

Τμήμα  
Μηχανικών  
Πληροφορικής τ.ε.  
Τεχνολογικό Εκπαιδευτικό Ίδρυμα  
Δυτικής Ελλάδας

## ΠΤΥΧΙΑΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

Τίτλος

Προσδιορισμός γωνιακής κατανομής ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας σε ασύρματο περιβάλλον με παρεμβολές.

ΕΥΑΓΓΕΛΙΑ ΚΟΥΤΡΟΠΟΥΛΟΥ

ΕΠΙΒΛΕΠΩΝ ΚΑΘΗΓΗΤΗΣ

ΑΣΑΡΙΔΗΣ ΗΛΙΑΣ

ΛΟΥΒΡΟΣ ΣΠΥΡΙΔΩΝ

2014 ΝΑΥΠΑΚΤΟΣ

## Περίληψη

Στην παρούσα εργασία γίνεται παρουσίαση των βασικών αρχών διάδοσης των ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων και ιδιαίτερη αναφορά στη Δύναμη Lorentz, τον Νόμο διατήρησης του φορτίου, τις Εξισώσεις Maxwell, το Βαθμωτό και Διανυσματικό Δυναμικό, τα Ηλεκτρομαγνητικά κύματα στον ελεύθερο χώρο. Στη συνέχεια αναλύεται η λειτουργία των κεραιών και πιο συγκεκριμένα το Η/Μ πεδίο τυχαίας κεραιάς, η γραμμική διπολική κεραιά τυχαίου μήκους και μήκους  $\lambda/2$ , η κατακόρυφα γειωμένη κεραιά ή μονοπολική κεραιά και τα προβλήματα τροφοδοσίας της, η γραμμική κεραιά οδεύοντος κύματος, η κεραιά V και η ρομβική κεραιά. Αφού αναφέρονται οι γενικές αρχές αναλύεται η λειτουργία της κεραιάς χοάνης ως δορυφορική κεραιά και τα τεχνικά χαρακτηριστικά δορυφορικής σύνδεσης. Τέλος, γίνεται πειραματική αποτύπωση του διαγράμματος λήψης δορυφορικής κεραιάς, περιγράφεται η διαδικασία για τη λήψη μετρήσεων και η επεξεργασία με το λογισμικό Matlab.

## **Περιεχόμενα**

### **Κεφάλαιο 1** Βασικές Αρχές Διάδοσης ΗΜ ακτινοβολίας

- 1.1 Δύναμη Lorentz
- 1.2 Νόμος διατήρησης του φορτίου
- 1.3 Εξισώσεις Maxwell
- 1.4 Βαθμωτό και Διανυσματικό Δυναμικό
- 1.5 Ηλεκτρομαγνητικά κύματα στον ελεύθερο χώρο
- 1.6 Η/Μ πεδίο τυχαίας κεραίας
- 1.7 Γραμμική διπολική κεραία τυχαίου μήκους
- 1.8 Γραμμική διπολική κεραία  $\lambda/2$
- 1.9 Κατακόρυφα γειωμένη κεραία ή μονοπολική κεραία
- 1.10 Πρακτικά προβλήματα τροφοδοσίας
- 1.11 Γραμμική κεραία οδεύοντος κύματος
- 1.12 Η κεραία V
- 1.13 Η ρομβική κεραία

### **Κεφάλαιο 2** Μελέτη Παραμέτρων Δορυφορικής Κεραίας

- 2.1 Η δορυφορική χοάνης Γενική
- 2.2 Παράμετροι δορυφορικής κεραίας
- 2.3 Τεχνικά χαρακτηριστικά δορυφορικής σύνδεσης

### **Κεφάλαιο 3** Πειραματική αποτύπωση τρισδιάστατου διαγράμματος λήψης δορυφορικής κεραίας

- 3.1 Γενικά για τα διαγράμματα λήψης
- 3.2 Η διαδικασία για τη λήψη μετρήσεων
- 3.3 Επεξεργασία μετρήσεων και απεικόνιση με Matlab

## **Βιβλιογραφία**



## Κεφάλαιο 1

### Βασικές Αρχές Διάδοσης Ηλεκτρομαγνητικής Ακτινοβολίας

#### 1.1 Η δύναμη Lorentz

Σε πολλά βιβλία του κλασικού ηλεκτρομαγνητισμού, ο νόμος της δύναμης Lorentz χρησιμοποιείται ως ο ορισμός των ηλεκτρικών και μαγνητικών πεδίων  $\mathbf{E}$  και  $\mathbf{B}$  αντίστοιχα. Πιο συγκεκριμένα, η δύναμη Lorentz είναι κατανοητό ότι είναι η ακόλουθη εμπειρική δήλωση:

Η ηλεκτρομαγνητική δύναμη  $\mathbf{F}$  σε ένα δοκιμαστικό φορτίο σε ένα συγκεκριμένο σημείο και χρόνο είναι μια συγκεκριμένη συνάρτηση του φορτίου  $q$  και της ταχύτητας  $\mathbf{v}$ , η οποία μπορεί να παραμετροποιηθεί με ακριβώς δύο διανύσματα  $\mathbf{E}$  και  $\mathbf{B}$  και ο τύπος δίδεται από την εξίσωση ως ακολούθως:

$$\mathbf{F} = q (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$$

#### 1.2 Νόμος Διατήρησης του Φορτίου

Η διατήρηση του φορτίου είναι ο φυσικός νόμος που αναφέρει ότι η αλλαγή στην ποσότητα του ηλεκτρικού φορτίου σε κάθε όγκο του χώρου είναι ακριβώς ίση με το ποσό του φορτίου που ρέει μέσα στον όγκο μείον το ποσό του φορτίου που ρέει έξω από τον όγκο. Στην ουσία, η διατήρηση του φορτίου είναι μια σχέση λογιστικής μεταξύ του ποσού του φορτίου σε μια περιοχή και της ροής του φορτίου μέσα και έξω από αυτή την περιοχή.

Μαθηματικά, μπορούμε να διατυπώσουμε το νόμο ως εξίσωση συνέχειας:

$$Q(t_2) = Q(t_1) + Q_{\text{IN}} - Q_{\text{OUT}}.$$

ή με τον εξής τύπο:

$$\nabla \cdot \mathbf{j} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$$

Το  $Q(t)$  είναι η ποσότητα του ηλεκτρικού φορτίου σε ένα συγκεκριμένο όγκο στον χρόνο  $t$ ,  $Q_{in}$  είναι η ποσότητα του φορτίου που ρέει μέσα στον όγκο μεταξύ του χρόνου  $t_1$  και  $t_2$ , και  $Q_{out}$  είναι η ποσότητα του φορτίου που ρέει έξω από τον όγκο κατά την ίδια περίοδο.

### 1.3 Οι εξισώσεις Maxwell

Οι εξισώσεις του Maxwell είναι ένα σύνολο μερικών διαφορικών εξισώσεων οι οποίες σε συνδυασμό με το νόμο της δύναμης Lorentz, αποτελούν τα θεμέλια της κλασικής ηλεκτροδυναμικής, της κλασικής οπτικής, και των ηλεκτρικών κυκλωμάτων. Τα επιστημονικά πεδία αυτά με τη σειρά τους αποτελούν τη βάση για τις σύγχρονες ηλεκτρικές και επικοινωνιακές τεχνολογίες. Οι εξισώσεις του Maxwell περιγράφουν τον τρόπο με τον οποίο δημιουργούνται τα ηλεκτρικά και μαγνητικά πεδία και πως αυτά μεταβάλλονται από τα διάφορα φορτία και ρεύματα. Το όνομα τους προέρχεται από το όνομα του Σκωτσέζου φυσικού και μαθηματικού James Clerk Maxwell ο οποίος δημοσίευσε μια πρώτη μορφή των εξισώσεων αυτών μεταξύ 1861 και 1862.

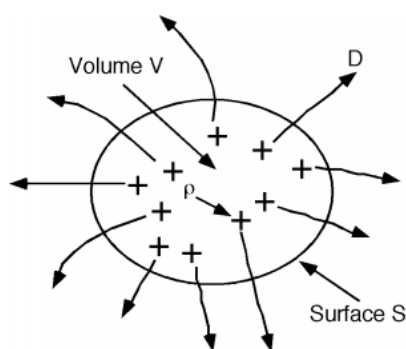
Οι εξισώσεις έχουν δύο σημαντικές παραλλαγές. Το μικροσκοπικό σύνολο των εξισώσεων Maxwell χρησιμοποιεί το συνολικό φορτίο και το συνολικό ρεύμα, συμπεριλαμβανομένων των περίπλοκων φορτίων και ρευμάτων των υλικών σε ατομική κλίμακα. Έχει καθολική εφαρμογή, αλλά ο υπολογισμός τους μπορεί να είναι ανέφικτος. Το μακροσκοπικό σύνολο των εξισώσεων Maxwell ορίζει δύο νέα βοηθητικά πεδία που περιγράφουν συμπεριφορά μεγάλης κλίμακας χωρίς να χρειάζεται η εξέταση των λεπτομερειών σε ατομική κλίμακα, αλλά απαιτεί τη χρήση των παραμέτρων που χαρακτηρίζουν τις ηλεκτρομαγνητικές ιδιότητες των σχετικών υλικών.

Ο όρος 'εξισώσεις του Μάξγουελ' χρησιμοποιείται συχνά για άλλες μορφές των εξισώσεων Maxwell. Για παράδειγμα, οι εξισώσεις χωροχρόνου που χρησιμοποιούνται συνήθως στην υψηλής ενέργειας και βαρυτική φυσική. Οι διατυπώσεις αυτές, που ορίζονται στον χώρο-χρόνο και όχι στον χώρο και το χρόνο ξεχωριστά, είναι προδήλως συμβατές με την ειδική και γενική σχετικότητα. Στην κβαντική μηχανική, προτιμώνται εκδόσεις των εξισώσεων Maxwell με βάση τα

ηλεκτρικά και μαγνητικά δυναμικά.

Από τα μέσα του 20ου αιώνα, έχει γίνει κατανοητό ότι οι εξισώσεις Maxwell δεν είναι ακριβείς νόμοι του σύμπαντος, αλλά είναι μια κλασική προσέγγιση στην πιο ακριβή και θεμελιώδη θεωρία της κβαντικής ηλεκτροδυναμικής. Στις περισσότερες περιπτώσεις, όμως, οι κβαντικές αποκλίσεις από τις εξισώσεις Maxwell είναι μη μετρήσιμες. Εξαιρέσεις συμβαίνουν όταν η σωματιδιακή φύση του φωτός είναι σημαντική ή για πολύ ισχυρά ηλεκτρικά πεδία.

### 1.3.1 Ο Νόμος του Gauss για το ηλεκτρικό πεδίο



Εικόνα 1.1 Κλειστή επιφάνεια με ηλεκτρικό φορτίο και όγκο V

Αν θεωρηθεί κλειστή επιφάνεια S που περικλείει φορτίο Q και  $\mathbf{D}=\epsilon\mathbf{E}$  είναι το διάνυσμα της διηλεκτρικής μετατόπισης πάνω στην επιφάνεια S, τότε ισχύει η ακόλουθη σχέση μεταξύ των προαναφερόμενων μεγεθών:

$$\oint_S \vec{D}' d\vec{S} = q$$



### 1.3.2 Ο Νόμος του Gauss για το μαγνητικό πεδίο

Αν θεωρηθεί κλειστή επιφάνεια  $S$  και  $\mathbf{B}=\mu\mathbf{H}$  είναι το διάνυσμα της μαγνητικής επαγωγής πάνω στην επιφάνεια  $S$ , τότε ισχύει η ακόλουθη σχέση:

$$\oiint_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{A} = 0$$

όπου  $S$  είναι οποιαδήποτε κλειστή επιφάνεια, και το  $dA$  είναι ένα διάνυσμα, το μέγεθος του οποίου είναι η περιοχή ενός απειροελάχιστου κομματιού της επιφάνειας  $S$ , και του οποίου η κατεύθυνση είναι η προς τα έξω της επιφάνειας  $S$ .

Στην σημειακή του μορφή ο νόμος του Gauss για τον μαγνητισμό γράφεται ως εξής:

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$$

Ο νόμος του Gauss για το μαγνητικό πεδίο επιβεβαιώνει την ύπαρξη (στατικού) μαγνητικού πεδίου, που οφείλεται στην ύπαρξη μαγνητικών δίπολων. Η έννοια του δίπολου αποκλείει την ύπαρξη «μαγνητικού φορτίου» με πολικότητα, και για αυτό το λόγο το δεξιό τμήμα της εξίσωσης, είναι ίσο με το μηδέν (ενώ για το ηλεκτρικό πεδίο ισχύει ακριβώς το αντίθετο). Στη στατική περίπτωση, το μαγνητικό πεδίο υπάρχει ανεξάρτητα από το Ηλεκτρικό, κάτι που επιβεβαιώνεται και από την απουσία της διηλεκτρικής μετατόπισης  $\mathbf{D}$  ή της έντασης του Ηλεκτρικού Πεδίου  $\mathbf{E}$  στις προαναφερόμενες εξισώσεις.

### 1.3.3 Ο Νόμος του Ampere

Από την άποψη του συνολικού ρεύματος, η οποία περιλαμβάνει τόσο το ελεύθερο όσο και το δεσμευμένο ρεύμα, η γραμμή ολοκλήρωμα του μαγνητικού πεδίου  $B$  (σε tesla, T) γύρω από κλειστή καμπύλη  $C$  είναι ανάλογη προς το συνολικό ρεύμα που διέρχεται μέσα από επιφάνεια  $S$  (περικλείεται από τη  $C$ ):

$$\oint_C \mathbf{B} \cdot d\boldsymbol{\ell} = \mu_0 \iint_S \mathbf{J} \cdot d\mathbf{S} = \mu_0 I_{enc}$$

όπου  $\mathbf{J}$  είναι η συνολική πυκνότητα ρεύματος (σε αμπέρ ανά τετραγωνικό μέτρο, Am<sup>-2</sup>).

Εναλλακτικά, από την άποψη του ελεύθερου ρεύματος, το γραμμικό ολοκλήρωμα του μαγνητικού πεδίου  $\mathbf{H}$  (σε αμπέρ ανά μέτρο, Am<sup>-1</sup>) γύρω από κλειστή καμπύλη  $C$  ισούται με το ελεύθερο ρεύμα μέσω μιας επιφάνειας  $S$ :

$$\oint_C \mathbf{H} \cdot d\boldsymbol{\ell} = \iint_S \mathbf{J}_f \cdot d\mathbf{S} = I_{f,enc}$$

όπου  $\mathbf{J}_f$  είναι η πυκνότητα του ελεύθερου ρεύματος μόνο. Η διαφορική μορφή των παραπάνω εξισώσεων είναι η εξής:

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J}$$

και για το ελεύθερο ρεύμα

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J}_f$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J}_f + \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{D}.$$

### 1.3.4 Ο Νόμος του Faraday

Αν θεωρηθεί ανοικτή επιφάνεια  $S$ , που καταλήγει σε μια κλειστή γραμμή  $C$ , τότε η ένταση του ηλεκτρικού πεδίου  $\mathbf{E}$  πάνω στην κλειστή γραμμή  $C$ , και η μαγνητική επαγωγή  $\mathbf{B}$  πάνω στην επιφάνεια  $S$ , συνδέονται με την ακόλουθη σχέση:

$$\oint_{\partial\Sigma} \mathbf{E} \cdot d\boldsymbol{\ell} = - \int_{\Sigma} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \cdot d\mathbf{A}$$

σε διαφορική μορφή γράφεται ως εξής

$$\nabla \times \mathbf{E} = - \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$$

Οι προαναφερόμενες εξισώσεις, μπορούν να χρησιμοποιηθούν στη μελέτη των κεραιών, αν ληφθεί υπόψη, ότι οι κεραιές αποτελούν αγώγιμες διατάξεις, που διαρρέονται από χρονικά μεταβαλλόμενες ρευματικές κατανομές. Η διέγερση των κεραιών από χρονικά μεταβαλλόμενες ρευματικές κατανομές, σύμφωνα με τις εξισώσεις Maxwell, συναρτάται (είτε σαν αίτιο είτε σαν αποτέλεσμα) με την ύπαρξη χρονικά μεταβαλλόμενων και αλληλοεξαρτώμενων ηλεκτρικών και μαγνητικών Πεδίων.

Προκειμένου, να συστηματοποιηθεί η μέθοδος υπολογισμού του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου μιας κεραιάς, με βάση τις εξισώσεις Maxwell, θα εισαχθεί στην επόμενη ενότητα η έννοια του Βαθμωτού Δυναμικού  $\Phi$  και του Διανυσματικού Δυναμικού  $\mathbf{A}$

#### 1.4 Βαθμωτό και Διανυσματικό Δυναμικό

Στην ηλεκτροστατική συναντάμε την έννοια του ηλεκτρικού δυναμικού ή τάσης που έχει σχέση με το ηλεκτρικό πεδίο ως ακολούθως. Εφόσον ισχύει το εξής:

$$\nabla \times \mathbf{E} = - \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0$$

Μπορούμε να ορίσουμε το βαθμωτο δυναμικό ως:

$$\mathbf{E} = -\nabla V$$

Ομοίως βάσει του νόμου του Gauss για το μαγνητικό πεδίο, ορίζουμε το διανυσματικό μαγνητικό δυναμικό ως εξής:

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$$

Με βάση το μαγνητικό διανυσματικό δυναμικό μπορούμε να βρούμε λύσεις σε πολλά προβλήματα ακτινοβολίας.

Αν συνδέσουμε και τον νόμο της επαγωγής με την προηγούμενη σχέση καταλήγουμε στα ακόλουθα:

$$\begin{aligned}\nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{\partial (\nabla \times \mathbf{A})}{\partial t} \\ &= -\nabla \times \left( \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right) \\ \nabla \times \left( \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right) &= 0\end{aligned}$$

Η τελευταία εξίσωση έχει λύση που σχετίζεται με το βαθμωτό δυναμικό ως εξής:

$$\mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} = -\nabla V$$

$$\mathbf{E} = -\nabla V - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}$$

Αν πάρουμε το rot του νόμου της επαγωγής θα καταλήξουμε:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = -\nabla \times \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial t} (\mu \nabla \times \mathbf{H})$$

όπου θεωρούμε ότι το  $\mu$  δεν μεταβάλλεται με τη θέση

Αν χρησιμοποιήσουμε την εξίσωση του Ampere με τη διόρθωση του Maxwell θα πάρουμε:

$$\begin{aligned}\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} &= -\mu \frac{\partial}{\partial t} \left( \mathbf{j} + \epsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \right) \\ \nabla \times \nabla \times \mathbf{E} &= \nabla (\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E}, \text{ yields,} \\ \nabla (\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E} &= -\mu \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} - \epsilon \mu \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2}\end{aligned}$$

και από το νόμο του Gauss

$$\frac{1}{\epsilon} \nabla \rho - \nabla^2 \mathbf{E} = -\mu \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} - \epsilon \mu \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2}$$

όπου θεωρούμε ότι το  $\epsilon$  δεν μεταβάλλεται με τη θέση. Μετά από πράξεις:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \epsilon \mu \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon} \nabla \rho + \mu \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t}$$

Η τελευταία εξίσωση είναι μία εξίσωση κύματος με τους όρους της πηγής στη δεξιά πλευρά. Η ταχύτητα μετάδοσης του κύματος είναι

$$v = (\epsilon\mu)^{-1/2}$$

Στον ελεύθερο χώρο  $\epsilon=\epsilon_0$ ,  $\mu=\mu_0$ ,  $\rho=0$   $j=0$  και άρα  $v=c=3*10^8$  ms<sup>-1</sup> και η εξίσωση κύματος γίνεται ομογενής

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \epsilon\mu \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0$$

Η εξίσωση αυτή είναι πολύ δύσκολο να λυθεί. Αν κάνουμε πάλι την ανάλυση μας, αλλά απαλείψουμε το E αντί του H θα καταλήξουμε στο εξής

$$\nabla^2 \mathbf{H} - \epsilon\mu \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} = -\nabla \times \mathbf{j}$$

$$\begin{aligned} \epsilon \nabla \cdot \mathbf{E} &= \rho \\ \nabla \cdot \left( -\nabla V - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right) &= \frac{\rho}{\epsilon} \end{aligned}$$

$$-\nabla^2 V - \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \cdot \mathbf{A}) = \frac{\rho}{\epsilon}$$

$$\begin{aligned} \nabla \times \nabla \times \mathbf{A} &= \mu \mathbf{j} + \epsilon\mu \frac{\partial}{\partial t} \left[ -\nabla V - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right] \\ \nabla^2 \mathbf{A} - \epsilon\mu \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} - \nabla (\nabla \cdot \mathbf{A}) - \epsilon\mu \nabla \left( \frac{\partial V}{\partial t} \right) &= -\mu \mathbf{j} \\ \nabla^2 \mathbf{A} - \epsilon\mu \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} + \nabla \left[ -\epsilon\mu \frac{\partial V}{\partial t} - \nabla \cdot \mathbf{A} \right] &= -\mu \mathbf{j} \end{aligned}$$

Οι τελευταίες εξισώσεις δεν είναι ακόμα στη γνωστή μορφή των εξισώσεων κύματος. Μπορούμε να τις μετασχηματίσουμε όμως, καθώς περιλαμβάνουν έναν βαθμό ελευθερίας.

Έστω ότι

$$\mathbf{A}' = \mathbf{A} + \nabla\phi$$

λόγω της ταυτότητας

$$\nabla \times \nabla\phi \equiv 0$$

το  $\mathbf{B}$  παραμένει το ίδιο.

Επομένως

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}' = \nabla \times \mathbf{A} + \nabla \times \nabla\phi = \nabla \times \mathbf{A}.$$

$$\begin{aligned}\mathbf{E} &= -\nabla V' - \frac{\partial \mathbf{A}'}{\partial t} = -\nabla V - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \\ \nabla V' &= \nabla V + \frac{\partial (\mathbf{A} - \mathbf{A}')}{\partial t}\end{aligned}$$

$$\nabla V' = \nabla V + \frac{\partial (-\nabla\phi)}{\partial t}$$

$$V' = V - \frac{\partial\phi}{\partial t}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{A} = -\epsilon\mu \frac{\partial V}{\partial t}$$

$$I_t = \frac{V}{2Z_\sigma}$$

### 1.5 Ηλεκτρομαγνητικά κύματα στον ελεύθερο χώρο

Στον ελεύθερο χώρο οι παραπάνω σχέσεις παίρνουν την εξής μορφή:

$$\nabla^2 \psi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = 0$$

Αν υποθέσουμε ότι το κύμα μεταδίδεται στον άξονα  $z$  και χωρίς απώλεια της γενικότητας, η παραπάνω εξίσωση παίρνει τη μορφή:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = 0,$$

Η λύση αυτής της εξίσωσης είναι:

$$\psi(z, t) = f(z - ct) + g(z + ct)$$

όπου οι  $f$  και  $g$  είναι αυθαίρετες συναρτήσεις μίας μεταβλητής που εκπροσωπούν το εύρος των κυμάτων με σταθερή μορφή που οδεύουν με μια ταχύτητα  $c$  κατά μήκος του θετικού και αρνητικού άξονα  $z$  αντίστοιχα.

Αν έχουμε να κάνουμε με χρονικά μεταβαλλόμενα κύματα γωνιακής συχνότητας  $\omega$  rad/sec τότε οι  $f$  και  $\psi$  είναι ανάλογες του  $\cos(\omega t)$  και η παραπάνω εξίσωση γράφεται ως εξής:



$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \psi = 0.$$

Η γενική λύση της εξίσωσης είναι:

$$\psi = A \cos\left(\frac{\omega}{c} z\right) + B \sin\left(\frac{\omega}{c} z\right)$$

Αν επιλέξουμε κατάλληλα την αρχή του συστήματος συντεταγμένων τότε  $B=0$  και καταλήγουμε:

$$\begin{aligned} \psi(z, t) &= \psi_0 \cos\left(\frac{\omega}{c} z\right) \cos(\omega t) \\ &= \frac{\psi_0}{2} \cos\left(\frac{\omega}{c} [z - ct]\right) + \frac{\psi_0}{2} \cos\left(\frac{\omega}{c} [z + ct]\right) \end{aligned}$$

Το μήκος κύματος ενός τέτοιου κύματος είναι  $\lambda = 2\pi c/\omega$  και ορίζουμε τον αριθμό κύματος  $k$  ως:

$$k = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}$$

Στην περίπτωση σφαιρικών κυμάτων η συνάρτηση  $\psi$  πρέπει να είναι συνάρτηση του  $r$  όπου θεωρούμε ότι η αρχή του κύματος συμπίπτει με την αρχή των αξόνων του συστήματος συντεταγμένων. Η τρισδιάστατη ομογενής βαθμωτή εξίσωση κύματος σε καρτεσιανές συντεταγμένες είναι:

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \psi(x, y, z, t) = 0,$$

μπορεί να εκφραστεί με τον όρο πολικών συντεταγμένων  $r$  αν μετατρέψουμε τις παραγώγους του

Ψ ως προς r:

$$\frac{\partial \psi}{\partial x} = \frac{\partial \psi}{\partial r} \frac{\partial r}{\partial x} \Rightarrow \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} \left( \frac{\partial r}{\partial x} \right)^2 + \frac{\partial \psi}{\partial r} \frac{\partial^2 r}{\partial x^2}$$

$$\frac{\partial r}{\partial x} = \frac{x}{r} \Rightarrow \frac{\partial^2 r}{\partial x^2} = \frac{1}{r} \left( 1 - \frac{x^2}{r^2} \right)$$

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = \frac{x^2}{r^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \left( 1 - \frac{x^2}{r^2} \right) \frac{\partial \psi}{\partial r}$$

$$\begin{aligned} \nabla^2 \psi(r) &= \frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \\ &= \frac{1}{r} \frac{\partial^2}{\partial r^2} (r\psi) \end{aligned}$$

Η εξίσωση κύματος τελικά γίνεται:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial^2}{\partial r^2} (r\psi) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\psi) = 0,$$

$$\frac{\partial^2}{\partial r^2} (r\psi) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} (r\psi) = 0,$$

που είναι ακριβώς ίδια με την περίπτωση της μονοδιάστατης εξίσωσης επίπεδου κύματος με την προσθήκη του όρου rψ. Η λύση για ένα κύμα που οδεύει παράλληλα με το διάνυσμα r και προς τα έξω (θετική κατεύθυνση) είναι rψ=f(r-ct) και δίνει:

$$\boxed{\psi(r, t) = \frac{f(r - ct)}{r}}$$

Τα σφαιρικά κύματα συμπεριφέρονται σαν επίπεδα κύματα με τη διαφορά ότι το πλάτος τους μειώνεται με το 1/r που επιβεβαιώνει και την αρχή διατήρησης της ενέργειας.

## 1.6 Ηλεκτρομαγνητικό Πεδίο Τυχαίας Κεραίας

Τα ηλεκτρομαγνητικά πεδία γύρω από μια κεραία μπορούν να χωρισθούν σε δύο ζώνες. Η περιοχή κοντά στην κεραία ονομάζεται ζώνη Fresnel και το πεδίο κοντινό ή επαγωγής. Αντίθετα η περιοχή σε μεγάλη απόσταση από την κεραία ονομάζεται ζώνη Fraunhofer και το πεδίο μακρινό ή ακτινοβολίας.

Η «μεγάλη» απόσταση  $r$ , από την ηλεκτρομαγνητική οπτική γωνία, πληροί τις συνθήκες  $r \gg \lambda$  και  $r \gg$  φυσικών διαστάσεων κεραίας. Στην πράξη, η ζεύξη πομπού-δέκτη επιτυγχάνεται στο μακρινό πεδίο, και γι' αυτό το λόγο οι υπολογισμοί στα πλαίσια της διδασκαλίας, θα αφορούν κυρίως αυτή τη ζώνη.

Υπό αυτή την προϋπόθεση και σύμφωνα με μια σειρά παραδοχών, ο βασικός τύπος υπολογισμού για το διανυσματικό δυναμικό  $\vec{A}$ , μπορεί να απλοποιηθεί. Η απλοποίηση βασίζεται στις ακόλουθες παραδοχές:

▲ Εφόσον  $r \gg \lambda$  και  $r \gg$  φυσικών διαστάσεων κεραίας οι διαφορές στις ακτινικές αποστάσεις  $R$  και  $r$  μπορούν να θεωρηθούν αμελητέες σε ότι αφορά το πλάτος του υπολογιζόμενου μεγέθους δηλ.  $1/R \cong 1/r$

▲ Οι ευθείες που ενώνουν τις θέσεις  $(r', \theta', \varphi')$  των στοιχειωδών ρευματικών κατανομών και το μακρινό σημείο υπολογισμού  $P(r, \theta, \varphi)$  μπορούν να θεωρηθούν παράλληλες μεταξύ τους και επομένως  $\theta_1 \cong \theta$ .

Οι συνιστώσες πεδίου οι οποίες εξασθενούν ταχύτερα του  $1/r$  (πχ.  $1/r^2, 1/r^3$  κ.ο.κ) θεωρούνται αμελητέες συγκριτικά με αυτές που εξασθενούν ανάλογα του  $1/r$ . Συνεπώς, στους υπολογισμούς που αφορούν στο μακρινό πεδίο, μπορούν να αμεληθούν οι όροι που εξασθενούν ταχύτερα του  $1/r$ , χωρίς να εισάγεται σημαντικό σφάλμα.

Οι διαφορές μεταξύ των ακτινικών αποστάσεων  $R$  και  $r'$ , αν και αμελητέες ως προς το πλάτος, υπολογίζονται με μεγαλύτερη ακρίβεια σε ότι αφορά τη τιμή της φάσης  $e^{-jkR}$ . Μια ικανοποιητική προσέγγιση δίνεται από τη σχέση  $R \cong r - r' \cos \psi$ . Γενικά η γωνία  $\psi$  δεν είναι ίση με  $\theta - \theta'$  διότι οι διευθύνσεις  $z$ ,  $r$ ,  $r'$  δεν είναι κατ' ανάγκη ομοεπίπεδες. Η γενική σχέση ορισμού της γωνίας  $\psi$  είναι η ακόλουθη:

$$\cos \psi = \cos \theta \cos \theta' + \sin \theta \sin \theta' \cos(\phi - \phi')$$

Σύμφωνα με τις παραπάνω παραδοχές, για το μακρινό πεδίο, η έκφραση του διανυσματικού δυναμικού  $\vec{A}$  τροποποιείται ως εξής:

$$\begin{aligned} \vec{A}(x, y, z) &= \frac{\mu e^{-jkr}}{4\pi r} \int_V \vec{J}(r', \theta, \phi') e^{jkr' \cos \psi} dV' = \frac{\mu e^{-jkr}}{4\pi r} \vec{N}(\theta, \phi) \\ &= \frac{\mu e^{-jkr}}{4\pi r} [\hat{r} N_r(\theta, \phi) + \hat{\theta} N_\theta(\theta, \phi) + \hat{\phi} N_\phi(\theta, \phi)] \end{aligned} \quad (1.33)$$

όπου με  $\vec{N}(\theta, \phi)$  ορίζεται το **διάνυσμα ακτινοβολίας**

$$\vec{N}(\theta, \phi) = \int_V \vec{J}(r', \theta, \phi') e^{jkr' \cos \psi} dV'$$

Η ένταση του μαγνητικού πεδίου υπολογίζεται με βάση το διανυσματικό δυναμικό

$$\begin{aligned} \vec{H} &= \frac{1}{\mu} \nabla \times \vec{A} = \frac{1}{\mu} \frac{\hat{r}}{r \eta \mu \theta} \left[ \frac{\partial}{\partial \theta} (A_\phi \eta \mu \theta) - \frac{\partial A_\theta}{\partial \phi} \right] + \frac{1}{\mu r} \frac{\hat{\theta}}{r} \left[ \frac{1}{\eta \mu \theta} \frac{\partial A_r}{\partial \phi} - \frac{\partial}{\partial r} (r A_\phi) \right] + \\ &+ \frac{\partial}{\partial r} \frac{1}{\mu r} \frac{\hat{\phi}}{r} \left[ \frac{\partial}{\partial r} (r A_\theta) - \frac{\partial A_r}{\partial \theta} \right] \end{aligned}$$

Τέλος, η ένταση του Ηλεκτρικού Πεδίου υπολογίζεται, με βάση το  $\vec{H}$  αν θεωρηθεί ότι στο μακρινό πεδίο δεν υπάρχουν πηγές.

$$\vec{E} = \frac{1}{j\omega\epsilon} \nabla \times \vec{H}$$

Ο συνδυασμός των παραπάνω εξισώσεων, αποδεικνύει ότι η ακτινική συνιστώσα του  $\vec{H}$  μεταβάλλεται ανάλογα του  $\frac{1}{r^2}$  και σύμφωνα με την παραδοχή για το μακρινό πεδίο, μπορεί να θεωρηθεί αμελητέα. Μπορεί, επίσης, να δειχθεί ότι από τις  $\hat{\theta}$  και  $\hat{\phi}$  συνιστώσες, οι όροι  $\frac{\hat{\theta}}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rA_\phi)$  και  $\frac{\hat{\phi}}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rA_\theta)$  μεταβάλλονται ανάλογα του  $\frac{1}{r}$ , ενώ οι υπόλοιποι ανάλογα του  $\frac{1}{r^2}$  και συνεπώς μπορεί να αμεληθούν. Υπό αυτές τις προϋποθέσεις, **οι μη αμελητέες συνιστώσες του  $\vec{H}$  στο μακρινό πεδίο** έχουν ως εξής:

$$H_\theta(r, \theta, \phi) \cong -\frac{1}{\mu r} \frac{\partial}{\partial r} (rA_\phi) = -\frac{j\mathbf{k}}{4\pi r} e^{-jk r} N_\phi(\theta, \phi) \quad (r \gg \lambda)$$

$$H_\phi(r, \theta, \phi) \cong \frac{1}{\mu r} \frac{\partial}{\partial r} (rA_\theta) = -\frac{j\mathbf{k}}{4\pi r} e^{-jk r} N_\theta(\theta, \phi) \quad (r \gg \lambda)$$

$$\text{όπου } \frac{\partial}{\partial r} (e^{-jk r}) = -jke^{-jk r}$$

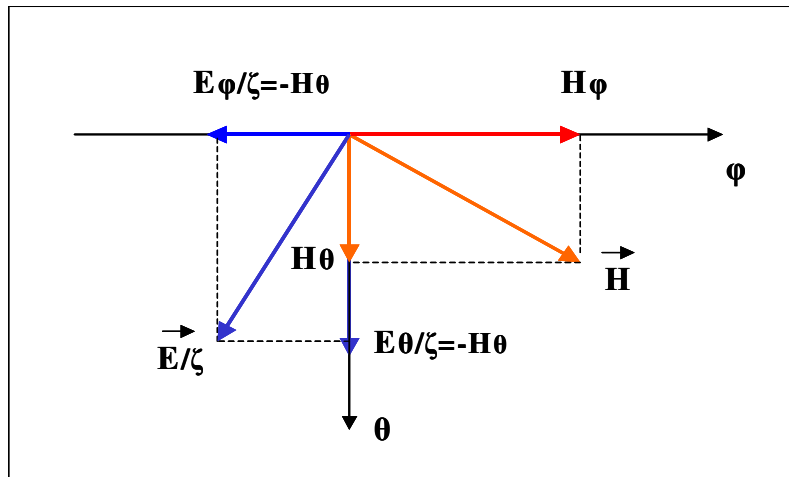
Οι ομοιότητες των εξισώσεων επιτρέπουν τον υπολογισμό **των συνιστωσών του  $\vec{E}$** , απευθείας από τις εξισώσεις αυτές, εάν αντικατασταθούν τα  $\mu$ ,  $\vec{A}$  με τα  $j\omega\epsilon$  και  $\vec{H}$  αντίστοιχα.

$$E_\theta(r, \theta, \phi) \cong -\frac{1}{j\omega\epsilon r} \frac{\partial}{\partial r} (rH_\phi) = -\frac{j\omega\mu}{4\pi r} e^{-jk r} N_\theta(\theta, \phi) = \zeta H_\phi \quad (r \gg \lambda)$$

$$E_\phi(r, \theta, \phi) \cong \frac{1}{j\omega\epsilon r} \frac{\partial}{\partial r} (rH_\theta) = -\frac{j\omega\mu}{4\pi r} e^{-jk r} N_\phi(\theta, \phi) = -\zeta H_\theta \quad (r \gg \lambda)$$

όπου  $\zeta = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}$  είναι η αντίσταση του περιβάλλοντος χώρου και  $k = \omega\sqrt{\mu\epsilon}$  ο κυματικός αριθμός.

Οι απλές γραμμικές σχέσεις μεταξύ των συνιστωσών του ηλεκτρικού και του μαγνητικού πεδίου, επιβεβαιώνουν ότι τα διανύσματα του ηλεκτρικού και του μαγνητικού πεδίου είναι σε κάθε περίπτωση κάθετα μεταξύ τους (Σχήμα 1.2) .



Σχήμα 1.2. Το Ηλεκτρομαγνητικό Πεδίο Ακτινοβολίας Τυχαίας Κεραίας

Εκτός από τον καθορισμό της έντασης του Ηλεκτρομαγνητικού πεδίου, ένα σημαντικό μέγεθος για τις διατάξεις κεραιών, είναι η ακτινοβολούμενη ισχύς. Το μέτρο και η διεύθυνση της ροής ισχύος ανά μονάδα επιφανείας (Watt/m<sup>2</sup>) δίνεται από **το διάνυσμα Poynting**

$$\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H}$$

Τα πεδιακά μεγέθη  $\vec{E}$ ,  $\vec{H}$  μεταβάλλονται αρμονικά με το χρόνο ( $e^{j\omega t}$ ) και το ίδιο θα συμβαίνει με το διάνυσμα Poynting. Επομένως η έκφραση δίνει τη ροή της ισχύος σε μία δεδομένη χρονική στιγμή και δεν μπορεί να χρησιμοποιηθεί από πρακτική άποψη. Για πρακτικούς υπολογισμούς χρησιμοποιείται η μέση ροή ισχύος  $\vec{S}_{av}$ , η οποία δίνεται από την ακόλουθη σχέση

$$\vec{S}_{av} = \frac{\vec{E} \times \vec{H}^*}{2}$$

όπου τα  $|\vec{E}|$  και  $|\vec{H}|$ , είναι μέγιστες τιμές αρμονικά μεταβαλλόμενων μεγεθών και κατ' επέκταση οι ενεργές τιμές (rms) είναι  $\frac{|\vec{E}|}{\sqrt{2}}$  και  $\frac{|\vec{H}|}{\sqrt{2}}$ , αντίστοιχα. Η ακτινοβολούμενη ισχύς ( $\vec{P}_{av}$ ) δίνεται από το πραγματικό μέρος (Re) του μιγαδικού διανύσματος Poynting

$$\vec{P}_{av} = \text{Re} \left[ \frac{\vec{E} \times \vec{H}^*}{2} \right]$$

Έτσι προκύπτει η έκφραση της ακτινοβολούμενης ισχύος, στο μακρινό πεδίο της κεραίας.

$$\vec{P}_{av} = \frac{1}{2} \text{Re} \left[ (E_\theta \hat{\theta} + E_\phi \hat{\phi}) \times (H_\theta \hat{\theta} + H_\phi \hat{\phi}) \right] = \frac{\hat{r}}{2} \text{Re} \left[ E_\theta H_\phi^* - E_\phi H_\theta^* \right] =$$

$$= \frac{\zeta}{2} \left[ H_\phi H_\phi^* - H_\theta H_\theta^* \right] \hat{r} = \frac{\zeta}{2} |\vec{H}|^2 \hat{r} = \frac{|\vec{E}|^2}{2\zeta} \hat{r} = \frac{\zeta k^2}{32\pi^2 r^2} \left[ |N_\theta|^2 + |N_\phi|^2 \right] \hat{r}$$

Όπως είναι προφανές, από την παραπάνω εξίσωση, η ακτινοβολούμενη ισχύς διαδίδεται ακτινικά, είναι αντίστροφα ανάλογη του τετραγώνου της αποστάσεως και γενικά εξαρτάται από την κατεύθυνση  $(\theta, \phi)$  υπολογισμού. Για οποιοδήποτε σύστημα κεραιών, η εξάρτηση από την απόσταση  $r$  είναι σταθερά ανάλογη του  $\frac{1}{r^2}$ , οπότε η σύγκριση και η αποτίμηση διαφορετικών συστημάτων διευκολύνεται από την εισαγωγή ενός μεγέθους, που δεν θα περιλαμβάνει την απόσταση  $r$  ή ισοδύναμα θα αναπαριστά την ακτινοβολούμενη ισχύ για σταθερή απόσταση  $r$ . Το μέγεθος που περιγράφει τη ροή ισχύος ανά στερεακτίνο ( $\text{rad}^2$ ) ονομάζεται **ένταση ακτινοβολίας**  $U(\theta)$ , όπου

$$U(\theta(\phi)) = r^2 P_{av} = \frac{\zeta k^2}{32\pi^2} \left[ |N_\theta|^2 + |N_\phi|^2 \right] = \frac{\zeta}{8\lambda^2} \left[ |N_\theta|^2 + |N_\phi|^2 \right] (\text{Watt/rad}^2)$$

**Η συνολικά ακτινοβολούμενη ισχύς** μιας κεραίας, δίνεται από την ακόλουθη σχέση

$$W_{ak} = \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} P_{av} dS = \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} P_{av} r^2 d\Omega = \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} U(\theta, \phi) \eta \mu \theta d\theta d\phi$$

όπου το στοιχειώδες εμβαδό σφαιρικής επιφάνειας  $dS$  και η στερεά γωνία  $d\Omega$ , που του αντιστοιχεί είναι:

$$dS = r^2 \eta \mu \theta d\theta d\phi = r^2 d\Omega$$

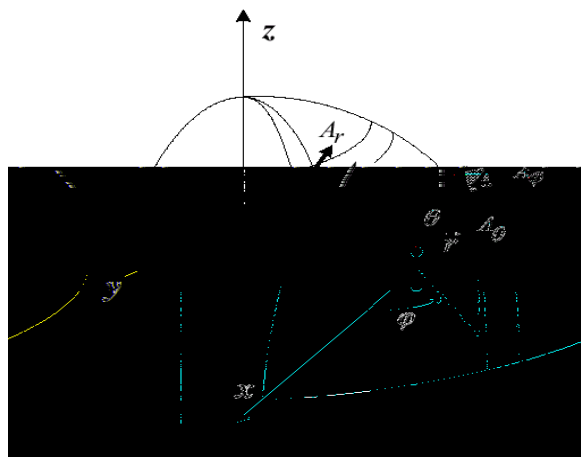
$$d\Omega = \eta \mu \theta d\theta d\phi$$

Στην πράξη, σε αρκετές εφαρμογές κεραιών, χρησιμοποιούνται ηλεκτρικά μικρές κεραιές. Για

παράδειγμα, πολλές κεραιές πεπερασμένων διαστάσεων, στις χαμηλές συχνότητες, είναι εκ των πραγμάτων ηλεκτρικά μικρές. Επίσης, κεραιές που χρησιμοποιούνται σε οχήματα (αεροπλάνα, δορυφόροι κλπ), είναι συνήθως (ηλεκτρικά) μικρές λόγω του περιορισμένου χώρου. Γενικά, σε πολλές πρακτικές περιπτώσεις λόγοι χώρου, αισθητικοί ή ασφάλειας, επιβάλλουν τη χρήση ηλεκτρικά μικρών κεραιών.

Το θεωρητικό μοντέλο μελέτης των ηλεκτρικά μικρών κεραιών, βασίζεται στο λεγόμενο μικρό δίπολο ή δίπολο Hertz. Το δίπολο Hertz χαρακτηρίζεται από ηλεκτρικά μικρό μήκος ή ισοδύναμα  $2h \ll \lambda$ . Δεδομένου του μικρού μήκους, η ρευματική του κατανομή  $I$ , θεωρείται σταθερή σε όλο το μήκος του.

Η γεωμετρία του προβλήματος περιγράφεται στο Σχήμα 1.3. Το δίπολο τοποθετείται στη αρχή των αξόνων του σφαιρικού συστήματος συντεταγμένων  $(r, \theta, \phi)$  και παράλληλα προς τον άξονα  $\hat{z}$ , έτσι ώστε το μήκος του να εκτείνεται στην περιοχή  $-h \leq z \leq +h$ .



**Σχήμα 1.3 Δίπολο Hertz**

Στην περίπτωση του δίπολου Hertz το ίδιο το δίπολο, λόγω των μικρών του διαστάσεων, αποτελεί μια στοιχειώδη πηγή με ρευματική κατανομή  $I$ . Ο όρος  $\exp[-jkr' \cos \psi]$  αποτελεί μια διόρθωση στη φάση, που ειδικά λόγω των μικρών διαστάσεων του δίπολου Hertz, μπορεί να αμεληθεί.

Συνεπώς, λαμβάνοντας υπόψη την προαναφερθείσα απλοποίηση:



$$\vec{N}(\theta, \varphi) = \int_{V'} \vec{J}(r', \theta', \varphi') dV' = \hat{z} \int_{-h}^{+h} Idz = 2Ih\hat{z}$$

Είναι προφανές ότι το διάνυσμα ακτινοβολίας έχει μόνο μία συνιστώσα  $\hat{z}$ . Αυτή μπορεί να αναλυθεί σε μια  $\hat{r}$  και σε μία  $\hat{\theta}$  συνιστώσα. Η ακτινική συνιστώσα είναι αμελητέα στο μακρινό πεδίο. Συνεπώς στους υπολογισμούς που ακολουθούν θα ληφθεί υπόψη μόνο η  $\hat{\theta}$  συνιστώσα.

$$\vec{N} = N_z \hat{z} \Rightarrow N_\varphi = 0, N_\theta = -N_z \eta \mu \theta = -2Ih \eta \mu \theta$$

Ως εκ τούτου το κύμα στο μακρινό πεδίο θα έχει μόνο τις συνιστώσες  $E_\theta$  και  $H_\varphi$

$$E_\theta = \zeta H_\varphi = -\frac{j\omega\mu}{4\pi r} N_\theta(\theta, \varphi) = \frac{j\omega\mu I h}{2\pi r} e^{-jk r} \eta \mu \theta$$

$$H_\varphi = \frac{E_\theta}{\zeta} = \frac{jkIh}{2\pi r} e^{-jk r} \eta \mu \theta$$

όπου  $k = \omega/c = \omega \sqrt{\mu\epsilon}$ .

Εφόσον το ηλεκτρικό πεδίο έχει μόνο την  $E_\theta$  συνιστώσα, η πόλωση του είναι γραμμική.

**Το διάνυσμα Poynting έχει ακτινική συνιστώσα και μέτρο που δίνεται από την ακόλουθη σχέση**

$$P_{av} = \frac{\zeta k^2}{32\pi^2 r^2} |N_\theta|^2 = \frac{\zeta (kIh)^2}{8\pi^2 r^2} \eta \mu^2 \theta$$

Το διάνυσμα ακτινοβολίας  $U(\theta, \varphi)$  δίνεται από την ακόλουθη σχέση

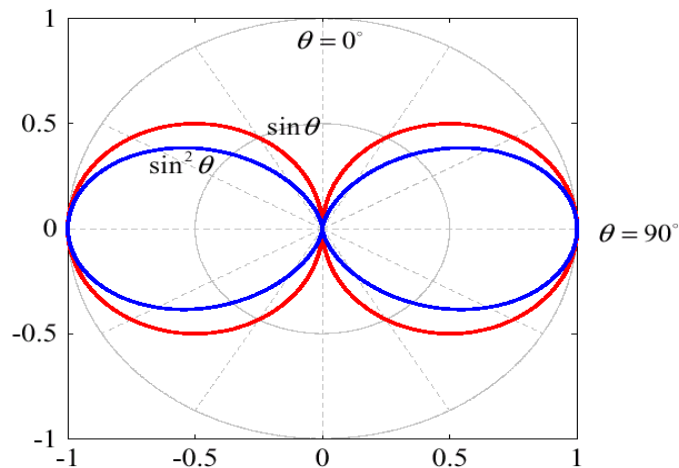
$$U(\theta, \varphi) = r^2 P_{av} = \frac{\zeta(klh)^2}{8\pi^2} \eta \mu^2 \theta$$

Το διάγραμμα πεδίου ( $rE_\theta$ ) και το διάγραμμα ακτινοβολίας ( $U(\theta, \varphi) = r^2 P_{av}$ ), στα πρωτεύοντα επίπεδα ( $\varphi, \theta = 90^\circ$ ) και ( $\varphi = 0^\circ, \theta$ ), παρουσιάζουν τα εξής χαρακτηριστικά:

♣ **Ομοιοκατευθυντική ακτινοβολία στο επίπεδο ( $\varphi, \theta = 90^\circ$ )** που ερμηνεύεται και από την γεωμετρική συμμετρία του δίπολου Hertz.

♣ **Κατευθυντική ακτινοβολία στο επίπεδο ( $\varphi = 0^\circ, \theta$ )** με ημιτονοειδή εξάρτηση σύμφωνα με την ακόλουθη σχέση

$$|rE_\theta| = \frac{\omega \mu I h}{2\pi} \eta \mu \theta = E_0 \eta \mu \theta, \quad U(\theta, \varphi) = r^2 P_{av} = \frac{E_0^2}{\zeta} \eta \mu^2 \theta$$



**Σχήμα 1.4** Σχετικό Διάγραμμα Πεδίου ( $\sim \eta \mu \theta$ ) και Ακτινοβολίας ( $\sim \eta \mu^2 \theta$ ) δίπολου Hertz.

Σύμφωνα με το Σχήμα 1.4, το διάγραμμα πεδίου/ακτινοβολίας παρουσιάζει σημεία μηδενισμού στις διευθύνσεις  $\theta = 0^\circ$  και  $180^\circ$  και σημεία μέγιστου στις διευθύνσεις  $\theta = 90^\circ/270^\circ$ . Τα σημεία ημίσειας ισχύος παρουσιάζονται στις γωνίες για τις οποίες ισχύει η σχέση

$$\eta\mu\theta = 1/\sqrt{2} \Leftrightarrow \theta = \eta\mu^{-1}(1/\sqrt{2}) \Leftrightarrow \theta = 45^\circ + n \frac{\pi}{2}$$

Επομένως, το εύρος δέσμης ημίσειας ισχύος είναι  $90^\circ$ .

Η συνολική ακτινοβολούμενη ισχύς  $W_{ακ}$  δίνεται από το ακόλουθο ολοκλήρωμα

$$W_{ακ} = \int_0^\pi \int_0^{2\pi} U(\theta, \varphi) \eta\mu\theta d\theta d\varphi = \frac{\zeta(kIh)^2}{4\pi} \int_0^\pi \eta\mu^3\theta d\theta = \frac{\zeta\pi I^2}{3} \left(\frac{2h}{\lambda}\right)^2$$

Ο υπολογισμός του ολοκληρώματος, βασίζεται στην τροποποίηση της μεταβλητής ολοκλήρωσης, από  $\theta$  σε  $d(\text{συν}\theta) = -\eta\mu\theta$ :

$$\int_0^\pi \eta\mu^3\theta d\theta = -\int_0^\pi \eta\mu^2\theta d(\text{συν}\theta) = -\int_{+1}^{-1} (1-x^2) dx = \int_{-1}^{+1} (1-x^2) dx = \left[ x - \frac{x^3}{3} \right]_{-1}^{+1} = \frac{4}{3}$$

Η αντίσταση ακτινοβολίας  $R_{ακ}$  δίνεται από την ακόλουθη σχέση

$$R_{ακ} = \frac{2W_{ακ}}{I^2} = \frac{8\zeta\pi}{3} \left(\frac{h}{\lambda}\right)^2$$

Το **εμβαδόν δέσμης** της κεραίας δίνεται από τη **στερεά γωνία**  $\Omega_A$

$$\Omega_A = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \frac{U(\theta, \varphi)}{U(\theta, \varphi)_{\max}} d\Omega = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \eta\mu^3\theta d\theta d\varphi = 2\pi \frac{4}{3} = \frac{8\pi}{3}$$

Τέλος, η **κατευθυντικότητα D** της κεραίας υπολογίζεται ως εξής:

$$D = \frac{4\pi}{\Omega_A} = \frac{3}{2} = 1,5$$

Επομένως, το μικρό δίπολο, στη διεύθυνση της μέγιστης ακτινοβολίας ακτινοβολεί 1,5 φορά περισσότερο συγκριτικά με τον ισοτροπικό ακτινοβολητή ισοδύναμης συνολική ακτινοβολούμενη ισχύ  $W_{ακ}$ .

Η συνολικά ακτινοβολούμενη ισχύς είναι ανάλογη του τετραγώνου του μήκους της κεραίας, εκφραζόμενο σε μήκη κύματος. Εφόσον έχουμε υποθέσει ότι  $2h \ll \lambda$ , είναι φανερό ότι το δίπολο Hertz δεν είναι ιδιαίτερα αποδοτικός ακτινοβολητής.

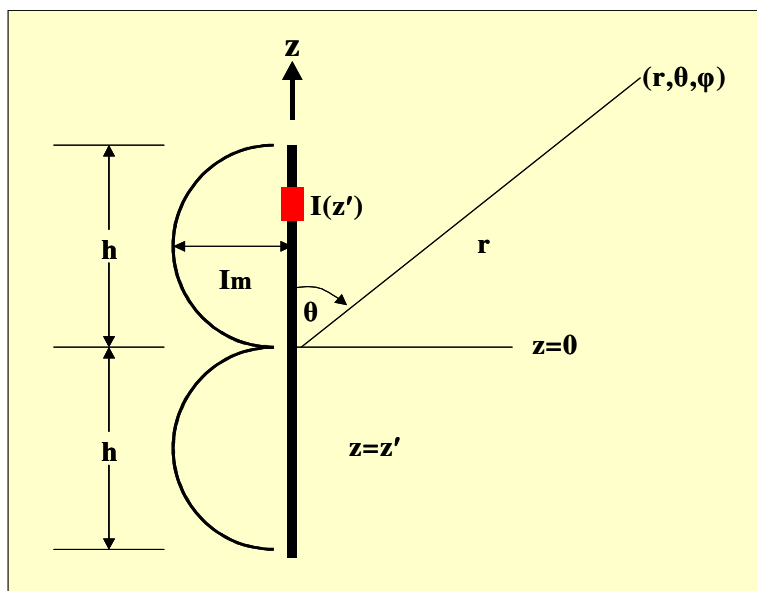
## 1.7 Γραμμική Διπολική Κεραία Τυχαίου μήκους

### 1.7.1 Πεδίο Ακτινοβολίας

Για μια διπολική κεραία, πεπερασμένου μήκους  $2h$ , η ρευματική κατανομή δεν μπορεί πλέον να θεωρηθεί σταθερή. Οι μετρήσεις, για λεπτές διπολικές κεραίες (αγωγοί μικρής διαμέτρου π.χ.  $\lambda/100$ ), αποδεικνύουν ότι η ρευματική κατανομή έχει ημιτονοειδή μορφή δηλ. ομοιάζει με στάσιμο κύμα (Σχήμα 1.5):

$$I(z) = \eta \mu[k(h - |z|)] , \quad -h \leq z \leq +h$$

Ωστόσο, αξίζει να σημειωθεί ότι όσο αυξάνεται το πάχος του δίπολου, η ρευματική κατανομή σταδιακά αποκλίνει από την ημιτονοειδή συμπεριφορά.



Σχήμα 1.5. Λεπτό Δίπολο μήκους  $2h$  με ημιτονοειδή ρευματική κατανομή.

Το διάνυσμα ακτινοβολίας στο μακρινό πεδίο δίνεται από την ακόλουθη ολοκληρωτική εξίσωση:

$$\vec{N}(\theta, \varphi) = \int_{V'} \vec{J}(\mathbf{r}', \theta', \varphi') e^{jk r' \cos \psi} dV' = \hat{z} \int_{-h}^{+h} I e^{jk|z'| \cos \psi} \eta_{\mu}[k(h - |z'|)] dz'$$

λαμβάνοντας υπόψη ότι

$$|z'| \cos \psi = \begin{cases} z' \cos \theta & 0 \leq z' \leq +h \\ -z' \cos(\pi - \theta) = z' \cos \theta & -h \leq z' \leq 0 \end{cases}$$

η ολοκληρωτική εξίσωση γράφεται ως εξής:

$$\vec{N}(\theta, \varphi) = \hat{z} I \left[ \int_{-h}^0 e^{+jkz' \cos \theta} \eta_{\mu}[k(h + z')] dz' + \int_0^{+h} e^{+jkz' \cos \theta} \eta_{\mu}[k(h - z')] dz' \right]$$

Αντικαθιστώντας στο πρώτο ολοκλήρωμα το  $z' = -z'$  και τροποποιώντας αντίστοιχα τα όρια της ολοκλήρωσης, η προηγούμενη σχέση γράφεται ως εξής:

$$\vec{N}(\theta, \varphi) = \hat{z} I \left[ \int_0^{+h} e^{-jkz' \cos \theta} \eta_{\mu}[k(h - z')] dz' + \int_0^{+h} e^{+jkz' \cos \theta} \eta_{\mu}[k(h - z')] dz' \right] =$$

$$= \hat{z} I \left[ \int_0^{+h} \eta_{\mu}[k(h - z')] (e^{+jkz' \cos \theta} + e^{-jkz' \cos \theta}) dz' \right] = \hat{z} 2I \left[ \int_0^{+h} \eta_{\mu}[k(h - z')] \cos(kz' \cos \theta) dz' \right] \text{ Χρησ}$$

μοποιώντας την τριγωνομετρική σχέση  $\eta_{\mu}(a+\beta) + \eta_{\mu}(a-\beta)$ , η προηγούμενη εξίσωση γράφεται

$$\begin{aligned}
\bar{N}(\theta, \varphi) &= \hat{z}2I \left[ \int_0^{+h} [\eta\mu(kh - kz' + kz'\sin\theta) + \eta\mu(kh - kz - kz'\sin\theta)] dz' \right] = \\
&= \hat{z}2I \left[ -\frac{\sin(kh - kz' + kz'\sin\theta)}{k\sin\theta - k} + \frac{\sin(kh - kz' - kz'\sin\theta)}{k\sin\theta + k} \right]_0^h = \\
&= \hat{z}2I \left[ -\frac{\sin(kh\sin\theta) - \sin kh}{k(\sin\theta - 1)} + \frac{\sin(kh\sin\theta) - \sin kh}{k(\sin\theta + 1)} \right] = \\
&= \hat{z}4I \frac{\sin(kh\sin\theta) - \sin kh}{k\eta\mu^2\theta}
\end{aligned}$$

Για το μακρινό πεδίο ενδιαφέρουν μόνο η  $N_\theta$  και  $N_\varphi$  συνιστώσες. Προκύπτει η έκφραση του διανύσματος ακτινοβολίας  $\vec{N}$  στο μακρινό πεδίο

$$\vec{N} = N_z \hat{z} \Rightarrow N_\varphi = 0, N_\theta = -N_z \eta\mu\theta = -\hat{z}4I \frac{\sin(kh\sin\theta) - \sin kh}{k\eta\mu\theta}$$

Προκύπτουν οι εκφράσεις του ηλεκτρικού και μαγνητικού πεδίου ως εξής:

$$E_\theta = \zeta H_\varphi = \frac{j\omega\mu I}{2k\pi r} e^{-jkr} \frac{\sin(kh\sin\theta) - \sin kh}{\eta\mu\theta} = \frac{j\zeta I}{2\pi r} e^{-jkr} \frac{\sin(kh\sin\theta) - \sin kh}{\eta\mu\theta}$$

Όπως και στην περίπτωση του δίπολου Hertz, η πόλωση του πεδίου είναι γραμμική.

Το διάνυσμα Poynting έχει ακτινική συνιστώσα και μέτρο που δίνεται από την ακόλουθη σχέση

$$P_{av} = \frac{\zeta k^2}{32\pi^2 r^2} |N_\theta|^2 = \frac{\zeta I^2}{8\pi^2 r^2} \left[ \frac{\sin(kh\sin\theta) - \sin kh}{\eta\mu\theta} \right]^2$$

Αντίστοιχα η ένταση της ακτινοβολίας  $U(\theta, \varphi)$  εκφράζεται ως εξής:

$$U(\theta, \varphi) = r^2 P_{av} = \frac{\zeta I^2}{8\pi^2} \left[ \frac{\sin(kh\sin\theta) - \sin kh}{\eta\mu\theta} \right]^2$$

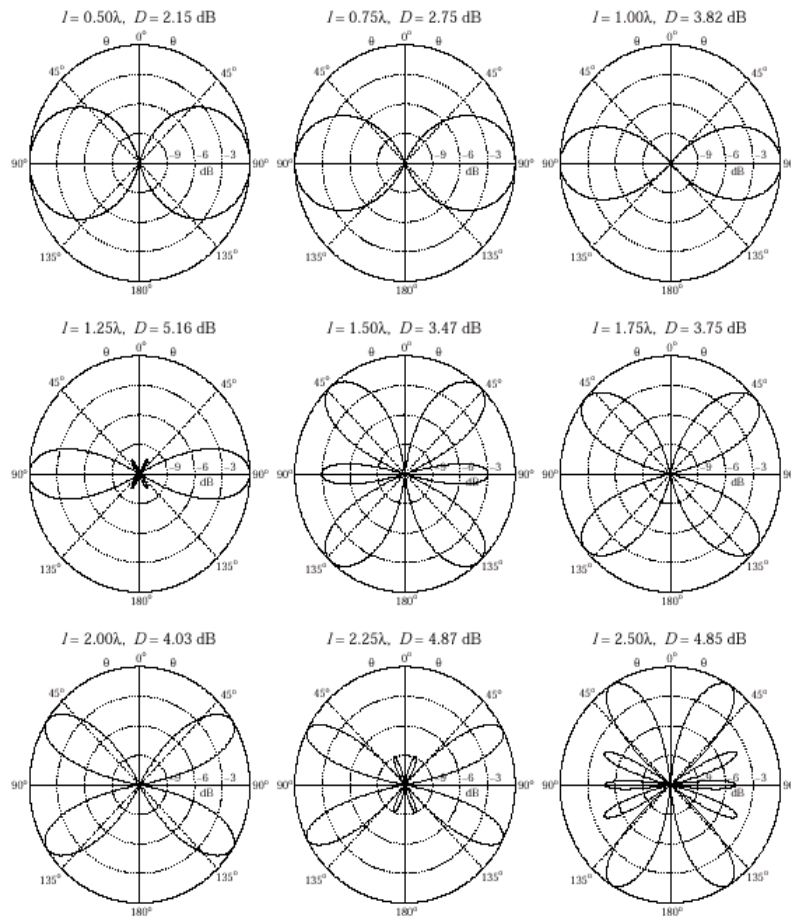
Το διάγραμμα πεδίου ( $rE_\theta$ ) και το διάγραμμα ακτινοβολίας ( $U(\theta, \varphi) = r^2 P_{av}$ ) στα πρωτεύοντα επίπεδα ( $\varphi, \theta=90^\circ$ ) και ( $\varphi=0^\circ, \theta$ ), παρουσιάζουν τα εξής χαρακτηριστικά:

♣ **Ομοιοκατευθυντική ακτινοβολία στο επίπεδο ( $\varphi, \theta=90^\circ$ )** που ερμηνεύεται και από την γεωμετρική συμμετρία του δίπολου.

♣ **Κατευθυντική ακτινοβολία στο επίπεδο ( $\varphi=0^\circ, \theta$ )** που περιγράφεται από τις ακόλουθες σχέσεις

$$|rE_{\theta}| = \frac{\zeta I}{2\pi} \frac{\sin(kh \cos \theta) - \sin kh}{\eta \mu \theta} = E_0 \frac{\sin(kh \cos \theta) - \sin kh}{\eta \mu \theta}$$

$$U(\theta, \varphi) = \frac{E_0^2}{2\zeta} \left[ \frac{\sin(kh \cos \theta) - \sin kh}{\eta \mu \theta} \right]^2$$



**Σχήμα 1.6** Σχετικά Διαγράμματα ακτινοβολίας λεπτών δίπολων μήκους  $l$  εκφραζόμενα σε dB.

Η ακριβής μορφή των διαγραμμάτων στα επίπεδα ( $\theta, \varphi$ =σταθερό) εξαρτώνται από την τιμή του  $kh$  ή ισοδύναμα από την το μήκος του δίπολου εκφραζόμενο σε μήκη κύματος. Μια γενική εικόνα διαγραμμάτων ακτινοβολίας για διάφορα μήκη δίπολων δίνονται στο Σχήμα 1.6. Τα διαγράμματα είναι σχετικά (δηλ. ανηγμένα ως προς τη μέγιστη τιμή τους) και υπολογισμένα σε dB. Η τομή του εσωτερικού δακτυλίου  $-3$ dB με το διάγραμμα ακτινοβολίας δηλώνει τη γωνία ημίσειας ισχύος.

Τα γενικά συμπεράσματα που προκύπτουν από τη συγκριτική μελέτη των εικονιζόμενων διαγραμμάτων είναι τα εξής:

- ▲ Η αύξηση του μήκους του δίπολου οδηγεί σε λοβούς μικρότερου εύρους.

▲ Η αύξηση του μήκους «διασπά» το διάγραμμα ακτινοβολίας σε κύριους και δευτερεύοντες λοβούς.

Η συνολική ακτινοβολούμενη ισχύς προκύπτει ως εξής:

$$W_{\text{ακ}} = \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} U(\theta, \varphi) \eta \mu \theta d\theta d\varphi = \frac{\zeta I^2}{4\pi} \int_0^{\pi} \left[ \frac{\sin(kh \sin \theta) - \sin kh}{\eta \mu \theta} \right]^2$$

Με τη χρήση των ημιτονικών και συνημιτονικών ολοκληρωμάτων,  $S_i(x)$  και  $C_i(x)$ , αντίστοιχα:

$$S_i(x) = \int_0^x \frac{\eta \mu y}{y} dy = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n x^{2n+1}}{(2n+1)!(2n+1)}$$

$$C_i(x) = -\int_x^{\infty} \frac{\sigma \nu y}{y} dy = C + \ln x - S_i(x)$$

όπου  $C=0,5772157$ =σταθερά του Euler και

$$S_1(x) = \int_0^x \frac{1 - \sigma \nu y}{y} dy = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n+1} x^{2n}}{(2n)!(2n)}$$

υπολογίζεται η ακόλουθη έκφραση της ακτινοβολούμενης ισχύος

$$W_{\text{ακ}} = \frac{\zeta I^2}{4\pi} \left[ C + \ln(2kh) - C_i(2kh) + \frac{1}{2} \eta \mu(2kh) [S_i(4kh) - 2S_i(2kh)] + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \sigma \nu(2kh) [C + \ln(kh) + C_i(4kh) - 2C_i(2kh)] \right]$$

### 1.7.2. Ιδία Σύνθετη Αντίσταση

Όπως ήδη έχει επισημανθεί, η σύνδεση μιας κεραίας σε μια γραμμή μεταφοράς, προϋποθέτει τη γνώση της κυκλωματικής φύσης της κεραίας. Συνεπώς ο υπολογισμός της ίδιας αντίστασης της κεραίας, αποτελεί προϋπόθεση για την βέλτιστη προσαρμογή και λειτουργία του συστήματος «πομποδέκτης-γραμμή μεταφοράς-κεραία».

Η ίδια σύνθετη αντίσταση εκφράζεται ως εξής:



$$Z_s = -\frac{1}{I^2(0)} \int_{-h}^{+h} I_z(\rho = \alpha, z = z') E_z(\rho = \alpha, z = z') dz'$$

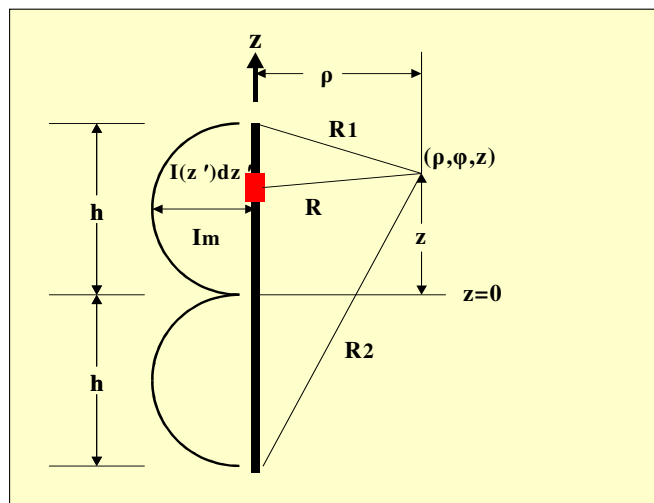
Στην ολοκληρωτέα παράσταση υπεισέρχεται η ένταση του ηλεκτρικού πεδίου και της ρευματικής κατανομής, όπως εκφράζονται πάνω στην επιφάνεια δίπολου μικρής ακτίνας  $\alpha$ . Η παραδοχή της μικρής ακτίνας είναι σημαντική, διότι μόνο υπό αυτή την προϋπόθεση η ρευματική κατανομή μπορεί να θεωρηθεί ημιτονοειδής.

Η παραδοχή της ημιτονοειδούς ρευματικής κατανομής εξειδικεύει αυτή τη γενική σχέση, στην ακόλουθη μορφή:

$$\vec{A}(\rho, z) = \frac{\mu I}{4\pi} \int_{-h}^{+h} \frac{\eta \mu [k(h - |z'|)] e^{-jkR}}{R} dz'$$

όπου το σημείο υπολογισμού εκφράζεται σε κυλινδρικές συντεταγμένες  $(\rho, z)$  και τα σημεία της επιφάνειας του δίπολου σε  $(\alpha, z')$ . Συνεπώς η απόσταση  $R$  δίνεται από τη σχέση

$$R = \sqrt{(\rho - \alpha)^2 + (z - z')^2}$$



**Σχήμα 1.7. Κοντινό Πεδίο Δίπολου**

Από τη γνωστή σχέση  $\vec{\mu H} = \nabla \times \vec{A}$  και εφόσον το  $\vec{A}$  έχει μόνο  $\hat{z}$  συνιστώσα και λόγω συμμετρίας είναι ανεξάρτητο του  $\phi$ , προκύπτει ότι

$$H_\rho = H_z = 0, \quad H_\phi = -\frac{1}{\mu} \frac{\partial A_z}{\partial \rho}$$

Επίσης λόγω της  $\vec{E} = -\frac{j}{\omega\epsilon} \nabla \times \vec{H}$  προκύπτει ότι

$$E_\phi = 0, E_\rho = -\frac{j}{\omega\epsilon\mu} \frac{\partial^2 A_z}{\partial z \partial \rho}, E_z = \frac{j}{\omega\epsilon\mu} \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left( \rho \frac{\partial A_z}{\partial \rho} \right)$$

Μετά από σχετικά σύνθετους μαθηματικούς υπολογισμούς προκύπτουν οι ακόλουθες εκφράσεις:

$$H_\phi(\rho, z) = -\frac{I_m}{j4\pi} \left[ \frac{e^{-jkR_1}}{\rho} + \frac{e^{-jkR_2}}{\rho} - \frac{2\sigma\eta k h e^{-jkr}}{\rho} \right]$$

$$E_\rho(\rho, z) = \frac{\zeta I_m}{4\pi\rho} \left[ (z-h) \frac{e^{-jkR_1}}{R_1} + (z+h) \frac{e^{-jkR_2}}{R_2} - \frac{2\sigma\eta k h e^{-jkr}}{r} \right]$$

$$E_z(\rho, z) = -\frac{j\zeta I_m}{4\pi} \left[ \frac{e^{-jkR_1}}{R_1} + \frac{e^{-jkR_2}}{R_2} - \frac{2\sigma\eta k h e^{-jkr}}{r} \right]$$

Προκύπτει η ακόλουθη έκφραση

$$Z_s = R_s + jX_s$$

όπου το πραγματικό μέρος  $R_s$  είναι η ίδια (ωμική) αντίσταση

$$R_s = \frac{\zeta I_m^2}{4\pi I^2(0)} \left\{ \eta\mu(2kh) [2S_i(u_1) - 2S_i(v_1) + S_i(v_2) - S_i(u_2)] - \right. \\ \left. - \sigma\eta(2kh) [-2C_i(k\alpha) + 2C_i(u_1) + C_i(v_1) - C_i(v_2) - C_i(u_2)] + \right. \\ \left. + 4C_i(k\alpha) - 2C_i(u_1) - 2C_i(v_1) \right\}$$

και το φανταστικό μέρος  $X_s$  είναι η ίδια ανάδραση

$$X_s = \frac{\zeta I_m^2}{4\pi I^2(0)} \left\{ \eta\mu(2kh) [2C_i(u_1) - 2C_i(v_1) + C_i(v_2) - C_i(u_2)] + \right. \\ \left. + \sigma\eta(2kh) [-2S_i(k\alpha) + 2S_i(u_1) + 2C_i(v_1) - S_i(v_2) - S_i(u_2)] - \right. \\ \left. - 4S_i(k\alpha) + 2S_i(u_1) + 2S_i(v_1) \right\}$$

$$u_1 = k \left( \sqrt{\alpha^2 + h^2} - h \right), \quad v_1 = k \left( \sqrt{\alpha^2 + h^2} + h \right)$$

$$u_2 = k \left( \sqrt{\alpha^2 + 4h^2} - 2h \right), \quad v_2 = k \left( \sqrt{\alpha^2 + 4h^2} + 2h \right)$$

Για λεπτά δίπολα ισχύει ότι  $a/h \ll 1$ , οπότε:

$$R_s = \frac{\zeta I_m^2}{4\pi I^2(0)} \{ \eta \mu(2kh) [S_i(4kh) - 2S_i(2kh)] - \sigma \nu \nu(2kh) [-2C_i(2kh) - C_i(4kh) -$$

$$C - \ln(kh)] - 2C_i(2kh) + 2C + 2 \ln(2kh) \}$$

$$X_s = \frac{\zeta I_m^2}{4\pi I^2(0)} \left\{ \eta \mu(2kh) \left[ C + \ln(k\alpha^2 / h) + C_i(4kh) - 2C_i(2kh) \right] + \right.$$

$$\left. + \sigma \nu \nu(2kh) \left[ [2S_i(2kh) - S_i(4kh)] + 2S_i(2kh) \right] \right\}$$

Οι εν λόγω αντιστάσεις έχουν υπολογιστεί για το ρεύμα βάσης  $I(0)$  δηλ είναι οι αντιστάσεις στο σημείο τροφοδοσίας. Συνηθέστερη είναι η αναφορά στις αντιστάσεις που υπολογίζονται για τη μέγιστη τιμή του ρεύματος  $I_m$ . Η σχέση μεταξύ των δύο αυτών αντιστάσεων είναι η ακόλουθη

$$Z_s(\mu\epsilon\gamma) = \frac{I^2(0)}{I_m^2} Z_s(\beta\acute{\alpha}\sigma\eta\varsigma)$$

$$R_s(\mu\epsilon\gamma) = \frac{\zeta}{4\pi} \{ \eta \mu(2kh) [S_i(4kh) - 2S_i(2kh)] - \sigma \nu \nu(2kh) [-2C_i(2kh) - C_i(4kh) -$$

$$C - \ln(kh)] - 2C_i(2kh) + 2C + 2 \ln(2kh) \}$$

$$X_s(\mu\epsilon\gamma) = \frac{\zeta}{4\pi} \left\{ \eta \mu(2kh) \left[ C + \ln(k\alpha^2 / h) + C_i(4kh) - 2C_i(2kh) \right] + \right.$$

$$\left. + \sigma \nu \nu(2kh) \left[ [2S_i(2kh) - S_i(4kh)] + 2S_i(2kh) \right] \right\}$$

Η αντίσταση ακτινοβολίας  $R_{\alpha\kappa\tau}$  εκφράζεται συναρτήσει της ακτινοβολούμενης ισχύος  $W_{\alpha\kappa\tau}$

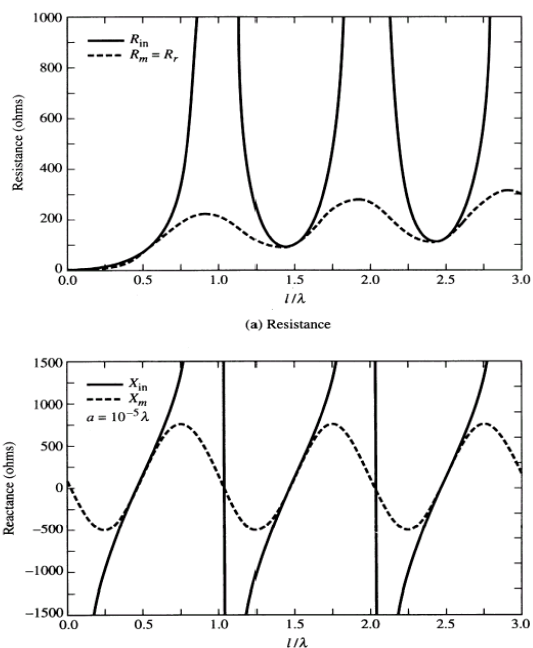
$$W_{\alpha\kappa\tau} = \frac{1}{2} I_m^2 R_{\alpha\kappa\tau} \Rightarrow R_{\alpha\kappa\tau} = \frac{2W_{\alpha\kappa\tau}}{I_m^2}$$

Προκύπτει ότι

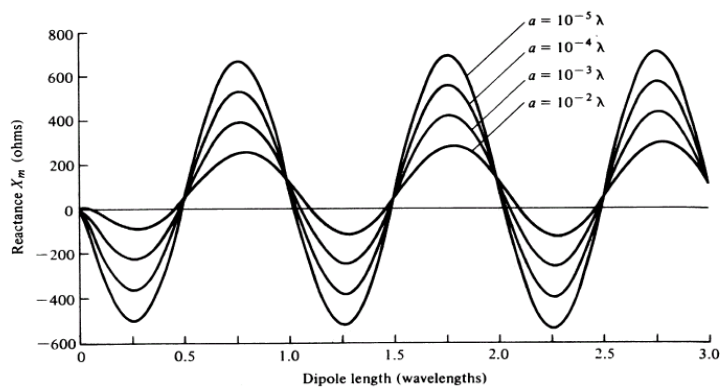
$$R_s(\mu\epsilon\gamma) = R_{\alpha\kappa\tau}$$

Σύμφωνα με τις προαναφερόμενες σχέσεις, προκύπτει ότι η ίδια σύνθετη αντίσταση μιας διπολικής κεραίας εξαρτάται, τόσο από το πάχος του δίπολου, όσο και από το μήκος του. Οι

υπολογισμοί για διάφορα μήκη και πάχη διπόλων παρουσιάζονται με τη μορφή γραφικών παραστάσεων στα Σχήματα 1.8 και 1.9.



**Σχήμα 1.8. Ίδια Αντίσταση και Ανάδραση βάσης (συνεχής γραμμή) και μεγίστου (διακεκομμένη γραμμή) συναρτήσεσι του ηλεκτρικού μήκους  $h/\lambda$ .**



**Σχήμα 1.9 Ανάδραση (μεγίστου) συναρτήσεσι του πάχους ( $a$ ) και του μήκους ( $h$ ) λεπτού δίπολου.**

Η συγκριτική εξέταση των γραφικών παραστάσεων οδηγεί στα ακόλουθα συμπεράσματα:

✦ Δίπολα με μήκη περίπου ίσα με ακέραια πολλαπλάσια του  $\lambda/2$  ( $h/\lambda \cong 0.25$ ) παρουσιάζουν μικρή ή μηδενική ανάδραση  $X_s$ . Η συχνότητα για την οποία συμβαίνει αυτό ονομάζεται συχνότητα συντονισμού ( $\omega_r=2\pi f_r$ ). Είναι προφανές ότι για λόγους προσαρμογής, με τη γραμμή

μεταφοράς, η κεραία επιλέγεται να λειτουργεί γύρω από τη συχνότητα συντονισμού.

▲ Γενικά η συχνότητα συντονισμού είναι αυτή για την οποία το μήκος του δίπολου είναι λίγο πιο μικρό από  $\lambda/2$ . Τα παχύτερα δίπολα παρουσιάζουν το φαινόμενο συντονισμού σε πιο μικρά μήκη.

▲ Δίπολα με μικρότερη ακτίνα ( $a$ ) παρουσιάζουν μεγαλύτερες τιμές στην ανάδραση και πιο απότομες μεταβολές, καθώς αλλάζει η συχνότητα ή ισοδύναμα το ηλεκτρικό μήκος  $h/\lambda$ . Συνεπώς για λειτουργίες ευρείας ζώνης ενδείκνυται η επιλογή παχύτερων δίπολων.

▲ Το πραγματικό μέρος της αυτοαντίστασης δηλ. η αντίσταση ακτινοβολίας είναι ανεξάρτητη της ακτίνας ( $a$ ) και εξαρτάται από το ηλεκτρικό μήκος  $h/\lambda$ .

## 1.8 Γραμμική Διπολική Κεραία $\lambda/2$

Το δίπολο  $\lambda/2$  είναι μια από τις πλέον δημοφιλείς διπολικές κεραίες. Το μέγιστο στο κέντρο του δίπολου προκύπτει ως εξής:

$$I = I_m \sin(kz')$$

**Το διάνυσμα ακτινοβολίας** στο μακρινό πεδίο, προκύπτει ως εξής:

$$\vec{N} = N_z \hat{z} \Rightarrow N_\phi = 0, N_\theta = -N_z \eta \mu \theta = -\hat{z} 4I \frac{\sin\left(\frac{\pi}{2} \sin \theta\right)}{\eta \mu \theta}$$

**Αντίστοιχα, η ένταση του ηλεκτρικού και μαγνητικού πεδίου:**

$$E_\theta = \zeta H_\phi = \frac{j\zeta I}{2\pi r} e^{-jkr} \frac{\sin\left(\frac{\pi}{2} \sin \theta\right)}{\eta \mu \theta}$$

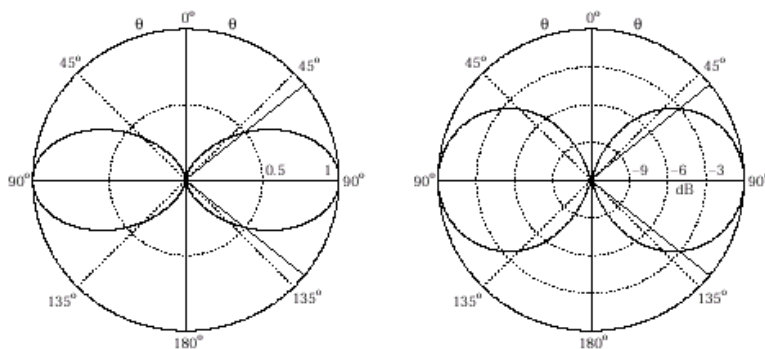
Με ανάλογο τρόπο προκύπτει **το διάνυσμα Poynting** :

$$P_{av} = \frac{\zeta k^2}{32\pi^2 r^2} |N_\theta|^2 = \frac{\zeta I^2}{8\pi^2 r^2} \left[ \frac{\sin\left(\frac{\pi}{2} \sin \theta\right)}{\eta \mu \theta} \right]^2$$

Τα διαγράμματα πεδίου και ισχύος διατηρούν τα γενικά χαρακτηριστικά που περιγράφονται στην προηγούμενη ενότητα και σχεδιάζονται σύμφωνα με τις ακόλουθες σχέσεις

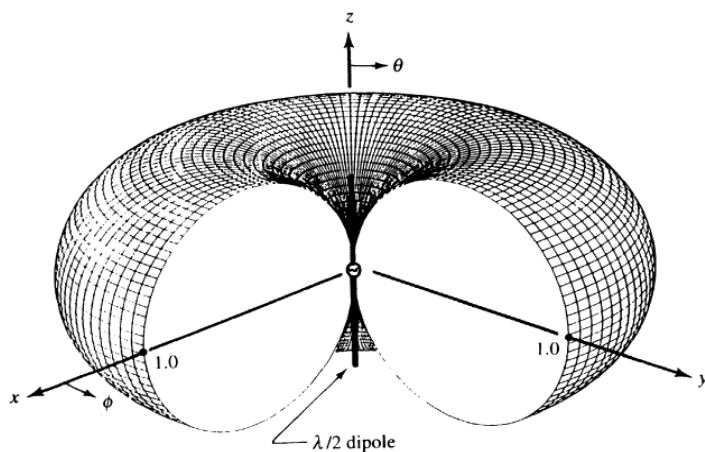
$$|rE_{\theta}| = \frac{\zeta I}{2\pi} \frac{\text{συν}\left(\frac{\pi}{2} \text{συν}\theta\right)}{\eta\mu\theta}$$

$$U(\theta, \varphi) = r^2 P_{av} = \frac{\zeta I^2}{8\pi^2} \left[ \frac{\text{συν}\left(\frac{\pi}{2} \text{συν}\theta\right)}{\eta\mu\theta} \right]^2$$



**Σχήμα 1.10. Σχετικό Διάγραμμα Ισχύος Δίπολου  $\lambda/2$  σε απόλυτες τιμές και dB.**

Συγκρίνοντας το Σχήμα 2.2 του δίπολου Hertz με το Σχήμα 2.12, προκύπτουν ομοιότητες, ως προς τα σημεία μέγιστης και μηδενικής ακτινοβολίας ( $\theta=0, 180$  και  $\theta=90$  αντίστοιχα). Η διαφορά ανάμεσα στα δύο διαγράμματα, έγκειται κυρίως στον στενότερο λοβό και συνεπώς στην υψηλότερη κατευθυντικότητα, που παρουσιάζει το δίπολο  $\lambda/2$ .



Σχήμα 1.11. Τρισδιάστατο διάγραμμα ακτινοβολίας δίπολου  $\lambda/2$ .

Η συνολική ακτινοβολούμενη ισχύς του δίπολου  $\lambda/2$ , δίνεται από:

$$W_{\text{ακ}} = \int_0^\pi \int_0^{2\pi} U(\theta, \varphi) \eta \mu \theta d\theta d\varphi = \frac{\zeta I_m^2}{4\pi} \int_0^\pi \frac{\sigma \nu \nu^2 \left(\frac{\pi}{2} \sigma \nu \nu \theta\right)}{\eta \mu \theta} d\theta \Rightarrow$$

$$\Rightarrow W_{\text{ακ}} = \frac{\zeta I_m^2}{4\pi} \left[ C + \ln(\pi) - \text{Ci}(\pi) + \frac{1}{2} \eta \mu(\pi) [\text{Si}(2\pi) - 2\text{Si}(\pi)] + \right.$$

$$\left. + \frac{1}{2} \sigma \nu \nu(\pi) [C + \ln(\pi/2) + \text{Ci}(2\pi) - 2\text{Ci}(\pi)] \right]$$

$$W_{\text{ακ}} = \frac{\zeta I_m^2}{8\pi} S_1(2\pi)$$

Αντικαθιστώντας το  $\zeta=120\pi$  (κυματική αντίσταση στον κενό χώρο) και  $S_1(2\pi)=2.436$  προκύπτει η τιμή της **αντίστασης ακτινοβολίας** για το δίπολο  $\lambda/2$ .

$$R_{\text{ακτ}} = \frac{2W_{\text{ακτ}}}{I_m^2} = 30S_1(2\pi) = 30 \times 2.436 = 73,09 \Omega$$

Το **εμβαδόν δέσμης** της κεραίας δίνεται από τη **στερεά γωνία  $\Omega_A$**

$$\Omega_A = \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \frac{U(\theta, \varphi)}{U(\theta, \varphi)_{\text{max}}} d\Omega = \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \frac{\sigma \nu \nu^2 \left(\frac{\pi}{2} \sigma \nu \nu \theta\right)}{\eta \mu \theta} d\theta d\varphi = 2\pi \times \frac{S_1(2\pi)}{2} = 2,436\pi$$

Η **κατευθυντικότητα** της κεραίας υπολογίζεται ως εξής:

$$D = \frac{4\pi}{\Omega_A} = \frac{4}{2,436} = 1,64 \text{ ή ισοδύναμα σε dB } D=2,15 \text{ dB}$$

Συνεπώς το δίπολο  $\lambda/2$ , στη διεύθυνση της μέγιστης ακτινοβολίας, ακτινοβολεί 1,64 φορές περισσότερο, συγκριτικά με τον ισοτροπικό ακτινοβολητή ισοδύναμης συνολική ακτινοβολούμενη ισχύ  $W_{\text{ακ}}$ .

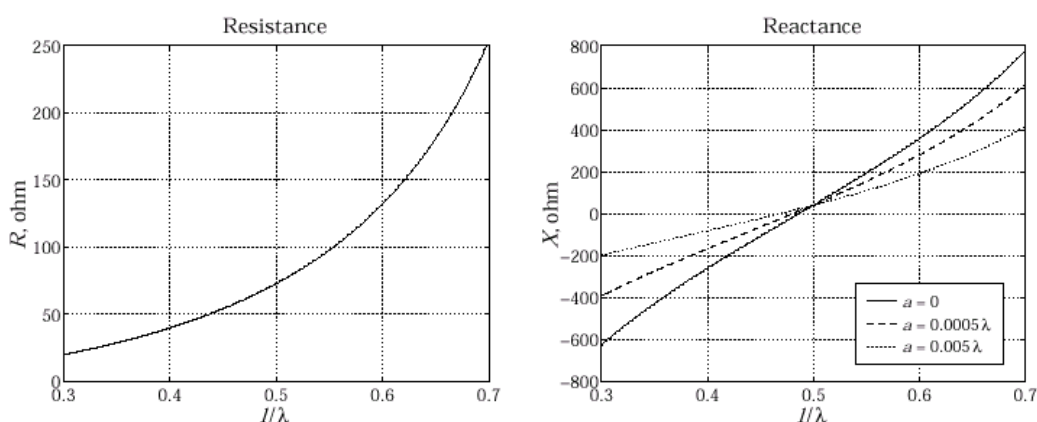
Με αντίστοιχες πράξεις μπορεί να υπολογιστεί η ίδια σύνθετη αντίσταση του δίπολου  $\lambda/2$ . Στην

περίπτωση του δίπολου  $\lambda/2$  το μέγιστο της ρευματικής κατανομής συμπίπτει με το ρεύμα βάσης και επομένως η αντίσταση βάσης και μέγιστου ταυτίζονται.

$$Z_s(\mu\epsilon\gamma) = R_s(\mu\epsilon\gamma) + jX_s(\mu\epsilon\gamma) = \frac{\zeta}{4\pi} [S_1(2\pi) + jS_i(2\pi)]$$

Αντικαθιστώντας τις τιμές  $\zeta=120\pi$ ,  $S_1(2\pi)=2,436$  και  $S_i(2\pi)=1,417$ , προκύπτει η ακόλουθη τιμή για τη **ιδία σύνθετη αντίσταση** του δίπολου  $\lambda/2$

$$Z_s(\mu\epsilon\gamma) = 73,09 + j42,50$$



Σχήμα 1.12. Αντίσταση και Ανάδραση συναρτήσεσι του πάχους και του μήκους δίπολου.

Όπως ήδη έχει επισημανθεί το δίπολο  $\lambda/2$  παρουσιάζει μη μηδενική ανάδραση. Η μηδενική ανάδραση δηλ. ο συντονισμός επιτυγχάνεται για μήκη λίγο μικρότερα από  $\lambda/2$ .

Η ακριβής τιμή του μήκους συντονισμού εξαρτάται από την ακτίνα  $a$  του δίπολου. Η συμβολή του είναι τέτοια ώστε **τα παχύτερα δίπολα να συντονίζονται σε μικρότερα ηλεκτρικά μήκη**. Συνεπώς η αντίσταση εισόδου (ακτινοβολίας) σε συνθήκες συντονισμού θα είναι λίγο μικρότερη για παχύτερα δίπολα.

$$\alpha = 0, \quad 2h = 0.4857\lambda, \quad Z_s(\mu\epsilon\gamma) = Z(\text{βάσης}) = 67.2 \Omega$$

$$\alpha = 0.0005\lambda, \quad 2h = 0.4801\lambda, \quad Z_s(\mu\epsilon\gamma) = Z(\text{βάσης}) = 65.0 \Omega$$

$$\alpha = 0.005\lambda, \quad 2h = 0.4681\lambda, \quad Z_s(\mu\epsilon\gamma) = Z(\text{βάσης}) = 60.5 \Omega$$

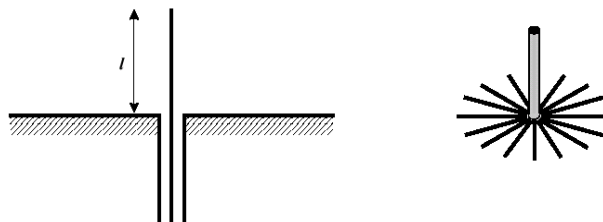


## 1.9. Κατακόρυφες Γειωμένες Κεραίες ή Μονοπολικές Κεραίες

### 1.9.1. Γενικά

Οι κατακόρυφες γειωμένες κεραίες είναι ιδιαίτερα διαδεδομένες σε πρακτικές εφαρμογές. Οι κεραίες αυτές μπορούν να αντιμετωπισθούν σαν μισά δίπολα («μονόπολα»), τα οποία τοποθετούνται πάνω σε αγωγίμα επίπεδα.

Θεωρώντας ότι η γη είναι τέλεια αγωγίμη, το σύστημα του γειωμένου «μονόπολου», είναι ισοδύναμο με ένα δίπολο του οποίου το κάτω μισό είναι είδωλο του πάνω μισού. Επομένως, το σύστημα του ακτινοβολητή είναι ισοδύναμο, με τα δίπολα που τροφοδοτούνται συμμετρικά στο κέντρο τους και συζητήθηκαν εκτενώς στις προηγούμενες ενότητες.



Σχήμα 1.13. Κατακόρυφες γειωμένες κεραίες

Κάποιοι από τους λόγους που ευνοούν τη χρήση τους είναι οι εξής:

☐☐ Το είδωλο λόγω της γείωσης, **διπλασιάζει το ηλεκτρικό μήκος της κεραίας**. Ιδιαίτερα, σε χαμηλές συχνότητες, όπου το μήκος κύματος είναι μεγάλο, η επιλογή της γειωμένης κατακόρυφης κεραίας είναι ένας τρόπος να διατηρηθεί το φυσικό μέγεθος της κεραίας σε αποδεκτές διαστάσεις.

☐☐ Η πόλωση μιας κατακόρυφης γραμμικής κεραίας (**κατακόρυφη πόλωση**) χαρακτηρίζεται από **μικρότερη εξασθένηση για διάδοση κοντά στο έδαφος**.

Τα δύο παραπάνω χαρακτηριστικά ερμηνεύουν την χρήση των κατακόρυφων κεραιών (μεμονωμένα ή σε συστοιχίες) στη ραδιοφωνία AM ( $f=500$  to  $1500$  kHz,  $\lambda =200$  to  $600$  m). Οι κατακόρυφες κεραιές χρησιμοποιούνται επίσης σαν κεραιές σταθμού βάσης σε εφαρμογές κινητών επικοινωνιών.

Η γείωση των κεραιών επιτυγχάνεται, με κατευθείαν σύνδεση στο έδαφος ή σε τεχνητές αγώγιμες επιφάνειες σχετικές με την κάθε εφαρμογή (πχ. η οροφή ενός αυτοκινήτου). Στην περίπτωση, όπου η αγωγιμότητα των υφιστάμενων επιφανειών δεν είναι επαρκής, μπορούν να χρησιμοποιηθούν επικουρικά ακτινικοί αγώγιμοι ράβδοι στη βάση της κεραιάς (πάνω ή και κάτω από το έδαφος).

Οι πλέον δημοφιλείς κατακόρυφες γειωμένες κεραιές έχουν μήκος  $\lambda/4$  και ακτινοβολούν όπως το δίπολο  $\lambda/2$ . Στις περιπτώσεις, όπου το μήκος της κεραιάς πρέπει να είναι πολύ μικρότερο του μήκους κύματος, τότε μπορούμε να μιλάμε για γειωμένο μικρό δίπολο που ακτινοβολεί όπως το δίπολο Hertz.

Εφόσον, οι κατακόρυφα γειωμένες κεραιές είναι ισοδύναμες με δίπολα διπλάσιου μήκους θα ισχύουν τα εξής:

▲ **τα διαγράμματα ακτινοβολίας και τα πεδιακά μεγέθη τους, θα είναι ταυτόσημα με αυτά, που ήδη έχουν υπολογιστεί στις προηγούμενες ενότητες.** Προφανώς, η ισοδυναμία έχει νόημα για το χώρο πάνω από το επίπεδο της γης ( $0<\theta<90$ )

▲ Εφόσον, η κεραιά ακτινοβολεί στο μισό χώρο, συγκριτικά με το αντίστοιχο δίπολο του ελεύθερου χώρου, **η συνολική ακτινοβολούμενη ισχύς ( $W_{\text{ακτ}}^{\text{mp}}$ ) και η αντίσταση ακτινοβολίας ( $R_{\text{ακτ}}^{\text{mp}}$ ) θα είναι υποδιπλάσια των αντίστοιχων του δίπολου ( $W_{\text{ακτ}}^{\text{dp}}, R_{\text{ακτ}}^{\text{dp}}$ )**

$$W_{\text{ακτ}}^{\text{mp}} = \frac{1}{2} W_{\text{ακτ}}^{\text{dp}}, R_{\text{ακτ}}^{\text{mp}} = \frac{1}{2} R_{\text{ακτ}}^{\text{dp}}$$

▲ Εφόσον, η ακτινοβολούμενη ισχύς γίνεται υποδιπλάσια, **η κατευθυντικότητα της κεραιάς ( $D_{\text{mp}}$ ), θα διπλασιάζεται συγκριτικά με αυτή του αντίστοιχου δίπολου ( $D_{\text{dp}}$ ).** Το συμπέρασμα προκύπτει, διότι η ένταση ακτινοβολίας/η ισχύς/η στερεά γωνία στον παρανομαστή της σχέσης (1.60)/(1.61)/(1.62) υποδιπλασιάζεται, εφόσον η ακτινοβολία περιορίζεται μόνο στο χώρο πάνω από την αγώγιμη επιφάνεια.

$$D_{\text{mp}} = 2D_{\text{dp}}$$

▲ Η ρευματική κατανομή της κεραίας είναι ταυτόσημη με αυτή του αντίστοιχου δίπολου, αλλά επάγεται εφαρμόζοντας υποδιπλάσια τάση τροφοδοσίας. Συνεπώς, **η σύνθετη αντίσταση εισόδου θα είναι και αυτή υποδιπλάσια της σύνθετης αντίστασης του αντίστοιχου δίπολου.**

Τέλος, αξίζει να σημειωθεί ότι εάν το επίπεδο γείωσης δεν είναι άπειρων διαστάσεων ή/και δεν είναι τέλεια αγωγίμο, το διάγραμμα ακτινοβολίας παρουσιάζει κάποια ανύψωση παρουσιάζοντας το μέγιστο σε κάποια γωνία  $\alpha$  από τη γή.

### 1.9.2. Κατακόρυφη γειωμένη Κεραία $\lambda/4$

Η κατακόρυφη γειωμένη κεραία μήκους  $\lambda/4$  αντιστοιχεί, όπως είναι αναμενόμενο, στο δίπολο  $\lambda/2$ , που έχει περιγραφεί εκτεταμένα στην ενότητα 2.3. Συνοπτικά, τα χαρακτηριστικά της κεραίας έχουν ως εξής:

▲ Τα χαρακτηριστικά των διαγραμμάτων πεδίου και ακτινοβολίας είναι ταυτόσημα με αυτά του δίπολου  $\lambda/2$  στον ελεύθερο χώρο. Προφανώς για τη γειωμένη κεραία  $\lambda/4$  το πεδίο και η ακτινοβολία είναι μη μηδενική μόνο από την αγωγίμη επιφάνεια

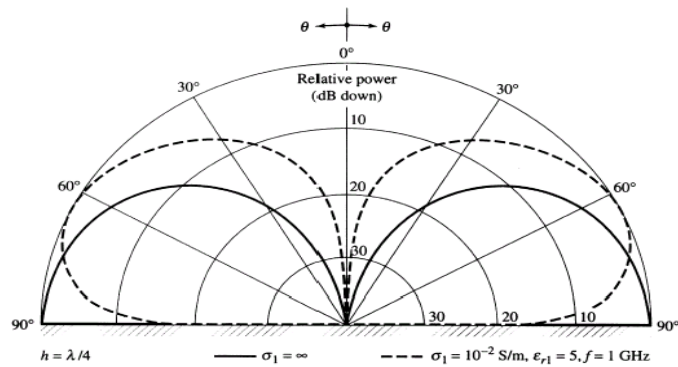
▲ Τα πεδιακά μεγέθη, για το χώρο πάνω από την αγωγίμη επιφάνεια, είναι επίσης ταυτόσημα με αυτά που υπολογίστηκαν για το δίπολο  $\lambda/2$ .

▲ Η συνολική ακτινοβολούμενη ισχύς είναι υποδιπλάσια του δίπολου  $\lambda/2$

$$W_{\text{ακτ}}^{\text{dp}} = \frac{\zeta I_m^2}{16\pi} S_1(2\pi)$$

▲ Η αντίσταση ακτινοβολίας υποδιπλασιάζεται συγκριτικά με το δίπολο  $\lambda/2$

$$R_{\text{ακτ}} = \frac{2W_{\text{ακτ}}}{I_m^2} = 15S_1(2\pi) = 36,5 \Omega$$



**Σχήμα 1.14.** Κανονικοποιημένο διάγραμμα ακτινοβολίας κατακόρυφης γειωμένης κεραίας  $\lambda/4$  πάνω από τέλεια (συνεχής γραμμή) και μερικώς (διακεκομμένη γραμμή) αγωγίμη επιφάνεια άπειρων διαστάσεων.

Το εμβαδόν δέσμης της κεραίας  $\lambda/4$  επίσης υποδιπλασιάζεται

$$\Omega_A = \pi \times \frac{S_1(2\pi)}{2} = 1,218\pi$$

Η κατευθυντικότητα της κεραίας  $\lambda/4$  διπλασιάζεται συγκριτικά με αυτή του δίπολου  $\lambda/2$

$$D = \frac{4\pi}{\Omega_A} = \frac{4}{1,218} = 3,28$$

Τέλος η σύνθετη αντίσταση εισόδου, επίσης, υποδιπλασιάζεται παίρνοντας την τιμή

$$Z_s(\mu\epsilon\gamma) = \frac{(73,09 + j42,50)}{2} = 36,5 + j21,25 \Omega$$

## 1.10. Πρακτικά προβλήματα τροφοδοσίας διπολικών κεραίων

### 1.10.1. Εισαγωγή στα ζητήματα τροφοδοσίας

Τα πλέον σημαντικά ζητήματα, που ανακύπτουν κατά τη σχεδίαση του κυκλώματος τροφοδοσίας των κεραίων, είναι

▲ Η προσαρμογή της αντίστασης εισόδου προς τη χαρακτηριστική αντίσταση της γραμμής μεταφοράς. Από τη θεωρία των γραμμών μεταφοράς είναι γνωστό ότι η έλλειψη προσαρμογής

οδηγεί σε απώλειες κατά τη μεταφορά ισχύος στην κεραία, γεγονός που οπωσδήποτε είναι ανεπιθύμητο. Εάν  $R$  ( $T$ ) είναι ο συντελεστής ανάκλασης (μεταφοράς) σε μια γραμμή μεταφοράς που τροφοδοτεί μια κεραία, τότε θα ισχύουν τα ακόλουθα:

*Λόγος Στάσιμων Κυμάτων*

$$VSWR = \frac{1 + |R|}{1 - |R|}$$

Ανακλώμενη Ισχύς

$$|R|^2 = \left( \frac{VSWR - 1}{VSWR + 1} \right)^2$$

Μεταφερόμενη Ισχύς

$$|T|^2 = 1 - |R|^2$$

▲ Ο μετασχηματισμός συμμετρίας-ασυμμετρίας στην περίπτωση, όπου τα πεδιακά μεγέθη και η ρευματική κατανομή της γραμμής μεταφοράς, παρουσιάζουν διαφορετικά χαρακτηριστικά από αυτά της κεραίας. Χαρακτηριστικό παράδειγμα αποτελεί η τροφοδοσία διπολικής κεραίας με ομοαξονικό καλώδιο. Στην περίπτωση αυτή, ακόμη και αν η χαρακτηριστική αντίσταση του ομοαξονικού καλωδίου λαμβάνει τιμές κοντά στην αντίσταση εισόδου του δίπολου, οι απώλειες είναι σημαντικές.

### **1.10.2. Προσαρμογή αντίστασης**

Όπως ήδη επισημάνθηκε στην προηγούμενη ενότητα, η προσαρμογή του φορτίου αποτελεί ένα δείκτη για τον περιορισμό των απωλειών μεταξύ πομπού και κεραίας.

Το μήκος ενός δίπολου κυμαίνεται στην περιοχή τιμών  $\lambda/4 \leq l \leq \lambda$  και τις περισσότερες φορές λαμβάνει την τιμή συντονισμού  $\lambda/2$ . Για την περίπτωση του συντονισμένου δίπολου ( $\lambda/2$ ), η αντίσταση εισόδου είναι περίπου  $73 \Omega$ . Μια ομοαξονική γραμμή τροφοδοσίας παρουσιάζει

χαρακτηριστική αντίσταση της ίδιας τάξης μεγέθους (χαρακτηριστικές τιμές είναι τα 50 Ω και τα 75 Ω). Επομένως, σε αυτή την περίπτωση το κυρίως πρόβλημα, σε ότι αφορά στην τροφοδοσία, σχετίζεται με τη ασυμμετρία μεταξύ ομοαξονικού και δίπολου. Δεν συμβαίνει όμως το ίδιο στην περίπτωση της δυσύρματης γραμμής μεταφοράς. Σε αυτή την περίπτωση δεν παρουσιάζεται πρόβλημα ασυμμετρίας, αλλά η χαρακτηριστική αντίσταση της γραμμής μεταφοράς είναι της τάξης των 300 Ω. Είναι προφανές ότι, σε αυτή την ακραία περίπτωση αλλά και γενικότερα, είναι αναγκαία η χρήση τεχνικών για την τροποποίηση της αντίστασης εισόδου. Στη συνέχεια θα ακολουθήσει μια συνοπτική περιγραφή ορισμένων τεχνικών προσαρμογής:

### A. Μη Συμμετρική Διέγερση

Ένας τρόπος με τον οποίο μπορεί να επιτευχθεί η αύξηση της αντίστασης εισόδου είναι η μη συμμετρική διέγερση του δίπολου. Μια προσεγγιστική σχέση μεταξύ της αντίστασης εισόδου ενός συμμετρικά ( $Z_{sym}$ ) και ενός ασύμμετρα ( $Z_{asym}$ ) τροφοδοτούμενου δίπολου, είναι η ακόλουθη:

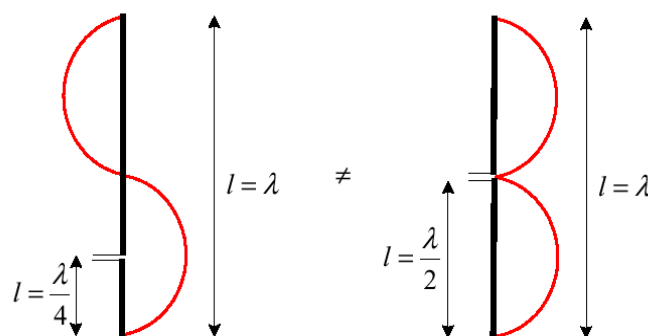
$$Z_{asym}(h) = Z_{sym} \frac{\eta \mu^2(kh)}{\eta \mu^2[k(h-d)]}$$

όπου  $d$  είναι η απόσταση του σημείου τροφοδοσίας από το κέντρο του δίπολου ενώ  $\ell=2h$  είναι το συνολικό μήκος του δίπολου.

Ένας εναλλακτικός προσεγγιστικός τύπος, ο οποίος εκφράζει την αντίσταση εισόδου ενός ασύμμετρα τροφοδοτούμενου δίπολου είναι ο εξής:

$$Z_s \cong \frac{1}{2}(Z_{s1} + Z_{s2})$$

όπου  $Z_{s1}$ ,  $Z_{s2}$  είναι οι σύνθετες αντιστάσεις συμμετρικά τροφοδοτούμενων δίπολων με μήκη  $L_1=d$ ,  $L_2=\ell-d$ .



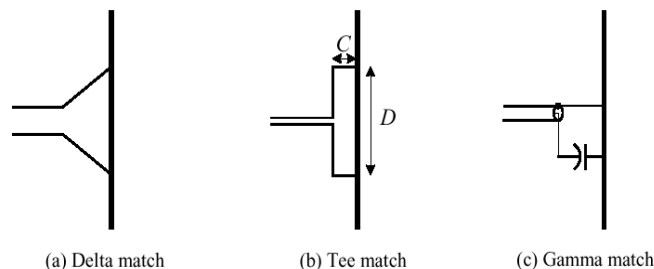
**Σχήμα 1.15. Συμμετρική και Ασύμμετρη τροφοδότηση δίπολου.**

Όπως είναι φανερό και από το Σχήμα 1.15 η αλλαγή του σημείου τροφοδότησης, εκτός από την αντίσταση εισόδου, τροποποιεί και τη ρευματική κατανομή. Συγκεκριμένα, ενώ διατηρείται η μορφή του στάσιμου κύματος, αλλάζει η φορά του ρεύματος. Η τροποίηση της φοράς της ρευματικής κατανομής επηρεάζει και το διάγραμμα ακτινοβολίας και αυτό είναι εν γένει ανεπιθύμητο.

Γι αυτό το λόγο, πρέπει να επισημανθεί ότι μόνο για δίπολα μήκους  $\ell \leq \lambda/2$ , η μη συμμετρική τροφοδότηση οδηγεί σε αύξηση της αντίστασης, χωρίς να επηρεάζεται αισθητά η ρευματική κατανομή. Αντίθετα, για δίπολα μήκους  $\ell \geq \lambda/2$ , η αύξηση της σύνθετης αντίστασης συνδυάζεται με αλλαγές στη φορά της ρευματικής κατανομής και στο διάγραμμα ακτινοβολίας.

### B. Παράλληλη Τροφοδότηση (Shunt Feeding)

Ένας εναλλακτικός τρόπος αύξησης της αντίστασης εισόδου, που παρακάμπτει τα μειονεκτήματα της ασύμμετρης τροφοδότησης, είναι η λεγόμενη παράλληλη τροφοδότηση (shunt feeding). Το Σχήμα 1.16 περιλαμβάνει ορισμένες από τις μορφές παράλληλης τροφοδότησης όπως: η Γ-προσαρμογή (gamma match), Δ-προσαρμογή (delta match) και η Τ-προσαρμογή (tee match).



Σχήμα 1.16. Τύποι παράλληλης τροφοδότησης (shunt feeding)

Η κατάλληλη επιλογή των αποστάσεων D και C οδηγεί στην αύξηση της αντίστασης του δίπολου όπως αυτή γίνεται αντιληπτή από τη γραμμή μεταφοράς. Η μέθοδος της παράλληλης τροφοδότησης μπορεί να επιτύχει αύξηση της αντίστασης σε τετραπλάσιες έως και οκταπλάσιες τιμές από την αρχική.

Η Τ-προσαρμογή αποτελεί την πιο απλή περίπτωση και μέσω αυτής μπορούν να γίνουν κατανοητές οι αρχές λειτουργίας της παράλληλης τροφοδότησης. Συγκεκριμένα, η Τ προσαρμογή μπορεί να αντιμετωπισθεί ως 2 βραχυκυκλωμένες γραμμές μεταφοράς (μήκους D/2) και ένα

δίπολο με μεγάλο διάκενο ( $D$ ). Οι βραχυκυκλωμένες γραμμές είναι μικρότερες από  $\lambda/4$ , οπότε στα άκρα τους παρουσιάζουν επαγωγική αντίσταση. Αντίθετα, το δίπολο παρουσιάζει χωρητική αντίσταση λόγω του μεγάλου διακενου. Στο σύνολο, η επαγωγική αντίσταση αντισταθμίζει την χωρητική, γεγονός που διευκολύνεται και από τη χρήση μεταβλητού πυκνωτή (Σχήμα 1.16,  $\Gamma$ -προσαρμογή).

Σε ότι αφορά τη συνολική αντίσταση εισόδου, η αύξηση του  $D$  οδηγεί σε αύξηση της με μέγιστο στη τιμή  $D=\ell/2$ . Στη συνέχεια, περαιτέρω αύξηση οδηγεί σε μείωση της αντίστασης εισόδου, και όταν  $D=\lambda$  προκύπτει η περίπτωση του αναδιπλωμένου δίπολου που θα εξεταστεί αργότερα.

Συνοψίζοντας πρέπει να επισημανθεί ότι η  $\Gamma$ -προσαρμογή αποτελεί ουσιαστικά προσαρμογή της  $\Gamma$  για την περίπτωση ασυμμετρίας μεταξύ γραμμής και κεραίας.

### Γ. Προσαρμογή με Στέλεχος (Stub-Matching)

Μια πιο ευαίσθητη μέθοδος προσαρμογής, είναι η προσαρμογή με στέλεχος (stub matching). Το στέλεχος αποτελεί μια προέκταση της γραμμής μεταφοράς, απέχει απόσταση  $S$  από την κεραία και έχει μήκος  $C$ . Γενικά, το στέλεχος μπορεί να είναι είτε βραχυκυκλωμένο, είτε ανοιχτοκυκλωμένο (σε αυτή την περίπτωση το μήκος του θα διαφέρει κατά  $\lambda/4$ ). Εάν, για παράδειγμα, είναι βραχυκυκλωμένο και το μήκος του είναι  $c < \lambda/4$ , το στέλεχος προσθέτει επαγωγική αντίσταση παράλληλα στην αντίσταση του δίπολου. Εάν το τελευταίο έχει μήκος  $h < \lambda/4$ , τότε το δίπολο παρουσιάζει χωρητική αντίσταση. Με κατάλληλη ρύθμιση του μήκους του στελέχους ( $C$ ), μπορεί να αντισταθμιστεί η χωρητική αντίσταση του δίπολου και να βελτιωθεί η προσαρμογή. Σε ότι αφορά στην απόσταση του στελέχους από την κεραία, η γενική αρχή είναι η τοποθέτηση του στελέχους όσο είναι δυνατό εγγύτερα της κεραίας (ένα μεγάλο μήκος  $C$  καθιστά την προσαρμογή πιο ευαίσθητη στη συχνότητα).

### Δ. Αναδιπλωμένο Δίπολο (Folded Dipole)

Το αναδιπλωμένο δίπολο αποτελεί μια δημοφιλή επιλογή για ευρείας ζώνης λήψη ραδιοφωνικών ή τηλεοπτικών σημάτων. Τα χαρακτηριστικά που καθιστούν το αναδιπλωμένο δίπολο δημοφιλή επιλογή, είναι ότι

- ♣ Το διάγραμμα ακτινοβολίας του είναι ίδιο με αυτό ενός δίπολου ίδιου μήκους  $\ell$ .
- ♣ Όταν  $\ell \approx \lambda/2$  η αντίσταση του είναι 4 φορές μεγαλύτερη από το δίπολο  $\lambda/2$  δηλ είναι  $Z_{in} \approx 4 \times 73 \approx 292 \Omega$ . Η τιμή αυτή διευκολύνει, από την άποψη της προσαρμογής, διότι βρίσκεται πολύ





Συγκεκριμένα στο επίπεδο της γραμμής μεταφοράς, μπορεί να αντιμετωπισθεί ως 2 στελέχη μήκους  $\ell/2$  συνδεδεμένα παράλληλα, με αντίσταση εισόδου  $Z_{\sigma}$ . Το ρεύμα  $I_t$  είναι ίσο με

$$I_t = \frac{V}{2Z_{\sigma}}$$

όπου  $Z_{\sigma}$  είναι η αντίσταση του στελέχους, όπως φαίνεται από το σημείο διέγερσης.

Στο επίπεδο της κεραίας μπορεί να αντιμετωπισθεί ως ένα δίπολο μήκους  $\ell$ , αντίστασης εισόδου  $Z_s$ , τροφοδοτούμενο από τάση  $V/2$ . Δεδομένου ότι το ισοδύναμο δίπολο αποτελείται από 2 βραχίονες, το ρεύμα σε κάθε βραχίονα είναι το μισό από το αναμενόμενο

$$\frac{I_a}{2} = \frac{(V/2Z_s)}{2} = \frac{V}{4Z_s}$$

Στο επίπεδο του ισοδύναμου αναδιπλωμένου δίπολου το ρεύμα δίνεται από τη σχέση:

$$I_{in} = I_t + \frac{I_a}{2} = V \left( \frac{1}{2Z_t} + \frac{1}{4Z_a} \right) \Rightarrow Z_{in} = \frac{4Z_{\sigma}Z_s}{2Z_s + Z_t}$$

Στην πιο συνηθισμένη περίπτωση, όπου  $\ell = \lambda/2$ , είναι προφανές ότι  $Z_{\sigma} \rightarrow \infty$ , οπότε η αντίσταση εισόδου του αναδιπλωμένου δίπολου λαμβάνει την τιμή

$$Z_{in} = 4Z_s \approx 292 \Omega$$

## 1.11. Γραμμική Κεραία (Οδεύοντος) Κύματος

Οι γραμμικές κεραίες, που έχουν εξεταστεί στις προηγούμενες ενότητες, χαρακτηρίζονται από ημιτονοειδείς ρευματικές κατανομές. Υπό μια έννοια, το ρεύμα που διαρρέει τις γραμμικές αυτές κεραίες, μπορεί να εκληφθεί ως ένα στάσιμο κύμα, που προκύπτει από την ανάκλαση του ρευματικού κύματος στα ανοιχτά άκρα των δίπολων.

Για παράδειγμα η ρευματική κατανομή στο δίπολο  $\lambda/2$ , μπορεί να θεωρηθεί σαν αποτέλεσμα της υπέρθεσης δύο κυμάτων, τα οποία οδεύουν σε αντίθετες κατευθύνσεις.

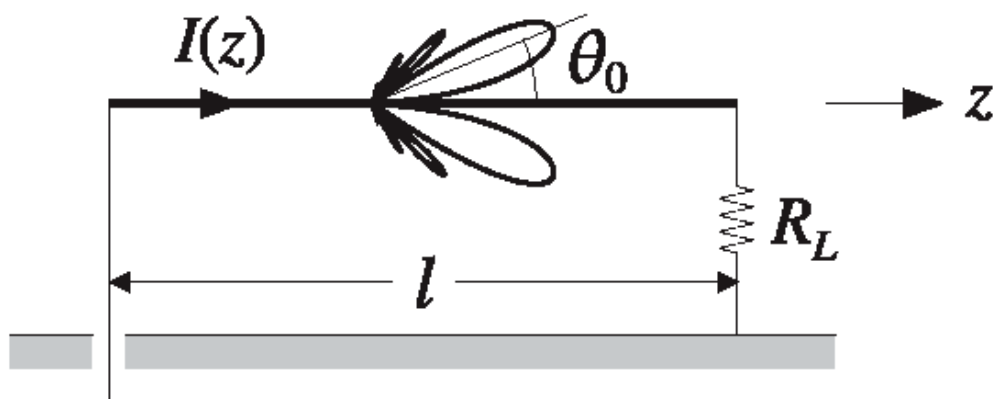
$$I(z) = I_m \sin(kz) = \frac{I_m}{2} (e^{-jkz} + e^{+jkz})$$

Όταν το μη τροφοδοτούμενο άκρο της κεραίας είναι κατάλληλα τερματισμένο, με

προσαρμοσμένο φορτίο (Σχήμα 1.19), το ανακλώμενο κύμα μπορεί να εξαλειφθεί. Σε αυτή την περίπτωση, η ρευματική κατανομή έχει τη μορφή οδεύοντος κύματος

$$I(z) = I_m e^{-jkz}$$

Η κεραίες αυτού του τύπου, ονομάζονται **κεραίες (οδεύοντος) κύματος ή Beverage**. Χρησιμοποιούνται για τη εκπομπή και λήψη σε χαμηλές συχνότητες, κατακόρυφα πολωμένων κυμάτων εδάφους. Αποτελούνται από αγωγούς μήκους 2 ή περισσότερων  $\lambda$ , τερματισμένους στη χαρακτηριστική τους αντίσταση και τοποθετημένους 3 με 6 μέτρα πάνω από την επιφάνεια του εδάφους.



Σχήμα 1.19. Κεραία Οδεύοντος Κύματος.

Για τον υπολογισμό των χαρακτηριστικών της κεραίας κύματος, θα χρησιμοποιηθεί η γεωμετρία του Σχήματος 1.19. Η κεραία τοποθετείται στον άξονα  $z$  και το άκρο από το οποίο τροφοδοτείται ταυτίζεται με την αρχή των αξόνων. Η ρευματική φορά καθώς και η κατασκευαστική συμμετρία κατατείνει σε ένα διάνυσμα ακτινοβολίας, το οποίο έχει μόνο  $\hat{z}$  συνιστώσα και ανεξαρτησία από τη μεταβλητή  $\phi$ . Προκύπτει η ακόλουθη έκφραση για **το διάνυσμα ακτινοβολίας**

$$\vec{N}(\theta) = \int_{V'} \vec{J}(r', \theta', \phi') e^{jk r' \cos \psi} dV' = \hat{z} \int_0^\ell I_m e^{-jkz'} e^{jkz' \cos \theta} dz' = \hat{z} I_m \left[ \frac{e^{-jkz'(1-\cos \theta)}}{-jk(1-\cos \theta)} \right]_0^\ell \Rightarrow$$

$$\vec{N}(\theta) = \hat{z} I_m \frac{1 - e^{-jk\ell(1-\cos \theta)}}{jk(1-\cos \theta)}$$

Αναλύοντας στις  $N_\theta$  και  $N_\phi$  συνιστώσες προκύπτει ότι

$$\vec{N} = N_z \hat{z} \Rightarrow N_\phi = 0, N_\theta = -N_z \eta \mu \theta = -I_m \frac{1 - e^{-jk\ell(1-\cos\theta)}}{jk(1-\cos\theta)} \eta \mu \theta$$

Προκύπτουν οι εκφράσεις του ηλεκτρικού και μαγνητικού πεδίου

$$E_\theta = \zeta H_\phi = \frac{\omega \mu I_m}{4\pi r} e^{-jkr} \frac{1 - e^{-jk\ell(1-\cos\theta)}}{(1-\cos\theta)} \eta \mu \theta = \frac{\zeta I_m}{4\pi r} e^{-jkr} \left[ 1 - e^{-jk\ell(1-\cos\theta)} \right] \sigma_\phi(\theta/2)$$

όπου χρησιμοποιήθηκε η τριγωνομετρική σχέση  $\sigma_\phi(\theta/2) = \eta \mu \theta / (1 - \cos\theta)$ .

Όπως και στην περίπτωση δίπολων στάσιμου κύματος η πόλωση του πεδίου είναι γραμμική.

Το διάνυσμα Poynting έχει ακτινική συνιστώσα και μέτρο που δίνεται από την ακόλουθη σχέση

$$P_{av} = \frac{|E_\theta|^2}{2\zeta} = \frac{\zeta k^2}{32\pi^2 r^2} |N_\theta|^2 = \frac{\zeta I_m^2}{32\pi^2 r^2} \left| 1 - e^{-jk\ell(1-\cos\theta)} \right|^2 \sigma_\phi^2(\theta/2)$$

Η (2.81) απλοποιείται περαιτέρω, με τη χρήση της σχέσης  $\left| 1 - e^{\pm ja} \right| = 2\eta \mu \frac{a}{2}$  και της  $L = \ell / \lambda$ .

$$P_{av} = \frac{\zeta I_m^2}{8\pi^2 r^2} \eta \mu^2 [\pi L (1 - \cos\theta)] \sigma_\phi^2(\theta/2)$$

Αντίστοιχα η ένταση της ακτινοβολίας  $U(\theta)$  εκφράζεται ως εξής:

$$U(\theta) = r^2 P_{av} = \frac{\zeta I_m^2}{8\pi^2} \eta \mu^2 [\pi L (1 - \cos\theta)] \sigma_\phi^2(\theta/2)$$

Το διάγραμμα πεδίου ( $rE_\theta$ ) και το διάγραμμα ακτινοβολίας ( $U(\theta, \phi) = r^2 P_{av}$ ) στα πρωτεύοντα επίπεδα ( $\phi, \theta = 90^\circ$ ) και ( $\phi = 0^\circ, \theta$ ), παρουσιάζουν τα εξής χαρακτηριστικά:

♣ Ομοιοκατευθυντική ακτινοβολία στο επίπεδο ( $\phi, \theta = \text{σταθερό}$ ) που ερμηνεύεται και από την γεωμετρική συμμετρία της κεραίας.

♣ Κατευθυντική ακτινοβολία στο επίπεδο ( $\phi = \text{σταθερό}, \theta$ ) που περιγράφεται από τις ακόλουθες σχέσεις

$$|rE_\theta| = \frac{\zeta I_m}{4\pi r} \left| 1 - e^{-jk\ell(1-\cos\theta)} \right| \sigma_\phi(\theta/2) = \frac{\zeta I_m}{2\pi r} \eta \mu [\pi L (1 - \cos\theta)] \sigma_\phi(\theta/2)$$

$$U(\theta) = \frac{\zeta I_m^2}{8\pi^2} \eta \mu^2 [\pi L (1 - \cos\theta)] \sigma_\phi^2(\theta/2)$$

Τα διαγράμματα ακτινοβολίας στο επίπεδο ( $\phi = \text{σταθερό}, \theta$ ) παρουσιάζουν ενδιαφέρουσες διαφορές, σε σύγκριση με τα δίπολα στάσιμου κύματος με ίδιο μήκος.

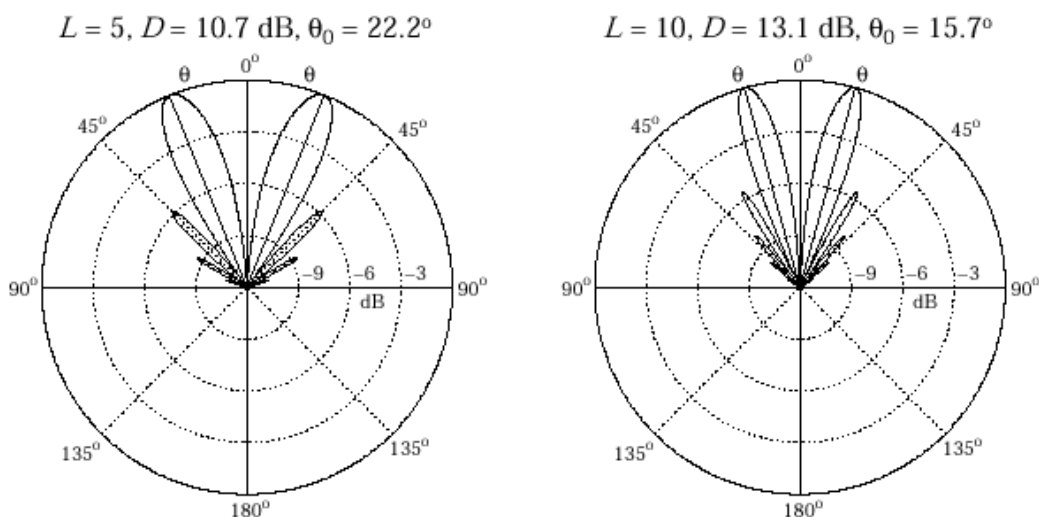
Ο κύριος λοβός παρουσιάζει κλίση, ως προς τον άξονα της κεραίας. Ο αριθμός των δευτερευόντων λοβών αυξάνει με το μήκος της κεραίας.

Η κλίση του λοβού αυξάνει, και ο κύριος λοβός τείνει να ταυτιστεί με τον άξονα της κεραίας, καθώς αυξάνει το μήκος. Μια προσεγγιστική σχέση για τη διεύθυνση του κύριου λοβού είναι η ακόλουθη

$$\theta_0 = \sin^{-1}\left(1 - \frac{0,371}{L}\right)$$

Η γωνία  $\theta_0$  είναι η γωνία που σχηματίζει το μέγιστο του κύριου λοβού με τον άξονα της κεραίας. Είναι προφανές, ότι όσο αυξάνει το  $L$ , η γωνία  $\theta_0$  μειώνεται τείνοντας στο 0 για πολύ μεγάλες τιμές του  $L$ .

Ο κύριος λοβός ακτινοβολίας στενεύει και η κατευθυντικότητα αυξάνει καθώς μεγαλώνει το μήκος της κεραίας.



Σχήμα 1.20 Διάγραμμα ακτινοβολίας σε dB για κεραία οδεύοντος κύματος με μήκος (α) 5λ και (β) 10λ.

Η συνολική ακτινοβολούμενη ισχύς προκύπτει ως εξής:

$$W_{\text{ακ}} = \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} U(\theta, \varphi) \eta \mu \theta d\theta d\varphi = \frac{\zeta I_m^2}{4\pi} \int_0^{\pi} \frac{\eta \mu^3 \theta \eta \mu^2 [\pi L (1 - \sin \theta)]}{(1 - \sin \theta)^2} d\theta$$

Με αλλαγή της μεταβλητής ολοκλήρωσης σε  $x=1-\sin\theta$ , μπορεί να υπολογιστεί σχετικά εύκολα:

$$W_{\text{ακ}} = \frac{\zeta I_m^2}{4\pi} \left[ 1,415 + \ln(2L) - \text{Ci}(4\pi L) + \frac{\eta \mu(4\pi L)}{4\pi L} \right]$$

**Η αντίσταση ακτινοβολίας  $R_{\text{ακτ}}$**  υπολογίζεται άμεσα ( $\zeta=120\pi$ )

$$R_{\text{ακτ}} = \frac{2W_{\text{ακτ}}}{I_m^2} = 30 \left[ 1,415 + \ln(2L) - \text{Ci}(4\pi L) + \frac{\eta\mu(4\pi L)}{4\pi L} \right]$$

**Το εμβαδόν δέσμης** της κεραίας δίνεται από τη **στερεά γωνία  $\Omega_A$**

$$\begin{aligned} \Omega_A &= \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \frac{U(\theta, \varphi)}{U(\theta, \varphi)_{\max}} d\Omega = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \frac{\left( \eta\mu^3 \theta \eta\mu^2 [\pi L(1 - \sigma\upsilon\nu\theta)] / (1 - \sigma\upsilon\nu\theta)^2 \right)}{\eta\mu^2 [\pi L(1 - \sigma\upsilon\nu\theta_0)] \sigma\varphi^2(\theta_0/2)} d\theta d\varphi \Rightarrow \\ \Rightarrow \Omega_A &= \frac{2\pi}{\eta\mu^2 [\pi L(1 - \sigma\upsilon\nu\theta_0)] \sigma\varphi^2(\theta_0/2)} \int_0^{\pi} \frac{\eta\mu^3 \theta \eta\mu^2 [\pi L(1 - \sigma\upsilon\nu\theta)] \sigma\varphi^2(\theta/2)}{(1 - \sigma\upsilon\nu\theta)^2} d\theta \Rightarrow \\ \Rightarrow \Omega_A &= \frac{2\pi}{\eta\mu^2 [\pi L(1 - \sigma\upsilon\nu\theta_0)] \sigma\varphi^2(\theta_0/2)} \left[ 1,415 + \ln(2L) - \text{Ci}(4\pi L) + \frac{\eta\mu(4\pi L)}{4\pi L} \right] \end{aligned}$$

**Η κατευθυντικότητα** της κεραίας υπολογίζεται ως εξής:

$$D = \frac{4\pi}{\Omega_A} = \frac{2\eta\mu^2 [\pi L(1 - \sigma\upsilon\nu\theta_0)] \sigma\varphi^2(\theta_0/2)}{\left[ 1,415 + \ln(2L) - \text{Ci}(4\pi L) + \frac{\eta\mu(4\pi L)}{4\pi L} \right]}$$

Ολοκληρώνοντας το σχολιασμό της κεραίας κύματος, θα επισημανθεί η πλέον σημαντική ιδιότητα αυτού του τύπου των κεραίων. Συγκεκριμένα, **οι κεραίες κύματος παρουσιάζουν χαρακτηριστικά λειτουργίας ευρείας ζώνης** δηλ. διατηρούν τα βασικά χαρακτηριστικά τους σταθερά για μεγάλο εύρος συχνοτήτων.

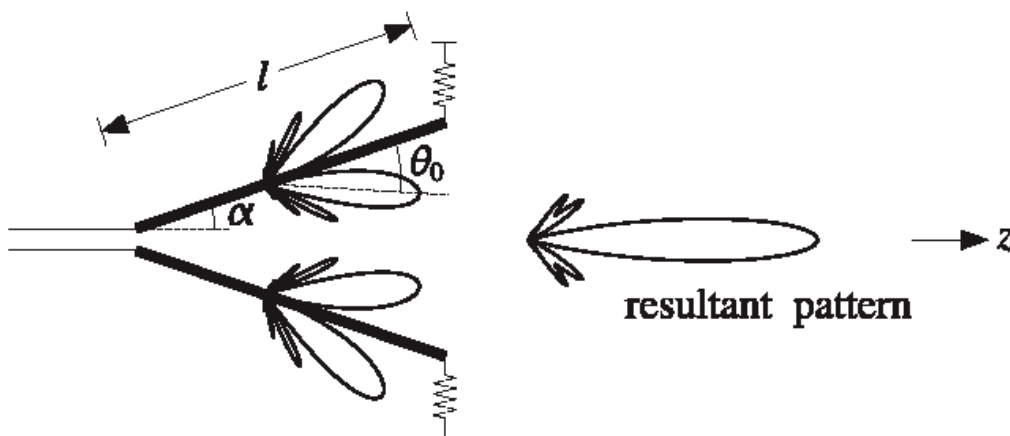
Σύμφωνα με το *Σχήμα 1.20* το διάγραμμα ακτινοβολίας τροποποιείται ελαφρά, ενώ το  $L$  διπλασιάζεται. Ο διπλασιασμός του  $L$ , για σταθερό φυσικό μέγεθος  $\ell$ , ισοδυναμεί με διπλασιασμό της συχνότητας  $f$ .

Τα χαρακτηριστικά ευρείας ζώνης μπορούν, σχετικά εύκολα, να επεκταθούν και σε ότι αφορά την αντίσταση τροφοδοσίας της κεραίας. Συνοπτικά, η προσαρμογή επιτυγχάνεται με φορτίο  $Z_T=Z_0$ , όπου  $Z_0$  η χαρακτηριστική αντίσταση. Εφόσον, η  $Z_0$  είναι πραγματική, η αντίσταση εισόδου θα είναι επίσης ίση με τη χαρακτηριστική αντίσταση  $Z_0$  και πρακτικά ανεξάρτητη της συχνότητας  $f$ .

## 1.12. Κεραία V

Η κεραία τύπου V αποτελείται από δύο κεραίες (οδεύοντος) κύματος, οι οποίες σχηματίζουν γωνία  $2\alpha$  μεταξύ τους (Σχήμα 1.21). Οι κεραίες αυτού του τύπου, μπορούν να κατασκευαστούν «ανοίγοντας» τα άκρα μιας δισύρματης προσαρμοσμένης γραμμής, έτσι ώστε να σχηματίζουν γωνία  $2\alpha$ . Προφανώς κάθε μία από τις γραμμές τερματίζει σε ένα φορτίο  $Z_T=R_L/2$ , όπου  $R_L$  είναι το προσαρμοσμένο φορτίο της αρχικής γραμμής μεταφοράς.

Αξίζει να σημειωθεί ότι οι κεραίες τύπου V συναντώνται και σε μη τερματισμένες διατάξεις, οπότε η ρευματική κατανομή παρουσιάζει χαρακτηριστικά στάσιμου κύματος. Στην περίπτωση, όπου δεν υπάρχει τερματισμός, το διάγραμμα ακτινοβολίας παρουσιάζει δύο κύριους λοβούς σε αντίθετες διευθύνσεις. Συνεπώς, το διάγραμμα ακτινοβολίας ομοιάζει αυτού που δίνεται στο Σχήμα 1.21, αλλά παρουσιάζει και ένα επιπλέον λοβό στην κατεύθυνση  $-\hat{z}$ . Το τελευταίο αυτό γεγονός, εξασφαλίζει αμφίπλευρη κατευθυντικότητα στην κεραία (bi-directional). Στην παρούσα ενότητα, θα εξεταστεί μόνο η περίπτωση της τερματισμένης κεραίας V.



**Σχήμα 1.21 Γεωμετρία προσαρμοσμένης Κεραίας τύπου V**

**Η κεραία τύπου V αποτελεί μια προέκταση της κεραίας κύματος, διατηρώντας τα χαρακτηριστικά λειτουργίας ευρείας ζώνης, με παράλληλη βελτίωση στο ζήτημα της κατευθυντικότητας.**

Συγκεκριμένα η κλίση μεταξύ των δύο κεραιών του Σχήματος 2.27 επιλέγεται, έτσι ώστε οι εσωτερικοί κύριοι λοβοί να αθροίζονται, ενισχύοντας την ακτινοβολία στην κατεύθυνση του άξονα συμμετρίας ( $\hat{z}$  για το Σχήμα 2.27).

Μια επιπλέον προϋπόθεση για να συμβεί αυτό, είναι η τροφοδότηση των δύο κεραιών με ρεύματα ίσου πλάτους και αντίθετης φάσης.

Η ενίσχυση της ακτινοβολίας, στην εν λόγω κατεύθυνση, συνεπάγεται την αύξηση της κατευθυντικότητας, έναντι αυτής που παρουσιάζει η μεμονωμένη κεραία κύματος. Οι εξωτερικοί κύριοι λοβοί δεν εξαφανίζονται, αλλά η υπέρθεσή τους οδηγεί σε εξασθένηση και εμφανίζονται με τη μορφή πλευρικών λοβών χαμηλού ύψους.

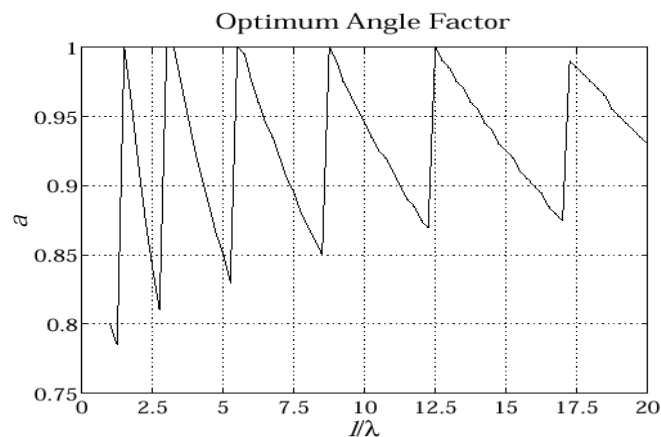
Συνεπώς, το πλέον κρίσιμο χαρακτηριστικό της σχεδίασης της κεραίας V, είναι η επιλογή της γωνίας  $2\alpha$  μεταξύ των δύο κεραιών, έτσι ώστε να έχουμε τη βέλτιστη ακτινοβολία στην κατεύθυνση  $\hat{z}$ .

Η βέλτιστη επιλογή της κλίσης  $\alpha$ , είναι αυτή για την οποία το  $a$  είναι περίπου ίσο με το  $\theta_0$  (δηλ την κλίση του διαγράμματος ακτινοβολίας της μεμονωμένης κεραίας. Δεδομένου, ότι ο υπολογισμός της  $\theta_0$  είναι προσεγγιστικός, είναι απαραίτητη μία διόρθωση της μορφής

$$\alpha = a\theta_0 = a \sin^{-1} \left( 1 - \frac{0,371}{L} \right)$$

όπου  $L = \ell / \lambda$  είναι το ηλεκτρικό μήκος των δύο κεραιών.

Ο διορθωτικός συντελεστής  $a$  εξαρτάται από το μήκος  $\ell$  των κεραιών και λαμβάνει τιμές που απεικονίζονται στο Σχήμα 1.22.

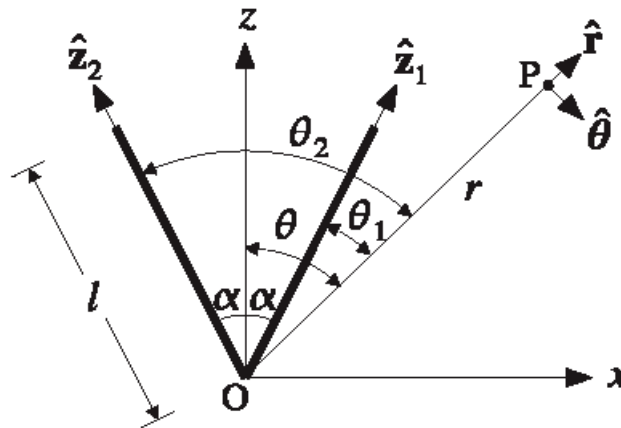


**Σχήμα 1.22 Συντελεστής γωνίας  $a$  για τον υπολογισμό της βέλτιστης γωνίας  $a$  μεταξύ των δύο κεραιών.**

Προκειμένου, να υπολογίσουμε τα χαρακτηριστικά ακτινοβολίας της κεραίας V, θα χρησιμοποιηθούν τα αποτελέσματα της ενότητας 2.6. για τη μεμονωμένη κεραία κύματος. Για την ευκολότερη υιοθέτηση των αποτελεσμάτων θα χρησιμοποιηθούν δύο τοπικά συστήματα συντεταγμένων, με άξονες  $\hat{z}_1$  και  $\hat{z}_2$ , που αντιστοιχούν στους δύο βραχίονες της κεραία V. Τέλος,



η υπέρθεση των συνεισφορών του συστήματος των δύο κεραιών, θα εκφρασθεί σε ένα τρίτο καθολικό σύστημα συντεταγμένων με άξονα  $\hat{z}$ , που ταυτίζεται με τον άξονα συμμετρίας της κεραιάς. Τα τρία συστήματα συντεταγμένων θεωρούνται ομόκεντρα, με την αρχή των αξόνων να τοποθετείται στο σημείο τροφοδοσίας. Οι λεπτομέρειες της προαναφερθείσας διευσθέτησης περιγράφονται στο *Σχήμα 1.23*



**Σχήμα 1.23. Συστήματα Συντεταγμένων για τον υπολογισμό της ακτινοβολίας σε σημείο P του μακρινού πεδίου.**

Οι ρευματικές κατανομές έχουν διαφορά φάσης  $180^\circ$ .

$$I_1(z) = I_m e^{-jkz}, \quad I_2(z) = -I_m e^{-jkz}$$

Τα διανύσματα ακτινοβολίας  $\vec{N}_1, \vec{N}_2$  των δύο βραχιόνων της κεραιάς V, εκφράζονται, ως προς τα αντίστοιχα τοπικά συστήματα συντεταγμένων,

$$\vec{N}_1(\theta) = \hat{z}_1 I_m \frac{1 - e^{-jk\ell(1 - \cos\theta_1)}}{jk(1 - \cos\theta_1)} = \hat{z}_1 \frac{I_m}{jk} f(\theta_1)$$

$$\vec{N}_2(\theta) = -\hat{z}_2 I_m \frac{1 - e^{-jk\ell(1 - \cos\theta_2)}}{jk(1 - \cos\theta_2)} = -\hat{z}_2 \frac{I_m}{jk} f(\theta_2)$$

Αναλύοντας τις σχέσεις στις καρτεσιανές συντεταγμένες, προκύπτει ότι

$$N_x = \cos\alpha [N_1 + N_2]$$

$$N_y = \eta \sin\alpha [-N_1 + N_2]$$

$$N_z = 0$$

Στη συνέχεια, οι καρτεσιανές συντεταγμένες αναλύονται στο ομόκεντρο σφαιρικό σύστημα

συντεταγμένων, με βάση τις σχέσεις που συνδέουν τα δύο συστήματα.

$$\hat{r} = \hat{x}\sigma\eta\phi\eta\mu\theta + \hat{y}\eta\mu\phi\eta\mu\theta + \hat{z}\sigma\eta\theta$$

$$\hat{\theta} = \hat{x}\sigma\eta\phi\sigma\eta\theta + \hat{y}\eta\mu\phi\sigma\eta\theta - \hat{z}\eta\mu\theta$$

$$\hat{\phi} = -\hat{x}\eta\mu\phi + \hat{y}\sigma\eta\theta$$

Συνδυάζοντας τις εξισώσεις, προκύπτουν οι ακόλουθες εκφράσεις για **το διάνυσμα ακτινοβολίας**

$$N_{\theta} = [N_x \sigma\eta\phi + N_y \eta\mu\phi] \sigma\eta\theta = [(N_1 + N_2) \sigma\eta\alpha \sigma\eta\phi + (-N_1 + N_2) \eta\mu\alpha \eta\mu\phi] \sigma\eta\theta \Rightarrow$$

$$\Rightarrow N_{\theta} = \frac{I_m}{jk} [(f(\theta_1) - f(\theta_2)) \sigma\eta\alpha \sigma\eta\phi - (f(\theta_1) + f(\theta_2)) \eta\mu\alpha \eta\mu\phi] \sigma\eta\theta$$

$$N_{\phi} = -N_x \eta\mu\phi + N_y \sigma\eta\theta = -(N_1 + N_2) \sigma\eta\alpha \eta\mu\phi + (-N_1 + N_2) \eta\mu\alpha \sigma\eta\theta \Rightarrow$$

$$\Rightarrow N_{\phi} = -\frac{I_m}{jk} [(f(\theta_1) - f(\theta_2)) \sigma\eta\alpha \eta\mu\phi + (f(\theta_1) + f(\theta_2)) \eta\mu\alpha \sigma\eta\theta]$$

όπου

$$\sigma\eta\theta_1 = \eta\mu\theta \sigma\eta(\phi + \alpha)$$

$$\sigma\eta\theta_2 = \eta\mu\theta \sigma\eta(\phi - \alpha)$$

Προκύπτουν οι εκφράσεις του ηλεκτρικού και μαγνητικού πεδίου

$$E_{\theta} = \zeta H_{\phi} = -\frac{\omega \mu I_m}{4k\pi r} e^{-jk r} [(f(\theta_1) - f(\theta_2)) \sigma\eta\alpha \sigma\eta\phi - (f(\theta_1) + f(\theta_2)) \eta\mu\alpha \eta\mu\phi] \sigma\eta\theta$$

$$E_{\phi} = \zeta H_{\theta} = \frac{\omega \mu I_m}{4k\pi r} e^{-jk r} [(f(\theta_1) - f(\theta_2)) \sigma\eta\alpha \eta\mu\phi + (f(\theta_1) + f(\theta_2)) \eta\mu\alpha \sigma\eta\theta]$$

Όπως είναι προφανές, σε τυχαία θέση υπολογισμού P, οι εκφράσεις για το πεδίο ακτινοβολίας περιέχουν, τόσο τη  $\theta$ , όσο και τη  $\phi$  συνιστώσα και οι εκφράσεις είναι σχετικά πολύπλοκες. Προκειμένου να απλοποιηθούν οι εκφράσεις αλλά και να είναι εφικτή η ποιοτική περιγραφή του πεδίου ακτινοβολίας, η ανάλυση θα περιοριστεί στα πρωτεύοντα επίπεδα ( $\phi, \theta = \pi/2$ ) και ( $\phi = 0, \theta$ ).

Επίπεδο ( $\phi, \theta = \pi/2$ )

$$E_{\theta} = 0$$

$$E_{\phi} = \zeta H_{\theta} = \frac{\omega \mu I_m}{4k\pi r} e^{-jk r} [(f(\theta_1) + f(\theta_2)) \sigma\eta\alpha \eta\mu\phi + (f(\theta_1) - f(\theta_2)) \eta\mu\alpha \sigma\eta\theta] \Rightarrow$$

$$\Rightarrow E_{\varphi} = \frac{\omega \mu I_m}{4k\pi r} e^{-jk r} [f(\varphi + \alpha) \eta \mu(\varphi + \alpha) - f(\varphi - \alpha) \eta \mu(\varphi - \alpha)]$$

Επίπεδο ( $\varphi=0, \theta$ )

$$E_{\theta} = \zeta H_{\varphi} = -\frac{\omega \mu I_m}{4k\pi r} e^{-jk r} (f(\theta_1) - f(\theta_2)) \sigma \nu \alpha \sigma \nu \theta = 0$$

όπου  $f(\theta_1) = f(\theta_2) = f(\alpha)$  για  $\varphi=0$ .

$$E_{\varphi} = \zeta H_{\theta} = \frac{\omega \mu I_m}{2k\pi r} e^{-jk r} f(\alpha) \eta \mu \alpha$$

**Το διάνυσμα Poynting** έχει ακτινική συνιστώσα και μέτρο που δίνεται από την ακόλουθη σχέση

Επίπεδο ( $\varphi, \theta = \pi/2$ )

$$P_{av}(\frac{\pi}{2}, \varphi) = \frac{|E_{\varphi}|^2}{2\zeta} = \frac{\zeta k^2}{32\pi^2 r^2} |N_{\varphi}|^2 = \frac{\zeta I_m^2}{32\pi^2 r^2} |f(\varphi + \alpha) \eta \mu(\varphi + \alpha) - f(\varphi - \alpha) \eta \mu(\varphi - \alpha)|^2$$

Επίπεδο ( $\varphi=0, \theta$ )

$$P_{av}(\theta, 0) = \frac{|E_{\varphi}|^2}{2\zeta} = \frac{\zeta k^2}{32\pi^2 r^2} |N_{\varphi}|^2 = \frac{\zeta I_m^2}{8\pi^2 r^2} |f(\alpha)|^2 \eta \mu^2 \alpha$$

Η (2.112) απλοποιείται περαιτέρω με τη χρήση της σχέσης  $|1 - e^{\pm j\alpha}| = 2\eta \mu \frac{\alpha}{2}$  και της  $L = \ell / \lambda$ .

$$P_{av}(\theta, 0) = \frac{\zeta I_m^2}{\pi^2 r^2} \frac{(\eta \mu^2 [\pi L (1 - \sigma \nu \alpha)]) \eta \mu^2 \alpha}{(1 - \sigma \nu \alpha)^2}$$

**Το διάγραμμα πεδίου ( $rE_{\theta}$ ) και το διάγραμμα ακτινοβολίας ( $U(\theta, \varphi) = r^2 P_{av}$ ) στα πρωτεύοντα επίπεδα ( $\varphi, \theta = 90^\circ$ ) και ( $\varphi = 0^\circ, \theta$ ), παρουσιάζουν τα εξής χαρακτηριστικά:**

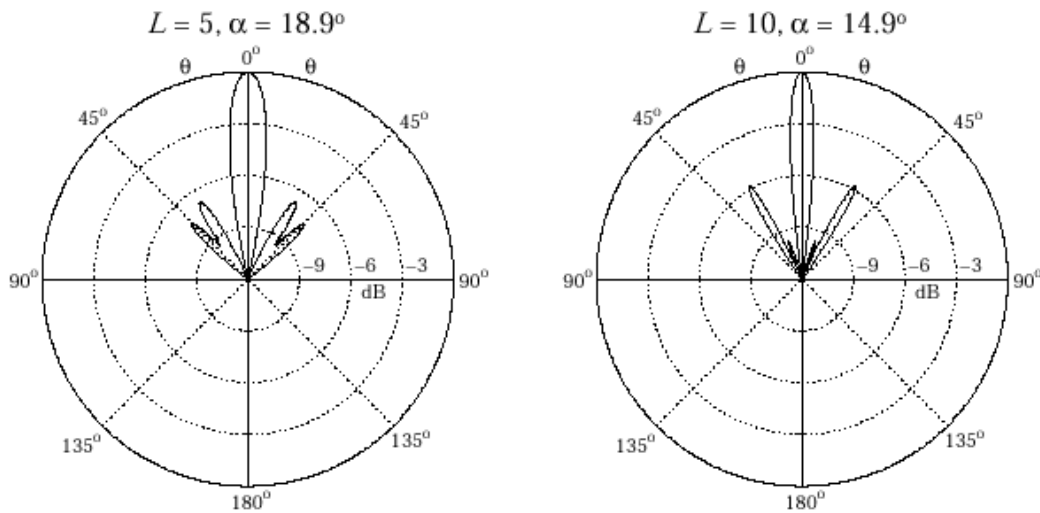
- ♣ **Ομοιοκατευθυντική ακτινοβολία στο επίπεδο ( $\varphi = 0^\circ, \theta$ )**
- ♣ **Κατευθυντική ακτινοβολία στο επίπεδο ( $\varphi, \theta = 90^\circ$ ).**

Τα διαγράμματα ακτινοβολίας (Σχήμα 2.30) παρουσιάζουν ενδιαφέροντα σημεία, σε σύγκριση με αυτά της μεμονωμένης κεραίας κύματος (Σχήμα 2.26).

- ♣ Παρουσιάζεται ένας κύριος λοβός, με μέγιστο πάνω στον άξονα συμμετρίας της κεραίας

( $\varphi=0$ ). Η ενισχυτική υπέρθεση, των διαγραμμάτων ακτινοβολίας της κάθε κεραίας κύματος, αυξάνει την κατευθυντικότητα σε αυτή την κατεύθυνση.

▲ Ο κύριος λοβός ακτινοβολίας στενεύει και η κατευθυντικότητα αυξάνει καθώς μεγαλώνει το μήκος της κεραίας.



Σχήμα 1.24. Σχετικό Διάγραμμα ακτινοβολίας  $U(\theta=\pi/2, \varphi)$  κεραιών τύπου V (α) μήκους  $5\lambda$  και γωνίας  $\alpha=18,9^\circ$  (β) μήκους  $10\lambda$  και γωνίας  $\alpha=14,9^\circ$ .

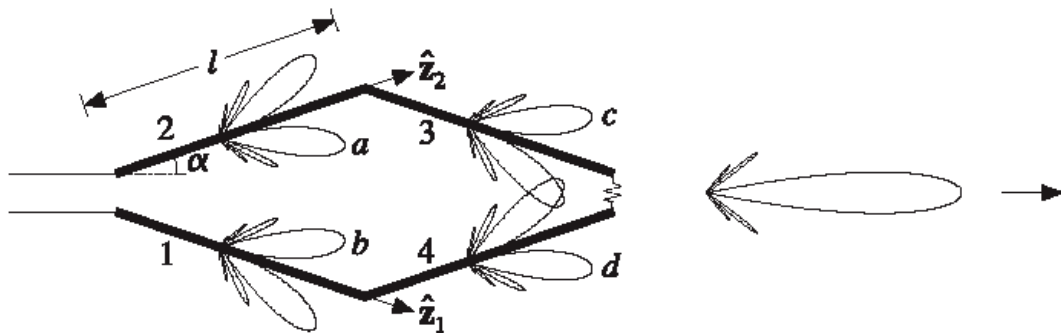
### 1.13. Ρομβική Κεραία

Η ρομβική κεραία αποτελεί μια ενδιαφέρουσα επέκταση των δύο προηγούμενων κεραιών οδεύοντος κύματος. Όπως περιγράφεται και στο Σχήμα 1.25, η ρομβική κεραία συντίθεται, από 4 κεραίες κύματος μήκους  $\ell$  ή ισοδύναμα από 2 συνδεόμενες κεραίες τύπου V.

Η κεραία τροφοδοτείται στη μια κορυφή του ρόμβου και στην αντιδιαμετρική τερματίζεται με κατάλληλη αντίσταση, έτσι ώστε το ρεύμα να έχει χαρακτηριστικά οδεύοντος κύματος με αμελητέες ανακλάσεις. Η εν λόγω προσαρμογή, καθιστά την **κεραία ευρείας ζώνης**.

Με κατάλληλη επιλογή του μήκους  $\ell$  και της γωνίας  $\alpha$ , είναι δυνατή η ενισχυτική υπέρθεση των διαγραμμάτων ακτινοβολίας των επιμέρους κεραιών. Το αποτέλεσμα είναι η **ενίσχυση της**

**κατευθυντικότητα**, τόσο στο επίπεδο που ορίζουν οι αγωγοί (κατά μήκος του μεγάλου άξονα του ρόμβου), όσο και στο κατακόρυφο επίπεδο. Η ακριβής διεύθυνση της μέγιστης ακτινοβολίας στο κατακόρυφο επίπεδο ρυθμίζεται κατά βούληση με τη γεωμετρία της κεραίας. Εάν υποθέσουμε, ότι η ρομβική κεραία τοποθετείται οριζόντια πάνω από το έδαφος, παρουσιάζει ισχυρή ακτινοβολία προς ένα σημείο του ουρανού. Το εν λόγω γεγονός, καθιστά την κεραία μια δημοφιλή επιλογή για μεταδόσεις σε μεγάλες αποστάσεις, στην ζώνη HF (3-30MHz), μέσω ιονόσφαιρας.



**Σχήμα 1.25 Γεωμετρία Ρομβικής Κεραίας.**

**Οι ρευματικές κατανομές** στους αγωγούς 1, 2, 3, 4 δίνονται από τη σχέση:

$$I_1(z) = I_m e^{-jkz_1}, I_2(z) = -I_m e^{-jkz_2}, I_3(z) = -I_m e^{-jk\ell} e^{-jkz_1}, I_4(z) = I_m e^{-jk\ell} e^{-jkz_2}$$

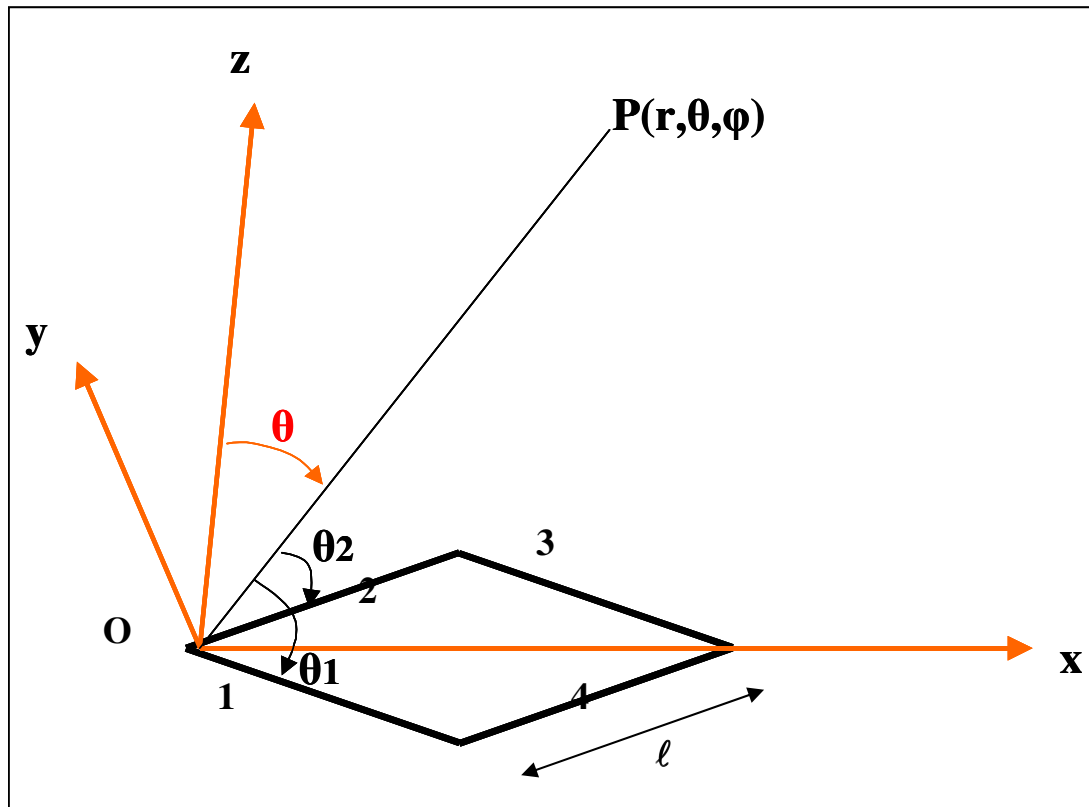
Τα διανύσματα ακτινοβολίας  $\vec{N}_1, \vec{N}_2$ , των αγωγών 1 και 2, ως προς το τοπικό συστήματα συντεταγμένων  $x_1 y_1 z_1$  και  $x_2 y_2 z_2$ , δίνονται από τις παρακάτω σχέσεις. Το κέντρο των συντεταγμένων είναι κοινό και ταυτίζεται με το σημείο τροφοδοσίας.

$$\vec{N}_1(\theta) = \hat{z}_1 I_m \frac{1 - e^{-jk\ell(1 - \cos\theta_1)}}{jk(1 - \cos\theta_1)} = \hat{z}_1 \frac{I_m}{jk} f(\theta_1)$$

$$\vec{N}_2(\theta) = -\hat{z}_2 I_m \frac{1 - e^{-jk\ell(1 - \cos\theta_2)}}{jk(1 - \cos\theta_2)} = -\hat{z}_2 \frac{I_m}{jk} f(\theta_2)$$

Δυστυχώς, η σχέση αυτή δεν μπορεί να χρησιμοποιηθεί αυτούσια για να εκφραστούν τα διανύσματα ακτινοβολίας  $\vec{N}_3, \vec{N}_4$ , ως προς το τοπικά συστήματα συντεταγμένων  $x_1 y_1 z_1$  και  $x_2 y_2 z_2$ . Η έκφραση αυτή, προϋποθέτει τη χρήση συστήματος συντεταγμένων με κέντρο την αρχή

του αγωγού. Το γεγονός αυτό δεν ισχύει για τους αγωγούς 3 και 4, διότι απέχουν απόσταση  $\ell$  από την αρχή των συστημάτων συντεταγμένων  $x_1y_1z_1$  και  $x_2y_2z_2$ . Εφόσον, οι υπολογισμοί αφορούν το πεδίο ακτινοβολίας, μπορούμε να αμελήσουμε αυτή τη διαφορά, σε ότι αφορά τον υπολογισμό του μέτρου του διανύσματος ακτινοβολίας.



Σχήμα 1.26. Καθολικό σύστημα συντεταγμένων xyz.

Λαμβάνοντας υπόψη τις προηγούμενες παρατηρήσεις, προκύπτουν οι ακόλουθες εκφράσεις

$$\vec{N}_3(\theta) = -\hat{z}_1 I_m e^{-jk\ell} \frac{1 - e^{-jk\ell(1 - \cos\theta_1)}}{jk(1 - \cos\theta_1)} e^{jk\ell \cos\theta_2} = -\hat{z}_1 \frac{I_m}{jk} f(\theta_1) e^{-jk\ell(1 - \cos\theta_2)}$$

$$\vec{N}_4(\theta) = \hat{z}_2 I_m e^{-jk\ell} \frac{1 - e^{-jk\ell(1 - \cos\theta_2)}}{jk(1 - \cos\theta_2)} e^{jk\ell \cos\theta_1} = -\hat{z}_2 \frac{I_m}{jk} f(\theta_2) e^{-jk\ell(1 - \cos\theta_1)}$$

Αναλύοντας τις σχέσεις, σε ένα καθολικό σύστημα καρτεσιανών συντεταγμένων xyz, με αρχή το σημείο τροφοδοσίας, προκύπτει ότι

$$N_x = \cos\alpha [N_1 + N_2 + N_3 + N_4]$$

$$N_y = \eta \sin\alpha [-N_1 + N_2 - N_3 + N_4]$$

$$N_z = 0$$

Συνδυάζοντας τις εξισώσεις, προκύπτουν οι ακόλουθες εκφράσεις

$$N_x = \frac{I_m}{jk} f(\theta_1)f(\theta_2)\sigma\alpha(\sigma\theta_1 - \sigma\theta_2) = -\frac{2I_m}{jk} f(\theta_1)f(\theta_2)\sigma\alpha\eta\mu\alpha\eta\mu\theta$$

$$N_y = -\frac{I_m}{jk} f(\theta_1)f(\theta_2)\eta\mu\alpha(2 - \sigma\theta_1 - \sigma\theta_2) = -\frac{2I_m}{jk} f(\theta_1)f(\theta_2)\eta\mu\alpha(1 - \sigma\alpha\eta\mu\theta)$$

Είναι δυνατή η συσχέτιση των καρτεσιανών συνιστωσών, με τις αντίστοιχες σφαιρικές

$$N_\theta = (N_x \sigma\eta\varphi + N_y \eta\mu\theta)\sigma\theta = -\frac{2I_m}{jk} f(\theta_1)f(\theta_2)\eta\mu\alpha\sigma\theta\eta\mu\theta$$

$$N_\varphi = -N_x \eta\mu\theta + N_y \sigma\eta\varphi = -\frac{2I_m}{jk} f(\theta_1)f(\theta_2)\eta\mu\alpha(\sigma\eta\varphi - \sigma\alpha\eta\mu\theta)$$

Προκύπτουν οι εκφράσεις του ηλεκτρικού και μαγνητικού πεδίου

$$E_\theta = \zeta H_\varphi = \frac{\zeta I_m}{2\pi r} e^{-jkr} f(\theta_1)f(\theta_2)\eta\mu\alpha\sigma\theta\eta\mu\theta$$

$$E_\varphi = \zeta H_\theta = \frac{\zeta I_m}{2\pi r} e^{-jkr} f(\theta_1)f(\theta_2)\eta\mu\alpha(\sigma\eta\varphi - \sigma\alpha\eta\mu\theta)$$

**Το διάνυσμα Poynting** έχει ακτινική συνιστώσα και μέτρο, που δίνεται από την ακόλουθη σχέση

$$P_{av}(\theta, \varphi) = \frac{|E|^2}{2\zeta} = \frac{\zeta k^2}{32\pi^2 r^2} |N|^2 = \frac{\zeta I_m^2}{8\pi^2 r^2} |f(\theta_1)f(\theta_2)|^2 \left[ \eta\mu^2 \varphi \sigma\theta^2 + (\sigma\eta\varphi - \sigma\alpha\eta\mu\theta)^2 \right] \eta\mu^2 \alpha$$

Οι τριγωνομετρικοί όροι μπορούν να απλοποιηθούν περαιτέρω

$$\begin{aligned} \eta\mu^2 \varphi \sigma\theta^2 + (\sigma\eta\varphi - \sigma\alpha\eta\mu\theta)^2 &= [1 - \eta\mu\theta\sigma\eta(\varphi + \alpha)][1 - \eta\mu\theta\sigma\eta(\varphi - \alpha)] = \\ &= (1 - \sigma\theta_1)(1 - \sigma\theta_2) \end{aligned}$$

Σύμφωνα με τη σχέση  $|1 - e^{\pm j\alpha}| = 2\eta\mu \frac{\alpha}{2}$  θα ισχύει

$$|f(\theta_1)f(\theta_2)|^2 = \frac{16(\eta\mu^2[\pi L(1 - \sigma\theta_1)])(\eta\mu^2[\pi L(1 - \sigma\theta_2)])}{(1 - \sigma\theta_1)^2(1 - \sigma\theta_2)^2}, \quad (L = \ell/\lambda)$$

Προκύπτει μια σχετικά απλοποιημένη έκφραση για το διάνυσμα Poynting της ρομβικής κεραίας.

$$P_{av}(\theta, \varphi) = \frac{\zeta I_m^2}{2\pi^2 r^2} \frac{(\eta\mu^2[\pi L(1 - \sin\theta_1)])(\eta\mu^2[\pi L(1 - \sin\theta_2)])}{(1 - \sin\theta_1)(1 - \sin\theta_2)} \eta\mu^2 \alpha$$

**Το διάγραμμα πεδίου** ( $rE_\theta$ ) και **το διάγραμμα ακτινοβολίας** ( $U(\theta, \varphi) = r^2 P_{av}$ ), περιγράφονται από τις γενικές σχέσεις

$$|rE_\theta| = \frac{2\zeta I_m}{\pi} \frac{(\eta\mu[\pi L(1 - \sin\theta_1)])(\eta\mu[\pi L(1 - \sin\theta_2)])}{(1 - \sin\theta_1)(1 - \sin\theta_2)} \eta\mu \alpha \sin\theta \eta\mu\varphi$$

$$|rE_\varphi| = \frac{2\zeta I_m}{\pi} \frac{(\eta\mu[\pi L(1 - \sin\theta_1)])(\eta\mu[\pi L(1 - \sin\theta_2)])}{(1 - \sin\theta_1)(1 - \sin\theta_2)} \eta\mu \alpha (\sin\varphi - \sin\alpha \eta\mu\theta)$$

$$U(\theta, \varphi) = \frac{\zeta I_m^2}{2\pi^2} \frac{(\eta\mu^2[\pi L(1 - \sin\theta_1)])(\eta\mu^2[\pi L(1 - \sin\theta_2)])}{(1 - \sin\theta_1)(1 - \sin\theta_2)} \eta\mu^2 \alpha$$

Στη συνέχεια θα μελετηθούν πιο αναλυτικά οι σχέσεις που περιγράφουν τα διαγράμματα στα δύο πρωτεύοντα επίπεδα ( $\varphi, \theta = 90^\circ$ ) και ( $\varphi = 0^\circ, \theta$ )

Επίπεδο ( $\varphi, \theta = \pi/2$ )

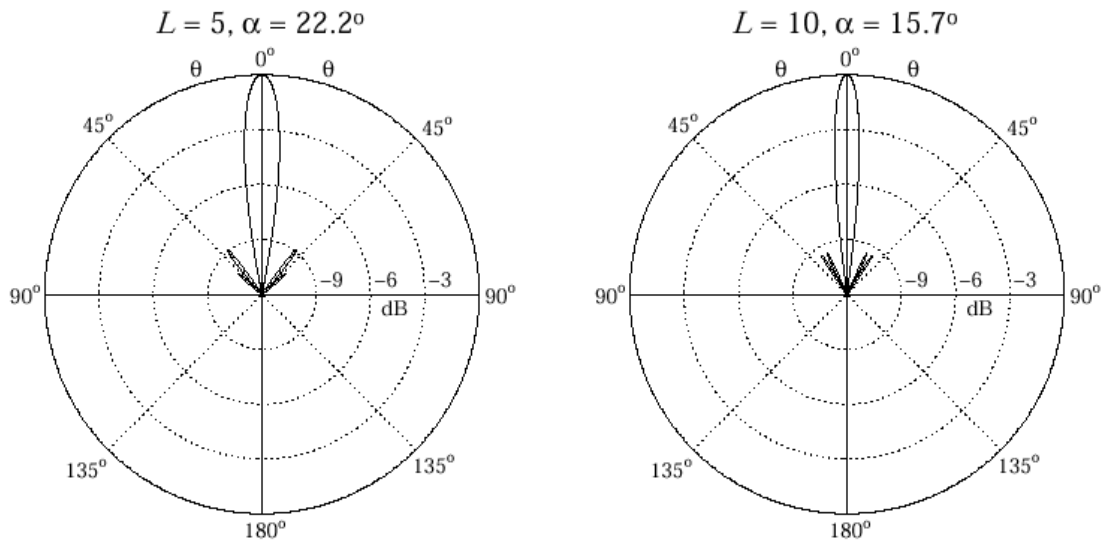
$$\left| rE_\varphi(\varphi, \theta = \frac{\pi}{2}) \right| = \frac{2\zeta I_m}{\pi} \frac{(\eta\mu[\pi L(1 - \sin(\varphi + \alpha))])(\eta\mu[\pi L(1 - \sin(\varphi - \alpha))])}{(1 - \sin(\varphi + \alpha))(1 - \sin(\varphi - \alpha))} \eta\mu \alpha (\sin\varphi - \sin\alpha)$$

$$\left| rE_\theta(\theta = \frac{\pi}{2}, \varphi) \right| = 0$$

$$U(\theta = \frac{\pi}{2}, \varphi) = \frac{\zeta I_m^2}{2\pi^2} \frac{(\eta\mu^2[\pi L(1 - \sin(\varphi + \alpha))])(\eta\mu^2[\pi L(1 - \sin(\varphi - \alpha))])}{(1 - \sin(\varphi + \alpha))(1 - \sin(\varphi - \alpha))} \eta\mu^2 \alpha$$

Στο *Σχήμα 2.33*, σχεδιάζεται το διάγραμμα ακτινοβολίας για διαφορετικά μήκη  $\ell$  ή συχνότητες  $f$  (διαφορετικά  $L = \ell/\lambda$ ) και επιλογή της βέλτιστης γωνίας  $\alpha$ .





Σχήμα 1.27. Οριζόντιο ( $\theta=\pi/2$ ,  $\varphi$ ) Διάγραμμα ακτινοβολίας ρομβικής κεραία

Συνοπτικά, τα συμπεράσματα για το διάγραμμα ακτινοβολίας στο οριζόντιο επίπεδο είναι τα ακόλουθα:

Σύμφωνα με την ανάλυση, που έχει προηγηθεί για την κεραία V, η μέγιστη ακτινοβολία παρουσιάζεται στην κατεύθυνση της μεγάλης διαγωνίου ( $\varphi=0$ ). Η μέγιστη ενίσχυση σε αυτή την κατεύθυνση επιτυγχάνεται εάν επιλεγεί η γωνία  $\alpha$  να είναι ίση με το  $\theta_0$ .

Με την αύξηση του L (δηλ. είτε την αύξηση του μήκους  $\ell$  ή την αύξηση της συχνότητας) αυξάνονται τα σημεία μηδενισμού των ημίτονων. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα την αύξηση των πλευρικών λοβών και την όξυνση του κύριου λοβού (αύξηση κατευθυντικότητας).

Επίπεδο ( $\varphi=0, \theta$ )

$$|rE_{\varphi}(\theta, \varphi = 0)| = \frac{2\zeta I_m}{\pi} \frac{(\eta\mu[\pi L(1 - \eta\mu\theta\sigma\upsilon\alpha)])^2}{(1 - \eta\mu\theta\sigma\upsilon\alpha)^2} \eta\mu(\sigma\upsilon\alpha\varphi - \sigma\upsilon\alpha\alpha)$$

$$|rE_{\theta}(\theta, \varphi = 0)| = 0$$

$$U(\theta, \varphi) = \frac{\zeta I_m^2}{2\pi^2} \frac{(\eta\mu^4[\pi L(1 - \eta\mu\theta\sigma\upsilon\alpha)])}{(1 - \eta\mu\theta\sigma\upsilon\alpha)^2} \eta\mu^2\alpha$$

Συνοπτικά, τα σημαντικότερα σχόλια που προκύπτουν, είναι τα εξής:

▲ Ο κύριος λοβός παρουσιάζει μέγιστο σε γωνία  $\Delta_0$  που εξαρτάται από το L τη και τη γωνία  $\alpha$ . Εάν ληφθεί υπόψη η επίδραση της γης, τότε η διεύθυνση μέγιστου εξαρτάται και από το ύψος H από το έδαφος, στο οποίο τοποθετείται η κεραία. Η επίδραση της γης υπολογίζεται εάν

αντικατασταθεί η γη με το είδωλο της ρομβικής κεραίας και υπολογισθεί η υπέρθεση της ακτινοβολίας των δύο κεραιών (πραγματικής και ειδώλου).

♣ **Ο κύριος λοβός ακτινοβολίας στενεύει και η κατευθυντικότητα αυξάνει καθώς μεγαλώνει το μήκος της κεραίας.** Αυτό συμβαίνει διότι αυξάνουν και τα σημεία μηδενισμού του ημιτονικού όρου.

**Η ρομβική κεραία και η ακτινοβολία της στο κατακόρυφο επίπεδο χρησιμοποιούνται σε εφαρμογές ιονοσφαιρικών ζεύξεων.** Γι' αυτό το λόγο είναι επιθυμητό να μεταβάλλεται η γωνία που παρουσιάζεται το μέγιστο ανάλογα με τη γωνία ανάκλασης στην ιονόσφαιρα η οποία εξυπηρετεί τη ζεύξη. Το ζήτημα της ευθυγράμμισης της γωνίας μέγιστου με την επιθυμητή γωνία  $\Delta\theta$  αποτελεί το σχεδιαστικό κριτήριο για την επιλογή του μήκους  $L$ , της γωνίας  $\alpha$  και του ύψους  $H$  τοποθέτησης της κεραίας πάνω από το έδαφος.

## Κεφάλαιο 2

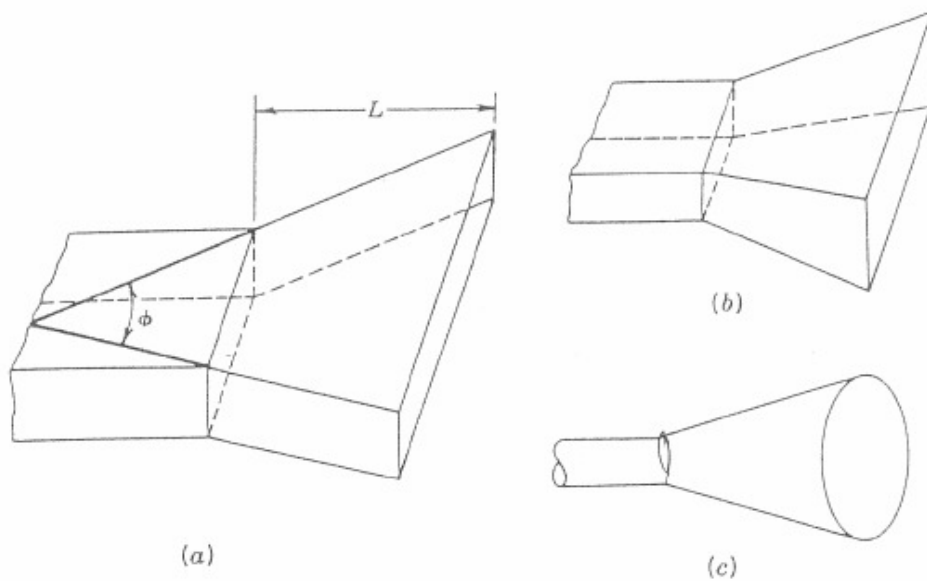
### Μελέτη Παραμέτρων Δορυφορικής Κεραίας

#### 2.1 Η κεραία Χοάνης

Μία κεραία χοάνης ή χοάνη μικροκυμάτων είναι μια κεραία που αποτελείται από ένα μεταλλικό κυματοδηγό που διαμορφώνεται ως χοάνη ώστε να κατευθύνει τα ραδιοκύματα σε μια ακτίνα. Οι χοάνες χρησιμοποιούνται ευρέως ως κεραίες σε UHF και συχνότητες μικροκυμάτων, άνω των 300 MHz. Χρησιμοποιούνται ως κεραίες τροφοδοσίας (που ονομάζονται χοάνες τροφοδοσίας) σε συστήματα μεγαλύτερων κεραιών, όπως παραβολικών κεραιών, ως κεραίες βαθμονόμησης για τη μέτρηση του κέρδους των άλλων κεραιών, και ως κατευθυντικές κεραίες για συσκευές όπως τα πυροβόλα όπλα ραντάρ, αυτοματισμούς, και ραδιόμετρα μικροκυμάτων. Τα πλεονεκτήματά τους είναι η μέτρια κατευθυντικότητα (κέρδος), χαμηλή αναλογία στάσιμου κύματος (SWR), μεγάλο εύρος ζώνης, η απλή κατασκευή και η εύκολη προσαρμογή.

Μία από τις πρώτες κεραίες χοάνης κατασκευάστηκε το 1897 από τον Ινδό ερευνητή Jagadish Chandra Bose στα πρωτοποριακά πειράματά του σχετικά με τα μικροκύματα. Στη δεκαετία του 1930 πραγματοποιήθηκε η πρώτη πειραματική έρευνα (Southworth και Barrow, 1936) και θεωρητική ανάλυση (Barrow και Chu, 1939) των χοανών ως κεραίες. Η ανάπτυξη του ραντάρ στο Δεύτερο Παγκόσμιο Πόλεμο ήταν η αφορμή για να ξεκινήσει η έρευνα για να σχεδιαστούν κεραίες χοάνης ως τροφοδοσία για τις κεραίες ραντάρ. Η κυματοειδής χοάνη που εφευρέθηκε από τον Kay το 1962 έχει γίνει πολύ διαδεδομένη ως χοάνη τροφοδοσίας για μικροκυματικές κεραίες, όπως δορυφορικά πιάτα και τα ραδιοτηλεσκόπια.

Όταν ένας κυματοδηγός τερματίζεται από μία χοάνη, όπως αυτές που φαίνονται στο Σχήμα 2.3, η απότομη ασυνέχεια που υπήρχε ως τώρα, αντικαθίσταται από μία σταδιακή αλλαγή. Δεδομένου ότι η ρύθμιση της σύνθετης αντίστασης είναι σωστή, όλη η ενέργεια που φεύγει προς τα μπροστά από τον κυματοδηγό θα ακτινοβολείται. Επιπλέον θα βελτιωθεί και η κατευθυντικότητα, ενώ θα μειωθούν και οι περιθλάσεις.



**Σχήμα 2.1 Κεραίες χοάνης**

Ένα πλεονέκτημα της κεραίας χοάνης είναι ότι εφόσον δεν έχει συντονιζόμενα στοιχεία, μπορεί να λειτουργήσει σε ένα ευρύ φάσμα συχνοτήτων, ένα μεγάλο εύρος ζώνης. Το αξιοποιήσιμο εύρος ζώνης των κεραιών χοάνης είναι τυπικά της τάξης του 10:1 και μπορεί να είναι έως 20:01 (για παράδειγμα, επιτρέπει να λειτουργούν από 1 GHz έως 20 GHz). Η σύνθετη αντίσταση εισόδου είναι αργά μεταβαλλόμενη στο ευρύ φάσμα συχνοτήτων, επιτρέποντας χαμηλή τάση αναλογίας στάσιμου κύματος (VSWR) στο εύρος ζώνης. Το κέρδος της κεραίας χοάνης κυμαίνεται έως και 25 dBi , με 10 - 20. dBi ως τυπικές τιμές.

Μια κεραία χοάνης χρησιμοποιείται για τη μετάδοση ραδιοκυμάτων από ένα κυματοδηγό (ένα μεταλλικό σωλήνα που μεταφέρει ραδιοκύματα) στο διάστημα, ή τη συλλογή ραδιοκυμάτων σε ένα κυματοδηγό για τη λήψη. Αποτελείται συνήθως από ένα μεταλλικό σωλήνα με μικρό μήκος και σχήμα ορθογώνιο ή κυλινδρικό (ο κυματοδηγός), κλειστό στο ένα άκρο, καταλλήγοντας σε ένα ανοικτό κωνικό ή πυραμιδοειδές σχήμα χοάνης στο άλλο άκρο.

Τα ραδιοκύματα εισάγονται εντός του κυματοδηγού μέσω ενός ομοαξονικού καλώδιου που συνδέεται στην μία πλευρά της χοάνης, με τον κεντρικό αγωγό να προεξέχει μέσα στον κυματοδηγό ώστε να σχηματίσει μια  $\lambda/4$  μονοπολική κεραία. Τα κύματα τότε ακτινοβολούν έξω

από την άκρη της χοάνης σε μια στενή δέσμη. Ωστόσο, σε κάποιο εξοπλισμό τα ραδιοκύματα οδηγούνται μεταξύ του πομπού ή του δέκτη και της κεραίας από έναν κυματοδηγό, και σε αυτή την περίπτωση η χοάνη απλά επισυνάπτεται στο τέλος του κυματοδηγού. Σε χοάνες που έχουν εγκατασταθεί σε εξωτερικούς χώρους, όπως οι χοάνες τροφοδοσίας των παραβολικών κεραιών, το ανοιχτό στόμιο της χοάνης συχνά καλύπτεται από ένα πλαστικό φύλλο το οποίο είναι διαφανές στα ραδιοκύματα, ώστε να υπάρχει προστασία από την υγρασία.

Η κεραία χοάνης παρέχει μια σταδιακή δομή μετάβασης ώστε να ταιριάζει η σύνθετη αντίσταση του σωλήνα με τη σύνθετη αντίσταση του ελεύθερου χώρου, επιτρέποντας τα κύματα από τον σωλήνα να μεταδωθούν αποδοτικά στο διάστημα.

Εάν ένας απλός ανοικτός κυματοδηγός χρησιμοποιείται ως κεραία, χωρίς τη χοάνη, ο ξαφνικός τερματισμός των αγώγιμων τοιχωμάτων προκαλεί μια απότομη αλλαγή στην σύνθετη αντίσταση, η οποία δημιουργείται από τη μετάβαση μεταξύ της σύνθετης αντίστασης του κυματοδηγού και του ελεύθερου χώρου, (περίπου 377 ohms). Όταν τα ραδιοκύματα που ταξιδεύουν μέσω του κυματοδηγού φτάσουν στο άνοιγμα, αυτό το βήμα σύνθετης αντίστασης προκαλεί την ανάκλαση ενός σημαντικού κλάσματος της ενέργειας του κύματος μέσω του κυματοδηγού και προς την πηγή με αποτέλεσμα να μην μεταδίδεται όλη η ισχύς. Αυτό είναι παρόμοιο με την ανάκλαση σε μια ανοιχτή γραμμή μετάδοσης ή στο όριο μεταξύ των οπτικών μέσων με χαμηλό και υψηλό δείκτη διάθλασης, όπως σε μια γυάλινη επιφάνεια. Τα ανακλώμενα κύματα προκαλούν στάσιμα κύματα στον κυματοδηγό, αύξηση του SWR, σπατάλη ενέργειας και, ενδεχομένως, την υπερθέρμανση του πομπού. Επιπλέον, το μικρό άνοιγμα του κυματοδηγού (λιγότερο από ένα μήκος κύματος) προκαλεί σημαντική περίθλαση των κυμάτων που εξέρχονται από αυτό, με αποτέλεσμα να δημιουργείται ένα ευρύ διάγραμμα ακτινοβολίας χωρίς πολύ κατευθυντικότητα.

Για τη βελτίωση αυτών των μειονεκτημάτων, τα άκρα του κυματοδηγού προεκκινούνται προς τα έξω για να σχηματίσουν μία χοάνη. Η κλίση αλλάζει την αντίσταση σταδιακά κατά μήκος της χοάνης. Αυτό λειτουργεί σαν ένας μετασχηματιστής σύνθετης αντίστασης, επιτρέποντας το μεγαλύτερο μέρος της ενέργειας των κυμάτων να μεταδοθεί έξω από το άκρο της χοάνης στο διάστημα, με ελάχιστη αντανάκλαση. Η χοάνη λειτουργεί παρόμοια με μία κωνική γραμμής μεταφοράς, ή ένα οπτικό μέσο με έναν ομαλά μεταβαλλόμενο δείκτη διάθλασης. Επιπλέον, η μεγάλη οπή της χοάνης προβάλλει τα κύματα σε μια στενή δέσμη.

Το σχήμα χοάνης που δίνει την ελάχιστη ανακλώμενη ισχύ είναι το εκθετικά κωνικό. Οι εκθετικές χοάνες χρησιμοποιούνται σε ειδικές εφαρμογές που απαιτούν ελάχιστη απώλεια σήματος, όπως οι δορυφορικές κεραίες και τα ραδιοτηλεσκόπια. Ωστόσο οι κωνικές και πυραμιδικές χοάνες χρησιμοποιούνται περισσότερο, επειδή έχουν ευθείες πλευρές και είναι ευκολότερο να σχεδιάσουν και να κατασκευαστούν.

### **2.1.1 Διάγραμμα ακτινοβολίας**

Τα κύματα οδεύουν κατά μήκος της χοάνης σαν σφαιρικά μέτωπα κύματος, με την προέλευσή τους στην κορυφή της χοάνης, ένα σημείο που ονομάζεται κέντρο φάσεως. Το μοτίβο των ηλεκτρικών και μαγνητικών πεδίων στο επίπεδο του ανοίγματος στο στόμιο της χοάνης, το οποίο καθορίζει το διάγραμμα ακτινοβολίας, είναι μια ανάλογη αναπαραγωγή των πεδίων στον κυματοδηγό. Ωστόσο, επειδή τα μέτωπα κύματος είναι σφαιρικά, η φάση αυξάνεται ομαλά από τις ακμές του επιπέδου ανοίγματος ως το κέντρο, λόγω της διαφοράς στο μήκος μεταξύ του κεντρικού σημείου και των ακμών από το σημείο κορυφής. Η διαφορά φάσεως μεταξύ του κεντρικού σημείου και των άκρων ονομάζεται το σφάλμα φάσης. Αυτό το σφάλμα φάσης, το οποίο αυξάνει με τη γωνία, μειώνει το κέρδος και αυξάνει το εύρος δέσμης.

Καθώς το μέγεθος της χοάνης σε μήκη κύματος αυξάνεται, αυξάνεται επίσης το σφάλμα φάσης, δίνοντας στη χοάνη ένα ευρύτερο διάγραμμα ακτινοβολίας. Για να διατηρηθεί το εύρος δέσμης στενό, απαιτείται μια πιο μακρύτερη χοάνη ώστε κρατήσει το σφάλμα φάσης σταθερό. Το αυξανόμενο σφάλμα φάσης περιορίζει το μέγεθος ανοίγματος στις πραγματικές χοάνες έως περίπου 15 μήκη κύματος. Μεγαλύτερα ανοίγματα θα απαιτούσαν χοάνες με μη πρακτικό μεγάλο μήκος. Αυτό περιορίζει το κέρδος των χοανών έως περίπου 1000 (30 dBi) και το αντίστοιχο ελάχιστο εύρος δέσμης σε περίπου 5 – 10 μοίρες.

Αγνοώντας την επίδραση των άκρων, το διάγραμμα ακτινοβολίας μιας κεραίας χοάνης μπορεί να καθοριστεί αν οι διαστάσεις του στομίου και η κατανομή του πεδίου στο στόμιο είναι γνωστά. Για μια δεδομένη επιφάνεια, η κατευθυντικότητα είναι μέγιστη για ομοιόμορφη κατανομή. Μεταβολές στο μέτρο ή τη φάση του πεδίου στο άνοιγμα μειώνουν την κατευθυντικότητα.

Η αρχή του Fermat είναι εφαρμόσιμη και στο σχεδιασμό των χοανών, αλλά με διαφορετική έμφαση. Αντί να απαιτεί μια σταθερή φάση στο στόμιο της χοάνης, η απαίτηση υποβιβάζεται επιδεχόμενη

μεταβολή της φάσης , αλλά λιγότερο από ένα καθορισμένο ποσό  $\delta$  , το οποίο ισούται με τη διαφορά στο μήκος της διαδρομής για μια ακτίνα που οδεύει κατά μήκος της πλευράς και μια που οδεύει κατά μήκος του άξονα της χοάνης .

### 2.1.2 Τύποι ορθογώνιων και κυκλικών κεραιών χοάνης

Η κεραία χοάνης μπορεί να θεωρηθεί και ως ένας διευρυμένος κυματοδηγός. Ο ρόλος της χοάνης είναι να παράγει ένα ομοιόμορφο μέτωπο φάσης με μεγαλύτερη επιφάνεια από εκείνη του κυματοδηγού, και άρα μεγαλύτερη κατευθυντικότητα.

Η περιοχή μετάβασης ή αλλιώς χοάνη, μεταξύ του κυματοδηγού στο λαιμό και του ελεύθερου χώρου στο άνοιγμα, θα ήταν βέλτιστο να έχει μια σταδιακή εκθετική κλιμάκωση, όπως προκύπτει για την καλύτερη απόδοση λόγω μείωσης της ανάκλασης. Η βαθμιαία μεταβολή της συνθετικής αντίστασης βοηθά τη μετάβαση να γίνει με προσαρμογή και έτσι οι ανακλάσεις περιορίζονται. Η γενικευμένη πρακτική είναι να κατασκευάζονται χοάνες με ευθεία ανοίγματα, λόγω της σχέσης κόστους και απόδοσης.

Οι πιο κοινοί τύποι κεραιών χοάνης αναλύονται παρακάτω. Οι χοάνες μπορεί να έχουν διαφορετικές γωνίες ανοίγματος καθώς και διάφορες καμπύλες διαστολής (ελλειπτική, υπερβολική, κ.λπ.), καθιστώντας δυνατή μια ευρεία ποικιλία από διαφορετικά προφίλ δέσμης.

Η πυραμιδοειδής χοάνη είναι μία κεραία με τη χοάνη σε σχήμα τετράπλευρης πυραμίδας, με ορθογωνική διατομή. Είναι ένας κοινός τύπος, που χρησιμοποιείται με ορθογώνιους κυματοδηγούς, και μεταδίδει γραμμικά πολωμένα ραδιοκύματα.

Τμηματικές χοάνες είναι αυτές στις οποίες οι δύο από τις τέσσερις πλευρές ανοίγουν προς τα έξω. Έτσι δημιουργείται ένα σχήμα βεντάλιας η οποία είναι στενή στο επίπεδο των πλατυνόμενων πλευρών αλλά μεγάλη στο επίπεδο των στενών πλευρών. Ο τύπος της τμηματικής χοάνης επιπέδου Η ονομάζεται έτσι επειδή ανοίγει κατά τη διεύθυνση του μαγνητικού πεδίου στον κυματοδηγό. Αντίστοιχα η τμηματική χοάνη επιπέδου Ε ανοίγει στην κατεύθυνση του ηλεκτρικού πεδίου.

Κωνική χοάνη είναι αυτή που μετά τον κυματοδηγό ανοίγει σε σχήμα κώνου με κυκλική διατομή.

Εφαρμόζονται σε κυλινδρικούς κυματοδηγούς.

Η εκθετική χοάνη έχει καμπύλες πλευρές, στην οποία η απόσταση των πλευρών αυξάνει ως εκθετική συνάρτηση του μήκους. Επίσης ονομάζεται και βαθμωτή χοάνη, *καθώς μπορεί να έχει πυραμιδική ή κωνική διατομή*. Οι εκθετικές χοάνες έχουν ελάχιστες εσωτερικές ανακλάσεις, και σχεδόν σταθερή αντίσταση και άλλα χαρακτηριστικά σε ένα ευρύ φάσμα συχνοτήτων. Χρησιμοποιούνται σε εφαρμογές που απαιτούν υψηλή απόδοση, όπως χοάνες τροφοδοσίας στις δορυφορικές επικοινωνίες κεραίες και τα ραδιοτηλεσκόπια.

Η κυματοειδής χοάνη είναι μία χοάνη με παράλληλες σχισμές ή, μικρά αυλάκια σε σύγκριση με το μήκος κύματος, που καλύπτει την εσωτερική επιφάνεια της χοάνης, εγκάρσια προς τον άξονα. Οι κυματοειδείς χοάνες έχουν ευρύτερο εύρος ζώνης και μικρότερα sidelobes και πολλαπλή πόλωση, και χρησιμοποιούνται ευρέως ως χοάνες τροφοδοσίας για δορυφορικά πιάτα και ραδιοτηλεσκόπια.

Αν η γωνία εκπομπής  $\phi$  είναι τόσο μικρή, οδηγώντας σε μία ρηχή χοάνη, το μέτωπο του κύματος θα είναι σφαιρικό και όχι επίπεδο, και η δέσμη ακτινοβολίας δεν θα είναι κατευθυντική. Το ίδιο ισχύει και για τις δύο γωνίες εκπομπής της πυραμοειδούς χοάνης. Αν η γωνία  $\phi$  είναι πολύ μικρή, το ίδιο μικρό θα είναι και το στόμιο της χοάνης, και η κατευθυντικότητα θα υποφέρει για μια ακόμα φορά (είναι πολύ πιθανά φαινόμενα διαθλάσεως). Είναι λοιπόν φανερό ότι η γωνία εκπομπής έχει μία βέλτιστη τιμή, η οποία σχετίζεται στενά με το μήκος  $L$ , εκφρασμένο σε μήκη κύματος.

Στην πράξη, η γωνία  $\phi$  κυμαίνεται από  $40^\circ$  όταν  $L/\lambda = 6$  με το εύρος δέσμης ακτινοβολίας στο επίπεδο της χοάνης να είναι  $66^\circ$  και το μέγιστο κέρδος κατευθυντικότητας να είναι 40, μέχρι τις  $15^\circ$  όταν  $L/\lambda = 50$ , όπου το εύρος δέσμης ακτινοβολίας είναι  $23^\circ$  και το κέρδος είναι 120. Η χρήση πυραμοειδούς ή κωνικής χοάνης βελτιώνει την συνολική κατευθυντικότητα γιατί η εκπομπή γίνεται τώρα σε περισσότερες από μία κατευθύνσεις. Στην περίπτωση των παραβολικών ανακλαστήρων το παραπάνω δεν είναι πάντα απαραίτητο. Η κεραία χοάνης δεν είναι τόσο κατευθυντική, όσο μία κεραία με παραβολικό ανακλαστήρα, αλλά έχει αρκετά καλή κατευθυντικότητα, ένα ικανοποιητικό εύρος ζώνης (στην περιοχή του 10%) και απλή μηχανική κατασκευή. Η συγκεκριμένη κεραία χρησιμοποιείται πολύ συχνά μαζί με κυματοδηγούς. Απλές χοάνες (ή με εκθετικές αντί για επίπεδες πλευρές) χρησιμοποιούνται συχνά είτε μόνες τους, είτε ως πρωταρχικές κεραίες εκπομπής για παραβολοειδείς ανακλαστήρες.

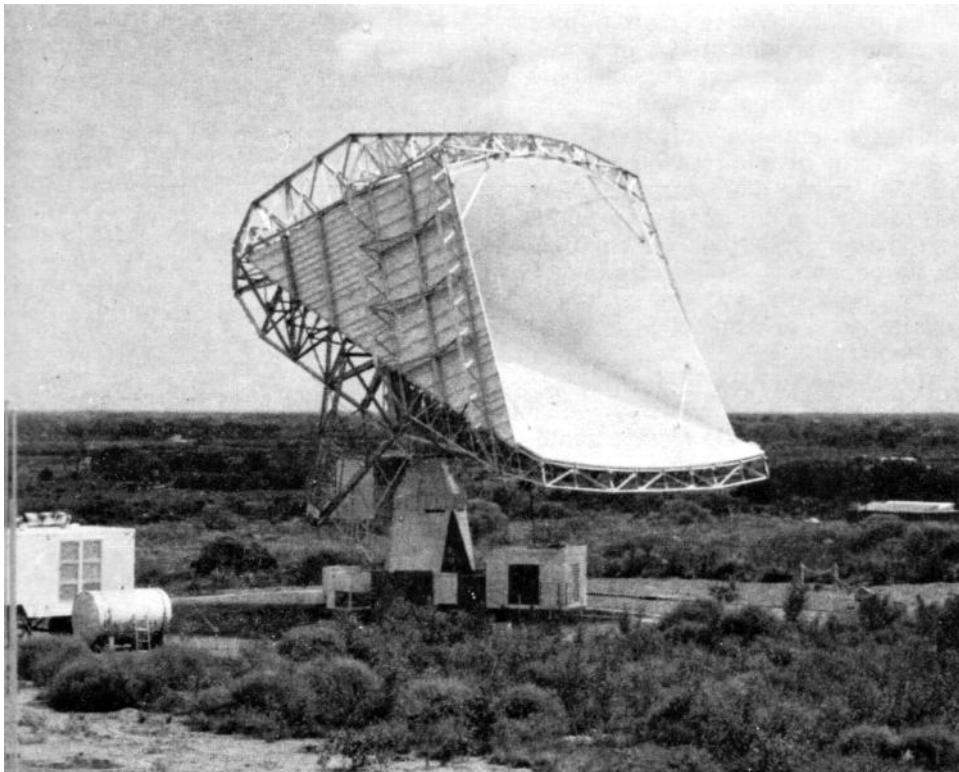


Ορισμένες συνθήκες υπαγορεύουν την χρήση μίας κοντής, ρηχής χοάνης, όπου το μέτωπο του εκπεμπόμενου κύματος είναι κυρτό, και όχι επίπεδο όπως θεωρήθηκε μέχρι τώρα. Όταν κάτι τέτοιο δεν μπορεί να αποφευχθεί χρησιμοποιείται ένας διηλεκτρικός φακός για να διορθωθεί η κυρτότητα. Οι κεραίες φακών περιγράφονται στην επόμενη ενότητα.

Υπάρχουν δύο κεραίες σε χρήση που είναι σχετικά δύσκολο να τις κατατάξουμε, αφού κάθε μία αποτελεί διασταύρωση μεταξύ μίας χοάνης και ενός παραβολικού ανακλαστήρα. Πρόκειται για την Cass χοάνη και την τριπλά αναδιπλούμενη χοάνη ανακλαστήρα, η τελευταία αποκαλείται συχνότερα τοξοειδής χοάνη.

Στην Cass-χοάνη κεραία, τα ραδιοκύματα συλλέγονται από μια μεγάλη επιφάνεια βάσης, όπως φαίνεται στο Σχήμα 2.3, η οποία είναι ελαφρά (παραβολικά) κυρτή και ανακλώνται προς τα πάνω σε γωνία  $45^\circ$ . Όταν χτυπήσουν την πάνω επιφάνεια, η οποία είναι ένας μεγάλος υπερβολικός κύλινδρος, ανακλώνται προς τα κάτω στην εστία, η οποία βρίσκεται στο κέντρο της επιφάνειας της βάσης. Εκεί, οι ακτίνες συλλέγονται από την κωνική χοάνη που είναι τοποθετημένη στην εστία. Στην περίπτωση της εκπομπής συμβαίνουν τα ακριβώς αντίθετα.

Αυτός ο τύπος της κεραίας χοάνης-ανακλαστήρα έχει κέρδος και εύρος δέσμης συγκρίσιμο με αυτό ενός παραβολοειδούς ανακλαστήρα της ίδιας διαμέτρου. Όπως και το Cassegrain feed, από το οποίο πήρε και το όνομά του, η Cass- χοάνη έχει τέτοια γεωμετρία που επιτρέπει την τοποθέτηση του δέκτη (ή του πομπού) στην εστία, χωρίς εμπόδια. Πρόκειται λοιπόν για μια κεραία χαμηλού θορύβου που χρησιμοποιείται στην παρακολούθηση δορυφόρων και επικοινωνιακών σταθμών.



**Σχήμα 2.3 Cass-χοάνη**

## **2.2 Παράμετροι δορυφορικής κεραίας**

Το διάγραμμα ακτινοβολίας μίας κεραίας είναι πολύπλοκο, και θα πρέπει να βρεθεί ο τρόπος ώστε να περιγραφεί και να προσδιοριστεί με σαφήνεια. Συνεπώς ορίζονται τα κατάλληλα μεγέθη με τη βοήθεια των οποίων θα περιγραφούν και καθοριστούν τα χαρακτηριστικά κάθε κεραίας. Ενδεικτικά αναφέρονται το κέρδος της κεραίας, η κατευθυντικότητα, το εύρος ζώνης, το εύρος δέσμης ακτινοβολίας και άλλα που αναφέρονται παρακάτω.

### **2.2.1 Κατευθυντικό κέρδος**

Το κέρδος (απολαβή) της κεραίας ορίζεται ως ο λόγος της πυκνότητας ισχύος που εκπέμπεται ή λαμβάνεται ανά μονάδα στερεάς γωνίας από την κεραία προς μια δεδομένη διεύθυνση, προς την πυκνότητα ισχύος που εκπέμπεται ή λαμβάνεται ανά μονάδα στερεάς γωνίας από μια πανκατευθυντική κεραία, η οποία τροφοδοτείται με την ίδια ισχύ. Ο λόγος αυτός δίνεται σχεδόν πάντοτε σε decibel (dB).

Τα χαρακτηριστικά που επηρεάζουν την απολαβή είναι τα εξής:

- ♣ Η διάμετρος παραβόλου
- ♣ Το μέγεθος της επικαλυπτόμενης επιφάνειας από την χοάνη και το LNB
- ♣ Η ακρίβεια κατασκευής - συναρμολόγησης (βίδες, τρύπες, ενώσεις)
- ♣ Η αδυναμία στην συγκέντρωση (από τυχόν μικρή στρέβλωση)

Κάθε ένα από τα παραπάνω μπορεί να αυξήσει αλλά και να μειώσει την απολαβή και, ως αποτέλεσμα, και την ποιότητα λήψης του δορυφορικού σήματος. Η ενίσχυση μίας κεραίας μεγαλώνει με την αύξηση της διαμέτρου της και επίσης μεγαλώνει όσο αυξάνεται η συχνότητα (μήκος κύματος =  $300 / \text{συχνότητα σε MHz}$ ). Η ενίσχυση εκφράζεται σε dB (όπου κάθε 3 dB διαφορά σημαίνει διπλασιασμός ισχύος του σήματος).

Το κέρδος του δίπολου Hertz υπολογίζεται στα 1.76dB, ενώ καθ' όμοιο τρόπο η αντίστοιχη τιμή του κέρδους της διπολικής κεραίας μισού κύματος υπολογίζεται στα 2.15dB. Το κέρδος των wire κεραίων ποικίλει από 2.15dB (δίπολο μισού κύματος) έως 8.51dB (στην περίπτωση της διπολικής κεραίας μήκους  $l=8\lambda$ ). Στην περίπτωση των παρόμοιων (ως προς το μήκος) μη συντονισμένων κεραίων, οι τιμές κέρδους είναι από 5.05dB έως 12.4dB.

Καθώς αυξάνεται το μήκος της κεραίας αυξάνεται και το κέρδος της. Συγκρίνοντας τα κέρδη των συντονισμένων κεραίων με τα αντίστοιχα των μη συντονισμένων, προκύπτει ότι μεγαλύτερο κέρδος παρουσιάζουν οι μη συντονισμένες κεραίες.

Η απολαβή της κεραίας επηρεάζεται απ' το πολοδιάγραμμά της και είναι τόσο μεγαλύτερη όσο περισσότερο κατευθυντικό είναι το πολοδιάγραμμα της κεραίας. Με άλλα λόγια, όσο μικρότερο είναι το εύρος του λοβού τόσο μεγαλύτερη είναι η απολαβή της κεραίας.

Για παράδειγμα, η απολαβή των κεραίων που χρησιμοποιούνται στη τηλεόραση εξαρτάται από τον τύπο της κεραίας, το μέγεθός της και τη περιοχή συχνοτήτων που καλύπτει. Υπάρχουν κεραίες τηλεόρασης που δίνουν τιμές απολαβής από 0 ως 18 dB. Η απολαβή της κεραίας δεν είναι σταθερή για όλο το φάσμα συχνοτήτων που έχει κατασκευαστεί. Αυτό δεν έχει σημασία και συνήθως είναι επιθυμητό η απολαβή της κεραίας να αυξάνει με τη συχνότητα.

Η απολαβή είναι μέγιστη στη διεύθυνση της μέγιστης ακτινοβολίας και έχει τιμή η οποία δίνεται από τη σχέση :

$$G_{\max} = (4\pi / \lambda^2) A_{\text{eff}}$$

όπου  $\lambda = c/f$

c: η ταχύτητα του φωτός

f: η συχνότητα του ηλεκτρομαγνητικού κύματος

$A_{\text{eff}}$ : η ενεργός επιφάνεια της κεραίας

Εάν η γεωμετρική επιφάνεια της κεραίας είναι  $A = \pi D^2 / 4$ , όπου D η διάμετρος του ανακλαστήρα ή της κυκλικής επιφάνειας της κεραίας, είναι  $A_{\text{eff}} = nA$ , όπου n είναι η απόδοση της κεραίας. Ως εκ τούτου καταλήγουμε:

$$G_{\max} = n(\pi D / \lambda)^2 = n(\pi D f / c)^2$$

Και αν την εκφράσουμε σε dbi το πραγματικό κέρδος της κεραίας είναι:

$$G_{\max}(\text{dbi}) = 10 \log[n(\pi D / \lambda)^2] = 10 \log[n(\pi D f / c)^2]$$

Η απόδοση της κεραίας n προκύπτει ως το γινόμενο κάποιων συντελεστών, που λαμβάνουν υπόψη το νόμο πρόσπτωσης ακτινοβολίας στην κεραία, τις απώλειες από διάχυση, από ατέλειες της επιφάνειας, τις απώλειες από τις ωμικές αντιστάσεις και τη μη προσαρμογή σύνθετων αντιστάσεων και άλλα. Συνολικά, η ολική απόδοση λαμβάνει συνήθως τιμές μεταξύ 55% και 75% .

### 2.2.2 Ένταση πεδίου

Η ένταση του πεδίου, που δημιουργείται ως αποτέλεσμα της εκπομπής ηλεκτρομαγνητικής ενέργειας στον περιβάλλοντα χώρο, σε συγκεκριμένο σημείο ισοδυναμεί με την επαγόμενη τάση επί καλωδίου

μήκους 1m το οποίο βρίσκεται στο συγκεκριμένο σημείο. Η τιμή της εξαρτάται από ένα σύνολο παραγόντων αναφέροντας χαρακτηριστικά τη χρονική στιγμή της ημέρας που πραγματοποιείται η εκπομπή της κεραίας, τις ατμοσφαιρικές συνθήκες την απόσταση του καλωδίου από την κεραία κτλ. Οι επαγόμενες τάσεις σε μία κεραία λήψεως είναι πολύ μικρές, της τάξεως των μικροβόλτ. Ως εκ τούτου οι λαμβανόμενες μετρήσεις της εντάσεως του πεδίου (*field strength*) θα είναι της τάξεως των mV/m

### 2.2.3 Αντίσταση ακτινοβολίας κεραίας

Πρόκειται για ένα υποθετικό μέγεθος με θεωρητική μόνο σημασία. Ως **αντίσταση ακτινοβολίας** της κεραίας (*antenna radiation resistance*) ορίζεται η ωμική αντίσταση ενός κυκλώματος στην οποία θα απελευθερώνονταν το ίδιο ποσό ενέργειας με το αντίστοιχο ακτινοβολούμενο από την κεραία. Προσδιορίζεται δε από το λόγο της μέσης ακτινοβολούμενης ισχύος της κεραίας προς το τετράγωνο της έντασης του επαγόμενου ρεύματος που αναπτύσσεται σε συγκεκριμένο απομακρυσμένο σημείο (*feed point*).

### 2.3.4 Απώλειες και βαθμός απόδοσης

Πέραν της ενέργειας που εκπέμπεται από την κεραία, ένα σημαντικό μέγεθος είναι οι απώλειες ισχύος. Παράγοντες που συμβάλλουν στην απώλεια ισχύος κατά την εκπομπή της κεραίας είναι μεταξύ των άλλων, η *ground resistance*, *corona effects*, *imperfect dielectric* στον περιβάλλοντα χώρο της κεραίας, επαγωγή eddy ρευμάτων σε μεταλλικά αντικείμενα τα οποία βρίσκονται κοντά στην κεραία, και τέλος σε θερμικές απώλειες κατά μήκος της κεραίας. Συνδυάζοντας λοιπόν όλα τα παραπάνω, προκύπτει η σχέση

$$P_{in} = P_d + P_{rad}$$

όπου  $P_{in}$ : η συνολική ισχύς τροφοδοσίας της κεραίας

$P_d$ : η απολεσθείσα ενέργεια

$P_{rad}$ : η συνολικά ακτινοβολούμενη ενέργεια

Από την παραπάνω σχέση και αντικαθιστώντας καθ' έναν εκ των τριών όρων με τον αντίστοιχο  $I^2R$

όρο, προκύπτει η ισοδύναμη σχέση

$$R_{in}=R_d+R_{rad}$$

βασιζόμενοι στην οποία μπορούμε να ορίσουμε την παράμετρο του βαθμού απόδοσης (efficiency) της κεραίας ως εξής

$$\eta=R_{rad}/(R_{rad}+R_d)*100\%$$

όπου  $R_d$ : η αντίσταση της κεραίας (*antenna resistance*)

$R_{rad}$ : η αντίσταση ακτινοβολίας της κεραίας

Από τα παραπάνω καθίσταται σαφές ότι ο βαθμός απόδοσης της κεραίας μπορεί να οριστεί ως ο λόγος της ακτινοβολουμένης ισχύος από την κεραία προς τη συνολική ισχύ τροφοδοσίας της κεραίας.

Οι LF (Low Frequency) και MF (Medium Frequency) κεραίες είναι οι λιγότερο αποδοτικές δεδομένων των δυσκολιών που απαντώνται στην επίτευξη του κατάλληλου μήκους τους. Συγκεκριμένα, ο βαθμός απόδοσης αυτών των κεραίων δεν ξεπερνά την τιμή 0.95 ενώ είναι δυνατό στη χειρότερη περίπτωση ο βαθμός απόδοσης τους να μην ξεπερνά την τιμή 0.75. Φυσικά, αυξανόμενης της συχνότητας εκπομπής της κεραίας, αυξάνεται ο βαθμός απόδοσής τους έτσι που σε ορισμένες περιπτώσεις επιτυγχάνεται άριστη απόδοση πλησίον της μέγιστης τιμής 1.

Η αντίσταση ακτινοβολίας είναι δυνατό να λαμβάνει τιμή σε ένα εύρος λίγων Ohm μέχρι αρκετές εκατοντάδες Ohm. Παράγοντες όπως, η επιλογή του σημείου τροφοδοσίας, τα φυσικά και ηλεκτρικά χαρακτηριστικά της κεραίας, είναι ορισμένοι εκ των οποίων καθορίζουν την τιμή της αντίστασης ακτινοβολίας της κεραίας.

### 2.2.5 Εύρος ζώνης συχνοτήτων, εύρος δέσμης και πολικότητα κεραίας

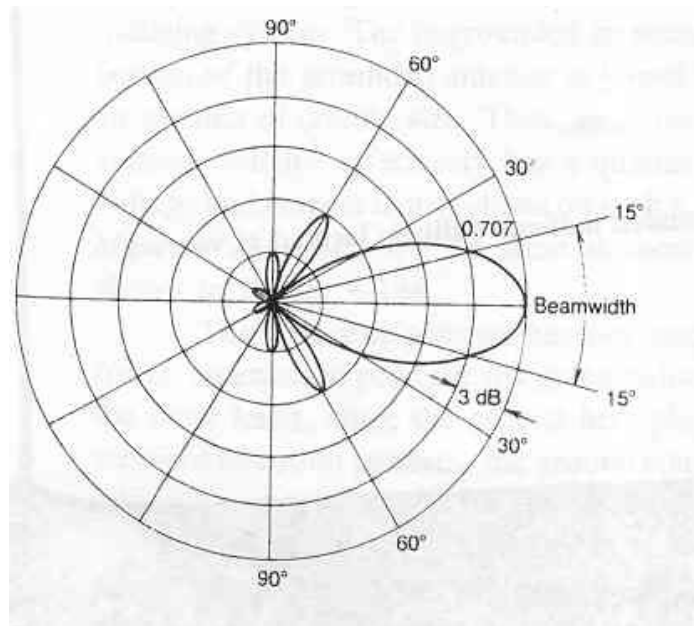
Από τις πλέον σημαντικές παραμέτρους οι οποίες χρησιμοποιούνται ευρύτατα στην περιγραφή των χαρακτηριστικών των κεραίων είναι το **εύρος ζώνης συχνοτήτων** (*bandwidth*) στις οποίες λειτουργεί η κεραία, το **εύρος δέσμης** (*beam width*) της κεραίας που καθορίζει το βαθμό συρρίκνωσης /συγκέντρωσης του διαγράμματος ακτινοβολίας, γύρω από τον κεντρικό άξονα και τέλος η **πολικότητα** (*polarity*) που περιγράφει τον προσανατολισμό (*space orientation*) των εκπεμπόμενων

κυμάτων στο χώρο.

Συγκεκριμένα, ο όρος *bandwidth* προσδιορίζει το εύρος των συχνοτήτων (*frequency range*) στο οποίο η κεραία μπορεί να λειτουργεί αποδοτικά, εννοώντας για παράδειγμα ότι η κεραία θα επιτυγχάνει ικανοποιητική απόδοση (*throughput*) στο συγκεκριμένο εύρος συχνοτήτων. Στο σημείο όπου η ισχύς της κεραίας μειώνεται στο μισό της μέγιστης τιμής της (3dB), το μέγιστο και ελάχιστο του συγκεκριμένου εύρους ζώνης συχνοτήτων στο οποίο λειτουργεί η κεραία έχει επιτευχθεί οπότε και η απόδοση της κεραίας μειώνεται σταδιακά.

Στην περίπτωση δε των κεραιών που λειτουργούν σε μεγάλο εύρος ζώνης συχνοτήτων, προκειμένου να διατηρείται η απόδοση τους σε υψηλά επίπεδα, ενσωματώνονται κατάλληλα αντισταθμιστικά κυκλώματα (*compensating circuits*) έτσι ώστε ανά πάσα στιγμή να εξασφαλίζεται η προσαρμογή σύνθετη αντίστασης της κεραίας. Κατ' αυτό τον τρόπο, ελαχιστοποιώντας την πιθανότητα δημιουργίας στάσιμων κυμάτων, εξασφαλίζεται τρόπον τινά η “προστασία” του εκπεμπόμενου σήματος από αυτού του είδους τις παραμορφώσεις-υποβιβάσεις.

Το εύρος δέσμης της κεραίας προσδιορίζει την ικανότητα συρρίκνωσης ή όχι της ακτινοβολούμενης δέσμης γύρω από τον κύριο άξονα ακτινοβολίας. Περιγράφεται ως η γωνία που σχηματίζεται από τα **σημεία ημίσεως ισχύος** (*half power points*-σημεία στα οποία η ένταση του πεδίου της κεραίας μειώνεται στο 0.707 της μέγιστης τιμής της) του κυρίως λοβού του διαγράμματος ακτινοβολίας. Για παράδειγμα, το εύρος δέσμης του διαγράμματος ακτινοβολίας του σχήματος 9.9 είναι  $30^{\circ}$ . Αρκεί να παρατηρήσουμε τα δύο σημεία ημίσεως ισχύος τα οποία και έχουν βρεθεί επί του κυρίου λοβού ακτινοβολίας του διαγράμματος, και να ενώσουμε κάθε ένα εξ αυτών με το κέντρο του λοβού ακτινοβολίας. Η γωνία που σχηματίζεται όπως φαίνεται και στο σχήμα 9.9 είναι  $30^{\circ}$ .



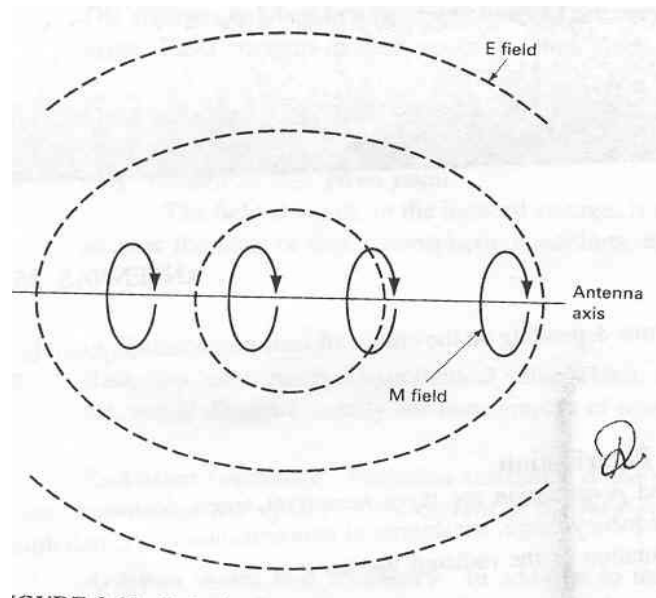
**Σχήμα 2.4 Το εύρος δέσμης συγκεκριμένης κεραίας**

Το ιδανικό δορυφορικό κάτοπτρο πρέπει να έχει ένα όσο το δυνατό στενότερο εύρος δέσμης που να στοχεύει μόνο τον επιλεγμένο δορυφόρο και να είναι «στεγανή» άλλα σήματα και θόρυβο. Το εύρος (πλάτος) δέσμης μετριέται σε μοίρες και εκφράζει το γωνιακό άνοιγμα του κατόπτρου. Γενικά, όσο μεγαλύτερη είναι η διάμετρος του κατόπτρου, τόσο μικρότερο είναι το πλάτος δέσμης. Όταν ένα κάτοπτρο έχει μεγάλο πλάτος δέσμης, τότε εκτός από τον δορυφόρο που στοχεύει, υπάρχει κίνδυνος να κατεβάσει σήματα και από δεύτερο δορυφόρο, τα οποία θα λειτουργήσουν ως παράσιτα και θα δημιουργήσουν παρεμβολές στο σήμα του εστιασμένου δορυφόρου. Το πλάτος δέσμης μετριέται στο σημείο που η στάθμη ισχύος είναι η μίση (3dB λιγότερη).

Η πολικότητα της κεραίας, πρόκειται για τη παράμετρο που προσδιορίζει τον προσανατολισμό (στο χώρο) των πεδίων του εκπεμπόμενου ηλεκτρομαγνητικού κύματος (σχήμα 2.5). Στον ελεύθερο χώρο, τον περιβάλλοντα την κεραία, το μαγνητικό πεδίο του κύματος είναι κάθετο στη διεύθυνση του ηλεκτρικού πεδίου και επιπλέον η διεύθυνση διάδοσης του ηλεκτρομαγνητικού κύματος είναι κάθετη και στα δύο επαγόμενα πεδία. Η πολικότητα της κεραίας καθορίζεται από την πολικότητα του εκπεμπόμενου ηλεκτρομαγνητικού κύματος. Έτσι λοιπόν στην περίπτωση που η διεύθυνση του ηλεκτρικού πεδίου είναι κάθετη, η κεραία εμφανίζεται κάθετα πολωμένη ενώ αντιθέτως όποτε η διεύθυνση του ηλεκτρικού πεδίου είναι οριζόντια η κεραία χαρακτηρίζεται ως οριζόντια πολωμένη.



Χαρακτηριστικά αναφέρεται ότι οι LF (*Low Frequency*) κεραίες εμφανίζουν κάθετη πολικότητα κατά το πλείστο τους, εξ' αιτίας τόσο της επιδράσεως της επιφάνειας της γης στα εκπεμπόμενα LF ηλεκτρομαγνητικά κύματα όσο και των μεθόδων κατασκευής τους. Από την άλλη μεριά, οι HF (*High Frequency*) κεραίες εμφανίζουν συνήθως οριζόντια πόλωση.



**Σχήμα 2.5 Η πόλωση κεραίας**

### **2.3 Τεχνικά χαρακτηριστικά δορυφορικής σύνδεσης**

Οι δορυφορικές τηλεπικοινωνίες έχουν αναπτυχθεί τα τελευταία χρόνια και παρουσιάζουν συνεχώς ραγδαία εξέλιξη. Βασική αιτία ανάπτυξης των τηλεπικοινωνιών μέσω δορυφόρων είναι η σύνδεση σημείων που βρίσκονται σε μεγάλη απόσταση, αλλά σε αρκετές περιπτώσεις και σημείων που η απόστασή τους δεν είναι πολύ μεγάλη, αλλά υπάρχουν διάφορα εμπόδια που κάνουν εξαιρετικά δύσκολη τη σύνδεσή τους με επίγεια μέσα.

Στα ραδιοηλεκτρικά δίκτυα (μη δορυφορικά) η απόσταση από σταθμό σε σταθμό είναι συνήθως 40-50 χιλιόμετρα. Η επαύξηση της αποστάσεως μεταξύ των σταθμών προσκρούει στην καμπυλότητα της γης. Για να εξασφαλιστεί η οπτική επαφή πρέπει οι σταθμοί να τοποθετούνται σε υψηλότερα σημεία και οι κεραίες τους σε μεγάλους ιστούς. Εκτός από αυτό, με την αύξηση της απόστασης παρουσιάζονται και πιο έντονες διαλείψεις. Για να αντιμετωπισθούν αυτά τα

προβλήματα συνήθως τοποθετούνται επίγειοι αναμεταδότες μεταξύ των τερματικών σταθμών. Σε περιπτώσεις όμως που παρεμβάλεται θάλασσα ή υπάρχουν άλλοι λόγοι που καθιστούν την τοποθέτηση επίγειου αναμεταδότη μη εφικτή, τότε η επικοινωνία με μικροκύματα δεν είναι δυνατή.

Πολλοί παράγοντες συμβάλλουν στην εξασθένηση του σήματος στις επίγειες επικοινωνίες. Οι διαλείψεις είναι η συσχέτιση πολλών ανακλώμενων σημάτων, τα οποία φτάνουν στην κεραία. Είναι υπεύθυνες για τις περισσότερες γρήγορες και βίαιες αλλαγές στην ισχύ του σήματος, αλλά και στη φάση του. Αυτές οι μεταβολές του σήματος συμβαίνουν σε μικρά χρονικά διαστήματα, συνήθως σε κλάσματα δευτερολέπτου ή λιγότερο, το οποίο εξαρτάται από την ταχύτητα του δέκτη. Επομένως, στη κεραία του δέκτη φτάνουν πολλαπλά αντίγραφα του μεταδιδόμενου σήματος, καθένα από τα οποία έχει ακολουθήσει διαφορετικό μονοπάτι. Σημαντικό ρόλο παίζει το περιβάλλον μεταξύ πομπού και δέκτη, καθώς σε αυτό μπορεί να υπάρχουν αντικείμενα που αντανακλούν το μεταδιδόμενο ραδιοσήμα. Αυτά τα αντικείμενα ονομάζονται σκεδαστές.

Για να υπάρχει πιο αποτελεσματική μικροκυματική σύνδεση μεταξύ δύο σταθμών σε μεγάλες αποστάσεις με εμπόδια χρησιμοποιούνται ως σταθμοί αναμετάδοσης οι δορυφόροι. Ο δορυφόρος βρίσκεται σε ένα πολύ μεγαλύτερο ύψος από τους σταθμούς μετάδοσης και λήψης με αποτέλεσμα να αποφεύγονται τα φαινόμενα των διαλείψεων.

Οι πρώτοι τηλεπικοινωνιακοί δορυφόροι ήταν παθητικοί, αποτελούνταν δηλαδή από μεγάλα μπαλόνια χωρίς ηλεκτρονικές διατάξεις που ανακλούσαν στην επιφάνειά τους τα σήματα που προέρχονταν από ισχυρούς επίγειους σταθμούς (ECHO 1 και 2). Το 1965 μπήκε σε λειτουργία ο πρώτος τηλεπικοινωνιακός ενεργός δορυφόρος του διεθνούς οργανισμού δορυφορικών τηλεπικοινωνιών INTELSAT.

Οι δορυφορικές τηλεπικοινωνίες αναπτύχθηκαν πολύ γρήγορα χάρη στα τεχνικά και οικονομικά τους πλεονεκτήματα. Σήμερα μετέχουν στο διεθνές σύστημα INTELSAT οι περισσότερες χώρες του κόσμου. Εκτός από την επικοινωνία μεταξύ σταθερών σημείων ξηράς άρχισε η χρησιμοποίηση των δορυφορικών ζεύξεων και για την επικοινωνία με τα πλοία με την εγκατάσταση στα πλοία σταθμών με κεραίες μικρής διαμέτρου.

Ο δορυφόρος ενεργεί ως σταθμός αναμετάδοσης των σημάτων, που λαμβάνονται ταυτόχρονα από πολλούς σταθμούς εδάφους, τα οποία είναι στην περιοχή των 6 GHz, αλλά σε διαφορετικές συχνότητες από κάθε σταθμό. Τα σήματα αυτά τα ενισχύει και τα επανεκπέμπει προς όλους τους σταθμούς στην περιοχή των 4 GHz, δηλαδή με μια μετατόπιση συχνότητας προς τα κάτω. Κάθε σταθμός εδάφους επιλέγει τις ζώνες εκείνες συχνοτήτων που περιέχουν τα σήματα που προέρχονται από τους σταθμούς με τους οποίους έχει επικοινωνία και προορίζονται γι' αυτόν.

Στο σχήμα 2.6 φαίνεται μία απλή ζεύξη μεταξύ δύο επίγειων σταθμών όπου ο ένας αποτελεί τον πομπό και ο άλλος τον δέκτη. Η μετάδοση του σήματος από τον πομπό στον δέκτη χωρίζεται σε δύο στάδια, στην μετάδοση από τον επίγειο σταθμό προς τον δορυφόρο και την μετάδοση από τον δορυφόρο προς τον άλλο επίγειο σταθμό. Στο πρώτο στάδιο ο πομπός είναι ο επίγειος σταθμός και ο δέκτης είναι ο δορυφορικός αναμεταδότης όταν εξετάζεται η "προς τα άνω" ζεύξη, ενώ οι ρόλοι πομπού και δέκτη αντιστρέφονται όταν εξετάζεται η "προς τα κάτω ζεύξη".



**Σχήμα 2.6 Δορυφορική μετάδοση ΗΜ κυμάτων και επηρροές από το περιβάλλον διάδοσης**

Εάν η κεραία του πομπού ήταν ιστροπική, η εκπεμπόμενη ισχύς  $P_T$ , θα είχε ομοιόμορφη χωρική κατανομή, και η πυκνότητα ισχύος στην περίπτωση αυτή θα ήταν:

$$I(\mathbf{R}) = \frac{P_T}{4\pi R^2}$$

Στην περίπτωση που η κεραία του πομπού έχει κέρδος  $G_T$ , η προηγούμενη σχέση μετατρέπεται ως εξής:

$$I(\mathbf{R}) = \frac{P_T G_T}{4\pi R^2}$$

Στην πλευρά του δέκτη η ενεργός επιφάνεια της κεραίας που ως γνωστόν ορίζεται ως ο λόγος της ισχύος που οδηγείται στην είσοδο του δέκτη προς την πυκνότητα ισχύος που προσπίπτει στην κεραία, και συνδέεται με το κέρδος της κεραίας με τη σχέση:

$$A_R = G_R \frac{\lambda^2}{4\pi}$$

Θα πρέπει να σημειωθεί ότι η τελευταία σχέση ισχύει υπό συνθήκες βέλτιστης προσαρμογής και προσανατολισμού. Συνεπώς η λαμβανόμενη ισχύς στον δέκτη θα έχει τη μορφή,

$$P_R = P_T G_T \frac{A_R}{4\pi R^2}$$

$$\frac{P_R}{P_T} = G_T G_R \frac{\lambda^2}{(4\pi R)^2}$$

Ο συντελεστής εξασθένισης προκύπτει ως εξής:

$$(a)_{dB} = 10 \log \left( \frac{P_T}{P_R} \right) = 22 + 20 \log \left( \frac{R}{\lambda} \right) - (G_T)_{dB} - (G_R)_{dB}$$

Στην προηγούμενη σχέση ο όρος  $22 + 20 \log(R/\lambda)$ , εκφράζει τις απώλειες ελευθέρου χώρου και εξαρτάται τόσο από την απόσταση, όσο και από τη συχνότητα του φέροντος της ζεύξης. Γενικά, η αύξηση της συχνότητας συνεπάγεται και αύξηση των απωλειών, η οποία όμως για δεδομένες

διαστάσεις κεραιών αντισταθμίζεται σε μεγάλο βαθμό από την αύξηση των κερδών των κεραιών.

Η προηγούμενη ανάλυση ισχύει για την ιδανική περίπτωση, όπου δεν υπάρχουν άλλες απώλειες εκτός αυτών του κενού χώρου. Στα δορυφορικά συστήματα η προηγούμενη σχέση επεκτείνεται για να καλύπτει πρακτικές περιπτώσεις ως εξής:

$$\frac{P_R}{P_T} = \frac{G_T G_R}{L}$$

$$L = L_{kx} L_u = L_{kx} \prod_{i=1}^6 (L_i)$$

Όπου

$L_{kx}$ , οι απώλειες κενού χώρου,

$L_1$ , οι απώλειες μεταξύ της εξόδου του πομπού και της κεραίας εκπομπής (γραμμή μεταφοράς, φίλτρα κλπ),

$L_2$ , οι απώλειες της ατμόσφαιρας και της ιονόσφαιρας,

$L_3$ , οι απώλειες νεφώσεων και βροχόπτωσης,

$L_4$ , οι απώλειες που οφείλονται σε αποπόλωση του Η/Μ κύματος στο μέσο διάδοσης,

$L_5$ , οι απώλειες αποπροσανατολισμού των κεραιών που οφείλεται κυρίως σε ατελή σταθεροποίηση του γεωστατικού δορυφόρου, ή τοποθέτηση του επίγειου σταθμού κοντά στα όρια της περιοχής κάλυψης, και

$L_6$ , οι απώλειες μεταξύ της κεραίας και της εισόδου του δέκτη (αντίστοιχη των  $L_1$ ).

### 2.3.1 Τροχιά δορυφόρων

Όταν ένας δορυφόρος ταξιδεύει σε γεωσύγχρονη τροχιά γύρω από τη Γη, πρέπει να ταξιδεύει σε μια ορισμένη ακτίνα και με μία συγκεκριμένη περίοδο για να διατηρηθεί αυτή η τροχιά. Ο χρόνος περιφοράς ενός δορυφόρου που κινείται σε κυκλική τροχιά γύρω από τη γη (περίοδος περιστροφής) εξαρτάται από τη μάζα της γης, τη μάζα του δορυφόρου και την απόσταση από το κέντρο βαρύτητας της γης. Καθώς η μάζα του δορυφόρου είναι εξαιρετικά μικρή σε σύγκριση με τη μάζα της γης, η περίοδος εξαρτάται ουσιαστικά από την απόσταση.

Η περίοδος ενός δορυφόρου είναι ο χρόνος που χρειάζεται για να κάνει μια πλήρη τροχιά γύρω από ένα αντικείμενο. Η περίοδος της Γης καθώς ταξιδεύει γύρω από τον ήλιο είναι ένα έτος. Εάν γνωρίζουμε την ταχύτητα του δορυφόρου και την ακτίνα στην οποία περιστρέφεται, μπορούμε να υπολογίσουμε τη διάρκεια της περιόδου ως εξής:

Αρχικώς υπολογίζουμε την ταχύτητα του δορυφόρου γύρω από ένα αντικείμενο μάζας  $m_2$ .

$$v = \sqrt{\frac{Gm_2}{r}}$$

Έστω ότι ο δορυφόρος ταξιδεύει γύρω από την περιφέρεια ενός κύκλου, που είναι

$$2\pi r$$

Αν  $r$  είναι η ακτίνα της τροχιάς του δορυφόρου και  $T$  η περίοδος, τότε η ταχύτητα του δορυφόρου δίνεται από τον τύπο:

$$\frac{2\pi r}{T},$$

με αποτέλεσμα, αν αναφερόμαστε στη γη με μάζα  $m(E)$ :

$$\sqrt{\frac{Gm_E}{r}} = \frac{2\pi r}{T}$$

άρα

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{r^3}{Gm_E}}$$

Στις περιπτώσεις των σταθερών δορυφόρων, η περίοδος,  $T$ , είναι 24 ώρες, ή περίπου 86.400 δευτερόλεπτα. Για να βρούμε την απόσταση από τη γη ενός ασύγχρονου δορυφόρου χρησιμοποιούμε την σχέση που βρήκαμε για την περίοδο:

$$r^3 = \frac{T^2 Gm_E}{4\pi^2}$$

$$r^3 = \frac{T^2 G m_E}{4\pi^2}$$

$$= \frac{(8.64 \times 10^4 \text{ s})^2 (6.67 \times 10^{-11} \text{ N}\cdot\text{m}^2/\text{kg}^2) (5.98 \times 10^{24} \text{ kg})}{4\pi^2}$$

$$= 7.542 \times 10^{22} \text{ m}^3$$

Υπολογίζοντας την κυβική ρίζα:

$$4.23 \times 10^7 \text{ meters.}$$

Και αφαιρώντας την ακτίνα της γης που είναι:

$$6.38 \times 10^6 \text{ meters,}$$

Προκύπτει ότι η απόσταση του δορυφόρου από την επιφάνεια της γης πρέπει να είναι:

$$3.59 \times 10^7 \text{ meters,}$$

Εφαρμόζοντας τις παραπάνω σχέσεις, προκύπτει ότι δορυφόρος που βρίσκεται σε ύψος 36.000 χιλιομέτρων από την επιφάνεια της γης έχει περίοδο 24 ώρες. Επομένως, αν βρίσκεται στο ύψος των 36.000 χιλιομέτρων και περιστρέφεται στο επίπεδο του ισημερινού της γης προς ανατολάς, θα είναι ως προς την επιφάνεια της γης ακίνητος και θα φαίνεται πάντοτε από τις ίδιες περιοχές της γης. Οι δορυφόροι τέτοιου τύπου ονομάζονται γεωσύγχρονοι. Τόσο η κλίση όσο και η εκκεντρότητα της γεωσύγχρονης τροχιάς μπορούν να έχουν γενικά οποιαδήποτε τιμή. Οι δορυφόροι με γεωσύγχρονη τροχιά χρησιμοποιούνται συχνά για την παρακολούθηση καιρικών φαινομένων ή τη μετάδοση τηλεοπτικών σημάτων και επικοινωνιών.

Ένας γεωσύγχρονος δορυφόρος του οποίου η τροχιά έχει μηδενική εκκεντρότητα και κλίση ονομάζεται γεωστατικός. Εάν το επίπεδο τροχιάς του δορυφόρου είναι το ισημερινό επίπεδο, η τροχιά του είναι κυκλική και η ταχύτητα περιστροφής του ταυτίζεται με αυτήν της γης, επομένως θα φαίνεται από τον επίγειο σταθμό ως ένα σταθερό σημείο στον ουρανό. Υπάρχουν αρκετά πλεονεκτήματα της γεωστατικής τροχιάς και για το λόγο αυτό χρησιμοποιείται συνήθως στα συστήματα δορυφορικών επικοινωνιών.

Τέτοιου τύπου δορυφόροι είναι πολύ δημοφιλείς στις επικοινωνίες, επειδή είναι πάντα σε τροχιά γύρω από το ίδιο σημείο σε σχέση με τη Γη. Δεν εξαφανίζονται πάνω από τον ορίζοντα και στη συνέχεια να επανεμφανίζονται αργότερα. Επιτρέπουν επίσης τη λειτουργία του παγκόσμιου

συστήματος εντοπισμού θέσης μέσω δορυφόρου, ή όπως ονομάζεται, GPS.

Η τοποθέτηση κάθε δορυφόρου στην ανάλογη τροχιά γίνεται με την εκτόξευσή του στο διάστημα με πύραυλο. Όταν ο πύραυλος φθάσει στο ύψος των 36,000 χιλιομέτρων αποχωρίζεται και μένει ο δορυφόρος ο οποίος λόγω της ταχύτητας που έχει και της έλξεως της γης, εκτελεί ελλειπτική τροχιά, στη μια εστία της οποίας βρίσκεται η γη, με απόγειο 36.000 χιλιόμετρα περίπου και περίγειο 550 χιλιόμετρα. Με τηλεχειρισμό, ο οποίος γίνεται από τη γη, πυροδοτούνται μικροί πύραυλοι που έχει ο δορυφόρος τη στιγμή που βρίσκεται στο απόγειο. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα να τεθεί ο δορυφόρος σε τροχιά που είναι κυκλική και λόγω του ύψους έχει περίοδο 24 ώρες. Χάρη στην ταχύτητα που έχει ο δορυφόρος εξακολουθεί να περιφέρεται στην κυκλική τροχιά χωρίς να χρειάζεται κάποια άλλη δύναμη προωθήσεως και επομένως καύσιμα, επειδή στα ύψη αυτά δεν υπάρχουν τριβές.

Ένας συνδυασμός της βαρύτητας της σελήνης του ήλιου και της ισοπέδωσης της Γης στους πόλους της, προκαλεί μια μεταπτωτική κίνηση του τροχιακού επίπεδο κάθε γεωστατικού αντικειμένου, με μια περίοδο περίπου 53 ετών και μια αρχική κλίση περίπου 0,85 βαθμούς ανά έτος, επιτυγχάνοντας μέγιστη κλίση 15 μοιρών μετά από 26,5 χρόνια. Για τη διόρθωση αυτής της τροχιακής διαταραχής, είναι απαραίτητοι τακτικοί τροχιακοί ελιγμοί, που ανέρχονται σε ένα δέλτα- $v$  περίπου 50 m / s ανά έτος. Η διόρθωση αυτή γίνεται με τη βοήθεια των πυραύλων που έχει ο δορυφόρος για το σκοπό αυτό.

### **2.3.2 Σταθμοί λήψης δορυφορικού σήματος (σταθμοί εδάφους)**

Ένας σταθμός εδάφους αποτελείται από την κεραία, τις ραδιοηλεκτρικές συσκευές, το σύστημα ελέγχου και τις συσκευές ρευματοδοτήσεως.

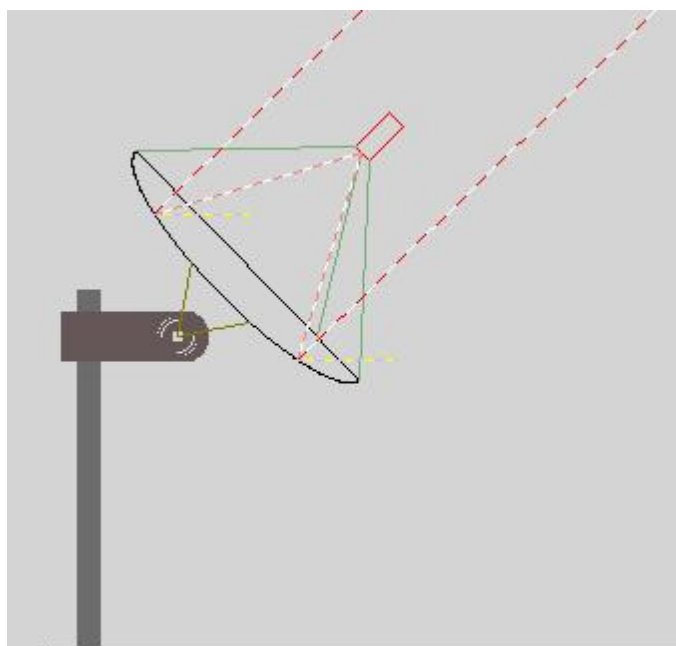
Στις δορυφορικές επικοινωνίες αξιοποιούνται διάφοροι τύποι κεραιών. Οι πιο συχνά χρησιμοποιούμενες κεραιές στενής δέσμης είναι οι κεραιές ανακλαστήρα. Το σχήμα τους είναι γενικά παραβολοειδές εκ περιστροφής. Για πλήρη κάλυψη από γεωστατικό δορυφόρο, κεραιές χοάνης εγκαθίστανται, οι οποίες χρησιμοποιούνται επίσης ως τροφοδοσίες για τις κεραιές ανακλαστήρα.



Το παραβολικό κάτοπτρο είναι η πιο δημοφιλής δορυφορική κεραία και παρουσιάζει συμμετρικό διάγραμμα ακτινοβολίας με υψηλή κατευθυντικότητα. Οι πλευρικοί λοβοί ακτινοβολίας έχουν τουλάχιστον κατά 17 dB περίπου χαμηλότερη στάθμη σε σχέση με τον κύριο λοβό.

Ένα πλεονέκτημα των παραβολικών κεραιών είναι ότι το μεγαλύτερο μέρος της δομής της κεραίας (εκτός από την κεραία τροφοδοσίας) είναι nonresonant, έτσι ώστε να μπορεί να λειτουργήσει σε ένα ευρύ φάσμα συχνοτήτων, δηλαδή ένα μεγάλο εύρος ζώνης.

Το μόνο που είναι απαραίτητο για να αλλάξει η συχνότητα λειτουργίας είναι να αντικατασταθεί η κεραία τροφοδοσίας με αυτή που λειτουργεί στη νέα συχνότητα. Μερικές παραβολικές κεραιές κάνουν μετάδοση ή λήψη σε πολλαπλές συχνότητες, έχοντας αρκετές κεραιές τροφοδοσίας τοποθετημένες στο εστιακό σημείο, κοντά μεταξύ τους.



**Σχήμα 2.7 Παραβολικό κάτοπτρο**

Τα βασικά τμήματα της κεραίας παραβολικού κατόπτρου είναι :

✦ Η πηγή τροφοδοσίας, η οποία είναι συνήθως μία κεραία χοάνης.

✦ Ο ανακλαστήρας, ο οποίος είναι συνήθως ένα παραβολικό κάτοπτρο.

Η κεραία χοάνης είναι συνήθως ένα δίπολο ημίσεως κύματος με χαμηλό κέρδος ή πιο συχνά μια μικρή κεραία χοάνης που οναμάζεται χοάνη τροφοδοσίας. Η κεραία τροφοδοσίας είναι συνδεδεμένη με τον συναφή εξοπλισμό εκπομπής ή λήψης μέσω ενός ομοαξονικού καλωδίου γραμμής μετάδοσης ή κυματοδηγού.

## Κεφάλαιο 3

### Μηχανισμοί μετάδοσης και αιτίες εξασθένησης του ηλεκτρομαγνητικού κύματος

#### 3.1 Μηχανισμοί μετάδοσης

Τα εκπεμπόμενα ραδιοκύματα στην περιοχή συχνοτήτων της κινητής τηλεπικοινωνίας, οδεύοντας μέσα στο πολυσύνθετο περιβάλλον διάδοσης, υπόκεινται σε ταχύτατες και μεγάλου πλάτους μεταβολές που επιδρούν στην κατάσταση του συστήματος. Αυτό οφείλεται κυρίως στο γεγονός ότι η κεραία του δέκτη είναι κοντά στο έδαφος και συνήθως σε κίνηση, με αποτέλεσμα η πλειοψηφία των λαμβανόμενων σημάτων να προέρχεται από ανακλάσεις, περιθλάσεις και σκεδάσεις σε διάφορα εμπόδια που περιβάλλουν τον κινητό δέκτη.

Συνεπώς κάθε μεταβολή του περιβάλλοντος που περιβάλλει το δέκτη, επηρεάζει σημαντικά το τελικό σήμα λήψης το οποίο προκύπτει από υπέρθεση όλων των λαμβανόμενων σημάτων. Κατά τη μετακίνηση του δέκτη, το λαμβανόμενο σήμα παρουσιάζει μια ταχεία μεταβολή του πλάτους εξαιτίας των πολλαπλών διαφορετικών οδών που ακολουθεί έως τη λήψη. Αυτές οι μεταβολές στο πλάτος του ραδιοσήματος αναφέρονται σαν ταχεία εξασθένηση ('fast fading') ή πολυοδική εξασθένηση ('multipath fading').

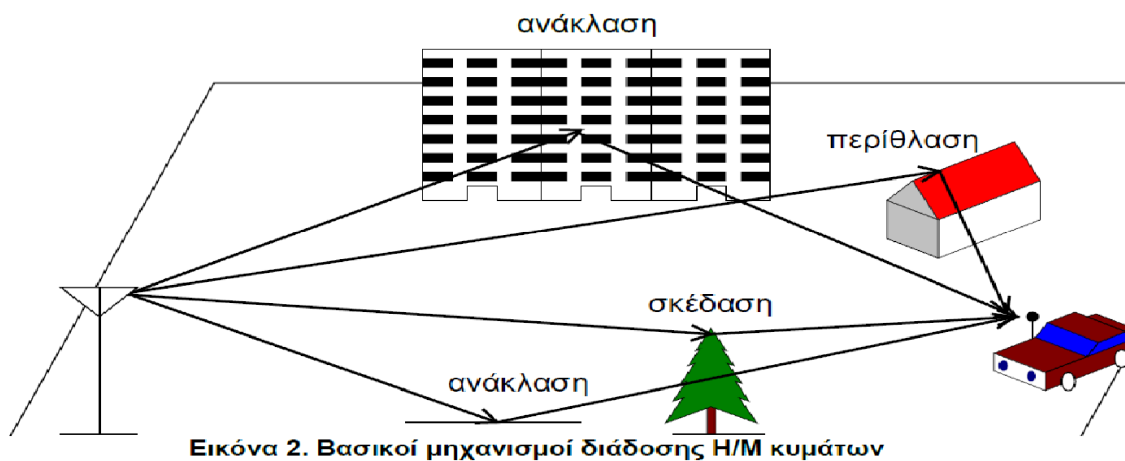
Ταυτόχρονα με το φαινόμενο της ταχείας εξασθένησης, συμβαίνει και μια δεύτερη βραδεία μεταβολή του πλάτους του ραδιοσήματος κατά τη μετακίνηση του δέκτη από περιοχή σε περιοχή. Μια μετακίνηση της τάξης μόλις ενός κλάσματος του μήκους κύματος, μπορεί να προκαλέσει μεταβολή του επιπέδου του σήματος πάνω από 30 ή 40 dB. Η μεταβολή αυτή αναφέρεται σαν βραδεία μεταβολή εξασθένησης ('slow fading') και είναι αποτέλεσμα φαινομένων κυρίως ανακλάσεων του εκπεμπόμενου ραδιοσήματος από μεγάλο μεγέθους εμπόδια. Το πλάτος του ραδιοσήματος κατά τη βραδεία μεταβολή εξασθένησης ακολουθεί το μοντέλο της ορθοκανονικής κατανομής, ενώ κατά την ταχεία εξασθένηση ακολουθείται συνήθως κατανομή τύπου Rayleigh. Ως μέση ισχύς των ραδιοσημάτων λήψης στα συστήματα κινητών τηλεπικοινωνιών, θεωρείται η ισχύς που προκύπτει αν αγνοηθεί η ταχεία εξασθένηση και ληφθεί υπόψη η βραδεία μεταβολή της εξασθένησης.

Οι βασικοί μηχανισμοί που διέπουν την διάδοση των ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων σύμφωνα στην περιοχή συχνοτήτων: 900MHz -2GHz, και συνεπώς επιδρούν στην κατάσταση του συστήματος είναι οι εξής:

- (α) η διάδοση ελεύθερου χώρου,
- (β) η ανάκλαση (reflection),
- (γ) η περίθλαση (diffraction) και
- (δ) η σκέδαση (scattering).

Καθώς λοιπόν ο δέκτης μετακινείται σε μια περιοχή, οι μηχανισμοί διάδοσης συνεισφέρουν κάθε στιγμή στο λαμβανόμενο σήμα εποικοδομητικά ή όχι. Για την περίπτωση της οπτικής επαφής πομπού-δέκτη, το απ' ευθείας διαδιδόμενο κύμα είναι συνήθως αυτό που καθορίζει το πεδίο λήψης και τα περιθλώμενα και ανακλώμενα πεδία ενδέχεται να μην επηρεάζουν σημαντικά τη διάδοση. Αντίθετα σε περίπτωση μη οπτικής επαφής πομπού-δέκτη (Non Line Of Sight - NLOS), η περίθλαση, η σκέδαση καθώς και τα φαινόμενα ανώτερης τάξης κυριαρχούν στη διάδοση.

Στην ακόλουθη εικόνα γίνεται μια αναπαράσταση για τους μηχανισμούς διάδοσης, σε σχέση με την επίδραση στοιχείων του περιβάλλοντος.



### 3.1.1. Διάδοση ελεύθερου χώρου

Η διάδοση ελεύθερου χώρου προϋποθέτει την απευθείας οπτική επαφή πομπού και δέκτη (line of

sight, LOS) και τα ηλεκτρομαγνητικά κύματα διαδίδονται ομοιόμορφα προς όλες τις κατευθύνσεις ως σφαιρικά κύματα. Η ισχύς του σήματος είναι συνήθως αντίστροφα ανάλογη με το τετράγωνο της απόστασης από τον πομπό. Στην περίπτωση που ο πομπός έχει οπτική επαφή με το δέκτη, τα φαινόμενα της περίθλασης και της σκέδασης ενδέχεται να μην επηρεάζουν την διάδοση του σήματος. Βέβαια, αυτή η περίπτωση είναι σπάνια, καθώς συνήθως μεταξύ πομπού και δέκτη παρεμβάλλονται εμπόδια.

Στις συνήθεις περιπτώσεις, το σήμα φτάνει στον δέκτη με τους μηχανισμούς της ανάκλασης, της περίθλασης και της σκέδασης να επιδρούν συνεχώς και με διαφορετικούς τρόπους στο λαμβανόμενο σήμα. Ειδικότερα, σε περιπτώσεις που ο δέκτης κινείται σε αστικό περιβάλλον με πολλά εμπόδια, το πιο πιθανό είναι στη διάδοση του σήματος να κυριαρχούν τα φαινόμενα της περίθλασης και της σκέδασης.

Παραπλήσια σε αυτό είναι και η έννοια της πολύοδης διάδοσης, όπου το σήμα φτάνει στον δέκτη ακολουθώντας πολλαπλές διαδρομές στις οποίες είναι δυνατό να υποστεί οποιονδήποτε από τους παραπάνω μηχανισμούς διάδοσης.

Στις περισσότερες αστικές περιοχές τα σημερινά ασύρματα δίκτυα λειτουργούν βάσει των παραπάνω φαινομένων της περίθλασης ή της σκέδασης, καθώς είναι πολύ συχνές οι περιπτώσεις όπου πομπός και δέκτης δεν έχουν οπτική επαφή και μεταξύ τους παρεμβάλλονται κτίρια που προκαλούν απώλειες περίθλασης ή τυχόν ανακλάσεις στο διαδιδόμενο σήμα.

### **3.1.2 Περίθλαση**

Η περίθλαση εξηγεί το πώς η ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία μπορεί να διαδίδεται σε αστικές ή μη αστικές περιοχές, ακόμα και αν δεν υπάρχει οπτική επαφή(LOS – Line Of Sight) μεταξύ πομπού – δέκτη.

Η εύρεση του περιθλώμενου πεδίου είναι πολύ σημαντική σε δύο περιπτώσεις:

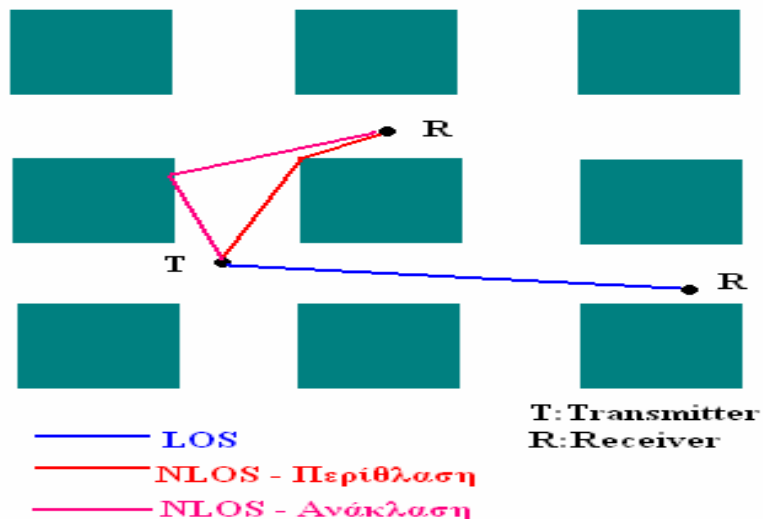
1. Στην ραδιοκάλυψη μίας αστικής περιοχής
2. Στον υπολογισμό του RCS(Radar Cross Section)

### **3.1.3 Μετάδοση σε αστική περιοχή**

Οι βασικοί μηχανισμοί διάδοσης ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων είναι μέσα σε μία αστική περιοχή

είναι η ανάκλαση, η περίθλαση και η σκέδαση. Στο παρακάτω σχήμα βλέπουμε το απευθείας (direct ray), το ανακλώμενο (reflected ray) και το περιθλώμενο (diffracted ray) κύμα που φτάνει σε ένα σημείο παρατήρησης κατά την πρόσπτωση σε σφήνα.

Στο παρακάτω σχήμα φαίνονται οι μηχανισμοί διάδοσης σε αστική περιοχή



Τα φαινόμενα διάδοσης σε αστική περιοχή κατηγορούνται ως εξής:

(α) Διάδοση με φαινόμενα πρώτης τάξης

- Διάδοση οπτικής επαφής LOS (Line of sight)

- Διάδοση NLOS με περίθλαση

- Διάδοση NLOS με ανάκλαση

(β), (γ) Διάδοση με φαινόμενα δεύτερας τάξης

- Περιθλώμενο πεδίο δεύτερας τάξης (Double Diffracted Field)

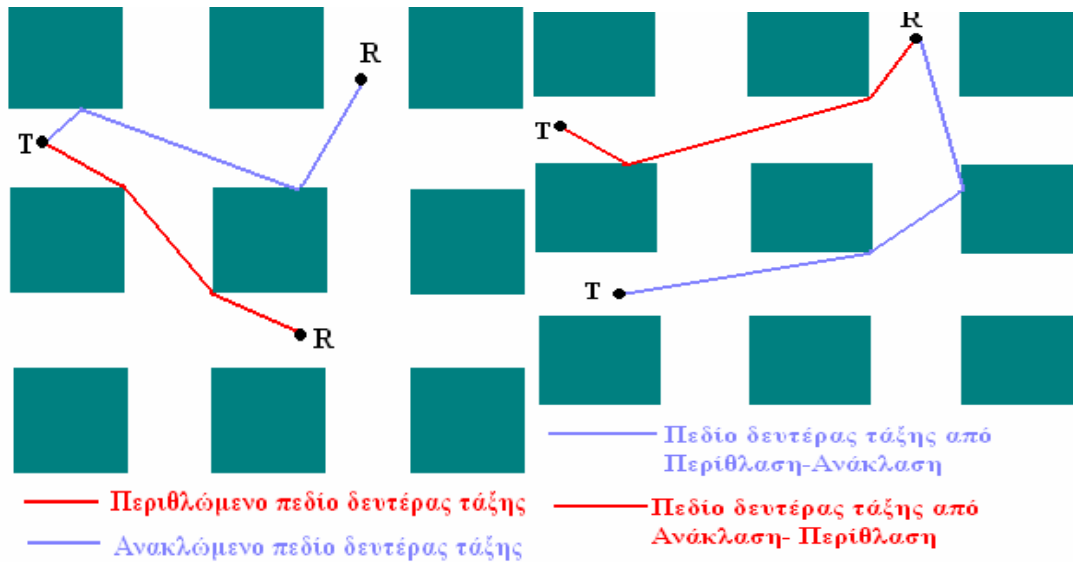
- Ανακλώμενο πεδίο δεύτερας τάξης (Double Reflected Field)

- Πεδίο δεύτερας τάξης από Περίθλαση-Ανάκλαση

- Πεδίο δεύτερας τάξης από Ανάκλαση-Περίθλαση

Στην περίπτωση που υπάρχει οπτική επαφή μεταξύ του πομπού και του δέκτη, το λαμβανόμενο πεδίο καθορίζεται κυρίως από το απευθείας διαδιδόμενο κύμα, ενώ τα περιθλώμενα και

ανακλώμενα πεδία μπορεί να είναι αμελητέα. Αντίθετα, στην περίπτωση που δεν υπάρχει οπτική επαφή μεταξύ του πομπού και του δέκτη το λαμβανόμενο πεδίο καθορίζεται από την περίθλαση και τη σκέδαση.



### 3.2 Αιτίες εξασθένησης

Η διάδοση σε αποστάσεις μικρότερες από 1km επηρεάζεται περισσότερο από τη θέση των κτιρίων και των λοιπών εμποδίων και λιγότερο από τη διακύμανση της ανύψωσης του εδάφους. Η επίδραση των κτιρίων υπερέχει καθώς οι περισσότερες ζεύξεις αναφέρονται σε αστικές και ημιαστικές περιοχές. Ο κινητός δέκτης συνήθως λαμβάνεται είτε πεζός είτε πάνω σε όχημα. Ο διαχωρισμός των περιβαλλόντων ραδιοδιάδοσης γίνεται με βάση κυρίως τη δομή και το ύψος των κτιρίων, την πυκνότητα των κινητών τερματικών και τη θέση των σταθμών βάσης. Εξαιρώντας τις λοφώδεις περιοχές διότι δεν απαντώνται σε αστικά περιβάλλοντα, τέσσερις είναι οι βασικές κατηγορίες, όπως περιγράφονται παρακάτω.

Τύπος Περιβάλλοντος	Περιγραφή και Εξασθενήσεις Διάδοσης
Αστικό υψηλής κίνησης (‘urban high-rise’)	<ul style="list-style-type: none"> <li>➤ Μεγάλοι στενοί οδοί με ψηλά κτίρια πολλών ορόφων.</li> <li>➤ Το ύψος των κτιρίων δημιουργεί συνεισφορές</li> </ul>

	<p>περίθλασης από τις κορυφές τους.</p> <ul style="list-style-type: none"> <li>➤ Οι συστοιχίες των ψηλών κτιρίων προκαλούν σημαντικές απώλειες διαδρομών ('long path delays').</li> <li>➤ Ο μεγάλος αριθμός των κινούμενων οχημάτων έχει ως αποτέλεσμα να συμπεριφέρονται ως ανακλαστές που προσθέτουν ανακλώμενα κύματα με ολίσθηση Doppler</li> </ul>
<p>Αστικό/ημιαστικό χαμηλής κίνησης ('urban/suburban low-rise')</p>	<ul style="list-style-type: none"> <li>➤ Χαρακτηρίζονται από πλατύς δρόμους.</li> <li>➤ Το ύψος των κτιρίων είναι γενικά χαμηλό, συνήθως τριώροφα κτίρια, και το φαινόμενο των περιθλάσεων από τις οροφές είναι έντονο.</li> <li>➤ Ανακλάσεις και σκιάσεις από κινούμενα οχήματα μερικές φορές μπορεί να συμβούν.</li> <li>➤ Τα κυρίαρχα φαινόμενα είναι οι εξασθενήσεις διαδρομής, και λιγότερο οι μικρές ολισθήσεις Doppler.</li> </ul>
<p>Αραιοκατοικημένο Ανοιχτή περιοχή ('residential')</p>	<ul style="list-style-type: none"> <li>➤ Μονώροφα και διώροφα κτίρια.</li> <li>➤ Δρόμοι δύο κατευθύνσεων με αυτοκίνητα παρκαρισμένα κατά μήκος τους.</li> <li>➤ Χαμηλή κίνηση οχημάτων.</li> </ul>
<p>Υπαίθριο ('rural')</p>	<ul style="list-style-type: none"> <li>➤ Μικρά κτίρια με μεγάλους κήπους.</li> <li>➤ Επηρεασμός της διάδοσης από το ύψος του εδάφους.</li> <li>➤ Η κίνηση των οχημάτων είναι μερικές φορές υψηλή.</li> </ul>
<p><b>Πίνακας 1.1.</b> Περιγραφή και εξασθενήσεις της διάδοσης ανάλογα με τον τύπο του περιβάλλοντος.</p>	



### 3.3 Απώλειες μετάδοσης

Κατά τη διάδοση του ηλεκτρομαγνητικού κύματος στο ανοιχτό περιβάλλον αυτό που εξετάζουμε είναι η εξασθένηση. Καθώς η ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία διαδίδεται ισότιμα προς όλες τις κατευθύνσεις και το κύμα μπορεί να θεωρηθεί σαν σφαίρα με αυξανόμενη ακτίνα. Με βάση το θεώρημα της αρχής διατήρησης της ενέργειας, η ενέργεια παραμένει η ίδια οποιαδήποτε κι αν είναι η ακτίνα. Άρα αυτό που αλλάζει είναι η ενέργεια ανά μονάδα επιφάνειας, η οποία πρέπει να μειώνεται.

Τελικά, όσο αυξάνεται η απόσταση από τον πομπό τόσο μειώνεται η ισχύς ανά μονάδα επιφάνειας του σφαιρικού σήματος και τόσο αυξάνεται η εξασθένηση του σήματος.

#### 3.3.1 Σκίαση

Στην πραγματικότητα η θέση του δέκτη εμπεριέχει επίσης τα περιβάλλοντα αντικείμενα, τη διαδρομή μετάδοσης καθώς και τη γη. Έτσι, για μία συγκεκριμένη απόσταση, συχνότητα και ισχύ εκπομπής το λαμβανόμενο σήμα δεν είναι ντετερμινιστικό, αλλά μεταβάλλεται λόγω των εμποδίων γύρω και μέσα στο μονοπάτι διαδρομής. Αυτός ο παράγοντας ονομάζεται σκίαση.

Η σκίαση δείχνει τη διαφορά ανάμεσα στην μετρούμενη προσλαμβανόμενη ισχύ σε σύγκριση με τη θεωρητική τιμή που υπολογίστηκε από τα μοντέλα διάδοσης.

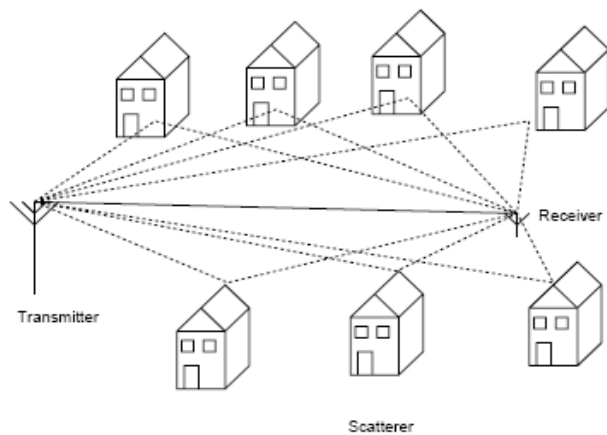
Επίσης, είναι μία αφαιρετική διαδικασία, που περιλαμβάνει τα αποτελέσματα ενός αθροίσματος από αρκετά φαινόμενα διάδοσης που συμβαίνουν όταν ένα ηλεκτρομαγνητικό κύμα διαδίδεται στο περιβάλλον: *ανάκλαση* (π.χ. στα κτίρια και στο έδαφος), *περίθλαση* (π.χ. γύρω από κτίρια), *διάθλαση* (π.χ. μέσα σε τοίχους ή παράθυρα), *σκέδαση* (π.χ. σε κτίρια, δέντρα ή στη γη) και *απορρόφηση* (π.χ. σε δάση ή πάρκα). Οι υπολογισμοί αυτών των παραμέτρων δεν είναι εύκολα εφικτοί εξαιτίας της πολυπλοκότητας και χρονικών ορίων. Επομένως, ο παράγοντας της σκίασης χρησιμοποιείται για να περιγράψει το σύνολο αυτών των φαινομένων.

#### 3.3.2 Διαλείψεις

Οι διαλείψεις είναι η συσχέτιση πολλών ανακλώμενων σημάτων, τα οποία φτάνουν στην κεραία. Είναι υπεύθυνες για τις περισσότερες γρήγορες και βίαιες αλλαγές στην ισχύ του σήματος, αλλά

και στη φάση του. Αυτές οι μεταβολές του σήματος συμβαίνουν σε μικρά χρονικά διαστήματα, συνήθως σε κλάσματα δευτερολέπτου ή λιγότερο, το οποίο εξαρτάται από την ταχύτητα του δέκτη. Επομένως, στη κεραία του δέκτη φτάνουν πολλαπλά αντίγραφα του μεταδιδόμενου σήματος, καθένα από τα οποία έχει ακολουθήσει διαφορετικό μονοπάτι.

Σημαντικό ρόλο παίζει το περιβάλλον μεταξύ πομπού και δέκτη, καθώς σε αυτό μπορεί να υπάρχουν αντικείμενα που αντανακλούν το μεταδιδόμενο ραδιοσήμα. Αυτά τα αντικείμενα ονομάζονται σκεδαστές και η μετάδοση του σήματος οδηγεί σε μία κατάσταση, που φαίνεται στο ακόλουθο σχήμα και ονομάζεται πολλαπλή μετάδοση σήματος.



### **Αιτίες των διαλείψεων:**

- ♣ Πολλαπλές διαδρομές
- ♣ Εξασθένηση από ένα σήμα

### **Οι κυριότεροι τύποι διαλείψεων:**

*Αργές διαλείψεις:* Η σκίαση ή μεγάλης κλίμακας διαλείψεις είναι ένα είδος διαλείψεων, που προκαλείται από μεγάλες κινήσεις ενός κινητού δέκτη ή από εμπόδια μέσα στο περιβάλλον διάδοσης.

*Γρήγορες διαλείψεις:* Οι διαλείψεις πολλαπλών διαδρομών ή μικρής κλίμακας διαλείψεις συμβαίνουν σε μικρές κινήσεις του κινητού δέκτη ή των εμποδίων. Οι γρήγορες διαλείψεις διαχωρίζονται ανάλογα με τον χρόνο καθυστέρησης των πολλαπλών διαδρομών σε: επίπεδες διαλείψεις, όπου το εύρος ζώνης του σήματος είναι μικρότερο από συναφές εύρος ζώνης του

καναλιού και *επιλεκτικών συχνοτήτων διαλείψεις*, όπου ισχύει το αντίστροφο. Παράλληλα ανάλογα με την ολίσθηση Doppler διαχωρίζονται σε: *γρήγορες διαλείψεις*, όπου οι μεταβολές του καναλιού είναι γρηγορότερες από αυτές του σήματος και *αργές διαλείψεις*, όπου ισχύει το αντίστροφο.

### **3.3.3 Θόρυβος**

Ο θόρυβος είναι πάντα εμφανής και προέρχεται από διάφορες πηγές, π.χ. ατμοσφαιρική διαταραχή, ηλεκτρονικά κυκλώματα, ανθρωπογενής θόρυβος. Οι δύο πρώτες αποτελούν τον θερμικό θόρυβο.

#### **Θερμικός θόρυβος**

Ο θερμικός θόρυβος οφείλεται σε κίνηση φορτισμένων σωματιδίων μέσα στα ηλεκτρονικά εξαρτήματα, που εμπεριέχονται σε κάθε δέκτη. Μετρήσεις έχουν γίνει σε αντιστάσεις και μάλιστα έχει θεωρηθεί λευκός γκαουσιανός.

#### **Ανθρωπογενής θόρυβος**

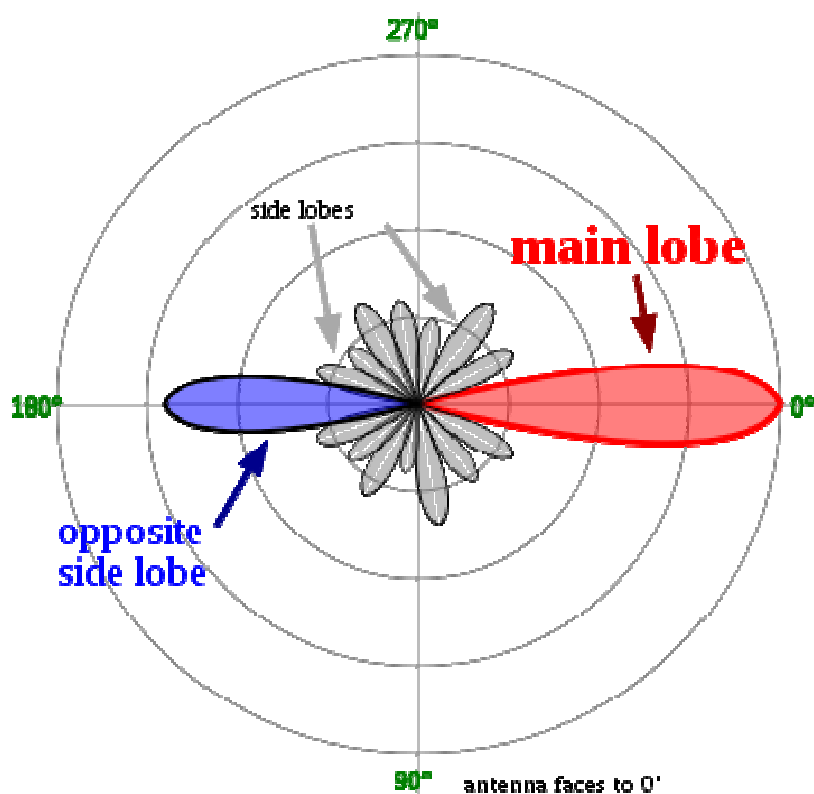
Παράγεται από μηχανές, που λειτουργούν από ανθρώπους. Δεν είναι ο κύριος στόχος τους να εκπέμπουν ακτινοβολούμενη ενέργεια, δηλαδή θόρυβο, αλλά αυτό γίνεται εξαιτίας της λειτουργίας ηλεκτρικών και ηλεκτρονικών εξαρτημάτων, με αποτέλεσμα την ενόχληση των γειτονικών επικοινωνιακών συστημάτων.

## Κεφάλαιο 4

### Πειραματική αποτύπωση διαγράμματος λήψης δορυφορικής κεραίας

#### 4.1 Γενικά για τα διαγράμματα λήψης

Το διάγραμμα ακτινοβολίας σε μία κεραία λήψης απεικονίζει την ευαισθησία της κεραίας σε σχέση με τη διεύθυνση της κεραίας. Είναι χρήσιμο, καθώς καθώς με αυτό προσδιορίζουμε τον τρόπο με τον οποίο μία κεραία συμπεριφέρεται στον χώρο. Όταν για παράδειγμα θέλουμε να εγκαταστήσουμε μία κεραία, το διάγραμμα λήψης μας δείχνει σε ποιες γωνίες μπορεί η κεραία να συλλέξει μεγαλύτερη ισχύ σήματος ή αντίστοιχα, σε ποιες γωνίες αυξάνεται η εμβέλεια της κεραίας.



Εικόνα 4.1 Παράδειγμα διαγράμματος κεραίας

Η διεύθυνση μέγιστης λήψης, δηλαδή η κατευθυντικότητα της κεραίας, είναι ύψιστης σημασίας, καθώς καθορίζει πόσο έντονη θα είναι και η επίδραση του περιβάλλοντος στη λήψη του σήματος.

Είναι γνωστό, πως οι κεραίες λήψεις επηρεάζονται σε μεγάλο βαθμό από το περιβάλλον. Όσο πιο κατευθυντική είναι μία κεραία λήψης τόσο λιγότερο επηρεάζεται από τις απώλειες που προκαλεί το περιβάλλον, όπως συζητήθηκαν στο προηγούμενο Κεφάλαιο.

Γνωρίζοντας το διάγραμμα μίας κεραίας λήψης μπορούμε να κατευθύνουμε την κεραία ώστε να λαμβάνουμε το μεγαλύτερο ποσοστό σήματος παράλληλα μειώνοντας τις τοπικές παρεμβολές. Μπορούμε επίσης να το χρησιμοποιήσουμε και για την σύγκριση μεταξύ κεραιών καθώς μας επιτρέπει να δούμε πόσο πεπλατυσμένες είναι οι περιοχές του χώρου που μας ενδιαφέρουν.

Κάθε κατηγορία κεραίας (κατευθυντική ή μη) παρουσιάζει συγκεκριμένα μοτίβα στο διάγραμμα λήψης. Ως κύριος λοβός ορίζεται το τμήμα του διαγράμματος που παρουσιάζει τις μέγιστες τιμές, Το διάγραμμα λήψης βαθμονομείται σε 360 μοίρες και συνήθως ο άξονας του κύριου λοβού τοποθετείται στις μηδέν μοίρες. Μπορεί να εμφανίζεται αντιδιαμετρικά του κύριου λοβού και ο οπίσθιος λοβός ο οποίος είναι επιθυμητός σε συγκεκριμένες περιπτώσεις. Μπορεί επίσης να παρουσιάζονται και πλευρικοί λοβοί που απεικονίζουν λήψεις σε μη επιθυμητές κατευθύνσεις. Επίσης παρουσιάζεται το φαινόμενο της συμβολής, δηλαδή κάποια σημεία του διαγράμματος που είναι μηδενικά καθώς διάφορα μέρη της κεραίας δρουν σαν πηγές με αποτέλεσμα να μηδενίζουν το σήμα (κύματα με διαφορά φάσης 180 μοίρες).

Το κέρδος στα διαγράμματα λήψης είναι συνήθως σε dB και σε κανικοποιημένη κλίμακα, καθώς στόχος του διαγράμματος λήψης είναι να μας δείξει την κατεύθυνση μέγιστου κέρδους και όχι αυτό καθαυτό το μέγιστο κέρδος.

#### **4.2 Η διαδικασία λήψης μετρήσεων**

Κρατώντας σταθερή την κεραία εκπομπής, περιστρέφουμε την κεραία λήψης με ένα γωνιόμετρο, με βήμα τις 5 μοίρες. Για κάθε γωνία με βήμα 5 μοίρες, λαμβάνουμε την ένδειξη του οργάνου (mV). Η διαδικασία επαναλαμβάνεται για γωνίες από -100 μοίρες ως τις 100 μοίρες (ή αλλιώς από 0-100 μοίρες και από 260-360 μοίρες).

Στη συνέχεια πρέπει να γίνει κανονικοποίηση των μετρήσεων ως προς την μεγαλύτερη τιμή. Για να επιτευχθεί αυτό χρησιμοποιούμε την μέγιστη τιμή του πλάτους (mV) που εμφανίζεται στις

μετρήσεις σαν τιμή αναφοράς και την διαιρώ με όλες τις άλλες τιμές πλάτους (που είναι μικρότερες). Επειδή θέλουμε να εκφράσουμε το διάγραμμα σε dB θα πρέπει να λογαριθμήσουμε τις κανονικοποιημένες τιμές. Οι τιμές του κανονικοποιημένου διαγράμματος βρίσκονται στο διάστημα από 0 μέχρι 1. Η τιμή 1 πλέον στην μέγιστη τιμή του διαγράμματος λήψης και αν εφαρμοστεί ο λογάριθμος αυτής ( $\log 1 = 0$  db) η τιμή προκύπτει μηδενική. Όλες οι υπόλοιπες τιμές θα έχουν αρνητικό πρόσημο. Τα κανονικοποιημένα διαγράμματα έχουν το πλεονέκτημα ότι καταδεικνύουν σχετικά εύκολα την γωνία μισής ισχύος. Επίσης μπορούν εύκολα να συγκριθούν ο κύριος με τους άλλους λοβούς και να φανούν τα σημεία μηδενισμού.

Η αιτία χρήσης της κλίμακας dB είναι ότι θέλουμε να φανούν οι λεπτομέρειες στη διακύμανση του σήματος το οποίο μεταβάλλεται πολύ σε σχέση με το χώρο, και αν θέλαμε να το περιγράψουμε κανονικά θα έπρεπε να φτιάξουμε ένα διάγραμμα με πολύ μεγάλη ανάλυση και έκταση. Οι λογάριθμοι γενικά χρησιμοποιούνται όταν ο στόχος του διαγράμματος είναι να περιγράψει τη συμπεριφορά του μεγέθους που παρουσιάζει μεγάλες διακυμάνσεις.

Οι μετρήσεις που λήφθηκαν με την παραπάνω διαδικασία παρουσιάζονται στον ακόλουθο πίνακα 1.

a/a	$\theta(^{\circ})$	M $\theta$	M $\theta$ /M $\theta$	$\theta(^{\circ})$	M $\theta$	M $\theta$ /M $\theta$
1	0	30	1	0	30	1
2	5	28.5	0.95	-5	28.2	0.94
3	10	24	0.8	-10	25	0.833
4	15	16.8	0.56	-15	17.1	0.57
5	20	9.75	0.325	-20	10.2	0.34
6	25	5.25	0.175	-25	5.3	0.176
7	30	3	0.1	-30	3.1	0.103
8	35	1.5	0.05	-35	1.48	0.049
9	40	0.82	0.027	-40	0.85	0.028
10	45	0.28	0.009	-45	0.31	0.01
11	50	0.1	0.003	-50	0.12	0.004
12	55	0.05	0.002	-55	0.06	0.002
13	60	0.04	0.001	-60	0.04	0.001
14	65	0.02	0,0006	-65	0.01	0,0003
15	70	0.00	0	-70	0.00	0
16	75	0.00	0	-75	0.00	0
17	80	0.05	0,001	-80	0.06	0,002
18	85	0.1	0,003	-85	0.11	0,003

19	90	0.22	0,0073	-90	0.20	0,006
20	95	0.15	0,005	-95	0.13	0,004
21	100	0.08	0,002	-100	0.06	0

**Πίνακας 1. Μετρήσεις**

#### **4.3 Επεξεργασία των μετρήσεων και απεικόνιση με χρήση του Matlab**

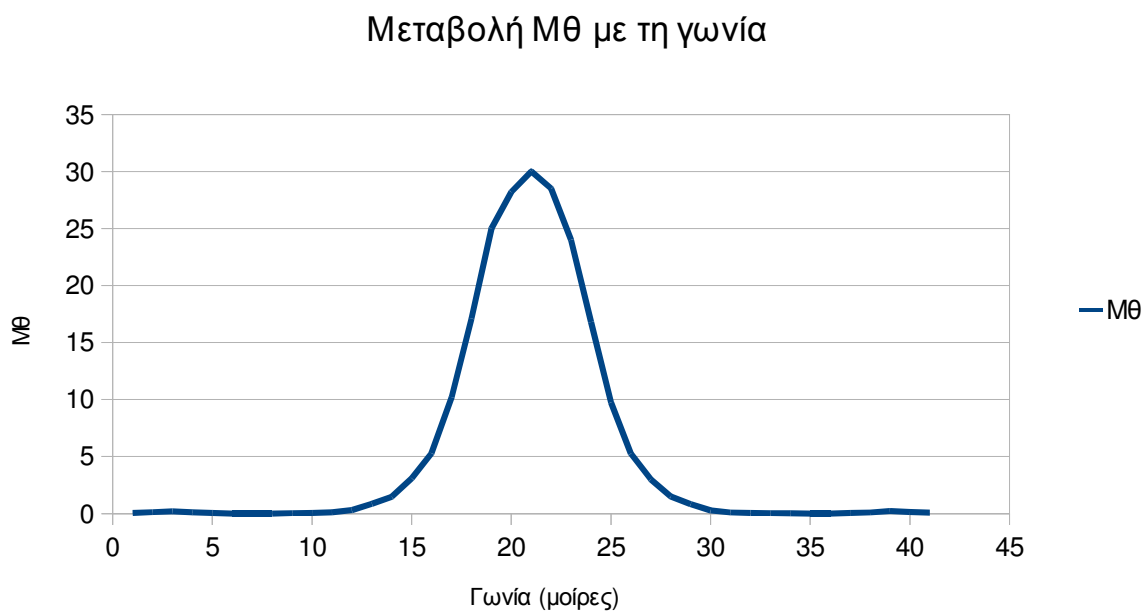
Οι μετρήσεις δέχτηκαν μία πρώτη επεξεργασία για την δημιουργία του πολικού διαγράμματος. Αρχικά οι μοίρες μετατράπηκαν σε rad και στη συνέχεια δημιουργήθηκε πίνακας με τις γωνίες στο φάσμα από 0-360 μοίρες. Στον πίνακα 2 παρουσιάζονται οι μετρήσεις μετά την επεξεργασία, όπως αυτές χρησιμοποιήθηκαν για την εξαγωγή των διαγραμμάτων.

Στη συνέχεια παρουσιάζονται τα διαγράμματα.

<b>μοίρες</b>	<b>rad</b>	<b>Mθ</b>	<b>Mθ/Mο</b>
0,00	0,00	30,00	1,00
5,00	0,09	28,50	0,95
10,00	0,17	24,00	0,80
15,00	0,26	16,80	0,56
20,00	0,35	9,75	0,33
25,00	0,44	5,25	0,18
30,00	0,52	3,00	0,10
35,00	0,61	1,50	0,05
40,00	0,70	0,82	0,03
45,00	0,79	0,28	0,01
50,00	0,87	0,10	0,00
55,00	0,96	0,05	0,00
60,00	1,05	0,04	0,00
65,00	1,13	0,02	0,00
70,00	1,22	0,00	0,00
75,00	1,31	0,00	0,00
80,00	1,40	0,05	0,00
85,00	1,48	0,10	0,00
90,00	1,57	0,22	0,01
95,00	1,66	0,15	0,01
100,00	1,74	0,08	0,00
260,00	4,54	0,06	0,00
265,00	4,62	0,13	0,00
270,00	4,71	0,20	0,01
275,00	4,80	0,11	0,00
280,00	4,88	0,06	0,00

285,00	4,97	0,00	0,00
290,00	5,06	0,00	0,00
295,00	5,15	0,01	0,00
300,00	5,23	0,04	0,00
305,00	5,32	0,06	0,00
310,00	5,41	0,12	0,00
315,00	5,50	0,31	0,01
320,00	5,58	0,85	0,03
325,00	5,67	1,48	0,05
330,00	5,76	3,10	0,10
335,00	5,84	5,30	0,18
340,00	5,93	10,20	0,34
345,00	6,02	17,10	0,57
350,00	6,11	25,00	0,83
355,00	6,19	28,20	0,94
360,00	6,28	30,00	1,00

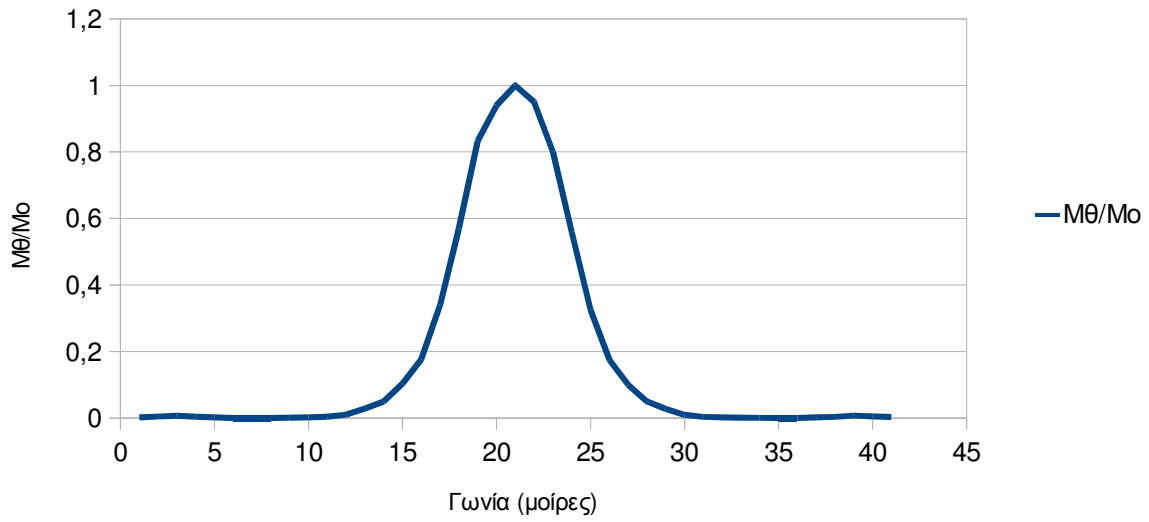
**Πίνακας 2. Επεξεργασμένες μετρήσεις.**



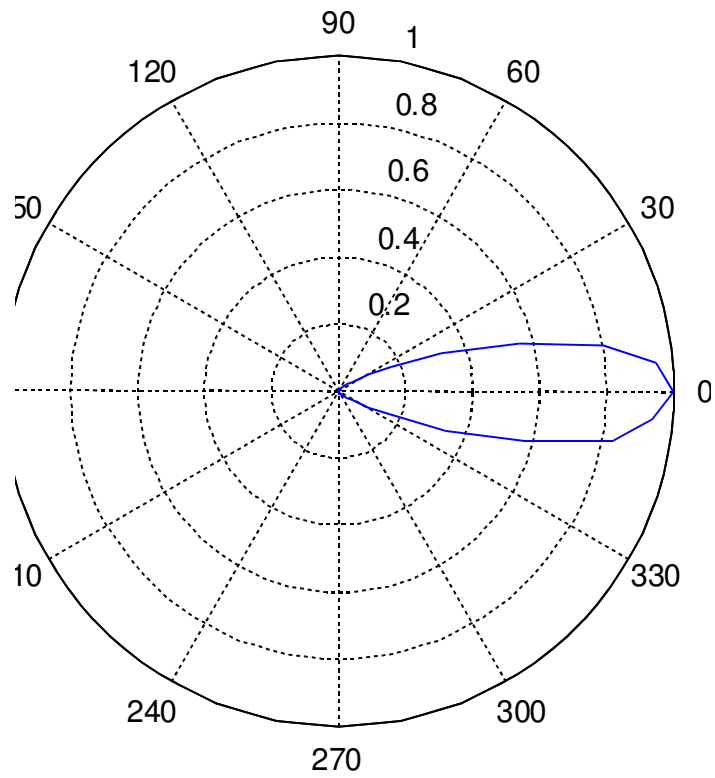
**Εικόνα 4.2 Μεταβολή Μθ με τη γωνία**



### Μεταβολή Mθ/Mο με τη γωνία



Εικόνα 4.3 Μεταβολή Mθ/Mο με τη γωνία



Εικόνα 4.4 Πολικό διάγραμμα των κανονικοποιημένων τιμών (μη λογαριθμικό)

Για την εξαγωγή του πολικού διαγράμματος σε dB χρησιμοποιήθηκε η ακόλουθη συνάρτηση που δημιουργήθηκε στο προγραμματιστικό περιβάλλον του Matlab. Ο λόγος που αναπτύχθηκε η συνάρτηση αυτή είναι ότι η έτοιμη συνάρτηση polar του Matlab, δεν μπορεί να αποτυπώσει σε dB το κέρδος.

```
function h = polar_dB(phi, gain, rangedb,
increments, rays)

if nargin < 5, rays = 16; end
if nargin < 4, increments = 2.5; end
if nargin < 3, rangedb = 20; end
% phi=linspace(0,2*pi,1000); % test
% gain=(sin(phi));
if nargin < 2
    warning('myApp:argChk', 'Not enough input
arguments.');
```

```
    help polar_dB;
    return;
end

gain1 = 10 * log10(abs(gain));           % test =
(isinf(gain1)-1).*gain1;
gain1(gain1== -Inf) = -rangedb;         % avoids -Inf's
gain1 = gain1 .* (gain1 > -rangedb) + (-rangedb) *
(gain1 <= -rangedb);                   % lowest is rangedb dB
gain1 = (gain1 + rangedb)/rangedb;
% scale to unity max.

x = gain1 .* cos(phi);
y = gain1 .* sin(phi);

%R = 1.2; axis([-R, R, -R, R]);
```

```

N0 = 360;
phi0=linspace(0,2*pi,N0);
x0 = sin(phi0); % gain circles
y0 = cos(phi0);

patch('xdata',x0,'ydata',y0, ...
      'edgecolor','black','facecolor','w');
hold on

%changed coordinates
h = plot( y, x, 'LineStyle','-', 'color','blue');
%, 'LineWidth', 2
hold on

title({'Linear Scale', ...
      sprintf('Range:%3.2fdB', rangedb), ...
      sprintf('Increments:%3.2fdB', increments)}, 'horizontalalignment','right');%

c_log=(-rangedb:increments:0);
c = (c_log)/-rangedb;

for k=2:length(c_log) %gain circles
    plot(x0*c(k),
y0*c(k), 'LineStyle',':', 'color','black');
end

for k=1:length(c_log) %gain circles markers
    text(0,c(k), sprintf('%.3g
dB',c_log(length(c_log)-k+1)), ...
        'horiz', 'center', 'vert', 'middle');
%, 'fontsize', 13
end

phi_s=linspace(0,2*pi,rays+1);
x_s = sin(phi_s); % rays
y_s = cos(phi_s);

for k=1:rays
    line([x_s(k)/rangedb*increments,x_s(k)], ...

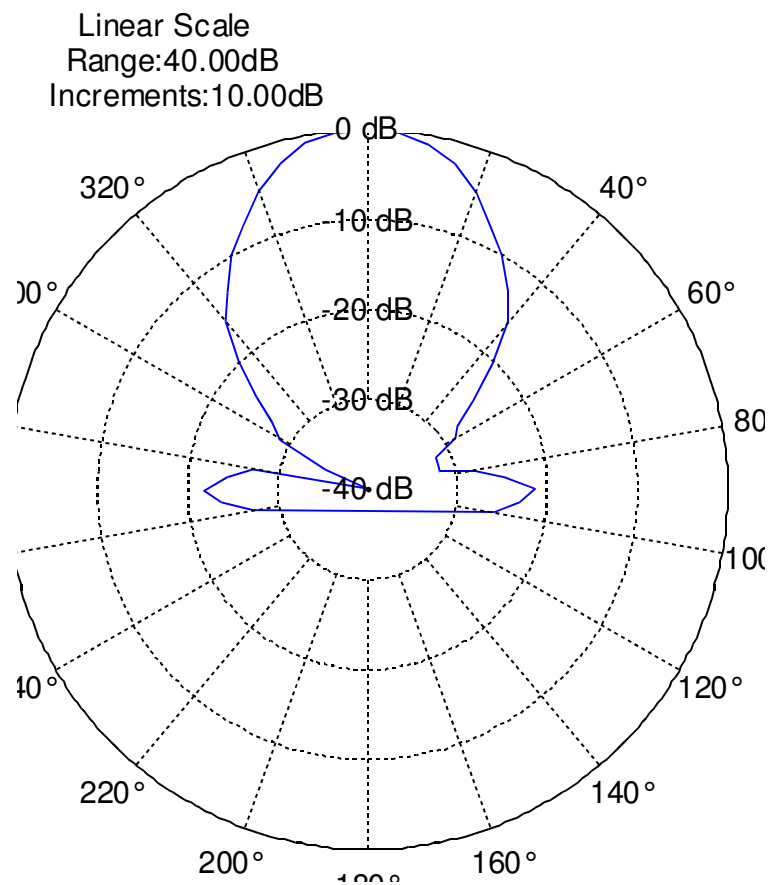
```

```

[y_s(k)/rangedb*increments,y_s(k)], 'LineStyle',':','c
olor','black');
    text(1.1*x_s(k),1.1*y_s(k),...
        sprintf('%.3g°',phi_s(k)/pi*180),...
        'horiz','center','vert','middle');
%, 'fontsize', 15
end

axis square;
axis off

```



**Εικόνα 4.5** Λογαριθμικό πολικό διάγραμμα των κανονικοποιημένων τιμών με τη συνάρτηση `polar_dB`

## **Βιβλιογραφία**

1. “Μελέτη εγκατάστασης επίγειου και δορυφορικού συστήματος για τη λήψη τηλεοπτικού σήματος”, Πτυχιακή εργασία του Κυριακίδη Εμμανουήλ, 2013
2. “Κινητό Τερματικό για Αυτοκίνητα Μικρού Μεγέθους Χρησιμοποιώντας Δορυφόρο Ζώνης Ku (11/14GHz)”, Διπλωματική εργασία της Γουδέλη Ελένης, 2005
3. Electromagnetic Wave Radiation and Antennas, *Prentice Hall*, 2000
4. Introduction to Antennas and Electromagnetic Wave Propagation, Lecture Note, Dr. Costas Constantinou, University of Birmingham