



Τ.Ε.Ι. Κρήτης – Παράρτημα Χανίων

Τμήμα Ηλεκτρονικής

## **Πτυχιακή εργασία**

με θέμα

*Προσομοιώσεις Προβλημάτων*

*Σκέδασης Ηλεκτρομαγνητικών Κυμάτων*

*από Τραχείες Επιφάνειες με Τυχαία Χαρακτηριστικά*

από τον **Αθανάσιο Λέκκα**,

Σπουδαστή του Τμήματος Ηλεκτρονικής του Τ.Ε.Ι. Κρήτης.

*Υπό την επίβλεψη του Δρ. Ιωάννη Βαρδιάμπαση, Επίκουρου Καθηγητή.*

Χανιά, Νοέμβριος 2003

## Πρόλογος

Θα ήθελα να εκφράσω ένα μεγάλο ευχαριστώ στον καθηγητή μου κ. Ιωάννη Βαρδιάμπαση τόσο για την ευκαιρία που μου έδωσε να υλοποιήσω την εργασία μου στο τομέα των τηλεπικοινωνιών, όσο και για την πολύτιμη βοήθεια του μέχρι την πραγματοποίησή της.

Ένα ευχαριστώ στον καθηγητή κ. Ιωάννη Μακρή, για τον χρόνο που αφιέρωσε στην ανάγνωση της εργασίας και για την παρουσία του ως μέλος της εξεταστικής επιτροπής.

Τέλος, ευχαριστώ πολύ τους συγγάτοικους μου Κώστα και Δημήτρη καθώς και τους φίλους μου Γιώργο και Δημήτρη για την βοήθεια, την υπομονή και την συμπαράσταση τους σε όλη την διάρκεια της ενασχόλησής μου με την παρούσα εργασία.

A. Λέκκας, Χανιά, Νοέμβριος 2003

*Αφιερώνεται στους γονείς μου, Δημήτρη και Μαργαρίτα  
και στον αδερφό μου Άγγελο*

# **Περιεχόμενα**

## **Εισαγωγή**

## **Κεφάλαιο 1**

### **Δημιουργία Μονοδιάστατης Τυχαίας Τραχείας Επιφάνειας**

- 1.1 Εισαγωγή
- 1.2 Τραχεία Επιφάνεια τύπου Gauss
- 1.3 Φάσμα κατά Gauss
- 1.4 Φάσμα ωκεάνιου τύπου Περιορισμένης Ζώνης
- 1.5 Τραχεία Επιφάνεια τύπου Fractal
- 1.6 Αριθμητική Προσομοίωση και Αποτελέσματα

## **Κεφάλαιο 2**

### **Προσομοίωση Monte Carlo για τυχαίες τραχείες επιφάνειες**

- 2.1 Εισαγωγή
- 2.2 Επιφάνεια τύπου Gauss & Σύγκριση με τις Αναλυτικές Μεθόδους
  - 2.2.1 Αριθμητική Προσομοίωση και Αποτελέσματα
- 2.3 Αριθμητική Προσομοίωση Επιφάνειας τύπου Gauss με Φάσμα ωκεάνιου τύπου και Επιφάνεια τύπου Fractal

## **Κεφάλαιο 3**

### **Ικανότητα Ακτινοβολίας Δισδιάστατης Διηλεκτρικής Τραχείας Επιφάνειας**

- 3.1 Εισαγωγή
- 3.2 Δισδιάστατη Τραχεία Επιφάνεια
- 3.3 Ικανότητα Ακτινοβολίας
- 3.4 Αριθμητική Προσομοίωση και Αποτελέσματα

Βιβλιογραφία - Αναφορές

# Εισαγωγή

## Ηλεκτρομαγνητικά Κύματα

Η τεχνολογία ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων [1], έχει γίνει σήμερα ένα αναπόσπαστο κομμάτι της ζωής μας. Χρησιμοποιείται στην μεταβίβαση πληροφοριών (τηλεπικοινωνίες), στις μετρήσεις (radar) και στη μεταβίβαση ενέργειας (ακτινοβολία βραχέων κυμάτων). Τα ηλεκτρομαγνητικά κύματα κατά την μετάβαση τους από την κεραία του πομπού στην κεραία του δέκτη, ακολουθούν βασικά δυο δρόμους. Ένα μέρος από αυτά διαδίδεται άμεσα κατά μήκος της επιφάνειας της γης και σχηματίζει το ονομαζόμενο κύμα εδάφους και ένα άλλο μέρος εκπέμπεται υπό γωνία ως προς την επιφάνεια της γης και ακολουθεί τα ανώτερα στρώματα της ατμόσφαιρας. Αυτό ονομάζεται κύμα χώρου.

Η απόσταση διαδόσεως του κύματος εδάφους επηρεάζεται από την σύσταση και την μορφολογία του εδάφους. Επειδή η γη είναι αγωγός και μονωτικό, η ενέργεια των εδαφικών κυμάτων απορροφάται σε σημαντικό βαθμό από αυτή. Αν το κύμα συναντήσει αγωγίμη επιφάνεια π.χ. επιφάνεια νερού, τότε διαδίδεται σχεδόν χωρίς απώλειες. Γι' αυτό υπεράνω της επιφάνειας της θάλασσας εξασφαλίζονται ραδιοσυνδέσεις σε πολύ μεγαλύτερες αποστάσεις από εκείνες στην ξηρά.

## Σκέδαση

Η άτακτη διανομή ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας κατά την πρόσπτωση σε υλικό εμπόδιο χαρακτηρίζει το φαινόμενο που υπονοείται με τον όρο σκέδαση [2]. Το στοιχείο αυτό αναφέρεται μόνο στη διεύθυνση διάδοσης της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας και επομένως δεν επαρκεί για τον καθορισμό του φαινομένου. Στην γενική περίπτωση όλα τα χαρακτηριστικά του προσπίπτοντος κύματος μεταβάλλονται κατά την αλληλεπίδραση με τον σκεδαστή. Το πρόβλημα της σκέδασης κυμάτων αφορά ακριβώς τον ακριβέστερο δυνατό καθορισμό των χαρακτηριστικών του κύματος, που εγκαταλείπει το υλικό εμπόδιο, με την προϋπόθεση ότι για το τελευταίο είναι γνωστά το σχήμα η κινητική κατάσταση και οι ηλεκτρικές ιδιότητες του.

Το προσπίπτον ηλεκτρομαγνητικό κύμα μπορεί να είναι από μια απλή κυματομορφή έως μια σύνθετη διαμορφωμένη παλμοσειρά. Σε κάθε περίπτωση η ανάλυση αφορά την επίλυση της εξίσωσης κύματος με οριακές συνθήκες. Το μέτωπο κύματος θεωρείται επίπεδο, αν η πηγή του προσπίπτοντος σήματος βρίσκεται σε πολύ μεγάλη απόσταση από την περιοχή του σκεδαστή-παρατηρητή, και η κάθετη προς αυτό

καθορίζει την διεύθυνση πρόσπτωσης. Σε σχετικά μικρότερες αποστάσεις πηγής-σκεδαστή λαμβάνεται υπόψη η σφαιρικότητα του μετώπου κύματος.

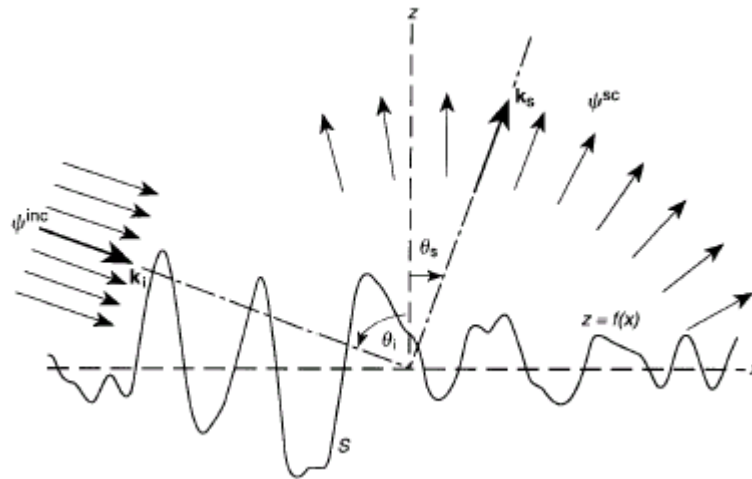
Σκεδαστής θεωρείται κάθε υλικό σώμα, διαχωριστική επιφάνεια και μέσο, που παρεμβάλλεται στη διαδρομή του ηλεκτρομαγνητικού κύματος. Τα χαρακτηριστικά του σκεδαστή (σχήμα, κίνηση, ηλεκτρικές ιδιότητες) συνήθως μεταβάλλονται όχι μόνο με τη θέση αλλά και με το χρόνο προκαλώντας αντίστοιχη διακύμανση στο σκεδαζόμενο κύμα. Είναι φανερό για την περιγραφή του σκεδαστή και του σκεδαζόμενου κύματος απαιτούνται στοχαστικά μεγέθη, ενώ αντίθετα το προσπίπτων κύμα περιγράφεται με ντετερμινιστικά μεγέθη.

Με την εξέλιξη της τεχνολογίας αυξάνεται γρήγορα και το ενδιαφέρον για το φαινόμενο της σκέδασης κυμάτων. Τέτοια προβλήματα μετασχηματίζονται από αόριστα μαθηματικά σε περισσότερο προσιτή φυσική με εφαρμογές στις τηλεπικοινωνίες, την ραδιομετεωρολογία, την πλοήγηση μέσω οργάνων κ.α. Η σκέδαση κύματος από τεχνητούς (αεροσκάφη, πλοία, κτίρια κλπ) και φυσικούς (ατμοσφαιρικές προσπτώσεις, θάλασσα, αιμοσφαίρια, κλπ) σκεδαστές αποτελεί την αρχή λειτουργίας των συστημάτων radar, sonar, lidar. Η κατανόηση του μηχανισμού σκέδασης είναι τα θεμέλια για την συμμετοχή σε πλήθος εφαρμογών και ερευνών.

## Σκέδαση από Τυχαίες Τραχιές Επιφάνειες

Το φαινόμενο της σκέδασης ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων από τυχαίες τραχιές επιφάνειες [3]-[8], συνεχίζει να προσεγγίζει το ερευνητικό ενδιαφέρον λόγω των ευρέων εφαρμογών του. Με το πλεονέκτημα των ηλεκτρονικών υπολογιστών και την ανάπτυξη τόσο των αναλυτικών όσο και των αριθμητικών μεθόδων, καταφέρνουμε να βγάλουμε χρήσιμα συμπεράσματα για το φαινόμενο της σκέδασης από τυχαίες τραχιές επιφάνειες.

Στο σχήμα 1 βλέπουμε πως ένα ηλεκτρομαγνητικό κύμα προσκρούει και σκεδάζεται από μια τυχαία τραχιά επιφάνεια. Λόγω της πολυμορφίας της γήινης επιφάνειας η διαδικασία αυτή είναι πολύπλοκη. Γι' αυτό το λόγο, στην παρούσα εργασία για να μελετήσουμε καλύτερα το φαινόμενο της σκέδασης μοντελοποιούμε και προσομοιώνουμε τις μονοδιάστατες τυχαίες τραχιές επιφάνειες με διάφορα φάσματα. Συγκεκριμένα δημιουργούμε μια επιφάνεια τύπου Gauss με φάσμα τύπου Gauss [3],[4], μια επιφάνεια τύπου Gauss με φάσμα ωκεάνιου τύπου περιορισμένης ζώνης [3],[4],[6] (**bandlimited ocean spectrum**) και τέλος μια επιφάνεια τύπου fractal [3],[4],[7](**fractal surface**). (κεφάλαιο 1<sup>0</sup>)



**Σχ.1 Φαινόμενο Σκέδασης από Τυχαία Τραχεία Επιφάνεια**

Στη συνέχεια υπολογίζουμε και προσομοιώνουμε τον διστατικό συντελεστή σκέδασης για τις τρεις επιφάνειες που μοντελοποιήσαμε [3],[4]. Αυτό επιτυγχάνεται με την χρησιμοποίηση διάφορων αναλυτικών όσο και αριθμητικών μεθόδων. Συγκεκριμένα χρησιμοποιούμε την Monte Carlo προσομοίωση, την μέθοδο των ροπών (**MOM**) [3]-[5], την μέθοδο μικρών μεταβολών (**SPM**) [3]-[5] και την προσέγγιση Kirchhoff (**KA**) [3]-[5]. Πρέπει να σημειωθεί ότι όλες οι προσομοιώσεις είναι μετρημένες και σχεδιασμένες σε κλίμακα dB. Για τέτοιες προσομοιώσεις, είναι αποδεκτή ακρίβεια της τάξεως 25% ή 1 dB. (κεφάλαιο 2<sup>0</sup>)

Όλες οι παραπάνω προσομοιώσεις αναφέρονται σε μονοδιάστατες τυχαίες τραχείες επιφάνειες. Στο τελευταίο μέρος της εργασίας αυτής, κάνουμε μια μικρή επέκταση της μελέτης μας σε διδιάστατες τυχαίες τραχείες επιφάνειες. Συγκεκριμένα υπολογίζουμε και προσομοιώνουμε την εκπεμπτικότητα (**emissivity**) μιας διδιάστατης διηλεκτρικής τραχείας επιφάνειας [3]-[4]-[8] (κεφάλαιο 3<sup>0</sup>)

# Κεφάλαιο 1<sup>0</sup>

## Δημιουργία Μονοδιάστατης Τυχαίας Τραχείας Επιφάνειας

### 1.1 Εισαγωγή

Σε αυτό το κεφάλαιο δημιουργούμε και προσομοιώνουμε, μονοδιάστατες τυχαίες τραχείες επιφάνειες με διάφορα φάσματα. Συγκεκριμένα δημιουργούμε μια επιφάνεια τύπου Gauss με φάσμα τύπου Gauss, μια επιφάνεια τύπου Gauss με φάσμα ωκεάνιου τύπου περιορισμένης ζώνης και τέλος μια επιφάνεια τύπου fractal. Στην αρχή αναλύουμε τον αλγόριθμο για την δημιουργία της επιφάνεια τύπου Gauss. Στην συνέχεια παραθέτουμε τις εξισώσεις για το φάσμα τύπου Gauss και το φάσμα ωκεάνιου τύπου περιορισμένης ζώνης, μετά χρησιμοποιήσουμε τη συνάρτηση Weierstrass-Mandelbrot [6] για τη δημιουργία επιφάνειας τύπου fractal και τέλος προσομοιώνουμε και συγκρίνουμε τις επιφάνειες αυτές για συγκεκριμένες τιμές των παραμέτρων τους

### 1.2 Gaussian Τραχεία Επιφάνεια

Μία διαδικασία  $f(x)$  είναι Gaussian αν οι τυχαίες μεταβλητές  $f(x_1), f(x_2), \dots, f(x_n)$  είναι από κοινού Gaussian για κάθε  $n, x_1, x_2, \dots, x_n$ . Η Gaussian διαδικασία χαρακτηρίζεται απόλυτα από τη συνάρτηση συσχέτισης  $\langle f(x_1)f(x_2) \rangle = h^2 C(x_1, x_2)$ . Αν η τραχεία επιφάνεια  $f(x)$  είναι στατιστικά μετασχηματισμένη σταθερά, τότε  $C(x_1, x_2) = C(x_1 - x_2)$ . Ο μετασχηματισμός Fourier του  $h^2 C(x)$  είναι η φασματική πυκνότητα  $W(k_x)$ .

Για να δημιουργήσουμε τυχαίες τραχείες επιφάνειες τύπου Gauss [3], χρησιμοποιούμε την σχέση

$$\langle F(k_x)F^*(k'_x) \rangle = 0 \quad (1.2.1)$$

για  $k_x \neq k'_x$ . Έτσι

$$\langle F(k_x)F^*(k'_x) \rangle = \langle F(k_x) \rangle \langle F^*(k'_x) \rangle = 0 \quad (1.2.2)$$

για  $k_x \neq k'_x$ . Αυτό σημαίνει ότι  $F(k_x)$  και  $F(k'_x)$  είναι ανεξάρτητες τυχαίες μεταβλητές για  $k_x \neq k'_x$ .

Μία επιφάνεια πεπερασμένου μήκους  $L$  πρόκειται να δημιουργηθεί. Κάνουμε την  $f(x)$  περιοδική έξω από το  $L$ ,  $f(x) = f(x+L)$ . Μία περιοδική σειρά Fourier χρησιμοποιείται για να αντιπροσωπεύσει την  $f(x)$

$$f(x) = \frac{1}{L} \sum_{n=-\infty}^{\infty} b_n e^{\frac{i2\pi nx}{L}} \quad (1.2.3)$$

όπου  $b_n$  είναι μία Gaussian τυχαία μεταβλητή. Από την (1.2.3) έχουμε



$$\langle f(x_1)f(x_2) \rangle = \frac{1}{L^2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \langle b_n b_m^* \rangle e^{\frac{i2\pi n x_1}{L}} e^{-\frac{i2\pi m x_2}{L}} \quad (1.2.4)$$

Από την αναφορά [3] προκύπτει

$$\langle f(x_1)f(x_2) \rangle = h^2 C(x_1 - x_2) = \int_{-\infty}^{\infty} dk_x e^{ik_x(x_1-x_2)} W(k_x) \quad (1.2.5)$$

Συγκρίνοντας την (1.2.4) και την (1.2.5)

$$\langle b_n b_m^* \rangle = \delta_{nm} B_n \quad (1.2.6)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} dk_x e^{ik_x(x_1-x_2)} W(k_x) = \frac{1}{L^2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} B_n \exp(i \frac{2\pi n}{L} (x_1 - x_2)) \quad (1.2.7)$$

Θεωρώντας ότι

$$\Delta k_x = \frac{2\pi}{L} \quad (1.2.8)$$

$$K_n = \frac{2\pi n}{L} = n \Delta k_x \quad (1.2.9)$$

δειγματοληπούμε το  $k_x$  στο  $K_n$ . Στην συνέχεια

$$\frac{2\pi}{L} \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{iK_n(x_1-x_2)} W(K_n) = \frac{1}{L^2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} B_n e^{iK_n(x_1-x_2)} \quad (1.2.10)$$

από την οποία προκύπτει ,

$$B_n = 2\pi L W(K_n) \quad (1.2.11)$$

Από την (1.2.6) και την (1.2.11)

$$\langle |b_n|^2 \rangle = 2\pi L W(K_n) \quad (1.2.12)$$

Από την αναφορά [3] προκύπτει,

$$F(K_n) = F^*(-K_n) \quad (1.2.13)$$

Από το γεγονός ότι το  $b_n$  είναι ανάλογο του  $F(K_n)$ ,

$$b_n = b_{-n}^* \quad (1.2.14)$$

Αν βάλουμε όπου  $m=-n$  στην (1.2.6), τότε

$$\langle b_n b_{-n}^* \rangle = 0 \quad (1.2.15)$$

και από την (1.2.14) και την (1.2.15)

$$\langle b_n b_n \rangle = 0 \quad (1.2.16)$$

**Θεωρώντας ότι**

$$b_n = \text{Re } b_n + i \text{Im } b_n \quad (1.2.17)$$

τότε η (1.2.16) δίνει

$$\langle (\text{Re } b_n)^2 \rangle = \langle (\text{Im } b_n)^2 \rangle \quad (1.2.18)$$

$$\langle \text{Re } b_n \rangle \langle \text{Im } b_n \rangle = 0 \quad (1.2.19)$$

Έτσι το  $\text{Re } b_n$  και το  $\text{Im } b_n$  είναι ανεξάρτητες τυχαίες Gaussian μεταβλητές με μεταβολή ίση με το μισό από εκείνη του  $[|b_n|^2]$ .

Επιπροσθέτως χρησιμοποιούμε έναν DFT (discretized Fourier transform) εκδοχή του (1.2.3). Έστω ότι υπάρχουν  $N$  σημεία και στις περιοχές διαστήματος και στις φασματικές περιοχές

$$\Delta x = \frac{L}{N} \quad (1.2.20)$$

Και

$$x_m = m \Delta_x \quad (1.2.21)$$

Για

$$m = -\frac{N}{2} + 1, \dots, 0, 1, \dots, \frac{N}{2} \quad (1.2.22)$$

$$f(x_m) \equiv f_m$$

Τότε

$$f_m = \frac{1}{L} \sum_{n=-\frac{N}{2}+1}^{\frac{N}{2}} b_n \exp(i \frac{2\pi m n}{N}) \quad (1.2.23)$$

Ο αντίστροφος DFT είναι

$$b_n = \frac{L}{N} \sum_{m=-\frac{N}{2}+1}^{\frac{N}{2}} f_m e^{-i\frac{2\pi m n}{N}} \quad (1.2.24)$$

Οι εξισώσεις (1.2.23) και (1.2.24) μπορούν ήδη να υπολογιστούν από τον FFT. Και το  $f_m$  και το  $b_n$  είναι περιοδικές ακολουθίες με περίοδο  $N$ . Αυτό είναι

$$b_{n+N} = b_n \quad (1.2.25)$$

$$f_{m+N} = f_m \quad (1.2.26)$$

Ισχύει

$$b_{-\frac{N}{2}} = b_{\frac{N}{2}} \quad (1.2.27)$$

Ωστόσο από την (1.2.14)

$$b_{-\frac{N}{2}} = b_{\frac{N}{2}} = b_{\frac{N}{2}}^* \quad (1.2.28)$$

Τότε

$$b_{+\frac{N}{2}} \quad \text{είναι πραγματικό} \quad (1.2.29)$$

Επίσης από την (1.2.14)

$$b_0 \quad \text{είναι πραγματικό} \quad (1.2.30)$$

Για να συνοψίσουμε, έχουμε  $b_0$  και  $b_{+N/2}$ , που επαληθεύονται για δύο τυχαία Gaussian νούμερα. Επίσης τα  $b_{-N/2+1}$ ,  $b_{-N/2+2}$ , ...,  $b_{-2}$ ,  $b_{-1}$  είναι σύνθετα με πραγματικά και φανταστικά μέρη που επαληθεύονται για  $2(N/2-1) = 2N-2$  τυχαίους Gaussian αριθμούς. Τα υπόλοιπα από τα  $b_n$  μπορούν να υπολογιστούν ως ακολούθως. Τα ποσά του  $b_n$  για  $n=1,2,\dots, N/2 - 1$  μπορούν να υπολογιστούν χρησιμοποιώντας την υπόθεση  $b_n = b_{-n}^*$ . Οι άλλες τιμές υπακούουν στην περιοδική σχέση του (1.2.25). Αυτός είναι ο τρόπος που τα  $N$  ανεξάρτητα τυχαία Gaussian νούμερα διανέμονται στα  $b_n$ . Ο αλγόριθμος είναι ως ακολούθως.

1. Με μία δεδομένη σειρά, παίρνουμε  $N$  Gaussian διανεμημένους τυχαίους αριθμούς, που έχουν διαφορά αριθμητικού μέσου και μονάδας μηδέν. Οι  $N$  αριθμοί είναι ανεξάρτητοι και δε χρειάζεται να τακτοποιηθούν σε οποιαδήποτε σειρά. Έστω ότι οι αριθμοί ονομάζονται  $r_1, r_2, \dots, r_N$ .

2. υπολογίζουμε

$$b_0 = \sqrt{2\pi L W(0)} r_\alpha \quad (1.2.31)$$

$$b_{+\frac{N}{2}} = \sqrt{2\pi L W\left(\frac{\pi N}{L}\right)} r_\beta$$

(1.2.32)

όπου  $\alpha \neq \beta$  υποθέτουμε ότι είναι μία από τις τιμές των 1, 2, N. Αυτές χρησιμοποιούν μέχρι δύο από τους τυχαίους αριθμούς  $r_1, r_2, \dots, r_N$ .

3. υπολογίζουμε

$$b_n = \sqrt{2\pi L W} \left( \lfloor K_n \rfloor \right) \left\{ \frac{1}{\sqrt{2}} (r_\sigma + i r_\xi) \right\} \quad (1.2.33)$$

για  $n = -N/2 + 1, \dots, -2, -1$  όπου  $\sigma, \xi$  είναι ξεχωριστοί δείκτες των 1, 2, ..., N. Συνεπώς η (1.2.33) θα εξαντλήσει το υπόλοιπο  $N-2$  των τυχαίων αριθμών  $r_1, r_2, \dots, r_N$ .

4. υπολογίζουμε

$$b_n = b_{-n}^* \quad (1.2.34)$$

για  $n = 1, 2, \dots, N/2 - 1$  χρησιμοποιώντας την (1.2.33).

Για γενικές DFT σχέσεις

$$X(k) = \sum_{j=-\frac{N}{2}+1}^{\frac{N}{2}} x(j) e^{-\frac{2\pi i}{N} jk} \quad (1.2.35)$$

$$x(j) = \frac{1}{N} \sum_{k=-\frac{N}{2}+1}^{\frac{N}{2}} X(k) e^{\frac{2\pi i}{N} jk} \quad (1.2.36)$$

όπου  $X(k)$  και  $x(j)$  είναι περιοδικοί

$$x(j+N) = x(j) \quad (1.2.37)$$

$$X(k+N) = X(k) \quad (1.2.38)$$

Ένας εναλλακτικός τρόπος γραφής των (1.2.35) – (1.2.36) είναι

$$X(k) = \sum_{j=0}^{N-1} x(j) e^{-\frac{2\pi i}{N} jk} \quad (1.2.39)$$

$$x(j) = \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} X(k) e^{\frac{2\pi i}{N} jk} \quad (1.2.40)$$

ορίζουμε

$$\tilde{x}(j+1) = x(j) \quad (1.2.41)$$

$$\tilde{X}(k+1) = X(k) \quad (1.2.42)$$

και το  $\tilde{x}(j)$  και το  $\tilde{X}(k)$  είναι επίσης περιοδικές ακολουθίες. Μετά

$$\tilde{X}(k) = \sum_{j=1}^N \tilde{x}(j) e^{-\frac{2\pi i}{N} (j-1)(k-1)} \quad (1.2.43)$$

$$\tilde{x}(j) = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \tilde{X}(k) e^{\frac{2\pi i}{N} (j-1)(k-1)} \quad (1.2.44)$$

Οι εξισώσεις (1.2.39) και (1.2.40) και (1.2.43) και (1.2.44) είναι κοινοί τύποι των DFT υπορουτίνων.

Έχουμε

$$X(k) = X^*(-k) \quad (1.2.45)$$

Μετά

$$\tilde{X}(k+1) = \tilde{X}^*(-k+1) \quad (1.2.46)$$

Πρώτα εκτείνουμε περιοδικά το  $b_n$ .

$$b_{l+\frac{N}{2}} = b_{l-\frac{N}{2}} = b_{\frac{N}{2}-l}^* \quad (1.2.47)$$

για  $l = 1, 2, \dots, N/2 - 1$ . Έστω ότι

$$X(n) = b_n \quad (1.2.48)$$

Στη συνέχεια μπορούμε να βρούμε το  $\bar{X}(n)$  μέσω του  $X(n)$  χρησιμοποιώντας την (1.2.42). Από το  $\bar{X}(n)$  υπολογίζουμε το  $\bar{x}(n)$ ,  $n = 1, 2, \dots, N$  από τον FFT της (1.2.44). Μετά βρίσκουμε το  $x(n)$ ,  $n = 0, 1, 2, \dots, N-1$  μέσω του  $\bar{x}(n)$  από την (1.2.41). Στη συνέχεια εκτείνουμε περιοδικά το  $x(n)$ . Τελικά παίρνουμε τα προφίλ ύψους της τραχείας επιφάνειας χρησιμοποιώντας την

$$f_m = \frac{N}{L} x(m) \quad (1.2.49)$$

για  $m = -N/2 + 1, \dots, N/2$ .

Για να προσδιορίσουμε την παράγωγο και τις παραγώγους υψηλότερης τάξεως του προφίλ της τραχείας επιφάνειας παίρνουμε

$$f'(x_m) = \frac{f(x_m+1) - f(x_m-1)}{2\Delta x} \quad (1.2.50)$$

για τα δύο άκρα  $m = -N/2 + 1$  και  $m = N/2$ , κάποιος μπορεί να χρησιμοποιήσει την περιοδική συνθήκη του DFT για να βρούμε την  $f(x_m)$ , για  $m = -N/2$  και  $m = N/2 + 1$ . Άλλη μέθοδος υπολογισμού των παραγώγων είναι να διαφοροποιήσουμε την (1.2.3)

$$f'(x) = \frac{1}{L} \sum_{n=-\infty}^{\infty} b_n \frac{i2\pi n}{L} e^{\frac{i2\pi x}{L}} \quad (1.2.51)$$

μέσο του DFT αυτό γίνεται

$$f'(x_m) = \frac{1}{L} \sum_{n=-\frac{N}{2}+1}^{\frac{N}{2}} b_n \frac{i2\pi n}{L} e^{\frac{i2\pi n x_m}{L}} \quad (1.2.52)$$

Επίσης η δεύτερη παράγωγος είναι

$$f''(x_m) = -\frac{1}{L} \sum_{n=-\frac{N}{2}+1}^{\frac{N}{2}} b_n \left(\frac{2\pi n}{L}\right)^2 e^{\frac{i2\pi n x_m}{L}} \quad (1.2.53)$$

Ο FFT μπορεί να χρησιμοποιηθεί με τρόπους παρόμοιους με αυτόν του υπολογισμού του fm.

### 1.3 Φάσμα Τύπου Gauss

Για τραχείες επιφάνειες τύπου Gauss με φάσμα τύπου Gauss έχουμε

$$\langle f(x_1)f(x_2) \rangle = h^2 C(x_1 - x_2) \quad (1.3.1)$$

$$(1.3.2)$$

Το μέγεθος συσχέτισης, συνδέεται με την rms ακτίνα του s από

$$l = \sqrt{2} \frac{h}{s} \quad (1.3.3)$$

Η ακτίνα καμπυλότητας  $\rho$  υπολογίζεται, βρίσκοντας την τέταρτη παράγωγο της συνάρτησης συσχετισμού αν ορίσουμε ότι (rms του  $\rho$ )  $\approx \frac{1}{\text{rms}|f''(x)|} = \frac{l^2}{2\sqrt{3}H}$

Το φάσμα τύπου Gauss είναι

$$W(k_x) = \frac{h^2 l}{2\sqrt{\pi}} e^{-\frac{k_x^2 l^2}{4}} \quad (1.3.1)$$

### 1.4 Φάσμα ωκεάνιου τύπου Περιορισμένης Ζώνης

Η περίπτωση του ωκεάνιου φάσματος είναι ακόμα μία Gaussian διαδικασία που έχει όμως πυκνότητα ωκεάνια φασματική. Για δισδιάστατο φάσμα  $W_2(k_x, k_y)$ , έχουμε

$$h^2 C(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} dk_x \int_{-\infty}^{\infty} dk_y e^{ik_x x + ik_y y} W_2(k_x, k_y) \quad (1.4.1)$$

$$h^2 = \int_0^{2\pi} d\phi_k \int_0^{\infty} dk_\rho k_\rho W_2(k_\rho) = 2\pi \int_0^{\infty} dk_\rho k_\rho W_2(k_\rho) \quad (1.4.2)$$

από την άλλη πλευρά, για μονοδιάστατο φάσμα ισχύει

$$h^2 = 2 \int_0^{\infty} dk_x W(k_x) \quad (1.4.3)$$

επίσης

$$W_2(k_\rho) = \frac{1}{2k_\rho} S(k_\rho) \quad (1.4.4)$$

για να καθιερώσουμε μία αντιστοίχιση ανάμεσα στο διδιάστατο φάσμα  $W_2(k_\rho)$  και στο μονοδιάστατο φάσμα  $W(k_x)$  συγκρίνουμε τη σχέση (1.4.2) και την (1.4.3). Στη συνέχεια προκύπτουν οι ακόλουθες εξισώσεις

$$W(k_x) = W(|k_x|) = \pi k_\rho W_2(k_\rho) \quad (1.4.5)$$

$$W(|k_x|) = \frac{S(k_\rho)}{2} \quad (1.4.6)$$

Για φάσμα ωκεάνιου τύπου, ορίζοντας  $W_2(k_\rho) = W_{DV}(k_\rho)$  και αγνοώντας την ανισοτροπία, το  $S(k_\rho)$  βρίσκεται να είναι

$$S(k_\rho) = \begin{cases} \frac{a_0}{k_\rho^3} \left( \frac{b k_\rho u_*^2}{g_*} \right)^{a \log_{10} \left( \frac{k_\rho}{k_j} \right)} & k_\rho > k_j \\ \frac{b_0}{k_\rho^3} \exp \left[ -0.74 \left( \frac{k_c}{k_\rho} \right)^2 \right] & k_\rho \leq k_j \end{cases} \quad (1.4.7)$$

όπου

$$g_* = g + \gamma k_\rho^2 \quad (1.4.8)$$

$$\gamma = 7.25 \times 10^{-5} \quad (1.4.9)$$

$$g = 9.81 \quad (1.4.10)$$

$$\alpha = 0.225 \quad (1.4.11)$$

$$b = 1.25 \quad (1.4.12)$$

$$a_0 = 0.008 \quad (1.4.13)$$

$$k_j = 2 \text{ m}^{-1} \quad (1.4.14)$$

$$k_c = \frac{g}{(U(19.5))^2} \quad (1.4.15)$$

$$U(z) = \frac{u_*}{0.4} \ln \left( \frac{z}{z_0} \right) \quad (1.4.16)$$

$$z_0 = \frac{0.0000684}{u_*} + 0.00428 u_*^2 - 0.000443 \quad (1.4.17)$$

υποθέτουμε ότι η ταχύτητα του ανέμου είναι 10 m/s σε ανύψωση 5m, τότε

$$U(5) = 10 = \frac{u_*}{0.4} \ln \left( \frac{5}{z_0} \right) \quad (1.4.18)$$

Λύνουμε ως προς το  $u_*$  χρησιμοποιώντας την (1.4.17) και την (1.4.18).

Για να διεξάγουμε αριθμητικές προσομοιώσεις, συνηθίζεται να περιορίζουμε τη ζώνη του ωκεάνιου φάσματος. Για φάσμα ωκεάνιου τύπου έστω ότι το  $W_{HWO}(k_\rho)$  οριοθετείται στη ζώνη που ορίζεται από το  $k_L$  και το  $k_U$ . Στη συνέχεια

$$W_{HWO}(k_\rho) = \begin{cases} W(k_\rho), & k_L < k_\rho < k_U \\ 0, & otherwise \end{cases} \quad (1.4.19)$$

Για φάσμα που οριοθετείται στη ζώνη που ορίζεται από το  $k_L$  και το  $k_U$ , μπορούμε να υπολογίσουμε το rms ύψος του  $h$  και την rms κλίση της καμπύλης  $s$

$$h^2 = 2 \int_0^\infty dk_x W(k_x) = 2 \int_{k_L}^{k_U} dk_x W_{HWO}(k_x) \quad (1.4.20)$$

$$S^2 = 2 \int_{k_L}^{k_U} dk_x k_x^2 W_{HWO}(k_x) \quad (1.4.21)$$

## 1.5 Τραχεία Επιφάνεια Τύπου Fractal

Για τη δημιουργία επιφάνειας τύπου fractal, μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε τη συνάρτηση Weierstrass-Mandelbrot Σε αντίθεση με τις δύο προηγούμενες περιπτώσεις, η επιφάνεια τύπου fractal δεν είναι Gaussian διαδικασία. Η συνάρτηση Weierstrass-Mandelbrot είναι

$$f(x) = hC_N \sum_{n=0}^{N_f-1} b^{(s-2)n} \sin(K_0 b^n x + \phi_n) \quad (1.5.1)$$

όπου

$$N_f = \# \text{ of tones (e.g., 100)} \quad (1.5.2)$$

$$s = \text{fractal dimension (1} \leq s < 2) \quad (1.5.3)$$

$$C_N = \sqrt{\frac{2(1-b^{2(s-2)})}{1-b^{2(s-2)N_f}}} = \text{normalization constant} \quad (1.5.4)$$

$$0 \leq \Phi_n \leq 2\pi \quad (1.5.5)$$

Επίσης οριοθετούμε τη ζώνη της επιφάνειας τύπου fractal που ορίζεται από το  $k_L$  και το  $k_U$ . Αυτό συνεπάγεται

$$K_0 = k_L \quad (1.5.6)$$

$$K_0 b^{N_f-1} = k_U \quad (1.5.7)$$

έτσι ώστε

$$b = e^{\frac{1}{N_f-1} \ln \frac{k_U}{k_L}} = \left( \frac{k_U}{k_L} \right)^{\frac{1}{N_f-1}} \quad (1.5.8)$$

## 1.6 Αριθμητική Προσομοίωση και Αποτελέσματα

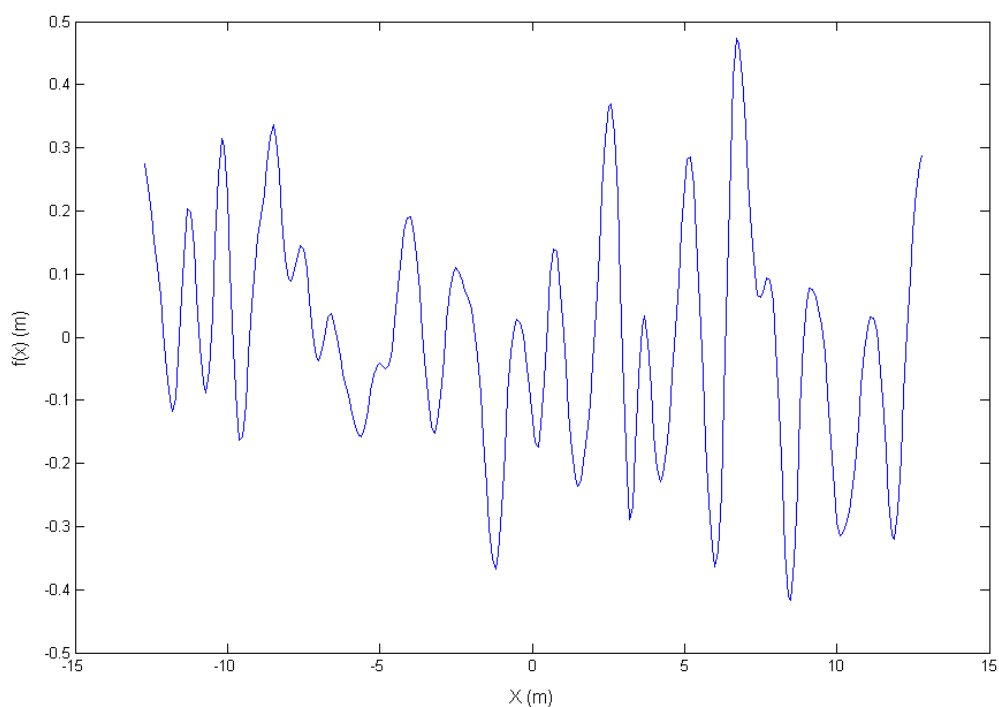
Σε αυτή την ενότητα προσομοιώνουμε την δημιουργία τυχαίων επιφανειών με τα φάσματα που μελετήθηκαν παραπάνω. Συγκεκριμένα δημιουργούμε μια επιφάνεια τύπου Gauss με το φάσμα τύπου Gauss, μια επιφάνεια τύπου Gauss με το φάσμα ωκεάνιου



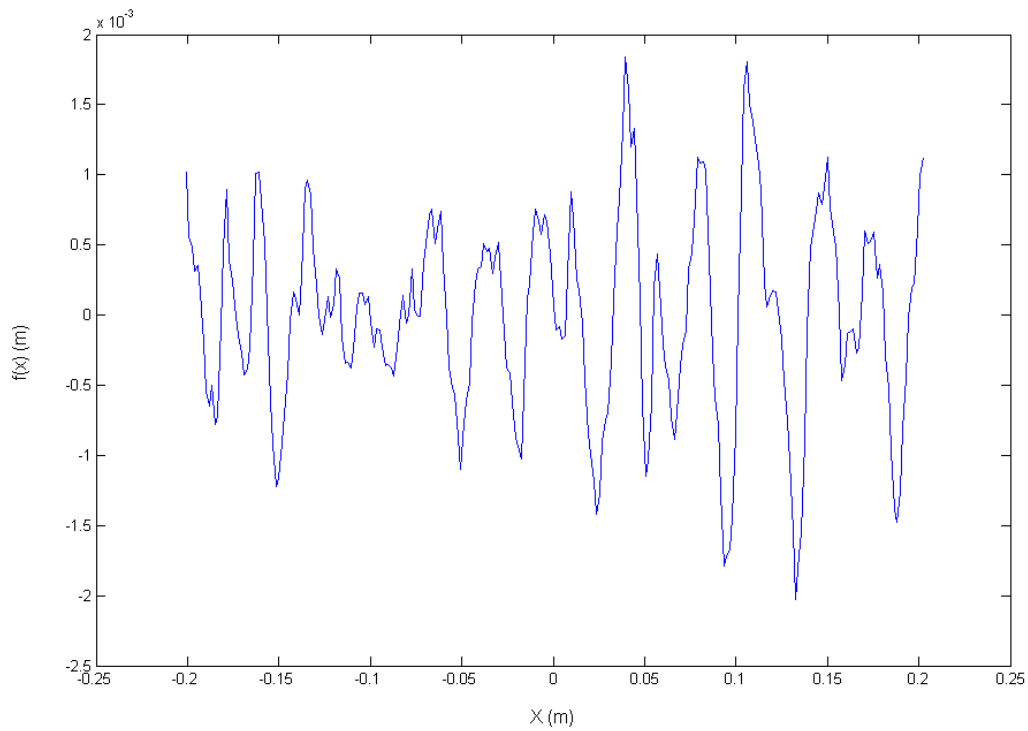
τύπου περιορισμένης ζώνης και τέλος μια επιφάνεια τύπου fractal. Όλες οι επιφάνειες που δημιουργούνται είναι μονοδιάστατες.

Για την πρώτη περίπτωση το φάσμα τύπου Gauss είναι για  $0 \leq |kx| \leq \infty$ , Το μήκος της τραχείας επιφάνειας είναι  $L = 25.6 \lambda$  και 10 σημεία ανά μήκος κύματος λαμβάνονται πάνω στην τραχεία επιφάνεια, άρα  $N = 256$ . Το rms ύψος ίσο με  $h=0.2$  και το μέγεθος συσχέτισης ίσο με  $l=0.2$  σχήμα 1.6.1

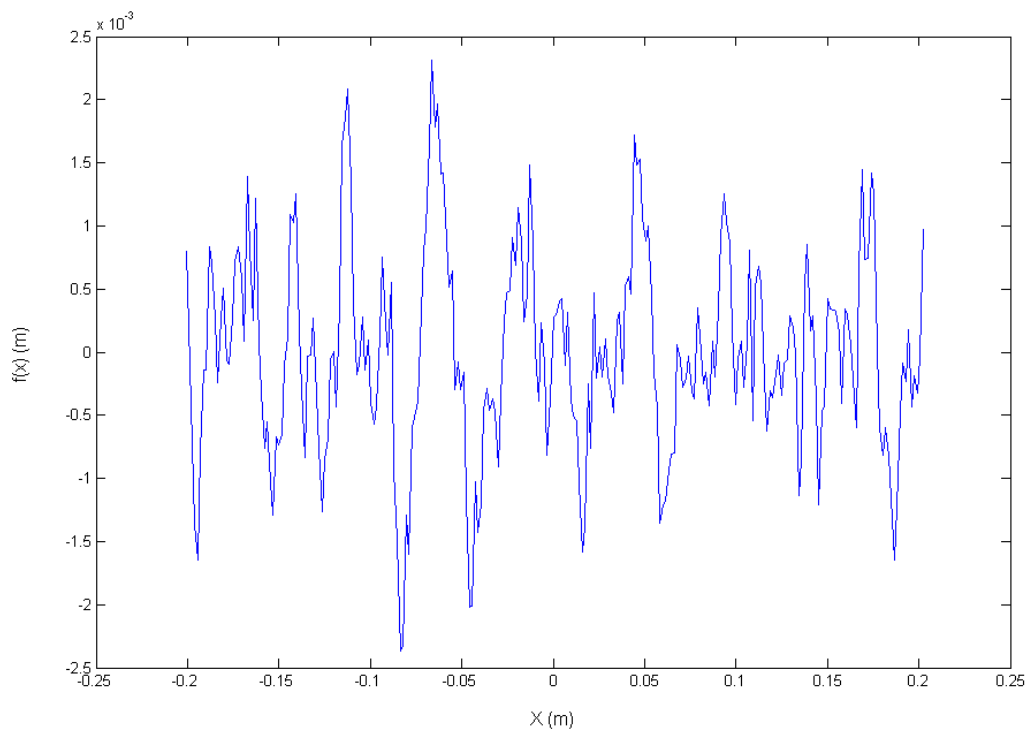
Για την δεύτερη και τρίτη περίπτωση δουλεύουμε στα 19 GHz. Υποθέτουμε την ταχύτητα ανέμου στο  $z = 5$  ότι είναι ίση με  $10 \text{ m/s}$ . Μπορούμε πρώτα να λύσουμε ως προς  $u^*$  ( $u^* = 0.437198$ ), σχέση (1.4.18) Τα χαμηλότερα και ανώτερα όρια του ωκεάνιου φάσματος που επιλέχθηκαν είναι  $k_L = 100 \text{ m}^{-1}$  και  $k_U = 4000 \text{ m}^{-1}$  Στη συνέχεια υπολογίζουμε το ισοδύναμο rms ύψος ίσο με  $h = 8.1202 \times 10^{-4} \text{ m}$  από την σχέση (1.4.20). Το μήκος της τραχείας επιφάνειας είναι  $L = 0.4045 \lambda$  και χρησιμοποιούνται  $N = 256$  σημεία δειγματοληψίας Για την επιφάνεια τύπου fractal, η κλασματική διάσταση  $s$  είναι 1.5. Για την δεύτερη περίπτωση σχήμα 1.6.2 και για την τρίτη περίπτωση σχήμα 1.6.3



**Σχ.1.6.1 Επιφάνεια τύπου Gauss με φάσμα τύπου Gauss**



**Σχ.1.6.2 Επιφάνεια τύπου Gauss με φάσμα ωκεάνιου τύπου περιορισμένης ζώνης**



**Σχ.1.6.3 επιφάνεια τύπου fractal**

Σε όλα τα σχήματα βλέπουμε το προφίλ ύψους για κάθε τραχεία επιφάνεια σε σχέση με τα σημεία δειγματοληψίας πάνω στην επιφάνεια αυτή. Παρατηρώντας την 1.6.1 βλέπουμε πολλές κορυφές και κοιλάδες στην πραγματοποίηση. Σημειώνεται ότι οι

κάθετες και οι οριζόντιες κλίμακες είναι διαφορετικές, έτσι ώστε οι καμπύλες να είναι σε υπερβολή στο σχήμα. Παρόλο που το rms ύψος είναι  $h = 0.2$ , το μέγιστο και το ελάχιστο  $f(x)$  μπορεί να φτάσει και έως 0.45 και -0.45 αντίστοιχα. Έτσι η μέγιστη κορυφή στο διαχωρισμό των κοιλάδων, μπορεί να είναι μεγάλη έως και 0.9 για ένα rms ύψος της τάξης του 0.2. Συγκρίνοντας το σχήμα 1.6.1 με το σχήμα 1.6.2, μπορούμε να δούμε ότι η ωκεάνια επιφάνεια περιορισμένης ζώνης έχει πιο έντονες κορυφές από την Gaussian φασματική επιφάνεια. Τέλος συγκρίνουμε ανάμεσα στα σχήματα 1.6.2 και 1.6.3. Και τα δύο έχουν το ίδιο rms ύψος  $h$  και τις ίδιες  $k_L$  και  $k_U$ . Σημειώνουμε ότι στο σχήμα 1.6.3 η φασματική επιφάνεια έχει πιο οξείες κορυφές.

## Κεφάλαιο 2<sup>0</sup>

### Προσομοίωση Monte Carlo για τυχαίες τραχείες επιφάνειες

#### 2.1 Εισαγωγή

Σε αυτό το κεφάλαιο μελετάμε τις προσομοιώσεις μονοδιάστατων τυχαίων τραχειών επιφανειών. Ο βασικός σκοπός των προσομοιώσεων που γίνονται είναι να υπολογισθεί ο διστατικός συντελεστής σκέδασης. Η μέθοδος που χρησιμοποιείται σε αυτό το κεφάλαιο είναι η Monte Carlo. Χρησιμοποιείται για να προσδιορίσουμε κατά μέσο όρο τα ντετερμινιστικά πεδία σκέδασης, των χαρακτηριστικών των επιφανειών, με έναν αριθμό πραγματοποιήσεων. Τα πεδία σκέδασης υπολογίζονται για κάθε επιφάνεια και μετά συνδυάζονται ώστε να αποδώσουν τον μέσο όρο σκέδασης. Καθώς το συνολικό μέγεθος αυξάνει τα αποτελέσματα συγκλίνουν σε μια επιθυμητή στατιστική απόκλιση

Μια άλλη αριθμητική μέθοδος που χρησιμοποιείται είναι η μέθοδος των των ροπών(MoM). Βασίζεται στην τυποποίηση των εξισώσεων ολοκληρωμάτων και μετατρέπει τις εξισώσεις ολοκληρωμάτων σε εξισώσεις πινάκων. Η διαδικασία αυτή γίνεται για να μετατρέψει τα χαρακτηριστικά των επιφανειών σε έναν συνδυασμό γραμμικών εξισώσεων, όπου με την επίλυση τους να περιγράφει η επιφάνεια με την καλύτερη στατιστική απόκλιση .

Οι επιφάνειες που χρησιμοποιούνται σε αυτό το κεφαλαίο, είναι αυτές που μοντελοποιήθηκαν στο πρώτο κεφαλαίο. Για την επιφάνεια τύπου Gauss με φάσμα τύπου Gauss θα γίνει σύγκριση με δυο ακόμη αριθμητικές μεθόδους και συγκεκριμένα με την προσέγγιση Kirchhoff (KA) και με την μέθοδο μικρών μεταβολών (SPM).

#### 2.2 Gaussian Επιφάνειες και Σύγκριση με τις Αναλυτικές Μεθόδους

Σε αυτήν την ενότητα, προσομοιώνουμε μια τυχαία Gaussian τραχιά επιφάνεια για τον υπολογισμό της σκέδασης. Η συνάρτηση συσχέτισης ακολουθεί την Gaussian κατανομή

$$C(x) = \exp\left(-\frac{x^2}{l^2}\right) \quad (2.2.1)$$

Για μια Gaussian τυχαία τραχιά επιφάνεια και για την Gaussian συνάρτηση συσχέτισης, το φάσμα ισχύος είναι, [3]

$$W(k_x) = \frac{h^2 l}{2\sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{k_x^2 l^2}{4}\right) \quad (2.2.2)$$

Ο συντελεστής της διστατικής σκέδασης του ασυνεχούς κύματος από τη μέθοδο (SPM) είναι, [3]

$$\sigma(\theta_s) = 4k^3 \cos^2 \theta_s \cos \theta_i \frac{h^2 l}{2\sqrt{\pi}} \exp\left[-\frac{(\sin \theta_s - \sin \theta_i)^2 k^2 l^2}{4}\right] \quad (2.2.3)$$

Από την προσέγγιση Kirchhoff (KA), υπολογίζουμε, [1] το

$$W^{(m)}(k_x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dx e^{-ik_x x} h^{2m} C^m(x) = \frac{h^{2m}}{2\sqrt{m\pi}} \exp\left[-\frac{k_x^2 l^2}{4m}\right] \quad (2.2.4)$$

Ο συντελεστής διστατικής σκέδασης του ασυνεχούς κύματος από τη προσέγγιση Kirchhoff είναι, [3]

$$\sigma(\theta_s) = |1 + \cos(\theta_i + \theta_s)|^2 \frac{k^3}{\cos\theta_i} \exp\left[-k^2 h^2 (\cos\theta_i + \cos\theta_s)^2\right] \\ \sum_{m=1}^{\infty} \frac{(k(\cos\theta_i + \cos\theta_s))^{2(m-1)}}{m!} \frac{h^{2m}}{2\sqrt{m\pi}} \exp\left[-\frac{k^2 l^2}{4m} (\sin\theta_s - \sin\theta_i)^2\right] \quad (2.2.5)$$

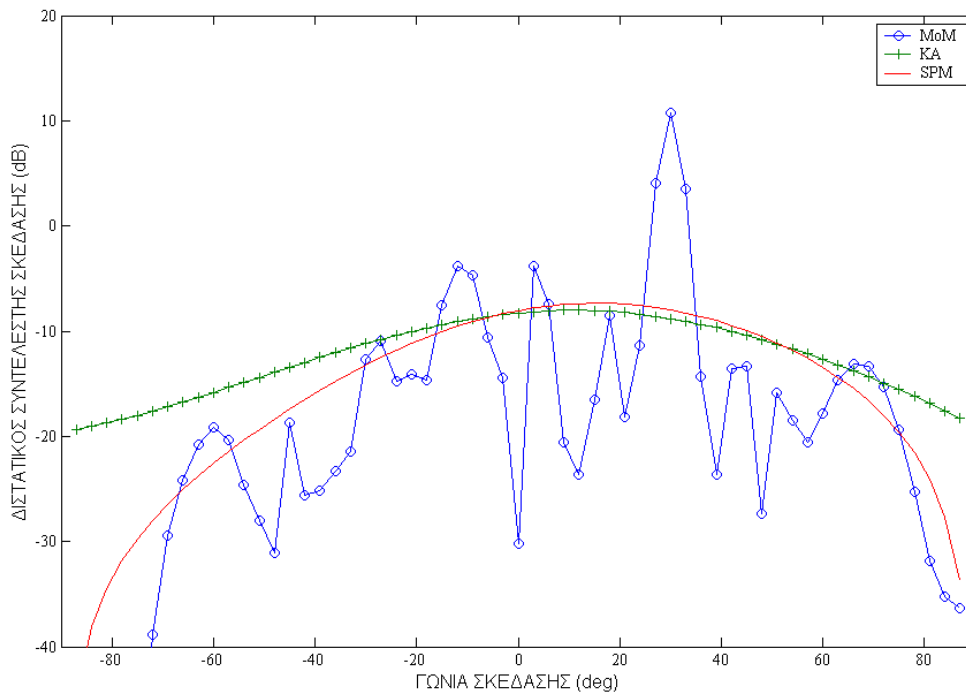
### 2.2.1 Αριθμητική Προσομοίωση και Αποτελέσματα

Σε αυτή την ενότητα προσομοιώνουμε τον μέσο συντελεστή διστατικής σκέδασης  $\langle\sigma(\theta_s)\rangle$  από Gaussian επιφάνειες με φάσμα τύπου Gauss. Ο συντελεστής διστατικής σκέδασης προκύπτει με την μέθοδο των ροπών (**MoM**), την μέθοδο μικρών μεταβολών (**SPM**) και την προσέγγιση Kirchhoff (**KA**). Στην συνέχεια συγκρίνουμε τα αποτελέσματα των μεθόδων μεταξύ τους

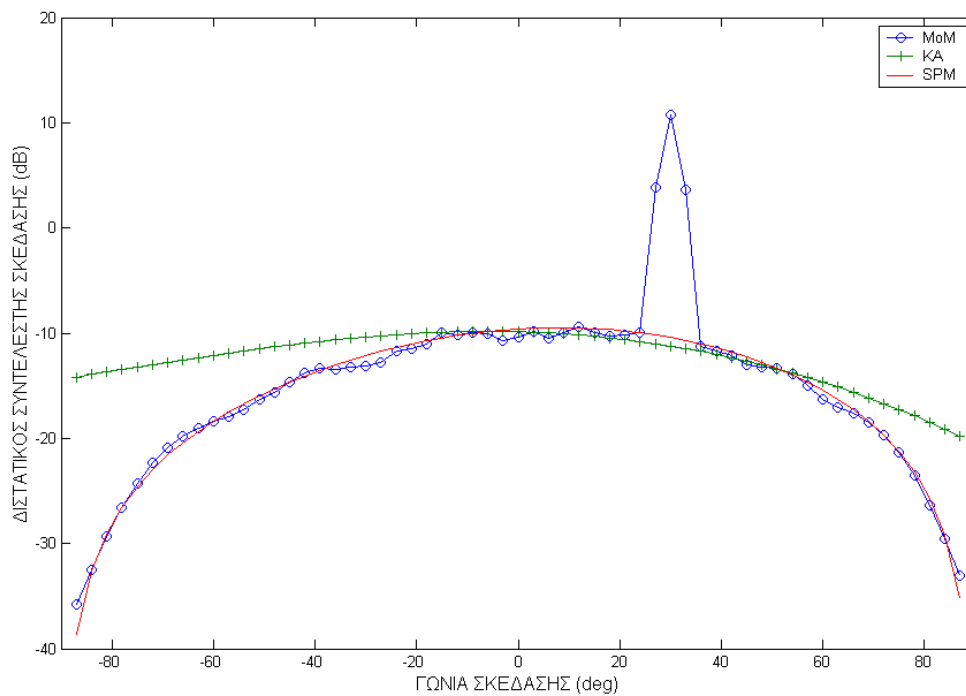
Σε αυτή την προσομοίωση, χρησιμοποιούνται  $N = 256$  σημεία δειγματοληψίας. Όλες οι μονάδες απόστασης συμφωνούν με το μήκος κύματος του ελεύθερου χώρου. Χρησιμοποιούμε μία γωνία πρόσπτωσης ίση με  $\theta_i = 30^\circ$ , και συντελεστή σταδιακής μείωσης του προσπίπτον κύματος ίσο με  $g = L/4$ . Υπολογίζουμε τον συντελεστή διστατικής σκέδασης  $\sigma(\theta_s)$  για κάθε πραγματοποίηση.

Εξετάζουμε τρεις περιπτώσεις α)  $h=0.05$ ,  $l=0.35$  β)  $h=0.05$ ,  $l=0.2$  και γ)  $h=0.2$ ,  $l=0.6$ . Για την πρώτη περίπτωση κάνουμε μόνο μια πραγματοποίηση, ενώ για τις άλλες δυο εκατό πραγματοποιήσεις. Ο μέσος συντελεστής διστατικής σκέδασης  $\langle\sigma(\theta_s)\rangle$  είναι ο μέσος όρος του  $\sigma(\theta_s)$  από 100 πραγματοποιήσεις.

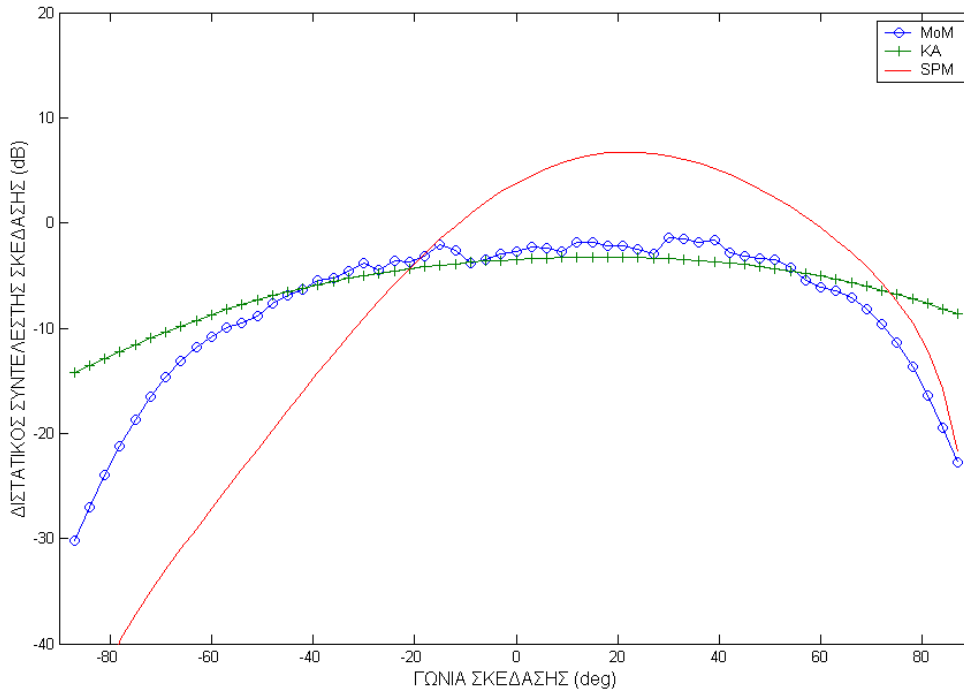
Στο σχήμα 2.2.1.1, δείχνουμε τα αποτελέσματα του συντελεστή διστατικής σκέδασης  $\sigma(\theta_s)$  για rms ύψος ίσο με  $h=0.05$  και μέγεθος συσχέτισης ίσο με  $l=0.35$ , που προέκυψε από 1 πραγματοποίηση. Στο σχήμα 2.2.1.2, δείχνουμε τα αποτελέσματα του μέσου συντελεστή διστατικής σκέδασης  $\langle\sigma(\theta_s)\rangle$  για rms ύψος ίσο με  $h=0.05$  και μέγεθος συσχέτισης ίσο με  $l=0.2$ , που προέκυψε από 100 πραγματοποιήσεις. Και τέλος στο σχήμα 2.2.1.3, δείχνουμε τα αποτελέσματα του μέσου συντελεστή διστατικής σκέδασης  $\langle\sigma(\theta_s)\rangle$  για rms ύψος ίσο με  $h=0.2$  και μέγεθος συσχέτισης ίσο με  $l=0.6$ , που προέκυψε από 100 πραγματοποιήσεις.



**Σχ.2.2.1.1 Συντελεστής διστατικής σκέδασης περίπτωση (α)**



**Σχ.2.2.1.2 Μέσος συντελεστής διστατικής σκέδασης περίπτωση (β)**



**Σχ2.2.1.3 Μέσος συντελεστής διστατικής σκέδασης περίπτωση (γ)**

Στο σχήμα 2.2.1.1, δείχνεται μία μονή πραγματοποίηση του  $\sigma(\theta_s)$  για την περίπτωση (α). Εξαιτίας του μικρού rms ύψους, βλέπουμε μία διακριτή συμφασική κορυφή κύματος στην κατοπτρική κατεύθυνση της  $\theta_s = \theta_i$ . Μια και το αποτέλεσμα είναι για μία μόνο πραγματοποίηση, υπάρχουν γωνιακές διακυμάνσεις σαν αποτέλεσμα κατασκευαστικών και παρεμβάσεων όπως μία συνάρτηση των  $\theta_s$ .

Στα σχήματα 2.2.1.2, 2.2.1.3, δείχνουμε τα αποτελέσματα του μέσου συντελεστή διστατικής σκέδασης  $\langle\sigma(\theta_s)\rangle$  για τις περιπτώσεις (β) και (γ) αντίστοιχα, που προέκυψαν από το μέσο όρο 100 πραγματοποιήσεων. Τα αποτελέσματα του μέσου συντελεστή διστατικής σκέδασης  $\langle\sigma(\theta_s)\rangle$  για το προσπίπτον κύμα βασισμένα στις μεθόδους (SPM), (KA) δείχνονται επίσης για σύγκριση. Βλέπουμε ότι μετά τη λήψη των μέσων όρων, το σχεδιάγραμμα του μέσου συντελεστή διστατικής σκέδασης  $\langle\sigma(\theta_s)\rangle$  είναι ομαλότερο από αυτό των  $\sigma(\theta_s)$  σε μία πραγματοποίηση.

Στο σχήμα 2.2.1.2, σημειώνεται ότι τα αποτελέσματα του μέσου συντελεστή διστατικής σκέδασης  $\langle\sigma(\theta_s)\rangle$  για την μέθοδο (SPM) είναι σε τέλεια συμφωνία με τις αριθμητικές προσομοιώσεις, ενώ, τα αποτελέσματα της μεθόδου (KA) συμφωνούν μόνο στην εγγύτερη περιοχή της κατοπτρικής κατεύθυνσης. Τα αποτελέσματα της μεθόδου (KA) είναι μικρότερης αξίας για μεγάλη  $\theta_s$  επειδή οι συνέπειες της σκίασης έχουν αμεληθεί.

Τέλος στο σχήμα 2.2.1.3 δείχνουμε τα αποτελέσματα από ένα μεγαλύτερο rms ύψος της τάξης του  $h = 0.2$ . Η συμφασική κατοπτρική κορυφή εξαφανίζεται στην αριθμητική προσομοίωση. Εξαιτίας της μεγαλύτερης κλίσης, έχουμε μεγαλύτερη επιστροφή διστατικής σκέδασης. Τα αποτελέσματα της μεθόδου (SPM) είναι λανθασμένα. Η μέθοδος (KA) επίσης δίνει μικρής αξίας αποτελέσματα για μεγαλύτερη  $\theta_s$  εξαιτίας της αμέλειας της πολλαπλής διασποράς και σκίασης.

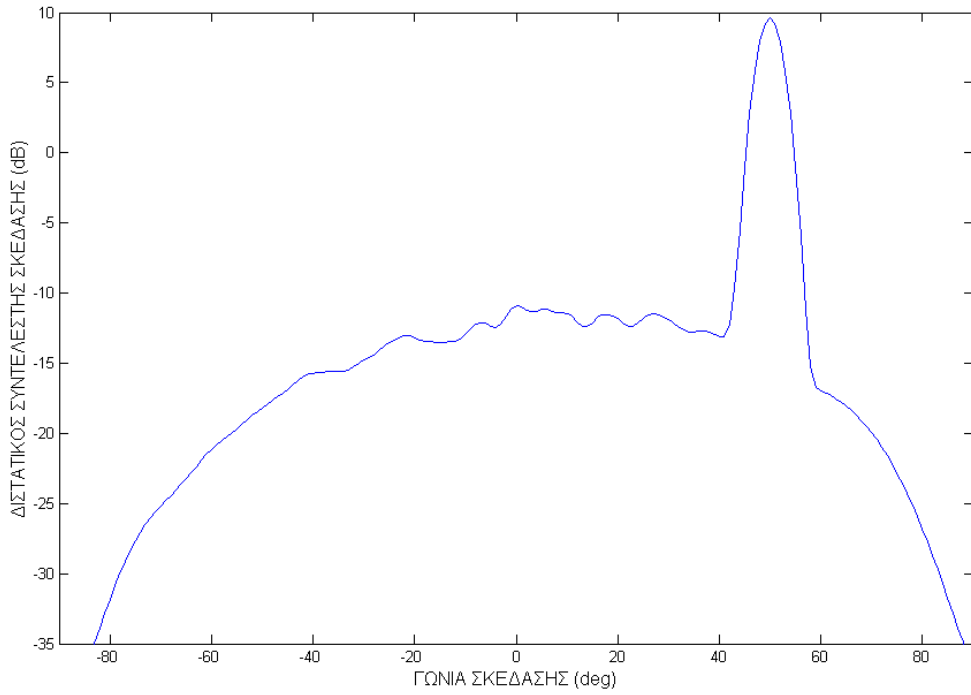
### 2.3 Αριθμητική Προσομοίωση Επιφάνεια Τύπου Gauss με Φάσμα ωκεάνιου τύπου και Επιφάνειας Τύπου Fractal

Σε αυτή την ενότητα υπολογίζουμε και προσομοιώνουμε τη σκέδαση τραχειάς επιφάνειας από Gaussian επιφάνειες με φάσμα ωκεάνιου τύπου και από επιφάνειες τύπου fractal. Για να συγκρίνουμε τη σκέδαση των διαφορετικών επιφανειών, το ισοδύναμο rms ύψος ( $h$ ) και το μέγεθος συσχέτισης ( $l$ ) υπολογίζονται από το φάσμα ωκεάνιου τύπου. Οι παρακάτω υπολογισμοί γίνονται με την βοήθεια των σχέσεων του 1<sup>ου</sup> κεφαλαίου

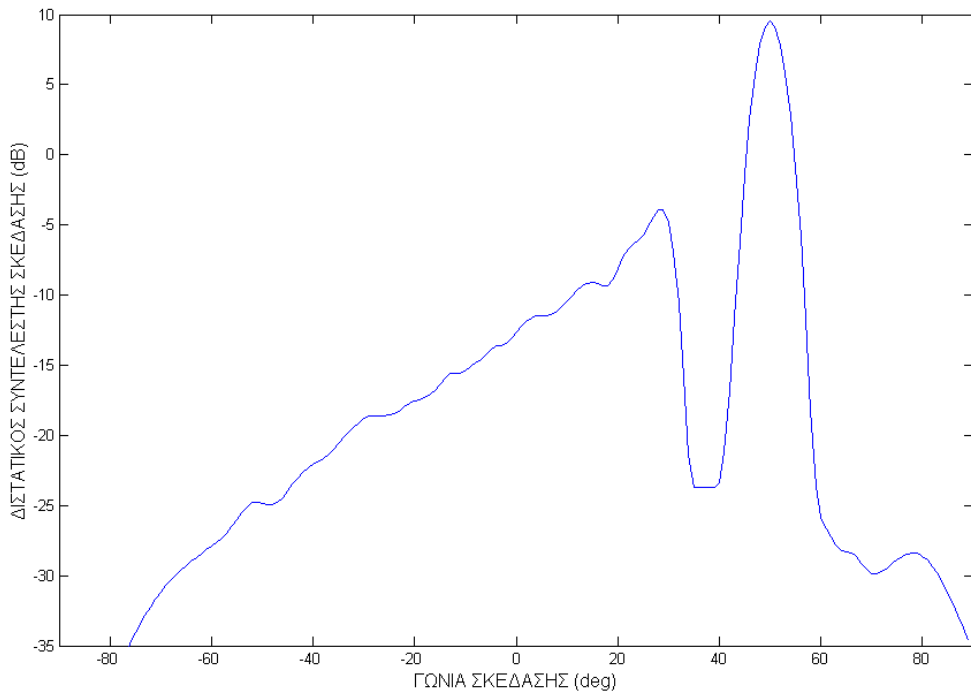
Υποθέτουμε την ταχύτητα ανέμου στο  $z = 5$  ότι είναι ίση με  $10$  m/s. Μπορούμε πρώτα να λύσουμε ως προς  $u^*$  ( $u^* = 0.437198$ ), σχέση (1.4.18). Τα χαμηλότερα και ανώτερα όρια του ωκεάνιου φάσματος που επιλέχθηκαν είναι  $k_L = 100\text{m}^{-1}$  και  $k_U = 4000\text{m}^{-1}$ . Στη συνέχεια υπολογίζουμε το ισοδύναμο rms ύψος ίσο με  $h = 8.1202 \times 10^{-4}\text{m}$  από την σχέση (1.4.20). Η rms κλίση ( $s$ ) μπορεί να υπολογιστεί από την (1.4.21). Το ισοδύναμο μέγεθος συσχέτισης είναι ίσο με  $l = \sqrt{2} h/s$ . Για τις παραπάνω τιμές το ισοδύναμο μέγεθος συσχέτισης υπολογίστηκε ίσο με  $l = 5.0993 \times 10^{-3}\text{m}$  Η συχνότητα είναι  $19$  GHz. Το μήκος της τραχιάς επιφάνειας είναι  $L = 25.6\lambda$  και  $10$  σημεία ανά μήκος κύματος λαμβάνονται πάνω στην τραχιά επιφάνεια, άρα  $N = 256$ . Για την επιφάνεια τύπου fractal, ο αριθμός των τόνων ( $N_f$ ) είναι  $100$  και η κλασματική διάσταση  $s$  είναι  $1.5$ .

Για το προσπίπτον πεδίο, χρησιμοποιούμε μία γωνία πρόσπτωσης ίση με  $\theta_i = 50^\circ$  και συντελεστή σταδιακής μείωσης του προσπίπτον κύματος ίσο με  $g = L/4$ . Οι συντελεστές διστατικής σκέδασης προέκυψαν ως οι μέσοι όροι από  $100$  πραγματοποιήσεις και σχεδιάστηκαν συναρτήσει της γωνίας παρατήρησης.

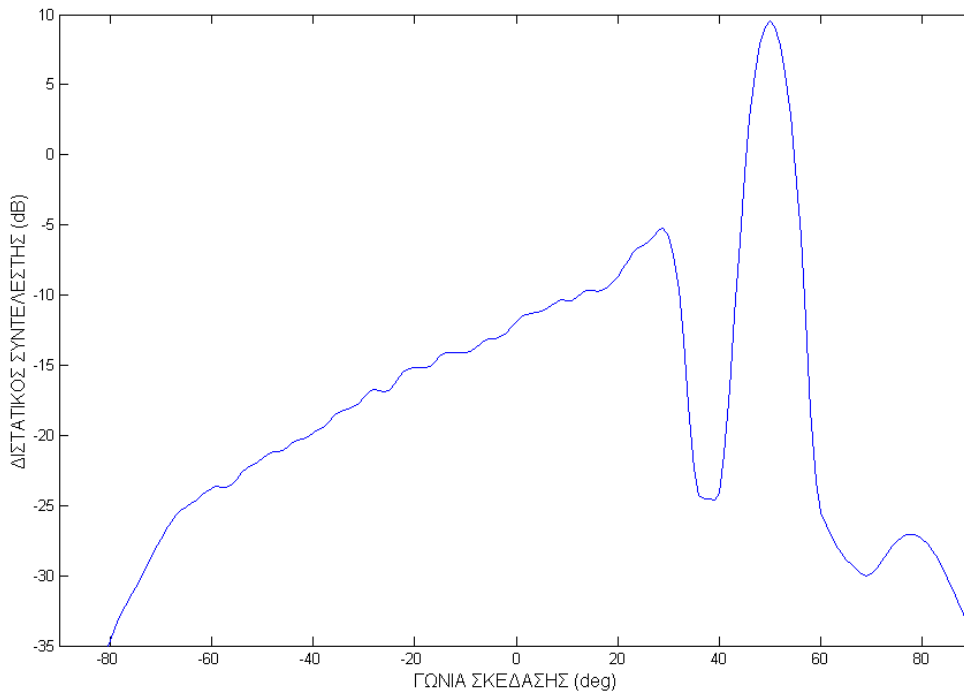




**Σχ.2.3.1** Συντελεστής διστατικής σκέδασης επιφάνειας τύπου Gauss με φάσμα τύπου Gauss



**Σχ.2.3.2** Συντελεστής διστατικής σκέδασης επιφάνειας τύπου Gauss με φάσμα ωκεάνιου τύπου περιορισμένης ζώνης



**Σχ.2.3.3 Συντελεστής διστατικής σκέδασης επιφάνειας τύπου fractal**

Στο σχήμα 2.3.1, φαίνονται τα αποτελέσματα για Gaussian επιφάνειες με φάσμα τύπου Gauss. Τα σχήματα 2.3.2 και 2.3.3 δείχνουν τις περιπτώσεις Gaussian επιφανειών με φάσμα ωκεάνιου τύπου και των επιφανειών τύπου fractal αντίστοιχα. Αξίζει να σημειωθεί ότι παρατηρείται μια έντονη κορύφωση και στις τρεις περιπτώσεις στην γωνία  $\theta_s=50^\circ$  (η κατοπτρική κατεύθυνση). Επίσης παρατηρείτε το φαινόμενο, ο συντελεστής διστατικής σκέδασης για τις ωκεάνιες επιφάνειες σχήμα 2.3.2 και τις επιφάνειες τύπου fractal σχήμα 2.3.3 ,να παρουσιάζει μία «κοιλότητα» κοντά στην κατοπτρική κατεύθυνση. Αυτό δεν συμβαίνει για τις Gaussian επιφάνειες, γιατί και για τις δύο προηγούμενες περιπτώσεις, το φάσμα της τραχείας επιφάνειας είναι περιορισμένης ζώνης. Χρησιμοποιώντας το περιορισμένης ζώνης φάσμα έχει σαν αποτέλεσμα να μην υπάρχει φασματική συνιστώσα μικρότερη από την  $k_L$ , ώστε να συμβάλλει στη σκέδαση κοντά στην κατοπτρική κατεύθυνση. Οι συντελεστές επανασκέδασης για τις τυχαίες τραχιές επιφάνειες βρίσκονται για  $\theta_s=-50^\circ$ . Όπως φαίνεται, οι επιφάνειες τύπου fractal έχουν τη μεγαλύτερη επανασκέδαση.

## Κεφάλαιο 3<sup>0</sup>

### Ικανότητα Ακτινοβολίας Δισδιάστατης Διηλεκτρικής Τραχείας Επιφάνειας

#### 3.1 Εισαγωγή

Σε αυτό το κεφάλαιο υπολογίζουμε και προσομοιώνουμε την ικανότητα ακτινοβολίας μιας δισδιάστατης διηλεκτρικής τραχείας επιφάνειας. Η αριθμητική ανάλυση των δισδιάστατων επιφανειών είναι πιο ενδιαφέρουσα από ότι η περίπτωση των μονοδιάστατων. Για την μονοδιάστατη επιφάνεια οι h-pol και v-pol εξισώσεις ολοκλήρωσης είναι κλιμακωτές, ενώ για τις δισδιάστατες επιφάνειες οι άγνωστοι και τα πεδία είναι διανυσματικές ποσότητες και έτσι απαιτούνται διανυσματικές συναρτήσεις για να αντιπροσωπεύσουν τους αγνώστους πάνω στην επιφάνεια. Η κλιμακωτή δισδιάστατη περίπτωση είναι κατά κάποιο τρόπο πιο απλή στην ανάλυση. Επιπρόσθετα στην διανυσματική φύση των πεδίων, οι βαθμοί ελευθερίας και το υπολογιστικό κόστος απόκτησης μιας λύσης σκέδασης αναπτύσσεται πιο γρήγορα στην περίπτωση της δισδιάστατης επιφάνειας. Για δισδιάστατες επιφάνειες ο αριθμός των αγνώστων είναι ανάλογος με την περιοχή της επιφάνειας σε τετραγωνικά μήκη κύματος.

Στο πρώτο μέρος, παραθέτουμε τις εξισώσεις για την μοντελοποίηση της επιφάνειας αυτής. Στην συνέχεια υπολογίζουμε την ικανότητα ακτινοβολίας για την δισδιάστατη διηλεκτρική τραχεία επιφάνεια. Τέλος συγκρίνουμε τα αποτελέσματα της ικανότητα ακτινοβολίας για ρυθμό TE και για ρυθμό TM. συναρτήσει του rms ύψους (h)

#### 3.2 Δισδιάστατη Τραχεία Επιφάνεια

Έχουμε ένα ηλεκτρομαγνητικό κύμα που αποτελείται από τα  $\bar{E}_i(\bar{r})$  και  $\bar{H}_i(\bar{r})$  με χρονική εξάρτηση μεταξύ τους, της τάξεως του  $e^{-i\omega t}$ . Το κύμα αυτό προσκρούει σε μια δισδιάστατη διηλεκτρική τραχεία επιφάνεια, με τυχαίο προφίλ ύψους που δίνεται από τον τύπο  $z=f(x,y)$ . Η κατεύθυνση του προσπίπτων κύματος είναι

$$\hat{k}_i = \sin \theta_i \cos \phi_i \hat{x} + \sin \theta_i \sin \phi_i \hat{y} - \cos \theta_i \hat{z} \quad (3.2.1)$$

Τα πεδία πρόσπτωσης δίνονται από τους παρακάτω τύπους

$$\bar{E}_i(\bar{r}) = \int_{-\infty}^{\infty} dk_x \int_{-\infty}^{\infty} dk_y \cdot \exp(ik_x x + ik_y y - ik_z z) E(k_x, k_y) \hat{e}(-k_z) \quad (3.2.2)$$

$$\bar{H}_i(\bar{r}) = -\frac{1}{\eta_1} \int_{-\infty}^{\infty} dk_x \int_{-\infty}^{\infty} dk_y \cdot \exp(ik_x x + ik_y y - ik_z z) E(k_x, k_y) \hat{h}(-k_z) \quad (3.2.3)$$

Για κύμα πρόσπτωσης με ρυθμό TM έχουμε

$$\hat{e}(-k_z) = \frac{1}{k_\rho} (\hat{x}k_y - \hat{y}k_x) \quad (3.2.4)$$

$$\hat{h}(-k_z) = \frac{k_z}{kk_\rho}(\hat{x}k_y - \hat{y}k_x) + \frac{k_\rho}{k}\hat{z} \quad (3.2.5)$$

και για κύμα πρόσπτωσης με ρυθμό TE αντίστοιχα

$$\hat{h}(-k_z) = -\frac{1}{k_\rho}(\hat{x}k_y - \hat{y}k_x) \quad (3.2.6)$$

$$\hat{e}(-k_z) = \frac{k_z}{kk_\rho}(\hat{x}k_x - \hat{y}k_y) + \frac{k_\rho}{k}\hat{z} \quad (3.2.7)$$

με  $k_2 = \sqrt{k_1^2 - k_\rho^2}$  και  $k_\rho = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$ . Παρακάτω το  $k_1$  και το  $\eta_1$  είναι ο κυματικός αριθμός και το επικείμενο κύμα αντίστοιχα. Το φάσμα του προσπίπτων κύματος  $E(k_x, k_y)$  δίνεται από τους τύπους

$$E(k_x, k_y) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_{-\infty}^{\infty} dy \cdot \exp(-ik_x x - ik_y y) \exp[i(k_{ix} x + k_{iy} y)(1 + \omega)] \exp(-t) \quad (3.2.8)$$

$$t_x = \frac{(\cos \theta_i \cos \varphi_i x + \cos \theta_i \sin \varphi_i y)^2}{g^2 \cos^2 \theta_i} \quad (3.2.9)$$

$$t_y = \frac{(-\sin \varphi_i x + \cos \varphi_i y)^2}{g^2} \quad (3.2.10)$$

$$\omega = \frac{1}{k_1^2} \left( \frac{2t_x - 1}{g^2 \cos^2 \theta_i} + \frac{2t_y - 1}{g^2} \right) \quad (3.2.11)$$

Η παράμετρος  $g$  ελέγχει την σταδιακή μείωση του προσπίπτων κύματος. Θεωρούμε ότι η εξίσωση  $\bar{r}' = \hat{x}x' + \hat{y}y' + \hat{z}f(x', y')$  δηλώνει το διάνυσμα θέσης της σημειακής πηγής και η  $\bar{r} = \hat{x}x + \hat{y}y + \hat{z}f(x, y)$  δηλώνει το διάνυσμα θέσης του σημείου παρατήρησης της τραχείας επιφάνειας. Τα πεδία ικανοποιούν τις παρακάτω εξισώσεις επιφανειακού ολοκληρώματος

$$\begin{aligned} & \frac{\bar{E}_1(\bar{r})}{2} - \left\{ \hat{n}' \times \bar{H}_1(\bar{r}') i\omega \mu G_1 dS' + P \int [(\hat{n}' \times \bar{E}_1(\bar{r}')) \times \nabla' G_1 + \hat{n}' \cdot \bar{E}_1(\bar{r}') \nabla' G_1] dS' \right\} \\ & = \bar{E}^{inc}(\bar{r}) \end{aligned} \quad (3.2.12)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\bar{H}_1(\bar{r})}{2} - \left\{ (-i\omega) \hat{n}' \times \bar{E}_1(\bar{r}') \varepsilon_1 G_1 dS' + P \int [(\hat{n}' \times \bar{H}_1(\bar{r}')) \times \nabla' G_1 + \hat{n}' \cdot \bar{H}_1(\bar{r}') \nabla' G_1] dS' \right\} \\ & = \bar{H}^{inc}(\bar{r}) \end{aligned} \quad (3.2.13)$$

$$\begin{aligned} & -\frac{\bar{E}_2(\bar{r})}{2} - \left\{ (i\omega) \hat{n}' \times \bar{H}_2(\bar{r}') \mu G_2 dS' + P \int [(\hat{n}' \times \bar{E}_2(\bar{r}')) \times \nabla' G_2 + \hat{n}' \cdot \bar{E}_2(\bar{r}') \nabla' G_2] dS' \right\} \\ & = 0 \end{aligned} \quad (3.2.14)$$

$$\begin{aligned} & -\frac{\bar{H}_2(\bar{r})}{2} - \left\{ -\hat{n}' \times \bar{E}_2(\bar{r}') i\omega \varepsilon_2 G_2 dS' + P \int [(\hat{n}' \times \bar{H}_2(\bar{r}')) \times \nabla' G_2 + \hat{n}' \cdot \bar{H}_2(\bar{r}') \nabla' G_2] dS' \right\} \\ & = 0 \end{aligned} \quad (3.2.15)$$

οπού το ολοκλήρωμα  $P \int$  ορίζει το ολοκλήρωμα Cauchy και  $G_1, G_2$  είναι οι τρισδιάστατες εξισώσεις Green, του ελευθέρου χώρου και του χαμηλού διηλεκτρικού μέσου αντίστοιχα.

$$G_{1,2} = \frac{\exp(ik_{1,2}R)}{4\pi R} \quad (3.2.16)$$

όπου  $R = \{(x - x')^2 + (y - y')^2 + [f(x, y) - f(x', y')]^2\}^{1/2}$  και  $k_2$  ο κυματικός αριθμός του χαμηλού μέσου. Το μοναδιαίο κανονικό διάνυσμα  $\hat{n}'$  αναφέρεται στην αρχική συντεταγμένη και στα απομακρυσμένα σημεία από το δεύτερο μέσο. Εφαρμόζοντας τις παρακάτω συνθήκες

$$\hat{n} \times \bar{E}_1(\bar{r}) = \hat{n} \times \bar{E}_2(\bar{r}) = \hat{n} \times \bar{E}(\bar{r}),$$

$$\hat{n} \times \bar{H}_1(\bar{r}) = \hat{n} \times \bar{H}_2(\bar{r}) = \hat{n} \times \bar{H}(\bar{r})$$

$$\hat{n} \cdot \bar{E}_2(\bar{r}) = \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \hat{n} \cdot \bar{E}_1(\bar{r}) = \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \hat{n} \cdot \bar{E}(\bar{r}), \text{ and}$$

$$\hat{n} \cdot \bar{H}_1(\bar{r}) = \hat{n} \cdot \bar{H}_2(\bar{r}) = \hat{n} \cdot \bar{H}(\bar{r})$$

έχουμε

$$\begin{aligned} & \frac{\hat{n} \times \bar{H}(\bar{r})}{2} - \hat{n} \left\{ (-i\omega) \hat{n}' \times \bar{E}(\bar{r}') \epsilon_1 G_1 dS' + P \int [(\hat{n}' \times \bar{H}(\bar{r}')) \times \nabla' G_1 + \hat{n}' \cdot \bar{H}(\bar{r}') \nabla' G_1] dS' \right\} \\ & = \hat{n} \times \bar{H}^{inc}(\bar{r}) \end{aligned} \quad (3.2.17)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\hat{n} \times \bar{E}(\bar{r})}{2} - \hat{n} \cdot \left\{ \hat{n}' \times \bar{H}(\bar{r}') i\omega \mu G_1 dS' + P \int [(\hat{n}' \times \bar{E}(\bar{r}')) \times \nabla' G_1 + \hat{n}' \cdot \bar{E}(\bar{r}') \nabla' G_1] dS' \right\} \\ & = \hat{n} \cdot \bar{E}^{inc}(\bar{r}) \end{aligned} \quad (3.2.18)$$

$$\begin{aligned} & - \frac{\hat{n} \times \bar{E}(\bar{r})}{2} - \hat{n} \times \left\{ \int (i\omega) \hat{n}' \times \bar{H}(\bar{r}') \mu G_2 dS' + P \int [(\hat{n}' \times \bar{E}(\bar{r}')) \times \nabla' G_2 + \hat{n}' \cdot \bar{E}(\bar{r}') \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \nabla' G_2] dS' \right\} \\ & = 0 \end{aligned} \quad (3.2.19)$$

$$\begin{aligned} & - \frac{\hat{n} \cdot \bar{H}(\bar{r})}{2} - \hat{n} \cdot \left\{ - \hat{n}' \times \bar{E}(\bar{r}') i\omega \epsilon_2 G_2 dS' + P \int [(\hat{n}' \times \bar{H}(\bar{r}')) \times \nabla' G_2 + \hat{n}' \cdot \bar{H}(\bar{r}') \nabla' G_2] dS' \right\} \\ & = 0 \end{aligned} \quad (3.2.20)$$

Αλλάζουμε τις (3.2.17) και (3.2.19) σε διαβαθμισμένες εξισώσεις, προβάλλοντας τα διανύσματα στον  $x$  και  $y$  άξονα αντίστοιχα. Η μέθοδος (SPM) χρησιμοποιείται για την διακριτοποίηση των εξισώσεων ολοκλήρωσης. Τα αποτελέσματα των εξισώσεων είναι

$$\sum_{n=1}^N [Z_{mn}^{p1} \perp_n^{(1)} + Z_{mn}^{p2} \perp_n^{(2)} + Z_{mn}^{p3} \perp_n^{(3)} + Z_{mn}^{p4} \perp_n^{(4)} + Z_{mn}^{p5} \perp_n^{(5)} + Z_{mn}^{p6} \perp_n^{(6)}] = \perp_m^{(p)inc} \quad (3.2.21)$$

Όπου  $\rho=1,2,3$  αντιστοιχούν στις εξισώσεις ολοκληρώματος όταν προσεγγίζεται η επιφάνεια από τον ελεύθερο χώρο και  $\rho=4,5,6$  όταν προσεγγίζεται η επιφάνεια από χαμηλό μέσο. Οι ποσότητες του  $\perp_m^{(p)\text{inc}}$  είναι μηδέν για  $\rho=4,5,6$

Όπου

$$\perp_n^{(1)} = F_x(\vec{r}) = S_{xy}(\vec{r}_n)[\hat{n} \times \vec{H}(\vec{r}_n)] \cdot \hat{x} \quad (3.2.22)$$

$$\perp_n^{(2)} = F_y(\vec{r}) = S_{xy}(\vec{r}_n)[\hat{n} \times \vec{H}(\vec{r}_n)] \cdot \hat{y} \quad (3.2.23)$$

$$\perp_n^{(3)} = \perp_n(\vec{r}) = S_{xy}(\vec{r}_n)\hat{n} \cdot \vec{E}(\vec{r}_n) \quad (3.2.24)$$

$$\perp_n^{(4)} = \perp_x(\vec{r}) = S_{xy}(\vec{r}_n)[\hat{n} \times \vec{E}(\vec{r}_n)] \cdot \hat{x} \quad (3.2.25)$$

$$\perp_n^{(5)} = \perp_y(\vec{r}) = S_{xy}(\vec{r}_n)[\hat{n} \times \vec{E}(\vec{r}_n)] \cdot \hat{y} \quad (3.2.26)$$

$$\perp_n^{(6)} = F_n(\vec{r}) = S_{xy}(\vec{r}_n)\hat{n} \cdot \vec{H}(\vec{r}_n) \quad (3.2.27)$$

Είναι επιφάνειες άγνωστες και

$$S_{xy} = \left\{ 1 + \left[ \frac{\partial f(x, y)}{\partial x} \right]^2 + \left[ \frac{\partial f(x, y)}{\partial y} \right]^2 \right\}^{1/2} \quad (3.2.28)$$

Το  $Z_{mn}^{\text{pq}}$  είναι το επικείμενο στοιχείο και καθορίζεται από τις green εξισώσεις του ελεύθερου χώρου και του διηλεκτρικού πεδίο. Η παράμετρος  $N$  είναι ο αριθμός των σημείων που χρησιμοποιήθηκαν για την διακριτοποίηση της τραχείας επιφάνειας

### 3.3 Ικανότητα ακτινοβολίας

Τα αποτελέσματα της αριθμητικής προσομοίωσης παρουσιάζονται όσον αφορά, τους διστατικούς συντελεστές σκέδασης κανονικοποιημένους από την προσπίπτουσα ισχύ. Για ένα προσπίπτον κύμα με μια πόλωση  $\beta$ , έχουμε

$$\gamma_{\alpha\beta}(\theta_s, \varphi_s, \theta_i, \varphi_i) = \frac{|\mathbf{E}_\alpha^s|^2}{2n_1 P_\beta^{\text{inc}}} \quad (3.3.1)$$

Η προσπίπτουσα ισχύ είναι

$$P_\beta^{\text{inc}} = \frac{2\pi^2}{n} \int_{k_\rho < k} dk_x dk_y |E(k_x, k_y)|^2 \frac{k_z}{k} \quad (3.3.2)$$

όπου  $k_\rho = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$ . Τα οριζόντια και κάθετα πολωμένα και σκεδασμένα συστατικά του

$\mathbf{E}_\alpha^s$  είναι αντίστοιχα

$$\mathbf{E}_h^s = \frac{ik}{4\pi} \int_{ds} dx' dy' \exp(-ik\beta') \cdot \{ \perp_x(x', y') \cos\theta_s \cos\varphi_s + \perp_y(x', y') \cos\theta_s \sin\varphi_s$$

$$\begin{aligned}
& - \perp_x (x', y') \frac{\partial f(x', y')}{\partial x'} \sin \theta_s - \perp_y (x', y') \frac{\partial f(x', y')}{\partial y'} \sin \theta_s \\
& \quad - n [ F_x (x', y') \sin \phi_s - F_y (x', y') \cos \phi_s ] \} \quad (3.3.3)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
E_v^s = & \frac{ik}{4\pi} \int_{ds} dx' dy' \exp(-ik\beta') \cdot \{ \perp_x (x', y') \sin \phi_x - \perp_y (x', y') \cos \phi_x \\
& + n [ F_x (x', y') \cos \theta_s \cos \phi_s + F_y (x', y') \cos \theta_s \sin \phi_s \\
& \quad - F_x (x', y') \frac{\partial f(x', y')}{\partial x'} \sin \theta_s - F_y (x', y') \frac{\partial f(x', y')}{\partial y'} \sin \theta_s ] \} \quad (3.3.4)
\end{aligned}$$

όπου

$$\beta' = x' \sin \theta_i \cos \phi_i + y' \sin \theta_s \cos \phi_s + f(x', y') \cos \theta_s \quad (3.3.5)$$

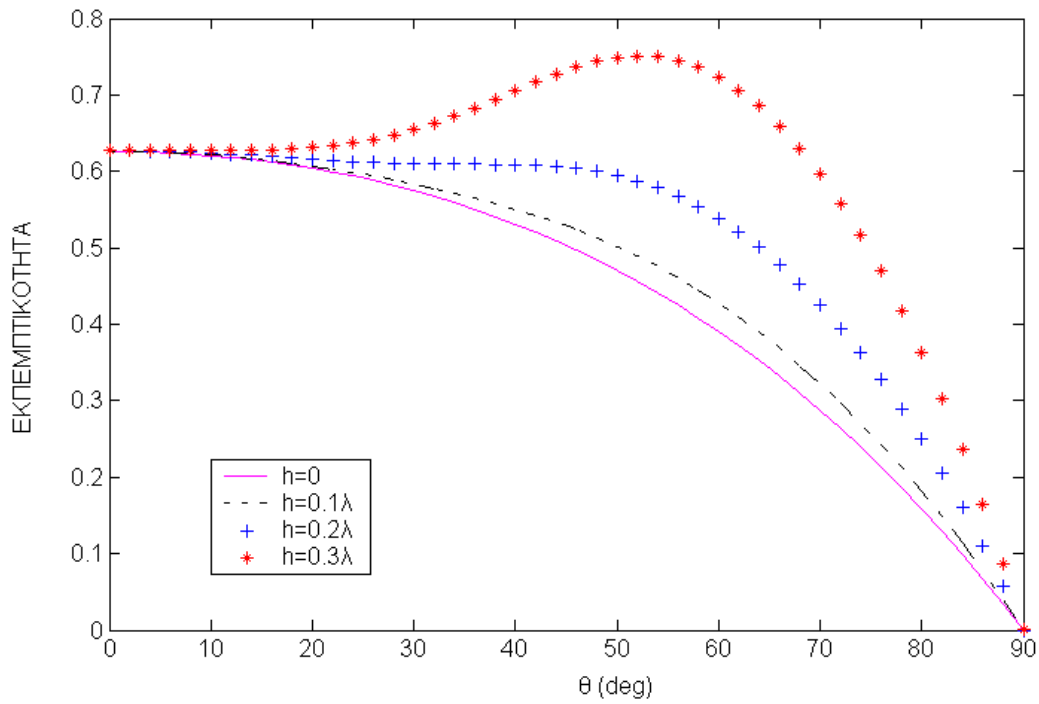
Για σκέδαση από μια διηλεκτρική επιφάνεια η ικανότητα ακτινοβολίας της τραχειάς επιφάνειας στην προσπίπτουσα γωνία  $(\theta, \phi_i)$  (η γωνία παρατήρησης στην εκπομπή, εξαιτίας της αμοιβαιότητας) είναι

$$e_{\beta}(\theta_i, \phi_i) = 1 - \frac{1}{4\pi} \iint [\gamma_{hb}(\theta_s, \phi_s, \theta_i, \phi_i) + \gamma_{ub}(\theta_s, \phi_s, \theta_i, \phi_i)] \sin \theta_s d\theta_s d\phi_s \quad (3.3.6)$$

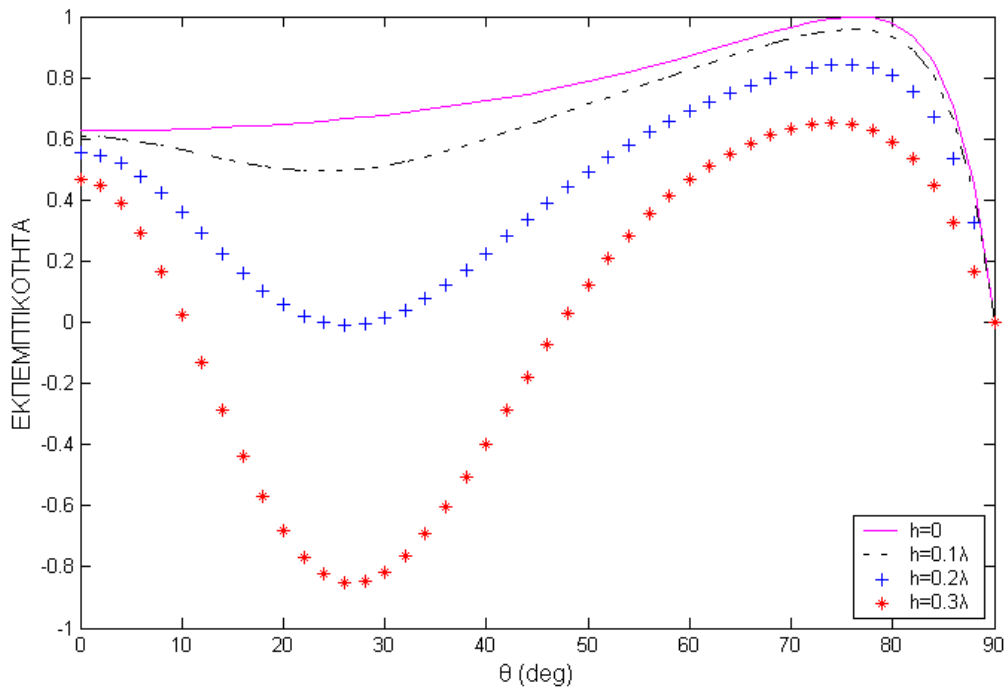
### 3.4 Αριθμητική Προσομοίωση και Αποτελέσματα

Σε αυτή την ενότητα προσομοιώνουμε την ικανότητα ακτινοβολίας σε μια δισδιάστατη διηλεκτρική τραχεία επιφάνεια. Η προσομοίωση γίνεται βάση της μεθόδου (SPM). Εξετάζουμε δυο περιπτώσεις, α) την ικανότητα ακτινοβολίας για ρυθμό TE σχήμα 3.4.1 και β) την ικανότητα ακτινοβολίας για ρυθμό TM σχήμα 3.4.2. Για κάθε περίπτωση βλέπουμε την ικανότητα ακτινοβολίας συναρτήσει του rms ύψους (h) (όλες οι μονάδες απόστασης συμφωνούν με το μήκος κύματος ελεύθερου χώρου).

Και για τις δυο περιπτώσεις χρησιμοποιούμε rms ύψος  $h = 0.01, 0.2$  και  $0.3$ . Δουλεύουμε στα  $1.4\text{GHz}$ , όπου η ενεργή διηλεκτρική σταθερά είναι ίση με  $17+i2.0$  (υγρή επιφάνεια). Το μέγεθος συσχέτισης είναι ίσο με  $l=1\lambda$ .



**Σχ. 3.4.1 Ικανότητα ακτινοβολίας σε δισδιάστατη διηλεκτρική τραχεία επιφάνεια ρυθμός TE**



**Σχ. 3.4.2 Ικανότητα ακτινοβολίας σε δισδιάστατη διηλεκτρική τραχεία επιφάνεια ρυθμός TM**

Στο σχήμα 3.4.1 βλέπουμε την ικανότητα ακτινοβολίας για ρυθμό TE συναρτήσει του  $h$ ms ύψους και της γωνίας. Παρατηρούμε ότι η ικανότητα ακτινοβολίας είναι ανάλογη του  $h$ ms ύψους και συγκεκριμένα μεγαλώνει όσο μεγαλώνει και αυτή. Επίσης για  $h=0.3$



βλέπουμε ότι η ικανότητα ακτινοβολίας εμφανίζει μια έντονη κυμάτωση, ενώ όσο μικραίνει το ύψος η ικανότητα ακτινοβολίας ομαλοποιείται καταλήγοντας πάντα στο μηδέν για γωνία  $90^0$ . Αντίθετα στο σχήμα 3.4.2 για ρυθμό TM, η ικανότητα ακτινοβολίας είναι αντιστρόφως ανάλογη σε σχέση με το ύψος. Όσο μικραίνει το ύψος μικραίνει και η ικανότητα ακτινοβολίας. Οι τιμές της ικανότητα ακτινοβολίας είναι πιο μεγάλες σε σχέση με την πρώτη περίπτωση αλλά η μείωση είναι πιο απότομη.

## Βιβλιογραφία – Αναφορές

- [1] Χ.Ε Παπακίτσου, Διάδοσις Ηλεκτρομαγνητικών Κυμάτων, Αθήνα 1970.
- [2] Δ.Π Χρυσουλίδης, Εισαγωγή Στη Θεωρία Σκέδασης, Αριστοτέλειο Πανεπιστήμιο Θεσσαλονίκης, Μάρτιος 1991-1992.
- [3] L. Tsang, J.A. Kong, K.H.Ding Scattering of Electromagnetic Waves, Volume I: Theories and Applications, John Wiley & Sons, 2000.
- [4] L. Tsang, J.A. Kong, K.H.Ding Scattering of Electromagnetic Waves, Volume II: Numerical Simulation, John Wiley & Sons, 2001.
- [5] Karl F Warnick and Weng Cho Chew, “Numerical Simulation Methods for Rough Surface Scattering,” Waves Random Media 11 (2001) R1–R30 PII: S0959-7174(01)03248
- [6] G. Soriano and M. Saillard, “ Modelization of the Scattering of Electromagnetics Waves from the Ocean Surface,” Progress In Electromagnetics Research, PIER 37, 101–128, 2002
- [7] G. Franceschetti, A. Iodice, and D. Riccio, “Scattering from Dielectric Random Fractal Surfaces Via Method of Moments,” IEEE Transactions on Geoscience Remote Sensing, vol. 38, pp. 1644–1655, Sept. 2000.
- [8] Qin Li, Leung Tsang, Kyung S. Pak, and Chi Hou Chan, “ Bistatic Scattering and Emissivities of Random Rough Dielectric Lossy Surfaces with the Physics-Based Two-Grid Method in Conjunction with the Sparse-Matrix Canonical Grid Method,”IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. 48, No. 1, January 2000.