the scattered electric field intensity, for several configurations, by sequentially increasing the truncation number, N_r , until the achievement of accuracy with seven digits. An indicative example is presented in Table 1, where the values of $|E_z^{sc}(\rho_1 \rightarrow \infty, \varphi_1 = 45^\circ)|$ are shown for an increasing N_r . The geometric configuration used for the production of Table 1 corresponds to the inset of Figure 5 with $\theta' = \varphi' = 45^\circ$, $E_0 = H_0 = 1$, L = 3, $D_{23} = 0.7\lambda_0$, $\varepsilon_1 = \varepsilon_0$, $\varepsilon_2 = \varepsilon_4 = 2.32\varepsilon_0$, $\alpha_2 = \alpha_4 = 0.3\lambda_0$, $\varepsilon_3 = \varepsilon_5 = 4.34\varepsilon_0$, $\alpha_3 = \alpha_5 = 0.2\lambda_0$, $\mu_i = \mu_0$ and $\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma_3 = \sigma_4 = \sigma_5 = 0$. Evidently, the algorithm converges very rapidly and steadily, since an N_r as low as 12 is sufficient to determine the far-field value within six significant decimal digits.

Nr	\mid $\mathrm{E_{z}^{sc}}(ho_{1} ightarrow\infty$, $arphi_{1} m=$ 45 $^{\circ})$ \mid
7	56.99990
8	57.30295
9	57.24285
10	57.24623
11	57.23580
12	57.23515
13	57. 23517
14	57. 23517
15	57. 23517

Table 1. $|E_z^{sc}(\rho_1 \to \infty, \varphi_1 = 45^{\circ})|$ when increasing truncation number N_r for the structure shown in the inset of Figure 5.

The convergence of our semi-analytical solution was further investigated through Figures 11 and 12. We calculated the error from the following relationship [52]:

$$\mathbf{e}_{rr} = \frac{\left|\sigma_t^{N+1} - \sigma_t^{N}\right|}{\left|\sigma_t^{N}\right|}, N = 1, 2, 3, \dots, N_{\mathbf{r}}$$
(15)

where σ_t^N and σ_t^{N+1} stand for the total scattering cross section of the structure, computed from Equation (14), after truncating the infinite sum to *N* and *N* + 1 terms, respectively. Figure 11 refers to the E-polarized incident plane wave, while in Figure 12 the incident wave is arbitrarily polarized. The main remark to be made about Figures 11 and 12 is that all curves follow the same trend: the error function decreases as the truncation number increases. This is an expected outcome, which is necessary to guarantee the convergence of the solution and has also been reported by other researchers, albeit for different configurations [52].



Figure 11. Convergence curves of magnitude error, with E_{rr} given by Equation (15), for the inset structure of Figure 5, arising from that of Figure 1 when $E_0 = 1$, $H_0 = 0$, $\theta' = 45^\circ$, $\varphi' = 45^\circ$, L = 3, $\varepsilon_1 = \varepsilon_0$, $\varepsilon_2 = \varepsilon_4 = 1.6\varepsilon_0$, $\varepsilon_3 = \varepsilon_5 = 2.32\varepsilon_0$, $\mu_i = \mu_0$ and $\sigma_i = 0$ (i = 1, 2, 3, 4, 5). An E-polarized incident plane wave is assumed. (**a**) $\alpha_2 = \alpha_4 = 0.6\lambda_0$, $D_{23} = 1.6\lambda_0$ and $\alpha_3 = \alpha_5 = 0.1\lambda_0$ (black curve), $\alpha_3 = \alpha_5 = 0.3\lambda_0$ (red curve), $\alpha_3 = \alpha_5 = 0.5\lambda_0$ (blue curve). (**b**) $\alpha_2 = \alpha_4 = 0.3\lambda_0$, $\alpha_3 = \alpha_5 = 0.1\lambda_0$ and $D_{23} = 0.6\lambda_0$ (black curve), $D_{23} = 1.0\lambda_0$ (red curve), $D_{23} = 1.5\lambda_0$ (blue curve).





Figure 12. Convergence curves of magnitude error, with E_{rr} given by Equation (15), for the inset structure of Figure 5, arising from that of Figure 1 when $E_0 = 1$, $H_0 = 1$, $\theta' = 30^\circ$, $\varphi' = 60^\circ$, L = 3, $\varepsilon_1 = \varepsilon_0$, $\varepsilon_2 = \varepsilon_4 = 1.6\varepsilon_0$, $\alpha_2 = \alpha_4 = 0.3\lambda_0$, $\varepsilon_3 = \varepsilon_5 = 2.3\varepsilon_0$, $\alpha_3 = \alpha_5 = 0.2\lambda_0$, $\mu_i = \mu_0$ and $\sigma_i = 0$ (i = 1, 2, 3, 4, 5). $D_{23} = 0.6\lambda_0$ (black curve), $D_{23} = 1.0\lambda_0$ (red curve), $D_{23} = 1.5\lambda_0$ (blue curve), $D_{23} = 2.0\lambda_0$ (magenta curve). Arbitrary polarization of the incident plane wave is assumed.

In addition, Figure 11a suggests that the truncation number does not depend strongly on the size of the inner cylinders, especially when they are rather small; the black and red curves almost coincide. However, by inspecting the curves of Figure 11b, one might conclude that the truncation number is strongly affected by the distance between the inner cylinders. For example, for $D_{23} = 0.6\lambda_0$ (black curve), 3-digit accuracy may be achieved with $N_r \approx 7$, while 13 terms are necessary for the same accuracy if $D_{23} = 1.5\lambda_0$ (blue curve). The rather strong dependence of the truncation number on the separation between the inner cylinders may also be verified for the arbitrary polarization of the incident wave (Figure 12). It is evident from Figure 12 that the greater the distance between the rods, the greater the truncation number required in order to achieve a specific accuracy.

4. Discussion and Comparisons

Figure 3 illustrates the scattered electric far-field polar pattern $|E_z^{sc}(\varphi_1)|$ of the structure shown in the inset, for $\varphi' = 90^{\circ}$ and for several values of θ' . The structure is stimulated by an E-polarized plane wave which is obliquely incident. In Figure 4, we present the scattered magnetic far-field polar pattern $|H_z^{sc}(\varphi_1)|$ of the inset structure, in the excitation case of an obliquely incident H-polarized plane wave with $\varphi' = 0^{\circ}$ and $\theta' = 30^{\circ}$, 45° , 90° . The occasion of normal incidence, i.e., $\theta' = 90^{\circ}$, is included in both figures for reference.

Moreover, exhaustive comparisons with previously published results that correspond to much simpler, marginal cases of the complex geometric structure treated herein were performed. Two examples are provided in Figures 3 and 4 by plotting the corresponding numerical results, for normal incidence, given in Figure 5 of [11] and Figure 3 of [27], respectively, as indicated in the insets. It is evident that our results coincide with the published ones. Other results, not presented herein for the sake of brevity, indicate that our general solution is capable of reproducing Figures 3–10 of [22]; all these plots refer to normal incidence and the corresponding configurations fall within the geometry illustrated in Figure 1.

The scattered far-field pattern $|E_z^{sc}(\varphi_1)|$ of two stratified cylinders for oblique incidence (as shown in the inset) is depicted in Figures 5 and 6. The former is produced by setting $\theta' = 60^{\circ}$ and $\varphi' = 45^{\circ}$, while $\theta' = 70^{\circ}$ and $\varphi' = 45^{\circ}$ were assumed for the latter. Several values of the dielectric constant of the cladding regions, with $\varepsilon_2 = \varepsilon_4$, are tested in Figure 5, whereas the effect of the electric conductivity of the cladding regions ($\sigma_2 = \sigma_4$) on $|E_z^{sc}(\varphi_1)|$ is investigated through Figure 6. The main remark to be made about Figures 5 and 6 is the presence of several lobes, with the main one at $\varphi_1 \approx 229^{\circ}$ for the case $\varepsilon_2 = \varepsilon_4 \neq \varepsilon_0$ (Figure 5) or at $\varphi_1 \approx 227^{\circ}$ for the case $\sigma_2 = \sigma_4$ (Figure 6). Figures 5 and 6 suggest that the position of the main lobe does not depend strongly on the electrical characteristics of the cladding regions. Moreover, it should be noted that a further increase in the cladding regions' conductivities σ_2 and σ_4 has practically no effect on the solid curve field pattern that corresponds to $\sigma_2 = \sigma_4 = 50$ S/m.

Figures 7 and 8 present the total scattering cross section normalized to the free space wavenumber ($k_0\sigma_t$) versus the incidence angle φ' for the configuration shown in the insets; several values for the off-axis distance, D₂₃ (Figure 7), or the cladding regions' radii, α_2 and α_4 (Figure 8), were considered. Due to the symmetrical scatterer geometry, the $k_0\sigma_t$ values are also symmetrical about the vertical xz-plane ($\varphi' = 90^\circ$). Figure 7 indicates that σ_t is strongly dependent on D₂₃, provided that 54° < φ' < 126°, while the dependence of the total scattering cross section σ_t on the cylinders' radius (size) is rather strong for most values for the angle φ' . Thus, changing D₂₃ and/or α_2 , α_4 properly may offer the feasibility to handle the scattering cross section of the cylindrical structure.

The scattered far-field patterns $|E_z^{sc}(\varphi_1)|$ and $|H_z^{sc}(\varphi_1)|$ are depicted in Figures 9 and 10, respectively, for the dielectric cylinders' quadruplet shown in the insets. E-polarization and several values of θ' , for $\varphi' = 45^{\circ}$, are considered in Figure 9, while H-polarization and several values of φ' , for $\theta' = 90^{\circ}$, are assumed in Figure 10. On the one hand, as regards the patterns of the electric field intensity, Figure 9 suggests that the main lobe remains at $\varphi = 225^{\circ}$ regardless of the angle θ' . On the other hand, as far as the patterns of $|H_z^{sc}(\varphi_1)|$ are concerned (Figure 10), no trend is observed regarding the lobes; the formation of the latter depends strongly on the angle φ' .

5. Conclusions

The problem of electromagnetic scattering by a group of stratified lossy dielectric cylinders enclosed in a cylindrical core which is surrounded by a boundless dielectric space was treated herein in the uttermost general instance of an arbitrarily polarized and obliquely incident plane wave. A boundary-value approach was employed, and the Bessel/Hankel function's translational addition theorem was applied, in order to form a group of linear equations for the unknown expansion coefficients of the scattered electromagnetic field intensity. The resulting solution may be considered as semi-analytical and exact since the only approximation used is the truncation of the multipole expansions. The validation of the developed computer codes was performed by checking the convergence of the solution and by carrying out extended comparisons with available published results, which were all successful. Plots of the total scattering cross section and the material of the composite cylindrical model are imprinted on scattering.

Author Contributions: Conceptualization, G.S.L., T.N.K. and I.O.V.; methodology, G.S.L., T.N.K. and I.O.V.; software, G.S.L., T.N.K., N.S.P. and I.O.V.; validation, G.S.L., M.P.I., N.S.P., A.T.B., T.N.K., C.D.N. and I.O.V.; formal analysis, G.S.L., M.P.I., N.S.P. and I.O.V.; investigation, G.S.L., M.P.I., N.S.P., T.N.K., A.T.B., C.D.N. and I.O.V.; resources, G.S.L., N.S.P., C.D.N. and I.O.V.; data curation, G.S.L., N.S.P., T.N.K., A.T.B., C.D.N. and I.O.V.; writing—original draft preparation, G.S.L., M.P.I. and I.O.V.; writing—review and editing, G.S.L., M.P.I. and I.O.V.; visualization, G.S.L., M.P.I., N.S.P., A.T.B., C.D.N. and I.O.V.; writing—review and editing, G.S.L., M.P.I. and I.O.V.; visualization, G.S.L., M.P.I., N.S.P., A.T.B., C.D.N. and I.O.V.; writing—review and editing, G.S.L., M.P.I. and I.O.V.; visualization, G.S.L., M.P.I., N.S.P., A.T.B., C.D.N. and I.O.V.; writing—review and editing, G.S.L., M.P.I. and I.O.V.; visualization, G.S.L., M.P.I., N.S.P., A.T.B., W.P.I., N.S.P., A.T.B., C.D.N. and I.O.V.; writing—review and editing, G.S.L., M.P.I. and I.O.V.; visualization, G.S.L., M.P.I., N.S.P., A.T.B., Writing—review and editing, G.S.L., M.P.I. and I.O.V.; visualization, G.S.L., M.P.I., N.S.P., A.T.B., Writing—review and editing, G.S.L., M.P.I. and I.O.V.; visualization, G.S.L., M.P.I., N.S.P., A.T.B., Writing—review and editing, G.S.L., M.P.I. and I.O.V.; visualization, G.S.L., M.P.I., N.S.P., A.T.B., Writing—review and editing, G.S.L., M.P.I. and I.O.V.; visualization, G.S.L., M.P.I., N.S.P., A.T.B., Writing—review and editing, G.S.L., M.P.I. and I.O.V.; visualization, G.S.L., M.P.I., N.S.P., A.T.B., Writing—review and editing, G.S.L., M.P.I. and I.O.V.; visualization, G.S.L., M.P.I., N.S.P., A.T.B., Writing—review and editing, G.S.L., M.P.I. and I.O.V.; visualization, G.S.L., M.P.I., Writing—review and Writ

T.N.K., C.D.N. and I.O.V.; supervision, I.O.V.; project administration, I.O.V.; funding acquisition, G.S.L., N.S.P., C.D.N. and I.O.V. All authors have read and agreed to the published version of the manuscript.

Funding: This research received no external funding.

Data Availability Statement: The data used in this study are available on request from the corresponding author.

Acknowledgments: This research is financed by the project "Strengthening and optimizing the operation of MODY services and academic and research units of the Hellenic Mediterranean University", funded by the Public Investment Program of the Greek Ministry of Education and Religious Affairs.

Conflicts of Interest: The authors declare no conflict of interest.

References

- 1. Olaofe, G.O. Scattering by two cylinders. Radio Sci. 1970, 5, 1351–1360. [CrossRef]
- 2. Hongo, K. Multiple scattering by two conducting circular cylinders. IEEE Trans. Antennas Propagat. 1978, 26, 748–751. [CrossRef]
- 3. Elsherbeni, A.Z.; Hamid, M. Scattering by parallel conducting circular cylinders. *IEEE Trans. Antennas Propagat.* **1987**, *35*, 355–358. [CrossRef]
- 4. Roumeliotis, J.A.; Ziotopoulos, A.P. Electromagnetic scattering by a circular cylinder parallel with another one of small radius. *J. Electr. Waves Appl.* **2000**, *14*, 27–43. [CrossRef]
- 5. Yousif, A.; Kohler, S. Scattering by two penetrable cylinders at oblique incidence: I. The analytical solution. *J. Opt. Soc. Am.* **1988**, *5*, 1085–1096. [CrossRef]
- Yousif, A.; Kohler, S. Scattering by two penetrable cylinders at oblique incidence: II. Numerical examples. J. Opt. Soc. Am. 1988, 5, 1097–1103. [CrossRef]
- Uzunoglu, N.K.; Fikioris, J.G. Scattering from an infinite dielectric cylinder embedded into another. J. Phys. A Math. Gen. 1979, 12, 825–834. [CrossRef]
- 8. Roumeliotis, J.A.; Fikioris, J.G.; Gounaris, G.P. Electromagnetic scattering from an eccentrically coated infinite metallic cylinder. J. Appl. Phys. **1980**, *51*, 4488–4493. [CrossRef]
- Parrikar, R.P.; Kishk, A.A.; Elsherbeni, A.Z. Scattering from an impedance cylinder embedded in a nonconcentric dielectric cylinder. *IEE Proc. H* 1991, 138, 169–175. [CrossRef]
- 10. Roumeliotis, J.A.; Kakogiannos, N.B. Scattering from an infinite cylinder of small radius embedded into a dielectric one. *IEEE Trans. Microw. Theory Technol.* **1994**, *42*, 463–470. [CrossRef]
- 11. Chang, S.K.; Mei, K.K. Application of the unimoment method to electromagnetic scattering of dielectric cylinders. *IEEE Trans. Antennas Propagat.* **1976**, *24*, 35–42. [CrossRef]
- 12. Tsalamengas, J.L.; Vardiambasis, I.O.; Fikioris, J.G. Plane-wave scattering by strip-loaded circular dielectric cylinders in the case of oblique incidence and arbitrary polarization. *IEEE Trans. Antennas Propagat.* **1995**, *43*, 1099–1108. [CrossRef]
- 13. Vardiambasis, I.O.; Tsalamengas, J.L.; Fikioris, J.G. Plane-wave scattering by slots on a ground plane loaded with semi-circular dielectric cylinders in case of oblique incidence and arbitrary. *IEEE Trans. Antennas Propagat.* **1998**, *46*, 1571–1579. [CrossRef]
- 14. Zouros, G.P.; Roumeliotis, J.A.; Stathis, G.T. Electromagnetic scattering by an infinite cylinder of material or metamaterial coating eccentrically a dielectric cylinder. *J. Opt. Soc. Am. A* **2011**, *28*, 1076–1085. [CrossRef] [PubMed]
- 15. Osipov, A.V.; Tretyakov, S.A. *Modern Electromagnetic Scattering Theory with Applications*, 1st ed.; John Wiley & Sons: Chichester, UK, 2017; pp. 339–411.
- 16. Arvas, E.; Qian, Y.; Sarkar, T.K.; Aslan, F. TE scattering from a conducting cylinder of arbitrary cross-section covered by multiple layers of lossy dielectrics. *IEE Proc.-H* **1989**, *136*, 425–430. [CrossRef]
- Arvas, E.; Ross, M.; Qian, Y. TM scattering from a conducting cylinder of arbitrary cross-section covered by multiple layers of lossy dielectrics. *IEE Proc.-H* 1989, 135, 226–230. [CrossRef]
- Volakis, J.L.; Syed, H.H. Application of higher order boundary conditions to scattering by multilayer coated cylinders. J. Electromagn. Waves Appl. 1990, 4, 1157–1180. [CrossRef]
- Leviatan, Y.; Boag, A.; Boag, A. Analysis of electromagnetic scattering from dielectrically coated conducting cylinders using a multi lament current model. *IEEE Trans. Ant. Propagat.* 1988, 36, 1602–1607. [CrossRef]
- 20. Kishk, A.A.; Parricar, R.P.; Elsherbeni, A.Z. Electromagnetic scattering from an eccentric multilayered circular cylinder. *IEEE Trans. Antennas Propagat.* **1992**, 40, 295–303. [CrossRef]
- 21. Yousif, H.A.; Elsherbeni, A.Z. Electromagnetic scattering from an eccentric multilayered cylinder at oblique incidence. *J. Electromagn. Waves Appl.* **1999**, *13*, 325–336. [CrossRef]
- 22. Stratigaki, L.G.; Ioannidou, M.P.; Chrissoulidis, D.P. Scattering from a dielectric cylinder with multiple eccentric cylindrical dielectric inclusions. *IEE Proc.-H* **1996**, *143*, 505–511. [CrossRef]
- Ioannidou, M.P.; Kapsalas, K.D.; Chrissoulidis, D.P. Electromagnetic-wave scattering by an eccentrically stratified, dielectric cylinder with multiple, eccentrically stratified, cylindrical, dielectric inclusions. *J. Electromagn. Waves Appl.* 2004, 4, 495–516. [CrossRef]

- 24. Jarem, J.M. Rigorous coupled wave analysis of bipolar cylindrical systems: Scattering from inhomogeneous dielectric material, eccentric, composite circular cylinders. *Prog. Electromagn. Res.* **2003**, 43, 181–237. [CrossRef]
- Toyama, H.; Yasumoto, K.; Iwasaki, T. Electromagnetic scattering from a dielectric cylinder with multiple eccentric cylindrical inclusions. *Prog. Electromagn. Res.* 2003, 40, 113–129. [CrossRef]
- Konistis, K.; Tsalamengas, J.L. Plane wave scattering by an array of bianisotropic cylinders enclosed by another one in an unbounded bianisotropic space: Oblique incidence. J. Elect. Waves Appl. 1997, 11, 1073–1090. [CrossRef]
- Elsherbeni, A.Z.; Kishk, A.A. Modeling of cylindrical objects by circular dielectric and conducting cylinders. *IEEE Trans. Antennas* Propagat. 1992, 40, 96–99. [CrossRef]
- Lee, R.; Cangellaris, A.C. Application of the bymoment method to electromagnetic scattering from multiple cylinders. *Radio Sci.* 1990, 25, 731–741. [CrossRef]
- 29. Felbacq, D.; Tayeb, G.; Maystre, D. Scattering by a random set of parallel cylinders. *J. Opt. Soc. Am. A* **1994**, *11*, 2526–2538. [CrossRef]
- Lee, S.C. Dependent scattering of an obliquely incident plane wave by a collection of parallel cylinders. *J. Appl. Phys.* 1990, 68, 4952–4957. [CrossRef]
- 31. Sahin, A.; Miller, E.L. recursive T-matrix methods for scattering from multiple dielectric and metallic objects. *IEEE Trans. Antennas Propagat.* **1998**, *46*, 672–678. [CrossRef]
- Yasumoto, K.; Jia, H. Electromagnetic scattering from multilayered crossed-arrays of circular cylinders. *Proc. SPIE* 2003, 5445, 200–205.
- Jia, H.; Yasumoto, K. S-matrix solution of electromagnetic scattering from periodic arrays of metallic cylinders with arbitrary cross section. *IEEE Antennas Wireless Propag. Lett.* 2004, 3, 41–44.
- Sharkawy, A.A.; Elsherbeni, A.Z. Electromagnetic scattering from parallel chiral cylinders of circular cross sections using an iterative procedure. *Prog. Electromagn. Res.* 2004, 47, 87–110. [CrossRef]
- Ludwig, A.; Leviatan, Y. A source-model technique for the analysis of transient electromagnetic scattering by a periodic array of cylinders. *IEEE Trans. Antennas Propagat.* 2007, 55, 2578–2590. [CrossRef]
- Watanabe, K.; Nakatake, Y. Spectral-domain formulation of electromagnetic scattering from circular cylinders located near scattering. Prog. Electromagn. Res. B 2011, 31, 219–237. [CrossRef]
- Watanabe, K.; Nakatake, Y.; Pistora, J. Accurate analysis of electromagnetic scattering from periodic circular cylinder array with defects. Opt. Express 2012, 20, 10646–10657. [CrossRef] [PubMed]
- Jandieri, V.; Yasumoto, K. Scattering and guidance by layered cylindrically periodic arrays of circular cylinders. In *Advances in Mathematical Methods for Electromagnetics*; Kobayashi, K., Smith, P., Eds.; Institution of Engineering and Technology (IET): Edison, NJ, USA, 2020.
- Aslanyurek, B.; Gurbuz, T.U. A continuity-based series solution for electromagnetic scattering by arbitrary shaped multilayer cylinders: TM case. *IEEE Trans. Antennas Propagat.* 2017, 65, 812–819. [CrossRef]
- 40. Aslanyurek, B.; Gurbuz, T.U. A series solution for TE electromagnetic scattering by arbitrary-shaped multilayer cylinders. *IEEE Trans. Antennas Propagat.* 2018, *66*, 38–41. [CrossRef]
- 41. Tsalamengas, J.L. Oblique scattering from radially inhomogeneous dielectric cylinders: An exact Volterra integral equation formulation. *J. Quant. Spectrosc. Rad. Transf.* **2018**, *213*, 62–73. [CrossRef]
- Guan, Z.; Zhang, Y.; Han, F.; Zhu, C.; Liu, Q.H. Fast exponentially convergent solution of electromagnetic scattering from multilayer concentric magnetodielectric cylinders by the spectral integral method. *IEEE Trans. Microw. Theory Technol.* 2020, 68, 2183–2193. [CrossRef]
- Mindrinos, L. The electromagnetic scattering problem by a cylindrical doubly-connected domain at oblique incidence: The direct problem. *IMA J. Appl. Math.* 2019, 84, 292–311. [CrossRef]
- Dinia, L.; Mangini, F.; Frezza, F. Electromagnetic scattering of inhomogeneous plane wave by ensemble of cylinders. *J. Telecommun. Inf. Technol.* 2020, 3, 86–92. [CrossRef]
- 45. Dinia, L.; Mangini, F.; Frezza, F. Electromagnetic scattering between an elliptically inhomogeneous plane wave and a multilayered cylinder. *J. Electromagn. Waves Appl.* **2020**, *34*, 2455–2466. [CrossRef]
- Dinia, L.; Batool, S.; Nisar, M.; Frezza, F.; Mangini, F. Scattering of inhomogeneous wave impinging on parallel stratified cylinders. In Proceedings of the URSI GASS 2021, Rome, Italy, 28 August–4 September 2021.
- Wang, Q.Y.; Wang, P.X.; Wang, B.F.; Zhang, H.F. Study of the nonreciprocal absorption properties of cylindrical photonic crystals embedded in graphene cascaded by periodic and Rudin-Shapiro sequencies at large incident angles. *J. Appl. Phys.* 2021, 129, 223107. [CrossRef]
- 48. Zhang, J.T.; Rao, S.S.; Zhang, H.F. Multiphysics sensor based on the nonreciprocal evanescent wave in the magnetized plasma cylindrical photonic crystals. *IEEE Sens. J.* 2022, 22, 10500–10507. [CrossRef]
- Vardiambasis, I.O.; Liodakis, G.; Karonis, G.; Makris, J.P. Studying electromagnetic scattering by dielectric cylinders: An engineering electromagnetics' exercise at the Technological Educational Institute of Crete. WSEAS Trans. Adv. Eng. Educ. 2004, 1, 77–82.
- 50. Ishimaru, A. Electromagnetic Wave Propagation, Radiation, and Scattering; Prentice-Hall: Hoboken, NJ, USA, 1991.

- 51. Abramowitz, M.; Stegun, I.A. Handbook of Mathematical Functions; Dover: New York, NY, USA, 1972.
- 52. Barati, P.; Ghalamkari, B. Semi-analytical solution to electromagnetic wave scattering from PEC strip located at the interface of dielectric-TI media. *Eng. Anal. Bound. Elem.* **2021**, *123*, 62–69. [CrossRef]





Article

Effect of Buildings on the Radiation Characteristics of MF Broadcast Antennas

George S. Liodakis, Melina P. Ioannidou, Nikolaos S. Petrakis, Anargyros T. Baklezos, Theodoros N. Kapetanakis, Christos D. Nikolopoulos and Ioannis O. Vardiambasis

Topic Collection Electromagnetic Antennas for HF, VHF, and UHF Band Applications

Edited by Prof. Dr. Keum Cheol Hwang and Prof. Dr. Jae-Young Chung





https://doi.org/10.3390/app12136525





Article Effect of Buildings on the Radiation Characteristics of MF Broadcast Antennas

George S. Liodakis, Melina P. Ioannidou ⁽¹⁰), Nikolaos S. Petrakis, Anargyros T. Baklezos ⁽¹⁰), Theodoros N. Kapetanakis ⁽¹⁰), Christos D. Nikolopoulos ⁽¹⁰) and Ioannis O. Vardiambasis *⁽¹⁰⁾

> Laboratory of Telecommunications and Electromagnetic Applications, Department of Electronic Engineering, Hellenic Mediterranean University, 73133 Chania, Crete, Greece; gsl@hmu.gr (G.S.L.); melina@ihu.gr (M.P.I.); nik.s.petrakis@hmu.gr (N.S.P.); abaklezos@hmu.gr (A.T.B.); todokape@hmu.gr (T.N.K.); cnikolo@hmu.gr (C.D.N.) * Correspondence: ivardia@hmu.gr; Tel.: +30-2821023029

> **Abstract:** This study aims to investigate the impact of the presence of buildings on the radiation characteristics of MF broadcast antennas. Two different antennas are considered: a monopole operating at 1494 kHz and a two-element linear array radiating at 1008 kHz. The buildings were modeled as wire-grids and the total electric field intensity was calculated as the sum of the scattered field by the wire-grid and the field radiated from the antenna in free space. The radiation pattern of the antennas, when one or two buildings were situated in their vicinity, were the end result of the analysis, and they were compared to the corresponding patterns in free space. The results demonstrate that the radiation characteristics of antennas are mostly affected by the heights of buildings. If these heights are less than a critical value, the buildings do not significantly obstruct the operation of the antenna, despite the value of other parameters, such as the length and the width of the buildings, as well as their distance from the antenna.

Keywords: AM broadcasting; antenna radiation; building modeling; MF antenna; wave propagation; wave scattering; wire-grid model

1. Introduction

Although the problem of the propagation of MF (medium-frequency) and HF (high-frequency) waves in built-up areas has long been considered [1], there is a very limited number of available studies focusing on the effects one should expect on the radiation characteristics of MF and HF broadcast antennas due to blockage [2]. Most papers that deal with antenna blockage focus on frequencies higher than 1 GHz [3–6].

Studies that deal with the propagation of MF and HF waves in the presence of obstacles, such as buildings, concentrate mostly on the prediction and measurements of the propagation losses [1,7–11]. The propagation along a rounded hill assumed to have a knife-edge obstruction was analyzed by Wait [7]. MF and HF ground-wave propagation in urban areas were examined by introducing a new method for the modeling of buildings [8]. Propagation in HF, VHF, and UHF bands, in a wide range of environments, was the subject of [9], including the study of the effect that building blockage has on degrading the propagation distance at each frequency band. The signal attenuation caused by the terrain obstruction of path profiles in the MF band was investigated in [10] by modeling the terrain irregularities as triangular-wedge-shaped obstacles. The impact of buildings on the far field of a broadcasting antenna was examined in [11] by using a finite-difference method. Furthermore, the effect of buildings on the radiation characteristics of an antenna or an antenna array was studied in [12,13].

The impact of local terrain topology on the radiated electric near field of HF broadcast antennas was examined by [14], in an attempt to assess human exposure to electromagnetic radiation in close proximity to high-power HF transmitters. The changes in the antenna response associated with the geometry of the buildings and the effect of the latter on the



Citation: Liodakis, G.S.; Ioannidou, M.P.; Petrakis, N.S.; Baklezos, A.T.; Kapetanakis, T.N.; Nikolopoulos, C.D.; Vardiambasis, I.O. Effect of Buildings on the Radiation Characteristics of MF Broadcast Antennas. *Appl. Sci.* **2022**, *12*, 6525. https://doi.org/10.3390/ app12136525

Academic Editors: Ernesto Limiti and Mario Lucido

Received: 4 May 2022 Accepted: 25 June 2022 Published: 27 June 2022

Publisher's Note: MDPI stays neutral with regard to jurisdictional claims in published maps and institutional affiliations.



Copyright: © 2022 by the authors. Licensee MDPI, Basel, Switzerland. This article is an open access article distributed under the terms and conditions of the Creative Commons Attribution (CC BY) license (https:// creativecommons.org/licenses/by/ 4.0/). HF direction was analyzed by using the method of moments (MoM) and the physical optics (PO) technique [15]. Recently, blockage effects on HF antennas were studied; their influence on the radiation characteristics was analyzed and a relationship between the antenna and the size of the blockage was determined [2]. Furthermore, the modeling and simulation of the influence of buildings on the signals of navigation devices for aviation were presented in [16–18]. Recently, the wireless performance of buildings has been extensively studied [19–23]; interference-signal blockage is examined in [19], the interference gain and the power gain are adopted to assess the impact of buildings on the power of signals in [20,21], the building wireless performance (BWP) when the building materials are integrated with antenna arrays is evaluated in [22], while an overview of the BWP is offered in [23]. Moreover, the performance of concrete-embedded antennas is investigated in [24] by using artificial neural networks.

In this study, we present an investigation of the antenna blockage by buildings in MF broadcasting; our literature survey revealed that similar studies are particularly lacking and there is a lack of models that address pertinent problems. The aim of this study is to estimate the distance from a broadcast antenna at which buildings have negligible effects on its radiation characteristics by taking into account the size/height of these buildings. Since broadcast antennas may be found near residential areas, it is essential to determine how far from the antenna we may construct buildings and the maximum number of stories that permit the unimpeded operation of the antenna. The main contribution of our work is a solution to the aforementioned "real-life" problem by combining existing methods and techniques. The buildings are modeled as wire-grid bodies, considering their steel frame construction; the presence of these bodies in the vicinity of a radiating antenna is taken into account in order to determine the change in the antenna's free-space radiation pattern. Evidently, buildings are far more complex bodies and contain a variety of components with different electrical and mechanical characteristics. However, the accurate modeling of buildings is beyond the scope of this paper. The wire-grid model used herein implies a perfectly conductive body; thus, it may be considered as the worst-case scenario regarding the effect of buildings on the radiation characteristics of the antenna.

A description of the models used herein for the antenna and the buildings is given in Section 2. Two types of MF antenna are considered, and the buildings are assumed to consist of wire segments that form a rectangular parallelepiped mesh. Both components of the electric field intensity, i.e., the field radiated by the antenna and the scattered field by the building-model, are taken into account. The indicative results concerning the antenna radiation pattern in the presence of buildings, are provided in Section 3, while the discussion in Section 4 focuses on establishing a quantitative relationship between the size of the building and its effect on the antenna radiation. Finally, Section 5 comprises the conclusions of our study.

2. Materials and Methods

2.1. Antenna and Ground Modeling

Two types of antenna were considered: (a) a vertical, linear antenna named, hereafter, monopole, and (b) a two-element array consisting of two vertical monopoles, simply termed array.

The monopole was assumed to operate at 1494 kHz; its length was h = 84 m, i.e., $h = 0.418\lambda$, with λ standing for the wavelength. The antenna was fed at its end point and the transmitted power was assumed to be P = 50 kW. Since the diameter of the (cylindrical) wire was D = 1.94 m, D/h = 0.023 and $D/\lambda = 0.0097$. Thus, the monopole may be considered to have a negligible diameter [25].

The two monopoles that constitute the array were assumed to operate at 1008 kHz; their length was 149 m ($h = 0.501\lambda$) and their distance was d = 75 m. They were fed at their end point and the transmitted power by each element was $P_1 = 33$ kW and $P_2 = 17$ kW, respectively. The diameter of each (cylindrical) element was assumed to be D = 1.94 m.

Therefore, the monopoles may be considered of negligible diameter, since D/h = 0.013 and $D/\lambda = 0.0065$.

The antennas were assumed to be mounted on the ground, which, generally, is not a perfect electric conductor (PEC) since its usual conductivity does not exceed 10^{-1} mho/m. However, since the radiation characteristics of an antenna depend on the ground conductivity, it is convenient to "create" an artificial PEC ground. The latter may be formed by mounting the antenna above a metal surface much greater than the antenna dimensions, which is prohibitive for MF antennas. Alternatively, the PEC surface may be replaced by metal strips or wires arranged on the ground, radially, around the antenna. As regards the monopole, 180 metal wires, 50 m long with a 2-mm diameter, were placed radially (every 2 deg) on the ground. A similar artificial PEC ground was assumed for the array; 120 metal wires, 75 m long, were arranged radially (every 3 deg) on the ground, around the antenna.

It is well known that a monopole of length *h* sitting on a PEC ground plane is equivalent to a center-fed, linear dipole of length 2h, in free space [26]. Thus, the monopole on the PEC ground plane, as described above, may be modeled as a dipole of length $2h = 0.836\lambda$ (Figure 1a), whereas the monopoles that constitute the aforementioned two-element array are equivalent to dipoles of length $2h = 1.002\lambda$ (Figure 1b) in free space.



Figure 1. Geometry of the antenna models. (**a**) Equivalent dipole of length 2*h* and (**b**) equivalent two-dipole array.

2.2. Current Distribution

For a very thin dipole, such as the model described in the previous section, a good approximation for the current distribution is [25]

$$\mathbf{I}(x',y',z') = \begin{cases} \hat{z}I_m sin[k(h-z')], & 0 \le z' \le h\\ \hat{z}I_m sin[k(h+z')], & h \le z' \le 0 \end{cases}$$
(1)

where $k = 2\pi/\lambda$ stands for the wavenumber and $I_m \sin(kh) = \sqrt{2P/Re\{Z_{in}\}}$ is the current at the feed point (for negligible losses); Z_{in} represents the input impedance of the antenna.

As regards the dipole in Figure 1a, we assume that P = 50 kW and $Z_{in} = 300 - j217.5$, thus, the amplitude is readily calculated: $I_m = 37.306$ A. For the dipole array in Figure 1b, $I_{m1} = 26.87$ A and $I_{m2} = -j$ 11.31 A, where I_{m1} refers to the antenna that emits 33 kW and I_{m2} to the dipole that emits 17 kW.

2.3. Building Modeling

A building may be modeled as a rectangular parallelepiped with façade length *L*, width *W*, and height *H*. It is assumed to comprise from 2 up to 16 stories, each story being at least 50 m² and about 5 m high; thus *L*, *W*, and *H* may span the range $10 \le L \le 50$ m,

 $10 \le W \le 50$ m, and $10 \le H \le 80$ m, respectively. An issue that arises when modeling a building is its orientation. As shown in Figure 2, the antenna is placed along *z*-axis, whereas the length *L* is assumed to be parallel to the *x*-axis, i.e., the façade of the building faces the antenna; *W* is taken parallel to the *y*-axis and *H* is parallel to the *z*-axis.



Figure 2. The orientation of a building with reference to the antenna. The building is modeled as a wire-grid rectangular parallelepiped.

The materials of buildings are, obviously, not uniform and difficult to model. They comprise several conductive (steel frame, copper cables, metal pipes, etc.) and dielectric (bricks, glass, concrete, marble, etc.) parts that may or may not exhibit a certain conductivity. Herein, the buildings are modeled as wire-grid bodies [27], for the sake of simplicity. It should be noted that, since the wires were taken as PEC, the aforementioned model constitutes the worst-case scenario in terms of the effect on the radiation characteristics of the antenna. The grid consists of similar wires at a distance Δ ; the radius of each wire is $a = \Delta/10$ [28]. Thus, the whole building comprises $(L/\Delta + 1) \times (W/\Delta + 1) \times (H/\Delta + 1)$ wire segments arranged in a mesh, as shown in Figure 2.

2.4. Scattering from a Wire Grid

A point-matching solution to the problem of scattering by a wire-grid model has already been developed by Richmond [27]. A brief outline of this solution is given below.

The elementary scatterer is a short, thin wire segment of length Δ . By assuming that $\Delta \ll \lambda$, the current density may be taken as uniform over the surface of each segment. The electric field intensity of this source, i.e., the scattered field of each segment, may be expressed as a surface integral over the surface of the wire. Subsequently, we enforce the boundary conditions: the tangential electric field intensity should vanish everywhere on the surface of each PEC segment. However, if the wire is thin, it is sufficient to zero the tangential electric field at just one point at the center of each segment. The end result of the analysis described above is a set of *N* linear equations, where *N* is the total number of segments:

$$\sum_{j=1}^{N} S_{ij} I_j = -E_i^{inc}, \quad i = 1, 2, \dots, N$$
(2)

In Equation (2), S_{ij} represents the scattering coefficient, i.e., the tangential component of the electric field intensity radiated by segment *j* (with unit current) when the observation point is at the center of segment *i*, I_j stands for the (unknown) current induced on segment *j*, and E_i^{inc} is the tangential component of the incident electric field intensity at the center of segment *i*. The scattering coefficients S_{ij} are calculated in the Appendix of [27]; the explicit expression for S_{ij} is given by Equation (24) in [27] and is omitted for the sake of brevity.

The system (2) may be solved numerically in order to obtain the unknown currents, provided that E_i^{inc} is known. Herein, the latter is actually the field intensity radiated by

an antenna, and it is discussed in Section 2.5. Subsequently, the vector potential A_i is calculated from:

$$A_{i} = A_{i}\hat{i} = \frac{\mu s_{i} I_{i}}{4\pi r} \exp[-jkr + jk(x_{i}\sin\theta\cos\varphi + y_{i}\sin\theta\sin\varphi + z_{i}\cos\theta)]\hat{i}$$
(3)

The unit vector \hat{i} in Equation (3) denotes the direction parallel to segment i, s_i is the length of segment i, which is equal to Δ for the case examined herein, and (x_i, y_i, z_i) are the Cartesian coordinates of the center of segment i. Finally, the distant scattered field is found as follows:

$$E_{\theta}^{sca} = -j\omega \sum_{i=1}^{N} [\cos\theta\cos a_i(\cos\varphi\cos b_i + \sin\varphi\sin b_i) + \sin\theta\sin a_i]A_i$$
(4a)

$$E_{\varphi}^{sca} = j\omega \sum_{i=1}^{N} (\sin\varphi \cos b_i - \cos\varphi \sin b_i) A_i \cos a_i$$
(4b)

The angles a_i and b_i , in Equation (4), denote the orientation of segment *i* according to: $\hat{i} = \hat{x} \cos a_i \cos b_i + \hat{y} \cos a_i \sin b_i - \hat{z} \sin a_i$.

2.5. Radiation of the Antennas in the Presence of Buildings

Let us consider an antenna that radiates in free space. It is well known [13] that the space surrounding the antenna is subdivided into three regions: (a) the reactive near-field, where $0 < r < 0.62\sqrt{(2h)^3/\lambda}$; (b) the radiating near-field, where $0.62\sqrt{(2h)^3/\lambda} \le r < 2(2h)^2/\lambda$; and (c) the far-field, where $r \ge 2(2h)^2/\lambda$. In terms of the monopole that radiates at 1494 kHz, $2h = 0.836\lambda$ with $\lambda = 200.803$ m. Thus, the boundaries for the reactive and radiating near-field are 0 < r < 95.16 m and $95.16 \le r < 280.68$ m, respectively, while the far-field is at a distance $r \ge 280.68$ m. For the array operating at 1008 kHz, $2h \approx \lambda = 297.619$ m and the boundaries for the reactive and radiating near-field are 0 < r < 184.88 m and $184.88 \le r < 596.76$ m, respectively. For $r \ge 596.76$ m, the space may be considered as far-field.

Explicit expressions for the electric field intensity at the aforementioned distinct regions, for both antennas, may be found in [25] and are given below.

The non-zero components of the far field of the monopole are:

$$E_{\theta,mon} \cong j\zeta \frac{I_m e^{-jkr}}{2\pi r} \left[\frac{\cos(kh\cos\theta) - \cos(kh)}{\sin\theta} \right], \quad H_{\varphi,mon} = \frac{E_{\theta,mon}}{\zeta}$$
(5)

where $\zeta = 120\pi$ (Ω) stands for the free-space impedance. The non-zero components of the radiating near-field of the monopole are given by:

$$E_{\rho,mon} = j\zeta \frac{I_m}{2\pi\rho} \left[(z-h)\frac{e^{-jkR_1}}{R_1} + (z+h)\frac{e^{-jkR_2}}{R_2} - 2z\cos(kh)\frac{e^{-jkr}}{r} \right]$$
(6a)

$$E_{z,mon} = -j\zeta \frac{I_m}{4\pi} \left[\frac{e^{-jkR_1}}{R_1} + \frac{e^{-jkR_2}}{R_2} - 2\cos(kh) \frac{e^{-jkr}}{r} \right]$$
(6b)

$$H_{\varphi,mon} = j \frac{I_m}{4\pi\rho} \Big[e^{-jkR_1} + e^{-jkR_2} - 2\cos(kh)e^{-jkr} \Big]$$
(6c)

with $\rho^2 = x^2 + y^2$; $R_1 = \sqrt{\rho^2 + (z-h)^2}$, $R_2 = \sqrt{\rho^2 + (z+h)^2}$, and $r = \sqrt{\rho^2 + z^2}$ are depicted in Figure 1a.

For the array, the corresponding non-zero components of the far field are:

$$E_{\theta,ar} = E_{\theta,mon}S(\theta,\varphi), \quad H_{\varphi,ar} = \frac{E_{\theta,ar}}{\zeta}$$
(7)

whereas the non-zero components of the radiating near-field are written as follows:

$$E_{\rho,ar} = E_{\rho,mon}S(\theta,\varphi), \quad E_{z,ar} = E_{z,mon}S(\theta,\varphi), \quad H_{\varphi,ar} = H_{\varphi,mon}S(\theta,\varphi)$$
(8)

 $S(\theta, \varphi)$ in Equation (8) stands for the array factor and is given by:

$$S(\theta,\varphi) = 1 \dot{J} - j \frac{I_{m1}}{I_{m2}} e^{jkd\sin\theta\cos\varphi}$$
(9)

The appropriate Equations (5)–(8), should substitute E_i^{inc} in Equation (2) in order to formulate the linear set of equations for the unknown currents I_j . Obviously, it is the distance *R* between the antenna and the building that determines the appropriate equations, depending on the region of space. *R* is defined as the length of the perpendicular bisector from the antenna to the façade of the building, and it is shown in Figure 3. All results presented in Section 3 were produced by assuming that the buildings are in the radiating near-field region of the antenna. Thus, the unknown currents I_j for the monopole are calculated from the linear set of equations obtained by substituting E_i^{inc} in Equation (2) by Equation (6), whereas, for the array, E_i^{inc} in Equation (2) is substituted by the electric-field intensity given by Equation (8).



Figure 3. (a) Horizontal and (b) vertical cross-section of the configuration depicted in Figure 2.

The set of linear equations resulting from Equation (2) is solved numerically by truncation and matrix inversion after checking the convergence of the solution. For this purpose, a custom computer code was developed in Fortran 90. The wire-grid method used herein, together with the associated computer code, may be considered as a semianalytical solution to the problem, since it involves the numerical handling of the final set of equations. Thus, it possesses the pros and cons of any such solution. On one hand, it is time- and memory-efficient, whereas its complexity is only related to certain analytical manipulations (carried out once). On the other hand, it may not simulate the shape or material of the buildings in detail. However, since the accurate modeling of the latter is not our main purpose (as explained in the Introduction) the method provides an acceptably accurate solution to the "real-life" problem. It should be noted that this method was chosen in conjunction with the frequency band considered herein and, evidently, it may not be suitable for higher frequencies.

3. Results

The results presented herein focus on the radiation patterns of the monopole and the array in the presence of buildings; all the diagrams include the radiation pattern of the corresponding antenna in free space, for the sake of comparison. It was found that the radiation pattern, among other antenna characteristics, such as the gain and the voltage standing wave ratio (VSWR), were particularly influenced by antenna blockages, not only at the HF band [2], but also at much higher frequencies [3–5].

j

The radiation patterns plotted herein are actually a graphical representation of the magnitude of the far electric-field intensity of the antenna in polar coordinates. The magnitude of the far electric-field intensity in the presence of buildings resulted from the sum of the far-field in free space (i.e., Equation (5) for the monopole or (7) for the array) and the scattered field given by Equation (4). It should be noted that the corresponding radiation patterns in free space were plotted by using (only) Equation (5) or Equation (7) for the monopole and the array, respectively.

3.1. Radiation Patterns of the Monopole

Indicative radiation patterns of the monopole in the presence of one or two buildings are plotted, herein, for different values of the parameters *L*, *W*, *H*, and *R*. The distance Δ between two adjacent wire segments was taken to be equal to 2.5 m $\approx 0.0125\lambda$.

The patterns in Figures 4a and 5a refer to the φ -plane (at a specific value of θ , i.e., $\theta = 89^{\circ}$), while Figures 4b and 5b depict the θ -plane for $\varphi = 90^{\circ}$. The length *L* and the width *W* of the building (given in the inset) were kept constant in order to investigate the effect of the height *H* on the radiation pattern of the antenna; three different values of *H* were considered (given in the inset). Moreover, the impact of the distance between the antenna and the building on the radiation pattern was examined by considering two values of *R*, i.e., *R* = 100 m (Figure 4) and *R* = 200 m (Figure 5). Both values indicate that the building was in the radiating near-field region of the antenna.



Figure 4. Radiation patterns of the monopole in free space (black, solid curve) and in the presence of a building with $L = 10 \text{ m} \approx 0.05\lambda$ and $W = 10 \text{ m} \approx 0.05\lambda$. Three different heights *H* are considered (dashed and dotted curves, as indicated in the upper right corner). The distance between the antenna and the building is $R = 100 \text{ m} \approx 0.5\lambda$. (**a**) φ -plane and (**b**) θ -plane.



Figure 5. The same as Figure 4, except for the distance between the antenna and the building $(R = 200 \text{ m} \approx \lambda)$. (a) φ -plane and (b) θ -plane.

The influence of the building size on the radiation characteristics of the antenna was investigated through Figures 6 and 7. Figure 6 refers to a building $60 \times 10 \times H$ m³, i.e., it has the same width as the building considered in Figure 4, albeit it is six times longer. In Figure 7, the building is $10 \times 20 \times H$ m³, i.e., its length is kept the same as the building in Figure 4, albeit its width is six times greater.



Figure 6. Radiation patterns of the monopole in free space (black, solid curve) and in the presence of a building with $L = 60 \text{ m} \approx 0.3\lambda$ and $W = 10 \text{ m} \approx 0.05\lambda$. Three different heights *H* are considered (dashed and dotted curves, as indicated at the upper right corner). The distance between the antenna and the building is $R = 100 \text{ m} \approx 0.5\lambda$. (**a**) φ -plane and (**b**) θ -plane.



Figure 7. The same as Figure 6, except for the building size ($L = 10 \text{ m} \approx 0.05\lambda$ and $W = 60 \text{ m} \approx 0.3\lambda$). (a) φ -plane and (b) θ -plane.

Subsequently, two identical buildings were considered in the vicinity of the radiating antenna. The first was placed along the *x*-axis, whereas the second was along the *y*-axis. Each building was assumed to be 100 m (Figure 8a) or 200 m (Figure 8b) from the antenna. The patterns refer to the θ -plane for $\varphi = 90^{\circ}$, while the φ -plane was omitted for the sake of brevity. The effect of the height *H* on the radiation pattern of the antenna was investigated by considering three different values of *H* (given in the inset).



Figure 8. θ -plane of the radiation patterns of the monopole in free space (black, solid curve) and in the presence of two buildings $30 \times 10 \times H \text{ m}^3$. Three different heights *H* are considered (dashed and dotted curves, as indicated at the upper right corner). The distances between the antenna and each building are (**a**) $R = 100 \text{ m} \approx 0.5\lambda$ and (**b**) $R = 200 \text{ m} \approx \lambda$.

3.2. Radiation Patterns of the Array

The indicative radiation patterns of the array radiating at 1008 kHz in the presence of one or two buildings (including the corresponding curves in free space) are plotted herein. The patterns in Figure 9a,b refer to the φ -plane (at a specific value of θ , i.e., $\theta = 90^{\circ}$) and the θ -plane (for $\varphi = 90^{\circ}$), respectively. The length *L* and the width *W* of the building were constant (given in the inset), whereas three different values of *H* were considered. The



distance between the antenna and the building ($R = 100 \text{ m} \approx 0.34\lambda$) indicates that the latter was in the reactive near-field region of the antenna.

Figure 9. Radiation patterns of the array in free space (black, solid curve) and in the presence of a building with $L = 50 \text{ m} \approx 0.168\lambda$ and $W = 10 \text{ m} \approx 0.034\lambda$. Three different heights *H* are considered (dashed and dotted curves, as indicated at the upper right corner). The distance between the antenna and the building is $R = 100 \text{ m} \approx 0.336\lambda$. (a) φ -plane and (b) θ -plane.

4. Discussion

By examining the patterns in Figures 4 and 5, one may conclude that the height of a building situated in the vicinity of a radiating monopole may affect the radiation pattern of the antenna significantly for $H \ge 0.3\lambda$, i.e., $H \ge 60$ m for f = 1494 kHz, a height that corresponds to a building with 12 stories, provided that each story is 5 m high. It may be readily verified that the blue dotted curve ($H \approx 0.2\lambda$) almost coincides with the black solid curve (the pattern in the absence of the building), whereas the patterns in the presence of a building with $H \approx 0.3\lambda$ or $H \approx 0.4\lambda$ deviate considerably from the omnidirectional pattern. The same remark holds for both distances ($R \approx 0.5\lambda = 100$ m and $R \approx \lambda = 200$ m) between the building and the antenna. Moreover, a comparison between Figures 4a and 5a may lead to the conclusion that the distance between the antenna and the building may affect the radiation pattern only when the height exceeds the critical value of 0.3λ .

The impact of the length and width of the buildings on the antenna's radiation pattern was examined by comparing Figures 6 and 7, respectively, with Figure 4. The parameters used to produce Figure 6 were the same as those in Figure 4, except for the length of the building ($L \approx 0.05\lambda = 10$ m in Figure 4, $L \approx 0.3\lambda = 60$ m in Figure 6), whereas the parameters that appear in Figure 7 are the same as those in Figure 4, albeit the width of the building is six times greater ($W \approx 0.05\lambda = 10$ m in Figure 4, whereas $W \approx 0.3\lambda = 60$ m in Figure 7). Figures 6 and 7 indicate that the length and the width of the building do not seem to have a significant impact on the radiation pattern of the antenna, as long as the height of the building is kept below a critical value; the blue dotted curves in Figures 4, 6 and 7 (all of which correspond to $H = 20 \ m \approx 0.1 \lambda$, whereas L and W differ according to the captions) are all the same, and they practically coincide with the omnidirectional shape. As the height increases (red dashed curve of Figures 4, 6 and 7, i.e., $H = 50 \ m \approx 0.25 \lambda$), the pattern deviates slightly from the omnidirectional pattern; however, L(W) has a negligible effect on the pattern, as may be readily verified by comparing the red dashed curve in Figure 6 or Figure 7 with the curve in Figure 4. However, for $H \ge 0.3\lambda$, the radiation of the antenna deviates considerably from the omnidirectional behavior, as indicated by the blue dashed–dotted curves in Figures 4, 6 and 7. In this case, the effects of the length and the width of the building are more pronounced. For the width in particular, a comparison between the blue dashed–dotted curves in Figures 4a and 7a shows that the two patterns

11 of 14

differ slightly from each other, apart from the deviation of the omnidirectional shape. It should be noted that several patterns were produced by varying the parameters of the configuration in order to ensure that the above remark held in a vast number of cases. All the results support the aforementioned conclusion and they are omitted for the sake of brevity.

The effect of the presence of two (identical) buildings on the radiation pattern of the monopole is examined in Figure 8. Even a casual glance at the plots in Figure 8 suggests that they follow roughly the same trend as those obtained in the presence of a single building, i.e., the height is the most important parameter that determines whether the other parameters (such as the distance between the antenna and the buildings or the relative position of the buildings) affect the radiation pattern significantly. Indeed, when the two buildings are 20 m high, the pattern for R = 100 m $\approx 0.5\lambda$ (blue dotted curve in Figure 8a) almost coincides with the black circle denoting omnidirectional behavior. In Figure 8b, the distance between the antenna and each building is doubled (i.e., $R = 200 \text{ m} \approx \lambda$). The latter implies that the distance between the two buildings also changed. However, the blue dotted curve in Figure 8b suggests that the pattern is still almost omnidirectional. As the heights of the buildings increase, the patterns tend to differ significantly from the omnidirectional shape, and the impact of *R* on the radiation of the antenna becomes more significant. For example, the blue dashed–dotted curves I Figure 8a,b, which correspond to relatively high buildings (i.e., $H = 60 \text{ m} \approx 0.3\lambda$), deviate considerably from the circular shape. In this case, the distances between the two buildings and their relative positions become important because the shape of the radiation pattern is altered. This may be readily verified by comparing the shape of the two blue dashed–dotted curves in Figure 8a,b. Moreover, a comparison between Figure 8a,b, Figures 4a and 5a, respectively, indicates that the deviation of the omnidirectional shape occurs at slightly smaller values of H when there are two buildings near the antenna (i.e., $H \approx 0.2\lambda$) than in the presence of a single building ($H \approx 0.3\lambda$).

The remarks reported above for the monopole also hold, more or less, for the two-element array The radiation patterns presented in Figure 9 suggest that a building $50 \times 10 \times H \text{ m}^3$, at a distance 100 m from the antenna, may affect its radiation pattern only for $H \ge 0.2\lambda$. The other results (including radiation patterns in the presence of two buildings), not shown herein for the sake of brevity, indicate that the radiation characteristics of the array may depend on the parameters *L*, *W*, and *R* only if the height of the building exceeds the aforementioned critical value (i.e., 0.2λ). The latter was found to be slightly greater for the monopole (i.e., 0.3λ), but the trend was roughly the same.

Table 1 offers a comparison of the study presented herein and pertinent works found in the literature. The first three lines in Table 1 comprise three studies [2,11,12], respectively, which, together with the current study, deal with the impact of buildings either on the radiation characteristics of antennas or, more generally, on the far field at MF or HF frequencies. However, ref. [15] deals with the HF band, albeit it focuses on the influence of buildings on direction finding. The familiar result of the present study, i.e., that the height of the buildings is the most important parameter in the distortion of the radiation pattern, was also obtained by other researchers [2,12]. In addition, the conclusion that the impact on the antenna pattern is greater if the size or height of the blockage is larger than $\lambda/2$ [2] is not very far from the finding of our study that the effect on the radiation pattern is significant if the height of the buildings is greater than 0.3λ . The rest of the studies cited in Table 1 [4,6,13,29] refer to higher-frequency bands. Thus, a direct comparison between these works and the present study is not possible; the works are included for the sake of completeness. Moreover, it is interesting to note that, even at such high frequencies, the presence of buildings may distort the radiation patterns and produce side lobes [4,6,13].
Study	Frequency Range	Antenna Model	Building Model	Method	Purpose	Main Results-Conclusions
[12]	MF (990 kHz)	T-type, 60 m in height	λ/4 parasitic monopole or infinite-long PEC cylinder	Reciprocity or dyadic Green's function technique	Impact of building on radiation pattern and field intensity	Decrease in field intensity up to 2.3 dB. The radiation pattern is mostly affected by the height of the building.
[11]	MF (990 kHz)	$\lambda/2$ dipole	PEC, three different heights considered	Finite difference method	Impact of buildings on the far field	The reduction in field intensity around a building may be up to 8.4 dB (building 30 m high, 100 m from the antenna), while the field variation becomes negligible 400 m from the antenna.
[2]	HF (2-30 MHz)	Logical periodic dipole antenna (LPDA)	Rectangular parallelepiped (mesh of metallic wire segments and triangles)	Full-wave simulation software package (FEKO)	Impact of buildings on radiation pattern, gain, VSWR.	Only the radiation pattern (among gain, VSWR, impedance) is affected by building blockage. The impact on patterns is greater if the size or height of the blockage is larger than $\lambda/2$.
[15]	HF	12-element (cross-loop antenna) circular array	Actual buildings (bodies of concrete or wood of appropriate size/shape)	Commercially available software (FEKO)	Impact of buildings on direction finding (DF)	The antenna response changes due to the presence of buildings, resulting in estimation error of the DF system (up to 1° for the azimuth and 7° for the elevation).
[13]	-	2-element broadside or endfire array	Infinite-long conductive or dielectric, rectangular cylinder	MoM and unimoment method	Impact of building on radiation pattern and field intensity	Deviation of the direction of the principal radiation lobe and production of side lobes, depending on the distance between the antenna and the building and the permittivity and size of the building.
[6]	2.45 GHz	Rectangular patch antenna	Complex wall structures	Commercially available software (CST Microwave Studio)	Impact of walls on the radiation characteristics of access-point antennas	The radiation pattern is distorted (compared to the free-space pattern) when the antenna is mounted on complex wall structures, especially corners.
[29]	30 MHz-1 GHz	Electric dipole inside the building	Wire-grid body	MoM	Derivation of EM field distribution in and around buildings	The calculated results were validated through measurements and the resonant characteristics of the building were determined.
[4]	0.75–5 GHz	Horn antenna	Single solid-metal cylinder or a set of such cylinders	Numerical simulation (by using the tool Ansoft HFSS)	Design of the appropriate cloak to reduce the blockage	The (uncloaked) objects produce strong sidelobes to the antenna's radiation pattern (compared to free space) and decrease its directivity.
Current study	MF (1494 kHz & 1008 kHz)	Monopole and 2-element array	Rectangular parallelepiped (wire-grid body)	Point-matching solution and custom computer code	Impact of buildings on radiation pattern	The height is the most important parameter that determines whether other parameters of the buildings affect the radiation pattern considerably. The impact on the radiation pattern is significant if the height of the building is greater than 0.3λ .

Table 1. Comparative synopsis of studies dealing with the effect of buildings on antenna radiation.

For the modeling of buildings, it is common practice to assume that they are conductive bodies (as in the present study) not only at the MF/HF bands [2,11,12], but even at higher frequencies [4,13,29]. The preferred shapes are either cylindrical [4,12,13] or rectangular [2,13,29]; the latter is also assumed herein. The wire-grid method, adopted in our study to model the buildings, has also been used by other researchers [29], albeit in conjunction with the MoM. Recently, Zhu et al. [2] adopted a mesh of metallic wire segments for the simulation of buildings combined with a completely numerical method based on a commercially available software package (FEKO).

5. Conclusions

The influence of the presence of buildings on the radiation pattern of a monopole and a two-element linear antenna array, operating at the MF band, was examined in this paper, in an attempt to assess the distance from a broadcast antenna at which we may construct buildings without obstructing its operation. The buildings were modeled as wire-grid bodies; this assumption constitutes the worst case in terms of their impact on the radiation characteristics of the antenna, although it may not ensure accurate modeling. Our results indicate that the height of the buildings is the most important parameter that may alter the free-space radiation characteristics of antennas. The length and the width of buildings, as well as their distance from the antenna, may only have an impact on the radiation pattern if the height exceeds a critical value; the latter was found to be roughly equal to 0.2λ when the radiation of the monopole was obstructed by two buildings, as well as when one or two buildings were situated in the vicinity of the two-element array, whereas it was slightly greater (about 0.3λ) when the monopole radiated with one building nearby. Thus, the worst-case scenario suggests that buildings may be constructed as close as 0.5λ from a radiating broadcast MF antenna without obstructing its operation, provided that they have less than eight stories (each about 5 m high). Our future work may include the examination of other shapes (such as cylinders) and materials for building modeling, in conjunction with different methods for the calculation of EM fields around radiating antennas.

Author Contributions: Conceptualization, G.S.L. and I.O.V.; methodology, G.S.L. and I.O.V.; software, G.S.L., N.S.P. and I.O.V.; validation, G.S.L., M.P.I., N.S.P., A.T.B., T.N.K., C.D.N. and I.O.V.; formal analysis, G.S.L., M.P.I., N.S.P. and I.O.V.; investigation, G.S.L., M.P.I., N.S.P., T.N.K., A.T.B., C.D.N. and I.O.V.; resources, G.S.L., N.S.P., C.D.N. and I.O.V.; data curation, G.S.L., N.S.P., T.N.K., A.T.B., C.D.N. and I.O.V.; writing—original draft preparation, G.S.L., M.P.I. and I.O.V.; writing—review and editing, G.S.L., M.P.I. and I.O.V.; visualization, G.S.L., M.P.I., N.S.P., A.T.B., T.N.K., C.D.N. and I.O.V.; supervision, I.O.V.; project administration, I.O.V.; funding acquisition, G.S.L., N.S.P., C.D.N. and I.O.V. All authors have read and agreed to the published version of the manuscript.

Funding: This research received no external funding.

Data Availability Statement: The data used in this study are available on request from the corresponding author.

Acknowledgments: This research is financed by the project "Strengthening and optimizing the operation of MODY services and academic and research units of the Hellenic Mediterranean University", funded by the Public Investment Program of the Greek Ministry of Education and Religious Affairs.

Conflicts of Interest: The authors declare no conflict of interest.

References

- 1. Causebrook, J.H. Medium-wave propagation in built-up areas. Proc. IEE 1978, 125, 804–808. [CrossRef]
- Zhu, W.; Guo, L.; He, S. Research on HF antenna blockage effects and their alleviation. J. Electromagn. Waves Appl. 2022, 36, 1544–1558. [CrossRef]
- Dagdeviren, A.; Cerezci, O.; Turetken, B. A study of the blockage effects on the pattern of ship mounted X-band communication antennas. In Proceedings of the of the 2006 International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory (MMET), Kharkiv, Ukraine, 26–29 June 2006; pp. 353–355.
- Alitalo, P.; Valagiannopoulos, C.A.; Tretyakov, S.A. Simple cloak for antenna blockage reduction. In Proceedings of the 2011 IEEE International Symposium on Antennas and Propagation (APS-URSI), Spokane, WA, USA, 3–8 July 2011; pp. 669–672.
- Rodriguez-Cano, R.; Zhao, K.; Zhang, S.; Pedersen, G.F. Handset frame blockage reduction of 5G mm-wave phased arrays using hard surface inspired structure. *IEEE Trans. Veh. Technol.* 2020, 69, 8132–8139. [CrossRef]
- Goh, Y.Z.; Neve, M.J.; Rowe, G.B. Effects of complex wall structures on antenna radiation characteristics. In Proceedings of the 2018 IEEE International Symposium on Antennas and Propagation & USNC/URSI National Radio Science Meeting, Boston, MA, USA, 8–13 July 2018; pp. 2485–2486.
- 7. Wait, J.; Spies, K. Radio propagation over a cylindrical hill including the effect of a surmounted obstacle. *IEEE Trans. Antennas Propagat.* **1968**, *16*, 700–705. [CrossRef]
- 8. Lichum, L. A new MF and HF ground-wave model for urban areas. *IEEE Trans. Antennas Propagat. Mag.* 2000, 42, 21–33. [CrossRef]

- Pedersen, J.; Chabra, J. Measured results of an efficient broadband HF antenna system for reliable all terrain communication between unattended ground sensors. *Proc. SPIE* 2002, 4741, 144–155.
- Lopez, S.; de la Vega, D.; Guerra, D.; Prieto, G.; Velez, M.; Angueira, P. Estimation of the single obstacle attenuation in MF band from field data. In Proceedings of the 2007 Loughborough Antennas and Propagation Conference, Loughborough, UK, 2–3 April 2007; pp. 165–168.
- Zhang, W.; Kong, F.; Zheng, W. Investigation into effects of buildings near broadcasting antenna on far fields using a Finite-Difference method. J. Shanghai Univ. 1998, 2, 139–143. [CrossRef]
- 12. Chen, H.; Zhang, X.; Sun, N. The effect of high buildings on radiation characteristics of nearby antenna. *Sci. Sin.* **1981**, *XXIV*, 1753–1762.
- 13. Chen, H.K.; Sun, N.H.; Li, M.Y. A study of the effect of buildings on the radiation patterns of simple antenna arrays. *IEEE Trans. Antennas Propagat.* **1983**, *31*, 689–692. [CrossRef]
- Fu, Y.; Langley, R.J.; Rigelsford, J.M.; Hate, M.; McCalla, J. The effects of local terrain topology and antenna infrastructure on simulated near-field characteristics for HF broadcast antennas. In Proceedings of the 6th European Conference on Antennas and Propagation (EUCAP), Prague, Czech Republic, 26–30 March 2012; pp. 1218–1221.
- Moon, C.M.; An, D.J.; Lee, J.H. A study on the effect of building on the HF direction finding. In Proceedings of the 7th IEEE International Symposium on Microwave, Antenna, Propagation, and EMC Technologies (MAPE), Xi'an, China, 25–27 October 2017; pp. 540–542.
- Sun, X.; Yang, P.; Li, R.; Ye, J. Analysis of the influence of buildings on localizer's course structure. In Proceedings of the 2021 International Conference on Big data Analysis and Computer Science (BDACS), Kunming, China, 25–27 June 2021; pp. 258–263.
- Xu, J.; Ye, J.; Liang, F.; Li, Y.; Yuan, B. Simulation analysis and research on the influence of buildings on a DVOR station. In Proceedings of the 2021 IEEE 5th Advanced Information Technology, Electronic and Automation Control Conference (IAEAC), Chongqing, China, 12–14 March 2021; pp. 1291–1294.
- Xu, J.; Ye, J.; Liang, F.; Li, Y.; Lin, H. Simulation analysis and research on the influence of buildings on a glide path antenna. In Proceedings of the 2021 International Conference on Computer Technology and Media Convergence Design (CTMCD), Sanya, China, 23–25 April 2021; pp. 63–66.
- 19. Zhang, J.; Glazunov, A.A.; Zhang, J. Wireless energy efficiency evaluation for buildings under design based on analysis of interference gain. *IEEE Trans. Veh. Technol.* 2020, *69*, 6310–6324. [CrossRef]
- Zhang, J.; Glazunov, A.A.; Zhang, J. Wireless performance evaluation of building layouts: Closed-form computation of figures of merit. *IEEE Trans. Commun.* 2021, 69, 4890–4906. [CrossRef]
- 21. Yang, W.; Zhang, J.; Song, H.; Zhang, J. Partition-based analytic evaluation of building wireless performance. *IEEE Trans. Veh. Technol.* **2021**, *70*, 9036–9049. [CrossRef]
- 22. Zhou, Y.; Shao, Y.; Zhang, J.; Zhang, J. Wireless performance evaluation of building materials integrated with antenna arrays. *IEEE Commun. Lett.* **2022**, *26*, 942–946. [CrossRef]
- Zhang, J.; Glazunov, A.A.; Yang, W.; Zhang, J. Fundamental wireless performance of a building. *IEEE Wirel. Commun.* 2022, 29, 186–193. [CrossRef]
- Tan, J.; Shao, Y.; Zhang, J.; Zhang, J. Artificial neural network application in prediction of concrete embedded antenna performance. In Proceedings of the 15th European Conference on Antennas and Propagation (EUCAP), Dusseldorf, Germany, 22–26 March 2021. [CrossRef]
- 25. Balanis, C.A. Antenna Theory Analysis and Design, 3rd ed.; Wiley Interscience: Hoboken, NJ, USA, 2005.
- 26. Furse, C.M.; Gandhi, O.P.; Lazzi, G. Wire Elements: Dipoles, Monopoles and Loops. In *Modern Antenna Handbook*; Balanis, C.A., Ed.; Wiley: Hoboken, NJ, USA, 2008; pp. 59–95.
- Richmond, J.H. A wire-grid model for scattering by conducting bodies. *IEEE Trans. Antennas Propagat.* 1966, 14, 782–786. [CrossRef]
- Lin, J.L.; Curtis, W.L.; Vincent, M.C. Radar cross section of a rectangular conducting plate by wire mesh modeling. *IEEE Trans.* Antennas Propagat. 1974, 22, 718–720.
- 29. Maeda, Y.; Murakawa, K.; Yamane, H.; Tokuda, M. technique for estimating Electromagnetic field distributions in and around buildings using wire-grid approximation. *Electron. Commun. Jpn.* **1995**, *78*, 110–118. [CrossRef]



3rd International Conference in Electronic Engineering, Information Technology & Education

28-30 September 2022 Hellenic Mediterranean University Dept. of Electronic Engineering Chania, Crete, Greece

EXPLOITING THE SCATTERING NATURE OF RECONFIGURABLE INTELLIGENT SURFACES FOR B5G/6G NETWORKS

Liodakis, G.¹, Kapetanakis, T.¹, Baklezos, A.¹, Nikolopoulos, C.¹, Petrakis, N.¹, Ioannidou, M.², and Vardiambasis, I.O.¹

¹Hellenic Mediterranean University, Department of Electronic Engineering, Chania, Crete, Greece ²International Hellenic University, Department of Information & Electronic Engineering, Thessaloniki, Greece gsl@hmu.gr (corresponding author)

1. INTRODUCTION

Reconfigurable Intelligent Surfaces (RISs) are expected to be a key enabling physical-layer technology for beyond 5G (B5G) and 6G networks, towards the implementation of a smart radio environment (i.e., by making the wireless environment programmable and controllable). Irrespective of the specific hardware implementation of an RIS, RISs consist of a large number of reflective elements that are capable of manipulating the propagation of incident electromagnetic (EM) waves. In other words, alteration of the channel realization is achieved, a situation that may be quite beneficial for the multifarious use cases envisioned for B5G/6G wireless networks.

From a communication point of view, potential benefits of RISs include:

- Radio coverage enhancement, by creating virtual Line-of-Sight (LOS) links in low coverage areas or dead-zones for outdoor or indoor users.
- Increase of channel capacity, as calculated by the ergodic achievable rate R= E{log₂(1+SINR)}, whereas SINR is the instantaneous Signal-to-Interference plus Noise-Ratio.
- Security enhancement, by worsening the signal detected by eavesdroppers.
- Energy efficiency, mainly due to the nearly-passive operation of RISs.

In essence, aside the (anomalous) reflection capability provided by an RIS, other EM elementary functions may be applied by them on the incident EM wave for communication purposes, as depicted in Figure 1 (see Di Renzo et al. (2020) for more details). However, the great majority of papers in open literature are focused on engineering the diffuse scattering occurring on the RIS, due to the anomalous reflection of the EM wave of interest via the RIS's reflective elements. Furthermore, taking into account the scattering issues related to the propagation medium, it becomes evident that the scattering nature of RIS-aided wireless networks becomes of paramount important when proceeding to their performance evaluation.



Figure 1. EM-based elementary functions for RISs

3rd International Conference in Electronic Engineering, Information Technology & Education

In such a framework briefly described above, the aim of the paper is to point out the scattering nature of RIS-aided wireless networks in a qualitative manner, without resorting to complex mathematical analysis. Thus, in Section 2, we interpret an RIS as an array of diffuse scatterers which contribute to the passive beamforming of the incident information bearing EM wave. In Section 3, the scattering issues that may occur across an end-to-end link are commented, in conjunction with some indicative use cases envisaged for the B5G/6G networks. Finally, Section 4 concludes the paper, by pointing to research directions that should account the scattering nature of RIS-aided networks.

2. SCATTERING AND RISs

Two main RIS implementations have been proposed and investigated in the literature: reflectarray-based and metasurface-based implementations. The conceptual block diagram of an N*M reflectarray-based RIS implementation is shown in Figure 2, whereas the dimensions of each reflective element (i.e., Antenna Element-AE) is comparable to the wavelength (e.g., $\lambda/2$) of the incident to the RIS EM wave. The overall RIS is, essentially, a passive reflectarray whose AEs' termination can be controlled electronically through the control circuit board under the supervision of the RIS controller. The aforementioned control of each AE has to do with the phase-shifting of the incident EM wave, which results to backscattering the EM wave to a particular direction. In essence, each AE acts as a diffuse scatterer and the whole RIS implementation is sometimes referred as a "digitally controlled scatterer". Thus, in our case with N*M AEs for the RIS under consideration, the total electric field due to scattering at the desired location (e.g., the location of a mobile user-MU), is as follows:



Figure 2. Conceptual diagram of an N*M reflectarray-based RIS with associated control

The second RIS implementation option is based on a metasurface that is comprised of a large number of resonating structures which are closely packed (both their dimensions and the space between them, are much smaller than the wavelength of the incident EM wave). It should be further noted that a metasurface is the 2D form of metamaterials, which are man-made synthetic materials with electromagnetic properties not found in naturally occurring materials. Although the two aforementioned RIS implementations are different and metasurface-based RISs offer increased flexibility (e.g., in terms of phase shifts' granularity), they may be regarded as virtually the same from a scattering point of view.

3. SCATTERING AND E2E TRANSMISSION

Most of prior research on RIS-enhanced wireless networks is based on ideal scattering modelling assumptions. In particular, it is assumed that the RIS scatters the incident EM field towards a single desired direction without generating parasitic scattered waves towards unwanted directions. However, such parasitic diffuse scattering may occur due to design trade-offs, construction inaccuracies, deposit of dust and raindrops on the RIS surface. As it concerns the cascaded Base Station (BS)-RIS-MU channel for end-to-end (e2e) transmission, pure LOS links are assumed (see Figure 3). By adopting, however, such simplifications as in (Ellingson, 2021), the pathloss models derived limit their validity in real-world networks. Thus, going beyond ideal scattering modelling assumptions for the whole BS-RIS-MU channel, a new line of research is proposed in (Basar et al., 2021). More specifically, the authors, by considering the presence of multiple obstacles or reflecting/scattering objects in the BS-RIS-MU channel and integrating RISs into state-of-the-art 5G physical channel models, formulate a baseline cascaded physical channel model for the far-field regime.



Figure 3. E2E (BS-to-MU) transmission with LOS links

The importance of taking into account the scattering effects of the cascaded BS-RIS-MU channel may be exemplified by the use cases presented here. In Figure 4, a scenario for achieving energy efficiency through minimizing the network power consumption by RIS-aided Multi-access computing (MEC) is depicted, Hua et al. (2020). Thus, especially in case of a rich scattering environment, the aforementioned minimization for the computing tasks that may be performed by multiple BSs, the optimization variables may include the set of tasks for each BS, the transmit power of MUs' devices, and the RIS phase shifts. In Figure 5, for the space-to-ground communications for IoT in a rural area and in order the desired coverage enhancement to be achieved, all relevant scattering effects should be taken into account. The same, also, holds for the use case of Figure 6, whereas higher achievable rates with RIS-equipped UAVs for both the cell-edge and Augmented/Virtual Reality (AR/VR) users, is desirable.



Figure 4. MEC between multiple BSs through RIS

3rd International Conference in Electronic Engineering, Information Technology & Education





Figure 6. Air-to-ground communications for cell-edge and AR/VR users

4. CONCLUSIONS

The dual scattering nature of RIS-enhanced networks presented in this paper has direct consequences for the analysis, optimization and deployment of future B5G/6G wireless networks. Thus, the adoption of an EM-based framework becomes inevitable and is expected to promote the examination of various theoretical and practical issues related to the overall design and performance evaluation of RIS-enhanced networks. More specifically, the reliable e2e channel modelling of these networks is of primary importance as there exists the need for modelling, not only the attenuation caused by the environmental objects, but also their scattering behaviour. This scattering behaviour is more influential in case of a rich scattering propagation environment, such as in case of dense urban network and indoor deployments. Furthermore, scattered-related issues should be examined correspondingly, as migration to higher frequency bands (such as mmWave, terahertz and optical frequencies) will proceed further and become technologically mature. Moreover, in order the smart radio environment should be taken into account (e.g., for moving users and UAVs).

Other enabling technologies of 6G, such as Artificial Intelligence/Machine learning (AI/ML), may be integrated with RIS operation for optimizing and controlling the reflecting elements (as dictated by the necessity for channel estimation, for instance). More generally, and towards the implementation of the Joint Communication, Sensing, and Computation (JCSC) framework for the 6G, the scattering nature of RIS in conjunction with their high focusing capability in the radiative near-field, may be exploited for beyond communication applications (e.g., radio localization, sensing and wireless power transfer).

5. **REFERENCES**

- Basar, E., I. Yildirim and F. Kiline (2021). Indoor and Outdoor Physical Channel Modeling and Efficient Positioning for Reconfigurable Intelligent Surfaces in mmWave Bands. IEEE Transactions on Communications, Vol. 69, No. 12: 8600-8611.
- Di Renzo, M., A. Zappone, M. Debbah, M-S. Alouini, C. Yuen, J. de Rosny and S. Tretyakov (2020). Smart Radio Environments Empowered by Reconfigurable Intelligent Surfaces: How It Works, State of Research, and The Road Ahead. IEEE Journal on Selected Areas in Communications, Vol. 38, No. 11: 2450-2525.
- Ellingson, S.W. (2021). Path Loss in Reconfigurable Intelligent Surface-Enabled Channels. Proceedings of the 32rd IEEE Annual International Symposium on Personal, Indoor and Mobile radio Conference (PIMRC 2021): 829-835.
- Hua, S., Y. Zhou, K. Yang, Y. Shi and K. Wang (2021). Reconfigurable Intelligent Surface for Green Edge Inference. IEEE Transactions on Green Communications and Networking, Vol. 5, No. 2: 964-979.



2nd International Symposium in Electronic Engineering, Information Technology & Education

12-14 October 2020 Hellenic Mediterranean University Dept. of Electronic Engineering Chania, Crete, Greece

PAVING THE WAY FOR REALISTIC MODELING OF RIS-ENABLED COMMUNICATIONS

Liodakis, G.¹, and Vardiambasis, I.O.¹

¹Laboratory of Telecommunications & Electromagnetic Applications, Department of Electronic Engineering, Hellenic Mediterranean University Chania, Crete, Greece gsl@hmu.gr

1. INTRODUCTION

Reconfigurable Intelligent Surfaces (RISs) are recently considered as one of the promising technology enablers for the next generation wireless networks, such as 6G cellular networks. RISs have the capability to modify the radio waves of signals impinging upon them in ways that can be programmed and controlled by using external stimuli, Renzo et al. (2020). Actually, RISs may become the paradigm shift for implementing the so-called smart radio environment. In such a case, the uncertain and formerly uncontrollable wireless environment is considered as an optimization variable which, along with transmitters and receivers, may allow a joint treatment of them for various optimization tasks.

Moreover, it is anticipated that future wireless networks will be characterized by a much greater complexity in comparison to past and current networks, due to network architectural issues, the heterogeneity of demanded services, etc. As a consequence, the typical modeling approach through the derivation of mathematical models with the associated trade-offs between their accuracy and tractability is not adequate anymore. Machine learning techniques may enhance the overall modeling approach for various tasks (network design and deployment, optimization procedures, performance evaluation, network operation, etc.), as depicted in Figure 1.



Figure 1. Modeling wireless networks with/without machine learning techniques.

Research for exploiting the concept of RISs towards the smart radio environment realization is relatively limited, especially as it concerns modeling efforts for the subsequent network performance evaluation. More specifically, early major research efforts include Renzo and Song (2019), Hou et al. (2019), Kishk and Alouini (2020), Zhu et al. (2020), and Ntontin et al. (2020). Two mathematical tools for modeling wireless networks have a prominent role in these early research works: stochastic geometry theory and random shape theory. Thus, in this paper, we pave the way for meaningful performance evaluation of RIS-enabled communications by identifying basic network modeling choices related to the Mobile Stations (MSs), the Base Stations (BSs), the communication blockages and the RIS-equipped blockages in various deployment scenarios. Prior to these modeling choices (Section 3), Section 2 provides some background information about the RIS-enabled communication environment, whereas Section 4 concludes the paper.

2. BACKGROUND ON RIS-ENABLED COMMUNICATIONS

RISs constitute a physical-layer technology that alters the wavefront (e.g., the phase, amplitude, frequency, polarization) of the impinging signals on appropriately man-made structures. More specifically, these structures (internal walls, front facades or entire buildings, etc) are being

```
EEITE-2020
```

30

transformed to electromagnetically active surfaces by realizing elementary electromagnetic-based functions (reflection, refraction, absorption, splitting, collimation, focusing/beamforming, etc.), Yang and Rahmat-Samii (2019). In practice, RISs are implemented either by smart surfaces made of discrete tiny antenna elements, or by smart metasurfaces usually made of some reconfigurable material.

RISs may be employed for a variety of application scenarios envisaged in 6G cellular networks, such as facing signal coverage issues, ensuring signal secrecy at eavesdroppers, improving localization accuracy, etc. For example, as shown in Figure 2, due to the non-existence of direct Line-of-sight (LoS) links between the BS and users u_1 and u_2 , the RIS-equipped blockage R_1 can provide indirect Line-of-sight (LoS) links to the corresponding MSs. The R_1 may consist of a 2D array of reflective units that alter the impinging radio waves and are controlled by a microcontroller, whereas the reconfigurability is achieved by low power tunable electronic circuits with electromagnetic functions.

From a smart radio environment point of view, we should notice that the use of RISs may result in a move of functions usually implemented at the radio end-points to the communications environment itself (e.g., beamforming). All in all, however, the appropriate exploitation of RISs requires a careful examination and dimensioning for the overall communication chain and is amenable to realistic modeling assumptions.



Figure 2. RIS-enabled communication environment, Kishk and Alouini (2020).

3. TOWARDS REALISTIC MODELING

The evolution of future wireless networks, such as 6G cellular communication networks, will pose new demanding challenges on performance evaluation issues. In particular, a shift from spatial to volumetric performance metrics is envisaged. For instance, current approaches for spectral and energy efficiency should be elaborated in 3D. Thus, a move from bps/Hz/km² (4G) and bps/Hz/km²/Joules (5G) to bps/Hz/km³/Joules for 6G, should be strived for performance evaluation purposes. The same, also, holds for the basic performance metrics (e.g. the direct and indirect LoS probabilities between a BS and a MS, the reflection probability of RISs, the probability of associations through an RIS) of the overall analytical framework for realistic modeling purposes.

Other major modeling assumptions are related to the exploitation of multiple frequency bands (below 6 GHz, mmWave, THz). In particular, a scenario specific modeling is required for the realization of mobile mmWave networking and for the introduction of "tiny cells" with a radius of a few tens of meters (in case of THz communication). As a consequence, the incorporation of new high-frequency mobility management techniques and user-association algorithms should be taken into account for meaningful performance evaluation.

EEITE-2020

2nd International Symposium in Electronic Engineering, Information Technology & Education

Modeling the spatial deployment of BSs and MSs for current network implementations is dominated by the use of tools from stochastic geometry (spatial distribution models, random tesselations for coverage studies, random graphs for connectivity issues). However, the great majority of research works adopt 2D models, mostly due to the use cases under examination. More specifically, the 2D Homogeneous Poisson Point Process (HPPP) spatial distribution model is the most widely adopted model for analytical tractability reasons. This PPP model (upper part of Figure 3) is used to denote the complete spatial randomness of both BSs and MSs by the consideration of two independent spatial stochastic processes with only the aid of the density parameter λ (e.g., λ_{BS} for each set of BSs, λ_{MS} for the MSs). However, the 2D HPPP model cannot capture use cases with clustered users (lower part of Figure 3) or the use cases envisaged for 6G (e.g., in the presence of UAVs). In other words, along with the appropriate spatial distribution model for each of the communicating entities and the 3D communication requirements of future networking scenarios, a compromise between analytical tractability and realistic modeling is required.



Figure 3. HPPP and cluster spatial distribution models.

Another branch of applied mathematics, i.e., the Random Shape Theory, has been recently applied to analyze the blockage effects on system performance. In particular, the authors of Bai et al. (2014) used the line Boolean model for the blockages. According to this model, the midpoints of the blockages are modeled as an HPPP with spatial density λ_b , while the length and orientation of the blockages are assumed to follow a specific probability distribution function (e.g., uniform distribution). However, in case of RIS-enabled communications, some blockages may act as an RIS. Therefore, an additional spatial density $\lambda_{RIS} = \alpha \lambda_b$ as a fraction of λ_b , should be defined for the surfaces that are composed of a number of reflective elements. Moreover, this number of reflective elements should be defined also as either a fixed number for each RIS or a random variable with a specific probability mass function. Other possible modeling approaches beyond the line Boolean model include the line segments with height and the rectangle with height models, in order to be inline with the 3D communication setup under examination.

EEITE-2020

In essence, practical considerations and restrictions may lead to other options for modeling the incorporation of RISs in each use case. Thus, one should discriminate between indoor and outdoor scenarios, between RIS random deployment as described above and RIS planned deployment at strategic locations, as well as between the inclusion of one or more sides of a building to be covered with RISs. Finally, there is the need to model the hardware imperfections of the tranceivers (non-linearities, in-phase and quadrature imbalance, phase noise, etc.) in a RISenabled communication system, as such imperfections significantly limit the wireless system performance, Boulogeoorgos and Alexiou (2020).

4. CONCLUSION

Various modelling paths striving for realistic models of RIS-enabled communication and based mainly on the exploitation of stochastic geometry and random shape theories were examined in this paper. Such a realistic modelling will promote the seamless integration of RISs to the future more spectral and energy efficient wireless networks and will facilitate a greater synergy with other state-of-the-art and emerging technologies (small cells, massive MIMO, use of mmWave and THz frequencies, energy harvesting, etc.). The achievement of realistic modelling will be, also, of great benefit for mobile network operators. More specifically, it will provide them a greater flexibility due to the exploitation of a smart radio environment and will facilitate a more reliable techno-economic analysis, thus contributing to the viability of future deployments (e.g., beyond 5G and 6G networks).

5. **REFERENCES**

- Bai, T., R. Vaze, and R.W. Heath. 2014. Analysis of blockage effects on urban cellular networks. IEEE Transactions on Wireless Communications, 13: 5070-5083.
- Boulogeorgos, A.A., and A. Alexiou. 2020. How much do hardware imperfections affect the performance of reconfigurable intelligent surface-assisted systems? IEEE Open Journal of the Communications Society, 1: 1185-1195.
- Di Renzo, M., and J. Song. 2019. Reflection probability in wireless networks with metasurfacecoated environmental objects: An approach based on random spatial processes. EURASIP Journal on Wireless Communications and Networking, Article 99.
- Di Renzo, M., A. Zappone, M. Debbah, M.S. Alouini, C. Yuen, J.D. Rosny, and S. Tretyakov. 2020. Smart radio environments empowered by reconfigurable intelligent surfaces: How it works, state of research, and road ahead. IEEE Journal on Selected Areas in Communications, 38: 2450-2525.
- Hou, T., Y. Liu, Z. Song, X. Sun, Y. Gehen, and L. Hanzo. MIMO assisted networks relying on large intelligent surfaces: A stochastic geometry model. 2019. arXiv:1910.00959.
- Kishk, M.A., and M.S. Alouini. 2020. Exploiting randomly-located blockages for large-scale deployment of intelligent surfaces. IEEE Journal on Selected Areas in Communications, doi: 10.1109/JSAC.2020.3018808.
- Ntontin, K., M.D. Renzo, and F. Lazarakis. 2020. On the rate and energy efficiency comparison of reconfigurable intelligent services with relays. 21st IEEE International Workshop on Signal Processing Advances in Wireless Communications (SPAWC): 1-5.
- Yang, F., and Y. Rahmat-Samii. 2019. Surface electromagnetics: with applications in antenna, microwave, and optical engineering. Cambridge University Press.
- Zhu, Y., G. Zheng, and K.K. Wong. 2020. Stochastic geometry analysis of large intelligent surfaceassisted millimeter wave networks. IEEE Journal on Selected Areas in Communications, 38: 1749-1762.