



Τ.Ε.Ι. ΚΡΗΤΗΣ
ΣΧΟΛΗ ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΚΩΝ ΕΦΑΡΜΟΓΩΝ
ΤΜΗΜΑ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΠΛΗΡΟΦΟΡΙΚΗΣ

ΣΗΜΕΙΩΣΕΙΣ ΕΡΓΑΣΤΗΡΙΟΥ
ΔΟΜΩΝ ΜΕΤΑΔΟΣΗΣ



Πρόλογος

Οι σημειώσεις για το εργαστήριο των Δομών Μετάδοσης που ακολουθούν έχουν ως σκοπό την πρώτη επαφή των σπουδαστών με έννοιες και μεγέθη κεραιών που αναπτύσσονται στο αντίστοιχο εργαστήριο. Πρέπει να σημειωθεί ότι μεγάλο τμήμα των σημειώσεων αυτών στην παρούσα τους μορφή αποτελεί το φυλλάδιο εργαστηριακών ασκήσεων:

“ΔΟΜΕΣ ΜΕΤΑΔΟΣΗΣ – ΕΡΓΑΣΤΗΡΙΑ”

του Καθηγητή του Τμήματος Ηλεκτρολόγων Μηχανικών Τ.Ε. του Τ.Ε.Ι. Κρήτης Δρ. Εμμανουήλ Κουδουμά, τον οποίο και ευχαριστώ θερμά.

Στρατάκης Δημήτριος Επίκουρος Καθηγητής

Σεπτέμβριος 2014



ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

1. ΕΙΣΩΣΕΙΣ MAXWELL ΚΑΙ ΣΥΝΑΡΤΗΣΕΙΣ ΔΥΝΑΜΙΚΟΥ.....	5
2. ΚΕΡΑΙΕΣ.....	8
2.1. Εισαγωγή.....	8
2.2. Παράμετροι κεραιών.....	8
2.3. Ένταση και πυκνότητα ακτινοβολίας - Διάνυσμα Poynting.....	10
2.4. Διαγράμματα ακτινοβολίας.....	12
2.5. Κατευθυντικότητα.....	15
2.6. Κέρδος ισχύος.....	16
2.7. Συντονισμός κεραίας.....	18
2.8. Εύρος ζώνης κεραίας.....	18
3. ΣΤΟΙΧΕΙΩΔΕΣ ΔΙΠΟΛΟ (ΔΙΠΟΛΟ HERTZ).....	20
4. ΔΙΠΟΛΙΚΗ ΚΕΡΑΙΑ $\lambda/2$.....	23
5. ΚΑΤΑΚΟΡΥΦΕΣ ΚΕΡΑΙΕΣ.....	27
6. ΕΙΔΙΚΕΣ ΠΕΡΙΠΤΩΣΕΙΣ ΓΡΑΜΜΙΚΩΝ ΚΕΡΑΙΩΝ.....	30
7. ΣΥΣΤΟΙΧΙΕΣ ΚΕΡΑΙΩΝ.....	33
8. ΒΡΟΓΧΟΚΕΡΑΙΕΣ.....	36
9. ΕΛΙΚΟΕΙΔΗΣ ΚΕΡΑΙΑ.....	39
10. ΚΕΡΑΙΕΣ YAGI – UDA.....	41



1. ΕΞΙΣΩΣΕΙΣ MAXWELL ΚΑΙ ΣΥΝΑΡΤΗΣΕΙΣ ΔΥΝΑΜΙΚΟΥ

Η θεωρία των κεραιών στηρίζεται στις κλασικές εξισώσεις του Maxwell, οι οποίες εκφράζονται από τις παρακάτω σχέσεις:

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho \quad (1.1)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (1.2)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (1.3)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (1.4)$$

$$\nabla \cdot \vec{J} = -\frac{\partial \rho}{\partial t} \quad (1.5)$$

Στις παραπάνω εξισώσεις E είναι η ένταση του Ηλεκτρικού πεδίου, H είναι η ένταση του μαγνητικού πεδίου, B είναι η μαγνητική επαγωγή, D είναι η διηλεκτρική μετατόπιση, ρ είναι η πυκνότητα των φορτίων χώρου και J είναι η πυκνότητα του ρεύματος. Οι παραπάνω εξισώσεις συνδέουν διανυσματικές ή βαθμωτές συναρτήσεις του χώρου και του χρόνου και μπορούν να περιγράψουν πλήρως ένα χρονικά μεταβαλλόμενο πεδίο όταν είναι γνωστές οι αρχικές ή οριακές συνθήκες.

Στην γενική περίπτωση όμως η ανάλυση των ηλεκτρομαγνητικών πεδίων, διευκολύνεται με την εισαγωγή των συναρτήσεων δυναμικού. Έτσι εφόσον το δεύτερο σκέλος της σχέσης (1.2) είναι ίσο με το 0, μπορούμε να θέσουμε την έκφραση της μαγνητικής επαγωγής B ως την περιστροφή μιας **βοηθητικής διανυσματικής συνάρτησης A** η οποία καλείται διανυσματικό δυναμικό, δηλαδή:

$$\vec{B} = \nabla \times \vec{A} \quad (1.6)$$

Με βάση την σχέση αυτή η σχέση (1.3) γίνεται:

$$\nabla \times \left(\vec{E} + \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \right) = 0 \quad (1.7)$$

Επειδή ο όρος στην παρένθεση της παραπάνω σχέσης έχει μηδενική περιστροφή για κάθε σημείο του χώρου, μπορεί να εκφραστεί ως κλίση μιας άλλης **βοηθητικής βαθμωτής συνάρτησης ϕ** που ονομάζεται βαθμωτό δυναμικό. Κατά συνέπεια, η ένταση του ηλεκτρικού πεδίου E μπορεί να εκφραστεί με τη βοήθεια των συναρτήσεων δυναμικού από την σχέση:

$$\vec{E} = -\nabla \phi - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \quad (1.8)$$



Σε ομογενή και ισότροπο χώρο ισχύει:

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} \quad (1.9)$$

και

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \quad (1.10)$$

όπου ϵ και μ η διηλεκτρική σταθερά και η μαγνητική διαπερατότητα του μέσου. Από τις εξισώσεις Maxwell και τις σχέσεις (1.6) και (1.8) προκύπτουν οι σχέσεις που συνδέουν τις δύο συναρτήσεις δυναμικού, δηλαδή

$$\nabla^2 \phi + \nabla \cdot \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = -\frac{\rho}{\epsilon} \quad (1.11)$$

και

$$\nabla \times \nabla \times \vec{A} = \mu \vec{J} + \mu \epsilon \left[-\nabla \frac{\partial \phi}{\partial t} - \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} \right] \quad (1.12)$$

Η τελευταία σχέση ισοδυναμεί με τη σχέση:

$$\nabla(\nabla \cdot \vec{A}) - \nabla^2 \vec{A} = \mu \vec{J} - \mu \epsilon \nabla \left(\frac{\partial \phi}{\partial t} \right) - \mu \epsilon \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} \quad (1.13)$$

Από το ζεύγος των διαφορικών εξισώσεων (1.11) και (1.13) που εμπλέκουν και τις δύο συναρτήσεις δυναμικού A και ϕ μπορούν να προκύψουν δύο ανεξάρτητες διαφορικές εξισώσεις για κάθε μία από τις A και ϕ . Αυτό είναι δυνατό με βάση το ότι η απόκλιση του διανυσματικού δυναμικού A μπορεί να επιλεγεί έτσι ώστε να απλοποιηθούν οι (1.11) και (1.13).

Η επιλογή που οδηγεί σε σημαντική απλοποίηση είναι η γνωστή συνθήκη Lorentz και εκφράζεται με την σχέση:

$$\nabla \cdot \vec{A} = -\mu \epsilon \frac{\partial \phi}{\partial t} \quad (1.14)$$

με βάση την οποία οι (1.11) και (1.12) γίνονται:

$$\nabla^2 \phi - \mu \epsilon \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = -\frac{\rho}{\epsilon} \quad (1.15)$$

και

$$\nabla^2 \vec{A} - \mu \epsilon \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} = -\mu \vec{J} \quad (1.16)$$

Οι τελευταίες εξισώσεις έχουν ως λύσεις κυματικές συναρτήσεις όπου $(\mu \epsilon)^{1/2} = c = \text{ταχύτητα του φωτός στο μέσο}$.

Με τον τρόπο αυτό κάθε μία από τις διαφορικές εξισώσεις που ικανοποιούν τα δυναμικά ικανοποιεί την αντίστοιχη κυματική εξίσωση. και το διανυσματικό δυναμικό



φαίνεται ότι εξαρτάται από την κατανομή των πηγών ρεύματος, ενώ το βαθμωτό δυναμικό ότι εξαρτάται από την κατανομή των φορτίων.

Στην περίπτωση που οι πηγές τα και πεδία μεταβάλλονται ημιτονοειδώς με το χρόνο σύμφωνα με την σχέση:

$$h(x, y, z, t) = \text{Re}\{H(x, y, z)e^{j\omega t}\} \quad (1.17)$$

όπου $\omega = 2\pi f$ η κυκλική συχνότητα του ημιτονοειδούς μεγέθους, $h(t)$ η στιγμιαία τιμή και $H(t)$ το πλάτος του αντίστοιχου μεγέθους, τότε η απλοποίηση του προβλήματος είναι σημαντική.

Στην παραπάνω περίπτωση οι εξισώσεις που αναφέρθηκαν μέχρι τώρα παίρνουν τις παρακάτω μορφές:

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho \quad (1.18)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (1.19)$$

$$\nabla \times \vec{E} = j\omega \vec{B} \quad (1.20)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J} + j\omega \vec{D} \quad (1.21)$$

$$\nabla \cdot \vec{J} = -j\omega \rho \quad (1.22)$$

$$\nabla^2 \vec{A} + k^2 \vec{A} = -\mu \vec{J} \quad (1.23)$$

$$\nabla^2 \phi + k^2 \phi = -\rho / \Sigma \quad (1.24)$$

$$\vec{B} = \nabla \times \vec{A} \quad (1.25)$$

$$\vec{E} = -\nabla \phi - j\omega \vec{A} \quad (1.26)$$

$$\nabla \cdot \vec{A} = -j\omega \mu \epsilon \phi \quad (1.27)$$

Στις προηγούμενες σχέσεις k είναι ο κυματικός αριθμός στο μέσο διάδοσης:

$$k = \omega \sqrt{\mu \epsilon} = \omega / c \quad (1.28)$$

Από την (1.26), προκύπτει η έκφραση της έντασης του ηλεκτρικού πεδίου συναρτήσει μόνο του διανυσματικού δυναμικού από τη σχέση

$$\vec{E} = -j\omega \vec{A} - j\left(\frac{\omega}{k^2}\right) \nabla(\nabla \cdot \vec{A}) \quad (1.29)$$



2. ΚΕΡΑΙΕΣ

2.1. Εισαγωγή

Οι κεραίες αποτελούν το βασικό τμήμα των συστημάτων που χρησιμοποιούν τον ελεύθερο χώρο σαν μέσο διάδοσης. Σε αυτές γίνεται εκπομπή ή λήψη ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας.

Η ίδια κεραία μπορεί είτε να λαμβάνει είτε να εκπέμπει Η/Μ κύματα (θεώρημα αμοιβαιότητας). Μία ιδανική κεραία εκπομπής θεωρείται αυτή που μπορεί να ακτινοβολήσει όλη την ισχύ που δέχεται προς κάποια επιθυμητή διεύθυνση και με τη σωστή πόλωση. Αντίστοιχα η ιδανική κεραία λήψης μπορεί να λαμβάνει το μέγιστο δυνατό ποσοστό του Η/Μ κύματος από τον περιβάλλοντα χώρο με τον ελάχιστο θόρυβο.

Υπάρχουν πολλοί τύποι κεραιών και καθένας από αυτούς έχει σχεδιαστεί κατά τέτοιο τρόπο ώστε να εκπέμπει ή να λαμβάνει ένα συγκεκριμένο είδος ακτινοβολίας. Η διάταξη μίας κεραίας εξαρτάται από διάφορους παραμέτρους αλλά κυρίως από τον τύπο των Η/Μ κυμάτων και το μήκος κύματος. Υπάρχουν πολλοί τρόποι κατηγοριοποίησης των κεραιών π.χ. με βάση τη συχνότητα εκπομπής, το σχήμα, τη δομή και την κατευθυντικότητα.

2.2. Παράμετροι κεραιών.

Η λειτουργία μιας κεραίας μπορεί να παρομοιαστεί με μία ανοικτή γραμμή μεταφοράς. Στο ανοικτό μέρος παρουσιάζεται μία αναστροφή φάσης που έχει σαν αποτέλεσμα μέρος της εισερχόμενης τάσης να ακτινοβολείται προς τα έξω αντί να ανακλάται προς τα πίσω. Η εκπεμπόμενη ισχύς έχει μορφή TEM (Transverse Electromagnetic Mode) και το ποσοστό της ακτινοβολουμένης ισχύος μπορεί να μεταβληθεί αλλάζοντας την απόσταση των αγωγών της γραμμής μεταφοράς.

Μία κεραία μπορεί να περιγραφεί από ένα αριθμό ιδιοτήτων-παραμέτρων των οποίων οι τιμές ποικίλλουν ανάλογα με την εφαρμογή. Οι κυριότερες από αυτές είναι:

Συχνότητα f . Είναι η συχνότητα του εκπεμπόμενου κύματος, καθορίζεται από την συχνότητα της τροφοδοτούμενης τάσης και σχετίζεται με το μήκος κύματος λ με την σχέση:

$$f=300/\lambda \quad (2.2.1)$$



όπου η συχνότητα f είναι σε MHz και το μήκος κύματος λ είναι σε μέτρα.

Απολαβή G. Αφορά κεραίες εκπομπής και σχετίζεται με την κατευθυντικότητα τους δηλαδή την ικανότητα τους να στέλνουν την εκπεμπόμενη ακτινοβολία προς συγκεκριμένη διεύθυνση. Δίνεται από το λόγο της έντασης ακτινοβολίας της υπό μελέτη πηγής σε μία διεύθυνση προς την ένταση ακτινοβολίας προς την ίδια διεύθυνση που οφείλεται σε μία ισοτροπική κεραία, με την προϋπόθεση ότι και οι δύο κεραίες τροφοδοτούνται με την ίδια ισχύ.

Ενεργός διατομή λήψης. Αφορά τις κεραίες λήψης και σχετίζεται με την ικανότητα της κεραίας να λαμβάνει ισχύ από το χώρο γύρω της. Δίνεται το λόγο της λαμβανόμενης έντασης ακτινοβολίας προς την ένταση ακτινοβολίας που φτάνει στην κεραία.

Εμπέδηση. Είναι η σύνθετη αντίσταση της κεραίας που εξαρτάται από τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά της (αυτοεμπέδηση), τη συχνότητα, και τον αριθμό και την απόσταση άλλων κοντινών κεραίων (αμοιβαία εμπέδηση). Για καλή προσαρμογή της κεραίας σε μια γραμμή μεταφοράς είναι απαραίτητο να υπάρχει μικρή τιμή ανάδρασης (φανταστικό μέρος εμπέδησης) και ωμική αντίσταση όμοια με αυτή της γραμμής μεταφοράς (προσαρμογή κεραίας).

Πόλωση. Η πόλωση της κεραίας καθορίζει την πόλωση των εκπεμπόμενων H/M κυμάτων και επηρεάζει τη λήψη.

Εύρος ζώνης συχνοτήτων. Είναι η περιοχή συχνοτήτων που η κεραία λειτουργεί ικανοποιητικά. Πρέπει να καλύπτει τουλάχιστον την ζώνη συχνοτήτων των εκπεμπόμενων ή λαμβανόμενων σημάτων.

Περιοχές ακτινοβολίας κεραίων.

Ο χώρος που περιβάλλει μια κεραία (ακτινοβολούν σύστημα) διακρίνεται σε τρεις περιοχές με βάση τη διαφορετική συμπεριφορά του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου που δημιουργεί η κεραία:

- Την περιοχή κοντινού πεδίου
- Την περιοχή Fresnel
- Την περιοχή μακρινού πεδίου

Η **περιοχή κοντινού πεδίου** είναι η περιοχή όπου το ηλεκτρομαγνητικό πεδίο εμφανίζει άεργη συμπεριφορά, δηλαδή δεν ακτινοβολείται ηλεκτρομαγνητική ενέργεια. Η περιοχή αυτή περιορίζεται χωρικά στο εσωτερικό σφαιράρας με ακτίνα:



$$R_1 = 0.62 \left(\frac{D^3}{\lambda} \right)^{1/2} \quad (2.2.2)$$

που περιβάλλει την κεραία. Στην παραπάνω σχέση D είναι η μέγιστη διάσταση της κεραίας και λ το μήκος κύματος που αντιστοιχεί στη συχνότητα λειτουργίας.

Η περιοχή Fresnel είναι ενδιάμεση μεταξύ της περιοχής κοντινού και της περιοχής μακρινού πεδίου μιας κεραίας. Στην περιοχή αυτή, το ηλεκτρομαγνητικό πεδίο εμφανίζει συμπεριφορά ακτινοβολίας αλλά οι εγκάρσιες συνιστώσες του διατηρούν και ακτινική εξάρτηση. Η περιοχή Fresnel εκτείνεται στο χώρο που περιορίζεται από τις σφαίρες με ακτίνες R_1 , και R_2 που περιβάλλουν την κεραία, όπου

$$R_2 = \frac{2D^2}{\lambda} \quad (2.2.3)$$

Στην περίπτωση κεραιών με μικρές διαστάσεις σε σχέση με το μήκος κύματος λειτουργίας, η περιοχή Fresnel δεν υπάρχει.

Η περιοχή μακρινού πεδίου έχει ως χαρακτηριστικό την ανεξαρτησία των εγκάρσιων συνιστωσών του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου από την ακτινική συνιστώσα. Η περιοχή αυτή εκτείνεται συνήθως σε αποστάσεις από την κεραία μεγαλύτερες από R_2 .

2.3. Ένταση και πυκνότητα ακτινοβολίας - Διάνυσμα Poynting

Η ισχύς που μεταφέρεται κατά τη μετάδοση ενός ηλεκτρομαγνητικού κύματος συνδέεται με το ηλεκτρικό και το μαγνητικό πεδίο που δημιουργείται στο μέσο διάδοσης μέσω του διανύσματος Poynting που ορίζεται από τη σχέση

$$\vec{p}(\vec{r}, t) = \vec{e}(\vec{r}, t) \times \vec{h}(\vec{r}, t) \quad (2.3.1)$$

όπου $e(r,t)$ και $h(r,t)$ είναι οι στιγμιαίες τιμές της έντασης του ηλεκτρικού και του μαγνητικού πεδίου, αντίστοιχα.

Το διάνυσμα Poynting εκφράζει σε W/m^2 τη στιγμιαία ροή ηλεκτρομαγνητικής ισχύος ανά μονάδα επιφάνειας. Η συνολική στιγμιαία ισχύς που ακτινοβολείται από μια κεραία προκύπτει ολοκληρώνοντας την κάθετη συνιστώσα του διανύσματος Poynting πάνω σε μια κλειστή επιφάνεια S που περιβάλλει την κεραία, δηλαδή

$$W(t) = \oiint_S \vec{p}(\vec{r}, t) \cdot d\vec{S} \quad (2.3.2)$$

Στην πράξη, το μέγεθος που ενδιαφέρει είναι μέση ισχύς που ακτινοβολείται από μια κεραία. Αυτή υπολογίζεται με κατάλληλη ολοκλήρωση της στιγμιαίας τιμής, όπως προκύπτει από την (2.3.2). Στην περίπτωση ημιτονοειδώς μεταβαλλόμενων πηγών και πεδίων, εύκολα προκύπτει ότι η στιγμιαία τιμή του διανύσματος Poynting είναι:



$$\vec{p}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} \operatorname{Re}\{\vec{E}(\vec{r}) \times \vec{H}(\vec{r})^*\} + \frac{1}{2} \operatorname{Re}\{\vec{E}(\vec{r}) \times \vec{H}(\vec{r}) \exp(j2\omega t)\} \quad (2.3.3)$$

Από την τελευταία σχέση προκύπτει ότι η μέση τιμή της πυκνότητας ισχύος $P_{av}(\vec{r})$ είναι ίση με:

$$\vec{P}_{av}(\vec{r}) = \frac{1}{2} \operatorname{Re}\{\vec{E}(\vec{r}) \times \vec{H}(\vec{r})^*\} \quad (2.3.4)$$

Η τελευταία σχέση εκφράζει τη μέση χρονική τιμή του διανύσματος Poynting. Αν χρησιμοποιηθούν οι ενεργές τιμές, πρέπει να παραληφθεί ο παράγοντας $1/2$. Ενώ ο πρώτος όρος του δεξιού σκέλους της σχέσης (2.3.3) είναι πραγματικός και χρονικά σταθερός και εκφράζει τη μέση τιμή της πυκνότητας πραγματικής ισχύος που ακτινοβολείται, ο δεύτερος όρος εκφράζει την άεργη ισχύ που καταναλώνεται γύρω από την κεραία.

Με βάση όσα αναπτύχθηκαν προηγουμένως, η μέση ισχύς που ακτινοβολείται από μια κεραία προκύπτει από τη σχέση:

$$W_{rad} = \iint_S \vec{P}_{av}(\vec{r}) \cdot d\vec{s} = \frac{1}{2} \iint_S \operatorname{Re}\{\vec{E}(\vec{r}) \times \vec{H}(\vec{r})^*\} \cdot d\vec{s} \quad (2.3.5)$$

Η **ένταση ακτινοβολίας** είναι μέγεθος που χαρακτηρίζει τη μακρινή περιοχή μιας κεραίας και εκφράζει την ισχύ που ακτινοβολείται ανά μονάδα στερεάς γωνίας. Ορίζεται από τη σχέση:

$$U(\theta, \phi) = r^2 \vec{P}_{av}(\vec{r}) \quad (2.3.6)$$

Λόγω της (2.3.4), η τελευταία σχέση μπορεί να γραφεί στη μορφή:

$$U(\theta, \phi) = \frac{r^2}{2n} |\vec{E}(\vec{r})|^2 = \frac{1}{2n} \left[|E_\theta(\theta, \phi)|^2 + |E_\phi(\theta, \phi)|^2 \right] \quad (2.3.7)$$

όπου:

$$n = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \quad (2.3.8)$$

είναι η κυματική αντίσταση του μέσου διάδοσης

Η συνολική ισχύς που ακτινοβολεί μια κεραία προκύπτει και μέσω της έντασης ακτινοβολίας με ολοκλήρωση της σε ολόκληρη τη στερεά γωνία Ω που περιβάλλει την κεραία:

$$W_{rad} = \iint_{\Omega} U(\theta, \phi) d\Omega = \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi d\theta [U(\theta, \phi) \sin \theta] \quad (2.3.9)$$



2.4. Διαγράμματα ακτινοβολίας.

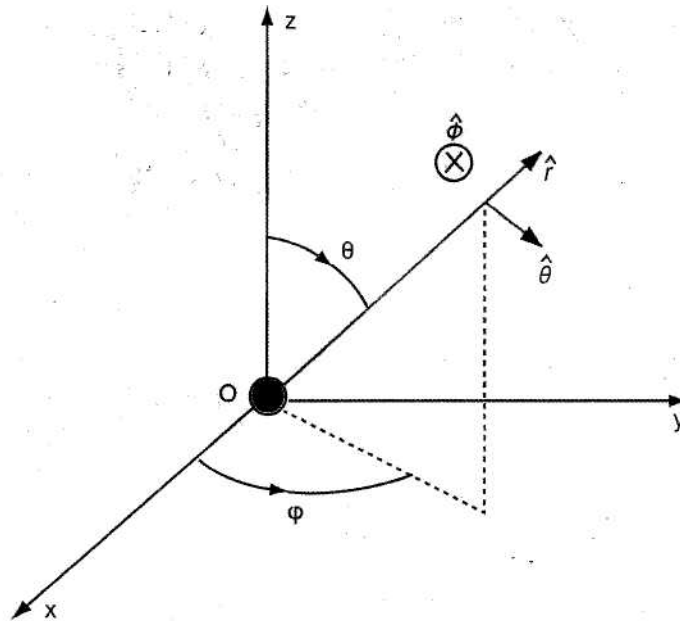
Διάγραμμα ακτινοβολίας μιας κεραίας είναι η γραφική παράσταση του τρόπου ακτινοβολίας μιας κεραίας καθώς μεταβάλλεται το σημείο παρατήρησης του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου. Στις περισσότερες περιπτώσεις πρακτικού ενδιαφέροντος, το διάγραμμα ακτινοβολίας προσδιορίζεται για τη μακρινή περιοχή μιας κεραίας και παριστάνεται ως συνάρτηση των συντεταγμένων διεύθυνσης θ και φ ενός κατάλληλου συστήματος σφαιρικών συντεταγμένων με κέντρο, συνήθως, το γεωμετρικό κέντρο της κεραίας.

Τα μεγέθη των οποίων δίδεται το διάγραμμα ακτινοβολίας είναι η ένταση ακτινοβολίας $U(\theta, \varphi)$ και η ένταση του ηλεκτρικού και του μαγνητικού πεδίου. Το διάγραμμα της έντασης ακτινοβολίας ονομάζεται διάγραμμα ισχύος, ενώ το διάγραμμα της έντασης του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου ονομάζεται διάγραμμα πεδίου. Στις περισσότερες περιπτώσεις που ενδιαφέρουν στην πράξη, είναι αρκετή για την περιγραφή του τρόπου με τον οποίο ακτινοβολεί μια κεραία η σχεδίαση διαγραμμάτων καθώς μεταβάλλεται η ζενιθιακή γωνία θ για συγκεκριμένες τιμές της αζιμουθιακής γωνίας φ και διαγραμμάτων συναρτήσεως της γωνίας φ για συγκεκριμένες τιμές της ζενιθιακής γωνίας θ . Για κεραίες με ακτινοβολία γραμμικά πολωμένη, η ακτινοβολία περιγράφεται μέσω δύο κυρίων διαγραμμάτων, κατά το E - επίπεδο και κατά το H - επίπεδο αντίστοιχα. Το E-επίπεδο είναι το επίπεδο που ορίζεται από την ένταση του ηλεκτρικού πεδίου και τη διεύθυνση μέγιστης ακτινοβολίας. Αντίστοιχος είναι ο ορισμός του H-επιπέδου.

Λοβοί ακτινοβολίας

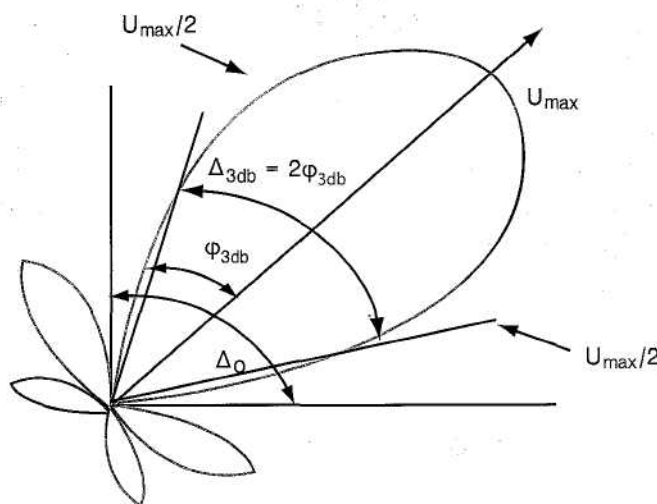
Λοβός ακτινοβολίας ονομάζεται το τμήμα του διαγράμματος ακτινοβολίας που οριοθετείται από περιοχές πολύ ασθενούς - συνήθως μηδενικής - έντασης ακτινοβολίας. Κύριος λοβός ονομάζεται αυτός που περιέχει τη διεύθυνση μέγιστης ακτινοβολίας. Σε αρκετές περιπτώσεις κεραιών προκύπτουν περισσότεροι του ενός κύριοι λοβοί οι οποίοι πάντως, είναι ανεπιθύμητοι και πρέπει να αποφεύγονται με κατάλληλη σχεδίαση. Δευτερεύων λοβός είναι κάθε λοβός ακτινοβολίας που δεν είναι κύριος. Ως πλευρικοί λοβοί χαρακτηρίζονται οι λοβοί που δεν περιέχουν τη διεύθυνση ενδιαφέροντος της κεραίας, ενώ με τον όρο οπίσθιος λοβός εννοείται ο λοβός που περιλαμβάνει τη διεύθυνση που είναι αντίθετη αυτής του κυρίου λοβού.

Οι δευτερεύοντες λοβοί αντιπροσωπεύουν ακτινοβολία προς ανεπιθύμητες κατευθύνσεις και συνεπώς πρέπει να ελαχιστοποιούνται. Ο λόγος της ισχύος που εμφανίζει ένας δευτερεύων λοβός στη διεύθυνση μεγίστου του προς την αντίστοιχη ισχύ που εμφανίζει ο κύριος λοβός ονομάζεται στάθμη του πλευρικού λοβού και εκφράζεται σε dB. Ανεκτοί στην πράξη θεωρούνται θεωρούνται πλευρικοί λοβοί με στάθμη χαμηλότερη των -20 dB. Η ελαχιστοποίηση των πλευρικών λοβών είναι ιδιαίτερης σημασίας σε αρκετές περιπτώσεις εφαρμογών για την αποφυγή παρεμβολών, όπως στις περιπτώσεις δορυφορικών επικοινωνιών ή συστημάτων Radar.



Ιδιαίτερη σημασία για την περιγραφή των κατευθυντικών ιδιοτήτων μιας κεραίας έχει το γωνιακό εύρος Δ_0 του κύριου λοβού, δηλαδή η γωνία που σχηματίζουν οι διευθύνσεις μηδενισμού ή ελαχίστων μεταξύ των οποίων περιλαμβάνεται η διεύθυνση μέγιστης ακτινοβολίας. Στην πράξη η περιγραφή του κύριου λοβού γίνεται και μέσω του ανοίγματος μισής ισχύος Δ_{3dB} , δηλαδή της γωνίας που σχηματίζουν οι διευθύνσεις εκατέρωθεν της διεύθυνσης μεγίστου για τις οποίες η ένταση ακτινοβολίας είναι η μισή της μέγιστης τιμής.

Η γωνία αυτή ορίζεται σε επίπεδο που περιέχει τη διεύθυνση μέγιστης ακτινοβολίας. Το εύρος του κύριου λοβού είναι σημαντική παράμετρος μέσω της οποίας καθορίζεται πόσο κατευθυντική είναι μια κεραία. Συνήθως, το εύρος του κύριου λοβού αντισταθμίζεται από τη στάθμη των πλευρικών λοβών, δηλαδή μείωση του εύρους του κύριου λοβού αντισταθμίζεται από αύξηση της στάθμης των πλευρικών λοβών. Στο παρακάτω σχήμα φαίνονται οι λοβοί ακτινοβολίας, το γωνιακό εύρος και το άνοιγμα μισής ισχύος.





Ισοτροπική κεραία

Ισοτροπική κεραία ονομάζεται η κεραία εκείνη που ακτινοβολεί εξίσου προς όλες τις διευθύνσεις του χώρου. Τέτοιου είδους ακτινοβολία μπορεί να επιτύχει μόνο μια σημειακή πηγή. Αν και η ισοτροπική κεραία δεν είναι υλοποιήσιμη, αποτελεί την κεραία αναφοράς προς την οποία συγκρίνονται ως προς τις κατευθυντικές τους ιδιότητες όλες οι κεραίες που χρησιμοποιούνται στις διάφορες εφαρμογές. Λόγω της σημειακής φύσης της ισοτροπικής κεραίας, το διάνυσμα Ρoynting έχει ακτινική διεύθυνση και εξαρτάται μόνο από την απόσταση του σημείου παρατήρησης από την πηγή, δηλαδή ισχύει:

$$\vec{P}_0(\vec{r}) = \frac{W_{\text{rad}}}{4\pi r^2} \hat{r} \quad (2.4.1)$$

όπου W_{rad} η ισχύς ακτινοβολίας.

Η αντίστοιχη ένταση ακτινοβολίας της ισοτροπικής κεραίας είναι σταθερή και ίση με:

$$U_0 = \frac{W_{\text{rad}}}{4\pi} \quad (2.4.2)$$



2.5. Κατευθυντικότητα

Ως κατευθυντικό κέρδος $D_g(\theta, \varphi)$ ορίζεται ο λόγος της έντασης ακτινοβολίας μιας κεραίας προς την ένταση ακτινοβολίας U_0 ισοτροπικής κεραίας που εκπέμπει την ίδια ισχύ ακτινοβολίας, δηλαδή:

$$D_g(\theta, \varphi) = \frac{U(\theta, \varphi)}{U_0} = 4\pi \frac{U(\theta, \varphi)}{W_{\text{rad}}} \quad (2.5.1)$$

Κατευθυντικότητα D_m μιας κεραίας είναι η μέγιστη τιμή του κατευθυντικού κέρδους της, δηλαδή:

$$D_m = D_g(\theta, \varphi) \Big|_{\text{max}} = \frac{U(\theta, \varphi) \Big|_{\text{max}}}{U_0} = 4\pi \frac{U(\theta, \varphi) \Big|_{\text{max}}}{W_{\text{rad}}} \quad (2.5.2)$$

όπου U_{max} μέγιστη τιμή της έντασης ακτινοβολίας και W_{rad} η συνολική ισχύς ακτινοβολίας της κεραίας.

Το κατευθυντικό κέρδος είναι συνάρτηση των συντεταγμένων θέσης θ και φ του σημείου υπολογισμού του πεδίου ακτινοβολίας μιας κεραίας. Η κατευθυντικότητα μιας ισοτροπικής κεραίας είναι ίση προς τη μονάδα, αφού η ακτινοβολία της είναι η ίδια προς όλες τις διευθύνσεις του χώρου. Σε κάθε άλλη περίπτωση κεραίας, η κατευθυντικότητα είναι μεγαλύτερη από τη μονάδα και αποτελεί ένα μέτρο του πόσο κατευθυντική είναι η κεραία. Το εύρος τιμών που λαμβάνει το κατευθυντικό κέρδος είναι από 0 ως D_m . Αντικαθιστώντας τις σχέσεις (2.3.9) και (2.4.2) στη σχέση (2.5.2) προκύπτει:

$$D_m = 4\pi \frac{U(\theta, \varphi) \Big|_{\text{max}}}{\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi d\theta U(\theta, \varphi) \sin\theta} \quad (2.5.3)$$

όπου

$$\Omega_A = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi d\theta U_n(\theta, \varphi) \sin\theta \quad (2.5.4)$$

και

$$U_n(\theta, \varphi) = \frac{U(\theta, \varphi)}{U(\theta, \varphi) \Big|_{\text{max}}} \quad (2.5.5)$$

Η παράμετρος Ω_A ονομάζεται στερεός λοβός ακτινοβολίας, ενώ η συνάρτηση $U_n(\theta, \varphi)$ είναι η κανονικοποιημένη ένταση ακτινοβολίας της κεραίας. Ο στερεός λοβός ακτινοβολίας Ω_A είναι η στερεά γωνία δια της οποίας θα εκπεμπόταν όλη η ισχύς, αν η κεραία εξέπεμπε σταθερή ένταση ακτινοβολίας και ίση προς $U(\theta, \varphi)_{\text{max}}$ προς κάθε κατεύθυνση στο εσωτερικό της Ω_A . Για κεραίες που διαθέτουν ένα κύριο λοβό και αμελητέους δευτερεύοντες, η παράμετρος Ω_A είναι ίση προς το γινόμενο των ανοιγμάτων μισής ισχύος θ_1 και θ_2 σε δύο κάθετα μεταξύ τους επίπεδα συμμετρίας του κυρίου λοβού ακτινοβολίας. Στην περίπτωση αυτή, η κατευθυντικότητα προκύπτει από την προσεγγιστική σχέση:

$$D_m \approx \frac{4\pi}{\theta_1 \theta_2} \quad (2.5.6)$$



όπου τα ανοίγματα θ_1 και θ_2 μετρώνται σε ακτίνια. Πρέπει να τονισθεί ότι η παραπάνω σχέση δίνει την κατευθυντικότητα κατευθυντικών κεραιών με ένα κύριο λοβό και αμελητέους δευτερεύοντες λοβούς ακτινοβολίας. Στην περίπτωση κεραιών με περισσότερους κύριους λοβούς ή με σημαντικούς δευτερεύοντες, η σχέση αυτή υπερεκτιμά την κατευθυντικότητα.

Η κατευθυντικότητα εκφράζεται συνήθως σε dB. Μια επιπλέον προσεγγιστική σχέση για τον υπολογισμό της κατευθυντικότητας είναι:

$$D_m = \frac{32 \ell n(2)}{\theta_E^2 \theta_H^2} \quad (2.5.7)$$

όπου θ_E και θ_H τα ανοίγματα μισής ισχύος σε ακτίνια κατά το E-επίπεδο και το H-επίπεδο της κεραίας, αντίστοιχα.

2.6. Κέρδος ισχύος

Ένα άλλο μέτρο για τον προσδιορισμό του πόσο αποδοτικά ακτινοβολεί μια κεραία είναι το **κέρδος ισχύος** που ορίζεται μέσω της σχέσης,

$$G_g(\theta, \varphi) = 4\pi \frac{U(\theta, \varphi)}{W_{in}} \quad (2.6.1)$$

όπου W_{in} η ισχύς τροφοδοσίας της κεραίας. Η σχέση (2.6.1) διαφέρει από την αντίστοιχη σχέση ορισμού του κατευθυντικού κέρδους ως προς το ότι λαμβάνεται υπόψη η ισχύς τροφοδότησης αντί της ακτινοβολουμένης ισχύος. Έτσι, εκτός των κατευθυντικών ιδιοτήτων, στο κέρδος ισχύος μιας κεραίας λαμβάνεται υπόψη και πόσο αποδοτικά τροφοδοτείται η κεραία. Στις συνήθεις πρακτικές περιπτώσεις, το κέρδος ισχύος αναφέρεται στη διεύθυνση μέγιστης ακτινοβολίας, οπότε και ονομάζεται απλώς **κέρδος της κεραίας**, δηλαδή

$$G = 4\pi \frac{U(\theta, \varphi)|_{max}}{W_{in}} \quad (2.6.2)$$

Όμως, η ισχύς ακτινοβολίας συνδέεται με την ισχύ τροφοδότησης μέσω της σχέσης

$$W_{rad} = \eta_r W_{in} \quad (2.6.3)$$

όπου η_r ο συντελεστής απόδοσης της κεραίας, ο οποίος περιγράφει τις διάφορες απώλειες της κεραίας, χωρίς όμως να συνυπολογίζει τις διάφορες ανακλάσεις λόγω έλλειψης προσαρμογής. Με βάση τις (2.5.2), (2.6.2) και (2.6.3) προκύπτει η βασική σχέση μεταξύ κατευθυντικότητας και κέρδους μιας κεραίας

$$G = \eta_r D_m \quad (2.6.4)$$

Η ισχύς ακτινοβολίας, που είναι άλλωστε και το μέγεθος που ενδιαφέρει πρακτικά, δεν εξαρτάται μόνο από τις ωμικές απώλειες και τις απώλειες διηλεκτρικού που περιγράφονται μέσω του συντελεστή απόδοσης, αλλά και από το κλάσμα της ισχύος που ανακλάται από την



κεραία προς την πηγή τροφοδοσίας λόγω μη επίτευξης προσαρμογής. Αν W_a είναι η ισχύς που φθάνει στην είσοδο της κεραίας, η ισχύς ακτινοβολίας λαμβάνοντας υπόψη και τις απώλειες και την ανάκλαση ισχύος είναι

$$W_{\text{rad}} = n_r (1 - |\rho|^2) W_a \quad (2.6.5)$$

όπου,

$$\rho = \frac{Z_a - Z_0}{Z_a + Z_0} \quad (2.6.6)$$

είναι ο **συντελεστής ανάκλασης** στην είσοδο της κεραίας, Z_a είναι η αντίσταση εισόδου της κεραίας και Z_0 η χαρακτηριστική αντίσταση της γραμμής μεταφοράς που τροφοδοτεί την κεραία.

Αντίσταση εισόδου

Η κεραία ως στοιχείο κυκλωμάτων περιγράφεται μέσω της αντίστασης εισόδου της. Αυτή ορίζεται ως η μιγαδική αντίσταση που εμφανίζει στους ακροδέκτες της ή ισοδύναμα, ως **το πηλίκο της τάσης προς το ρεύμα που εμφανίζονται στο σημείο τροφοδότησης της**. Η αντίσταση εισόδου περιλαμβάνει τόσο πραγματικό όσο και φανταστικό μέρος, δηλαδή

$$Z_a = R_a + jX_a \quad (2.6.7)$$

Το πραγματικό μέρος αποτελείται από την **αντίσταση ακτινοβολίας R_r** , μέσω της οποίας υπολογίζεται η ισχύς που ακτινοβολεί η κεραία, και την **αντίσταση απωλειών R_L** μέσω της οποίας υπολογίζονται οι διαφορές απώλειες της κεραίας, δηλαδή

$$R_a = R_r + R_L \quad (2.6.8)$$

Πρέπει να σημειωθεί ότι η αντίσταση εισόδου μιας κεραίας αλλά και οι αντιστάσεις ακτινοβολίας και απωλειών δεν είναι συγκεντρωμένες φυσικές οντότητες, αλλά αποτελούν ισοδύναμα μεγέθη μέσω των οποίων μελετάται η συμπεριφορά της κεραίας. Η αντίσταση ακτινοβολίας που αποτελεί βασική παράμετρο αξιολόγησης μιας κεραίας προσδιορίζεται είτε αναλυτικά για ορισμένους τύπους κεραίων είτε με κατάλληλες μετρήσεις σε περιπτώσεις κεραίων της πράξης. Η **αντίσταση ακτινοβολίας ορίζεται ως η ωμική αντίσταση που αν διαρρεόταν με το ρεύμα εισόδου της κεραίας θα κατανάλωνε τη μέση ισχύ ακτινοβολίας**. Η σχέση ορισμού της είναι

$$R_r = \frac{W_{\text{rad}}}{I_e^2} \quad (2.6.9)$$

όπου I_e είναι η ενεργός τιμή του ρεύματος εισόδου της κεραίας.



2.7. Συντονισμός κεραίας

Στην πράξη, επιδιώκεται η χρησιμοποίηση κεραιών με καθαρά ωμική αντίσταση εισόδου διότι μόνον τότε καθίσταται εφικτή η προσαρμογή της προς τη γραμμή μεταφοράς ή τον κυματοδηγό τροφοδοσίας που εμφανίζουν ωμική χαρακτηριστική αντίσταση. Άλλωστε, το φανταστικό μέρος της αντίστασης εισόδου αντιπροσωπεύει κατανάλωση αέργου ισχύος στην κοντινή περιοχή της κεραίας. Τέλος, μεγάλες τιμές του φανταστικού μέρους απαιτούν πολύ υψηλή τάση τροφοδότησης ώστε να επιτευχθεί η απαιτούμενη τιμή ισχύος ακτινοβολίας.

Η διαδικασία μέσω της οποίας το φανταστικό μέρος της αντίστασης εισόδου μηδενίζεται σε μια ορισμένη συχνότητα ω_0 ονομάζεται συντονισμός της κεραίας. Δηλαδή, κατά το συντονισμό ισχύει

$$\text{Im}\{Z_a(\omega_0)\} = X_a(\omega_0) = 0 \quad (2.7.1)$$

Ο συντονισμός μιας κεραίας για την κεντρική συχνότητα ω_0 του εύρους συχνοτήτων που αυτή εκπέμπει ή λαμβάνει επιφέρει και σημαντική μείωση του φανταστικού μέρους για ένα ικανό εύρος συχνοτήτων $\Delta\omega$ περί την ω_0 . Για το εύρος συχνοτήτων $\omega_0 - \Delta\omega/2$ έως $\omega_0 + \Delta\omega/2$, για το οποίο το φανταστικό μέρος είναι σχετικά μικρό, η κεραία θεωρείται συντονισμένη. Το εύρος $\Delta\omega$ είναι συνήθως το εύρος ζώνης μιας κεραίας.

2.8. Εύρος ζώνης κεραίας

Ως εύρος ζώνης μιας κεραίας ορίζεται το εύρος συχνοτήτων μέσα στο οποίο αυτή ικανοποιεί ορισμένες προδιαγραφές σε σχέση με κάποιο μέγεθος. Συνήθως, ως εύρος ζώνης θεωρείται ένα εύρος συχνοτήτων συμμετρικό περί μια κεντρική συχνότητα, εντός του οποίου κάποιο βασικό χαρακτηριστικό μιας κεραίας όπως η αντίσταση εισόδου, η κατευθυντικότητα ή η στάθμη των πλευρικών λοβών διατηρεί μια αποδεκτή τιμή σε σχέση με την τιμή που αντιστοιχεί στην κεντρική συχνότητα του εύρους ζώνης.

Για κεραίες ευρείας ζώνης, το εύρος ζώνης εκφράζεται ως ο λόγος των δύο ακραίων συχνοτήτων του. Για κεραίες στενής ζώνης, το εύρος ζώνης εκφράζεται ως ποσοστό της κεντρικής συχνότητας.

Επειδή τα διάφορα χαρακτηριστικά μιας κεραίας δεν μεταβάλλονται κατά τον ίδιο τρόπο με τη συχνότητα, δεν υπάρχει ένας και μοναδικός ορισμός του εύρους ζώνης. Το χαρακτηριστικό του οποίου η μεταβολή ως προς τη συχνότητα ενδιαφέρει για τον προσδιορισμό του εύρους ζώνης μιας κεραίας είναι, συνήθως, η αντίσταση εισόδου $Z_a(\omega)$. Η επιτρεπτή διακύμανση της αντίστασης εισόδου, με βάση την οποία καθορίζεται το εύρος ζώνης, προδιαγράφεται από τη μέγιστη επιτρεπόμενη τιμή ρ_ω του συντελεστή ανάκλασης που δημιουργείται μεταξύ του κυκλώματος τροφοδότησης και της κεραίας. Αν Z_0 η χαρακτηριστική αντίσταση της γραμμής μεταφοράς που τροφοδοτεί την κεραία, η σχέση προσδιορισμού του εύρους ζώνης της κεραίας είναι

$$|\rho(\omega)| \leq \rho_m \quad (2.8.1)$$

ή



$$\left| \frac{Z_a(\omega) - Z_0}{Z_a(\omega) + Z_0} \right| \leq \rho_m \quad (2.8.2)$$

Λαμβάνοντας υπόψη τη σχέση (2.6.7) και δεδομένου ότι στην πράξη επιδιώκεται και επιτυγχάνεται $R_a = Z_0$, η (2.8.2) οδηγεί στη σχέση

$$|X_a(\omega)| \leq \frac{2\rho_m}{(1-\rho_m^2)^{1/2}} Z_0 \quad (2.8.3)$$

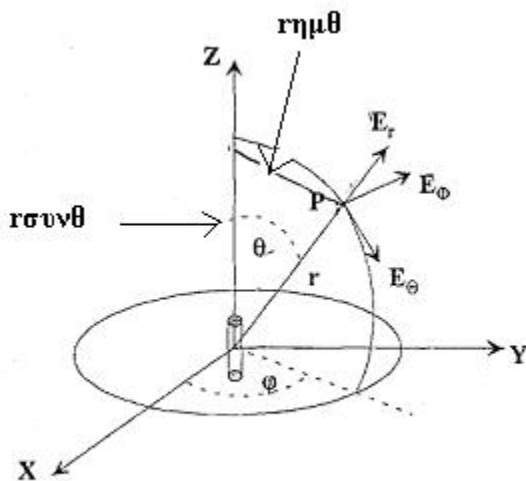
Στην συγκεκριμένη περίπτωση, το εύρος ζώνης της κεραίας περιλαμβάνει τις συχνότητες που ικανοποιούν τη σχέση (2.8.3). Το εύρος ζώνης αυτό είναι συμμετρικό περί την κεντρική συχνότητα ω_0 για την οποία επιδιώκεται συντονισμός της κεραίας, δηλαδή $X_a(\omega_0) = 0$.



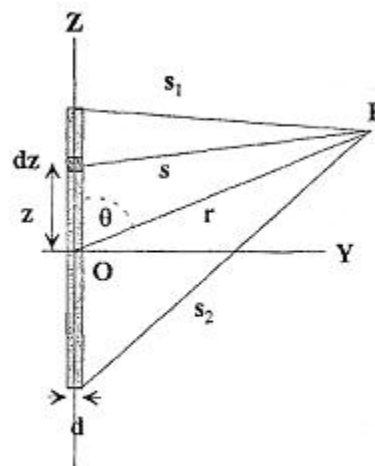
3. ΣΤΟΙΧΕΙΩΔΕΣ ΔΙΠΟΛΟ (ΔΙΠΟΛΟ HERTZ)

Ένας γραμμικός αγωγός με μήκος L πολύ μικρότερο από το μήκος κύματος λ της υπό εκπομπή ακτινοβολίας ($L \ll \lambda$) αποτελεί ένα στοιχειώδες δίπολο με την προϋπόθεση ότι ταυτόχρονα η διάμετρος του d είναι πολύ μικρότερη από το μήκος του ($d \ll L$). Αποτελεί μία βασική έννοια στις κεραιές καθώς αφενός είναι το βασικό παράδειγμα του τρόπου ανάλυσης των κεραιών και μάλιστα με εύκολη λύση ενώ ταυτόχρονα οποιαδήποτε κεραιά μπορεί να θεωρηθεί ότι αποτελείται από ένα αριθμό στοιχειωδών δίπολων και να επιλυθεί μαθηματικά πολύ εύκολα.

Για να εξετάσουμε την εκπομπή του, ας θεωρήσουμε ένα στοιχειώδες δίπολο



Σχήμα 2.1. Συνιστώσες του E σε σφαιρικές συντεταγμένες



Σχήμα 2.2. Γεωμετρία στοιχειώδους διπόλου

ευθυγραμμισμένο με τον άξονα Z , με κέντρο την αρχή των αξόνων (Σχήμα 2.2).

Χρησιμοποιώντας σφαιρικές συντεταγμένες θα υπολογίσουμε τις τρεις συνιστώσες του ηλεκτρικού πεδίου που δημιουργείται σε σημείο P λόγω του ρεύματος που διαρρέει το δίπολο ($I_0 e^{j\omega t}$). Η E_r αντιστοιχεί στη διεύθυνση r και βγαίνει ακτινικά προς τα έξω, η E_θ είναι εφαπτόμενη σε κύκλο ακτίνας $r \sin \theta$ παράλληλο στο XY επίπεδο με κέντρο στον άξονα Z στο σημείο $r \cos \theta$ και η E_ϕ που είναι εφαπτόμενη σε κύκλο ακτίνας r κάθετο στο επίπεδο XY , που η τομή του με το επίπεδο XY σχηματίζει γωνία ϕ με τον άξονα X και έχει κέντρο την αρχή των συντεταγμένων.

Έστω τώρα ότι το δίπολο έχει στα άκρα του δύο πλάκες οι οποίες έχουν σαν αποτέλεσμα χωρητική συμπεριφορά που συνεπάγεται ομοιόμορφη κατανομή ρεύματος κατά μήκος του διπόλου. Σχετικά με τα αποτελέσματα αυτού του ρεύματος που θα προκληθούν σε σημείο P (το οποίο μπορεί να είναι πολύ μακριά από το δίπολο), αυτά δεν εμφανίζονται αμέσως αλλά μετά από χρόνο r/c λόγω της απόστασης r . Επομένως, θα πρέπει να χρησιμοποιηθεί χρόνος καθυστέρησης και το ρεύμα να δίνεται από:

$$[I] = I_0 e^{j\omega[t-r/c]} \quad (3.1)$$

Ας εξετάσουμε τώρα το δίπολο στο επίπεδο YZ . Το διανυσματικό δυναμικό λόγω ρεύματος δίνεται από την σχέση:



$$A_z = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{-L/2}^{L/2} \frac{[I]}{s} dz. \quad (3.2)$$

Επίσης αν υπάρχει πυκνότητα φορτίου $[\rho] = \rho_0 e^{j\omega(t-r/c)}$ θα έχουμε βαθμωτό δυναμικό

$$V = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int \frac{[\rho]}{s} d\tau. \quad (3.3)$$

Με χρήση των εξισώσεων του Maxwell βρίσκουμε τις λύσεις:

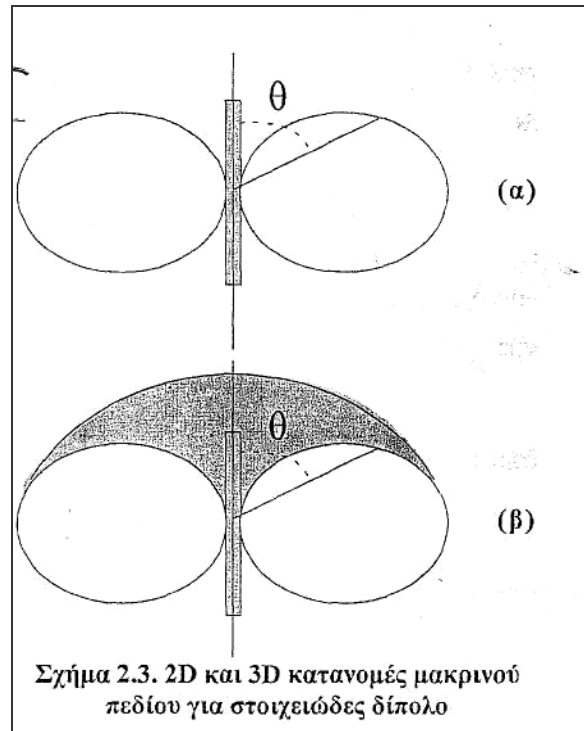
$$\begin{aligned} E_r &= \frac{I_0 L \sin\theta e^{j\omega[t-r/c]}}{2\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{cr^2} + \frac{1}{j\omega r^3} \right) \\ E_\theta &= \frac{I_0 L \eta \mu \theta e^{j\omega[t-r/c]}}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{j\omega}{c^2 r} + \frac{1}{cr^2} + \frac{1}{j\omega r^3} \right) \\ E_\phi &= 0 \\ H_r &= 0 \\ H_\theta &= 0 \\ H_\phi &= \frac{I_0 L \eta \mu \theta e^{j\omega[t-r/c]}}{4\pi} \left(\frac{j\omega}{cr} + \frac{1}{r^2} \right) \end{aligned} \quad (3.4)$$

Βλέπουμε δηλαδή ότι το ηλεκτρομαγνητικό κύμα του στοιχειώδους δίπολου έχει μόνο τρεις συνιστώσες πεδίου τις E_r , E_θ , H_ϕ . Επιπλέον, αν εξετάσουμε το μακρινό πεδίο που παρουσιάζει ενδιαφέρον στις κεραίες, οι όροι με δυνάμεις του $1/r$ θα είναι πολύ μικροί. Σαν αποτέλεσμα η συνιστώσα E_r θα μηδενιστεί και οι άλλες δύο θα γίνουν:

$$\begin{aligned} E_\theta &\approx \frac{I_0 L \eta \mu \theta e^{j\omega[t-r/c]}}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{j\omega}{c^2 r} \right) = \frac{j60\pi I_0 \eta \mu \theta L e^{j\omega[t-r/c]}}{r\lambda} \\ H_\phi &\approx \frac{I_0 L \eta \mu \theta e^{j\omega[t-r/c]}}{4\pi} \left(\frac{j\omega}{cr} \right) = \frac{jI_0 \eta \mu \theta L e^{j\omega[t-r/c]}}{2r\lambda} \end{aligned} \quad (3.5)$$

Μάλιστα ο λόγος E_θ/H_ϕ θα έχει τιμή 377Ω που είναι η εγγενής εμπέδηση του κενού χώρου. Βλέπουμε επομένως ότι τα E και H στο μακρινό πεδίο ενός στοιχειώδους δίπολου εξαρτώνται από το $\eta\mu\theta$ όπου θ η γωνία που σχηματίζει το σημείο παρατήρησης με τον άξονα του δίπολου. Επομένως τα πεδία έχουν μέγιστη τιμή κάθετα στο δίπολο ($\theta=90^\circ$) και μηδενίζονται στην ευθεία του δίπολου ($\theta=0^\circ$).

Επιπλέον αν λάβουμε υπόψη ότι η ένταση ακτινοβολίας εξαρτάται από το $\eta^2\theta$, αυτή θα πέφτει στο μισό για γωνίες 45° και 135° . Άρα το εύρος ζώνης μισής ισχύος είναι 90° . Η μεταβολή των πεδίων με το θ φαίνεται καλύτερα στο σχήμα 2.3 όπου παρουσιάζεται μία διδιάστατη (α) και μία τρισδιάστατη (β) κατανομή. Η τρισδιάστατη κατανομή έχει σχήμα ντονατ, εμφάνιση που σχετίζεται με την μη εξάρτηση των πεδίων από τη γωνία ϕ .



Σχετικά με την ένταση ακτινοβολίας στο μακρινό πεδίο, αυτή μπορεί να βρεθεί από μέση τιμή του διανύσματος Poynting με $E_\theta/H_\phi=120\pi$. Αν θεωρήσουμε μία σφαίρα ακτίνας r τότε η ολική ισχύς δίνεται από:

$$P = \iint S_{av} ds = 60\pi \int_0^{2\pi} \int_0^\pi |H_\phi|^2 r^2 \eta \mu\theta d\theta d\phi \quad (3.6)$$

όπου θ και ϕ η υψομετρική και αζιμουθιακή γωνία αντίστοιχα. Το αποτέλεσμα της ολοκλήρωσης είναι

$$P = 40\pi^2 I_0^2 L^2 / \lambda^2 \quad (3.7)$$

Η ισχύς αυτή αν δεν υπάρχουν απώλειες θα ισούται με τη ισχύ τροφοδοσίας που αντιστοιχεί σε πλάτος ρεύματος I_0 . Άρα ο όρος

$$40\pi^2 L^2 / \lambda^2 \quad (3.8)$$

αντιστοιχεί στην αντίσταση ακτινοβολίας του δίπολου R_r όπου ο όρος σχετίζεται με την χρήσιμη ισχύ ενώ οι απώλειες ισχύος χαρακτηρίζονται από την αντίσταση απωλειών R_L . Η τιμή της R_r για ομοιόμορφη κατανομή ρεύματος στο δίπολο είναι

$$R_r = 790 L^2 / \lambda^2 \quad (3.9)$$

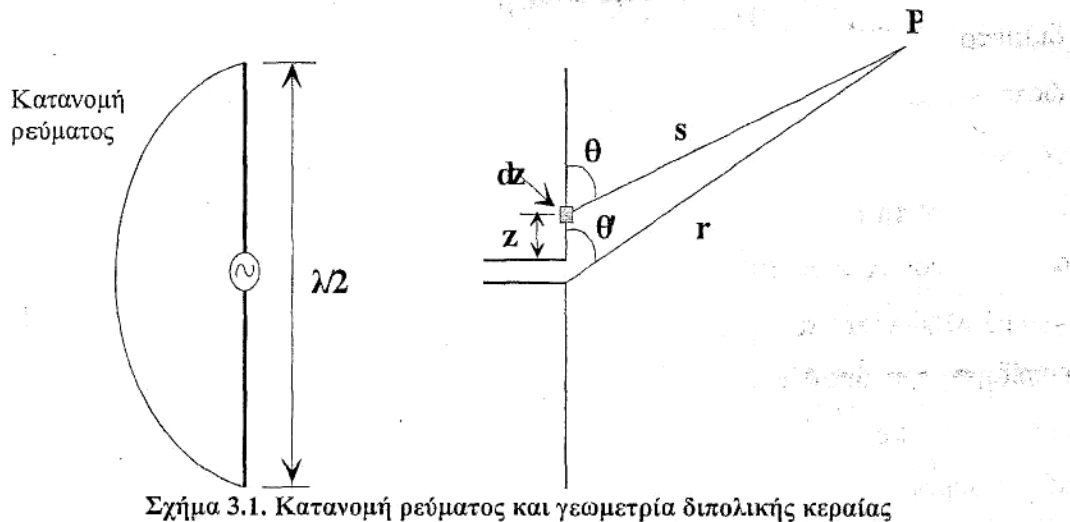
Αν το δίπολο δεν έχει ομοιόμορφο ρεύμα, η αντίσταση ακτινοβολίας δίνεται από:

$$R_r = 197 L^2 / \lambda^2 \quad (3.10)$$

Η αντίσταση ακτινοβολίας είναι το πραγματικό (ω μικό) μέρος της εμπέδησης της κεραίας. Το στοιχειώδες δίπολο όμως παρουσιάζει εκ κατασκευής μία μεγάλη αρνητική (χωρητική) ανάδραση. Με την αύξηση του μήκους του δίπολου, η χωρητική ανάδραση ελαττώνεται και γίνεται μηδέν για $L \approx \lambda/2$.



4. ΔΙΠΟΛΙΚΗ ΚΕΡΑΙΑ $\lambda/2$



Σχήμα 3.1. Κατανομή ρεύματος και γεωμετρία διπολικής κεραίας

Μία απλή από πλευράς διάταξης κεραία με σχετικά ευρεία χρήση είναι η διπολική κεραία της οποίας το μήκος είναι περίπου $\lambda/2$. Ανήκει στην κατηγορία γραμμικών κεραίων μικρής διαμέτρου ($d \ll L$) και τροφοδοτείται στη μέση με αποτέλεσμα η κατανομή του ρεύματος να είναι περίπου ημιτονοειδής με το μέγιστο στο κέντρο και τα ελάχιστα στα άκρα. Λόγω της ημιτονοειδούς κατανομής του ρεύματος, το ρεύμα σε απόσταση z από το κέντρο θα δίνεται από:

$$I = I_0 \sin\left(\frac{2\pi z}{\lambda}\right) e^{j\omega t} \quad (4.1)$$

Θεωρώντας ότι η κεραία αποτελείται από σύνολο στοιχειωδών δίπολων μήκους dz , η E_θ συνιστώσα στο μακρινό πεδίο στον κενό χώρο μπορεί να υπολογιστεί από το ολοκλήρωμα:

$$E_\theta = \int_{-\lambda/4}^{\lambda/4} \left[j60\pi I_0 \sin\left(\frac{2\pi z}{\lambda}\right) \eta \mu\theta e^{j\omega(t-s/c)} \right] \left(\frac{1}{s\lambda} \right) dz \quad (4.2)$$

Με $\theta = \theta'$ και $r = s$ βρίσκουμε ότι:

Τέλος, η H_ϕ συνιστώσα του μαγνητικού πεδίου μπορεί να υπολογιστεί από τη σχέση:

$$E_\theta / H_\phi = 120\pi \quad (4.3)$$

Ο όρος $\sin((\pi/2)\sin\theta)/\eta\mu\theta$, όπου θ είναι η γωνία του σημείου παρατήρησης με τον άξονα του δίπολου, περιγράφει το διάγραμμα εκπομπής στο μακρινό πεδίο. Λόγω του όρου αυτού, η ισχύς στο μακρινό πεδίο πέφτει στο μισό της μέγιστης τιμής (το E πέφτει στο 0.707 της



μέγιστης τιμής) για γωνίες 51° και 129° που αντιστοιχούν σε εύρος γωνίας μισής ισχύος 78° .

Μάλιστα η εκπεμπόμενη ισχύς δίνεται από την σχέση:

$$P = 1/2 I^2 R_r \quad (4.4)$$

με R_r την αντίσταση ακτινοβολίας που δίνεται από την σχέση:

$$R_r = \int_0^\pi \frac{\sin^2 \left(\frac{\pi}{2} \sin \theta \right)}{\eta \mu \theta} d\theta = 73 \Omega \quad (4.5)$$

Η αντίσταση αυτή αντιστοιχεί για τροφοδοσία στο κέντρο της διπολικής κεραίας και στον κενό χώρο. Στην πράξη όλες οι γραμμικές κεραίες μικρής διαμέτρου εκτός την ωμική αντίσταση έχουν και ανάδραση η οποία εξαρτάται κυρίως από το μήκος της κεραίας και τη διάμετρο της. Για μικρά μήκη ($L < \lambda/2$), η ανάδραση είναι χωρητική, για $\lambda/2 < L < \lambda$ είναι επαγωγική και για $L > \lambda$ ξανά χωρητική. Κοντά στο $L = \lambda/2$ (διπολική κεραία) παρουσιάζεται συντονισμός, δηλαδή η ανάδραση μηδενίζεται γεγονός που επιτρέπει την καλύτερη προσαρμογή της κεραίας με μία γραμμή μεταφοράς των 73Ω . Ο συντονισμός επιτυγχάνεται για μήκος λίγο μικρότερο από $\lambda/2$ λόγω ύπαρξης συνήθως μίας μικρής επαγωγικής συμπεριφοράς.

Σχετικά με την απολαβή της διπολικής κεραίας, αυτή θα είναι:

$$G = (E_{\max}/E_0)^2 \quad (4.6)$$

όπου E_{\max} και E_0 είναι η μέγιστη ένταση του ηλεκτρικού πεδίου για τη διπολική κεραία $\lambda/2$ και την ισοτροπική κεραία αντίστοιχα. Για να βρούμε το E_0 , ας θεωρήσουμε ισοτροπική κεραία που ακτινοβολεί ομοιόμορφα προς όλες τις διευθύνσεις. Αν η συνολική εκπεμπόμενη ισχύς είναι P_0 , η ένταση ακτινοβολίας σε απόσταση r θα είναι:

$$I = P_0/4\pi r^2 \quad (4.7)$$

Όμως η ένταση ακτινοβολίας δίνεται από το διάνυσμα Poynting που είναι:

$$E^2 \epsilon v / 120\pi \quad (4.8)$$

Άρα:

$$E_0 = \frac{\sqrt{60P}}{r} \quad (4.9)$$

Αντίστοιχα για μία κεραία $\lambda/2$ έχουμε

$$P = 36.5 I_0^2 \quad (4.10)$$

με

$$E_{\max} = 60 I_0 / r \quad (4.11)$$

Άρα:

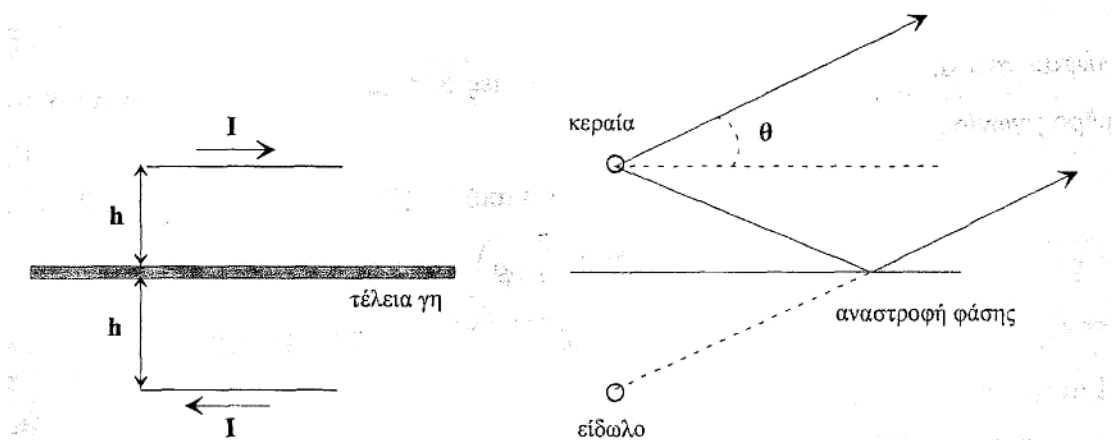


$$E_{\max} = \frac{60}{r} \sqrt{\frac{P}{36.5}} \quad (4.12)$$

Επομένως η απολαβή θα είναι

$$G = 1.64 \text{ ή } 2.16 \text{ dBi} \quad (4.13)$$

Στην περίπτωση που η διπολική κεραία είναι πάνω από τέλεια γη, το συνολικό πεδίο σε ένα μακρινό σημείο P θα δίνεται από τη συνισταμένη δύο κυμάτων: ενός απευθείας και ενός μετά από ανάκλαση στη γη. Μάλιστα, λόγω οριακών συνθηκών, η ολική εφαπτομενική συνιστώσα του E στην επιφάνεια της γης θα πρέπει να είναι μηδέν άρα το ανακλώμενο κύμα υφίσταται αλλαγή φάσης 180°.



Σχήμα 3.2 Επίδραση της γης στην κεραία

Για να βρούμε τη λύση μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε την μέθοδο των ειδώλων (Σχήμα 3.2). Αν έχουμε κεραία $\lambda/2$ σε απόσταση h από τη γη, η γη αντικαθίσταται από το είδωλο της κεραίας που βρίσκεται σε βάθος h και το ρεύμα του έχει αντίθετη φορά. Έτσι το πρόβλημα ανάγεται σε δύο κεραίες $\lambda/2$ που βρίσκονται σε απόσταση $2h$ με αντίθετα ρεύματα.

Ο λόγος της απολαβής της κεραίας $\lambda/2$ πάνω από τέλεια γη προς την απολαβή κεραίας $\lambda/2$ στον ελεύθερο χώρο σαν συνάρτηση της υψομετρικής γωνίας θ δίνεται από τη σχέση:

$$G(a) = \sqrt{\frac{R_{1r} + R_{1l}}{R_{1r} + R_{1l} - R_{12}}} |2\eta\mu(h_r\eta\mu\theta)| \quad (4.14)$$

όπου $h_r = 2\pi h/\lambda$, R_{1r} είναι η αντίσταση ακτινοβολίας της κεραίας (περίπου 73 Ω), R_{1l} είναι η αντίσταση απωλειών της κεραίας και R_{12} είναι η αμοιβαία αντίσταση της κεραίας με το είδωλο της (στον Πίνακα 1 φαίνονται τιμές του R_{12} για ζευγάρι κεραιών $\lambda/2$ σε διάφορες αποστάσεις σε σχέση με το λ). Η εξίσωση αυτή μας δίνει ότι για ύψος έως και $\lambda/4$, η μέγιστη



ακτινοβολία εξακολουθεί να είναι κάθετα στη κεραία ενώ για μεγαλύτερα ύψη οι λοβοί μέγιστης εκπομπής είναι σε άλλες γωνίες. Επιπλέον η απολαβή μπορεί να μεγαλώσει τουλάχιστον 6dB σε σχέση με το δίπολο στον ελεύθερο χώρο.

Τέλος, μία γενικότερη συνάρτηση που περιγράφει την κατανομή εκπομπής στο μακρινό πεδίο σε συνάρτηση και με την υψομετρική αλλά και την αζιμουθιακή γωνία είναι:

$$F = \frac{\sin[(\pi/2)\sin\varphi\sin\theta]}{\sqrt{1 - \sin^2\varphi\sin^2\theta}} \eta\mu(h_r\eta\mu\theta) \quad (4.15)$$

Πίνακας 1. Τιμή αμοιβαίας αντίστασης για 2 κεραίες λ/2 σε συνάρτηση της απόστασης τους

Απόσταση h/λ	R ₁₂ (Ω)
0.1	67.5
0.25	40.9
0.4	6.3
0.5	-12.7
0.7	-24
8 1	3.8
1.2	15.8

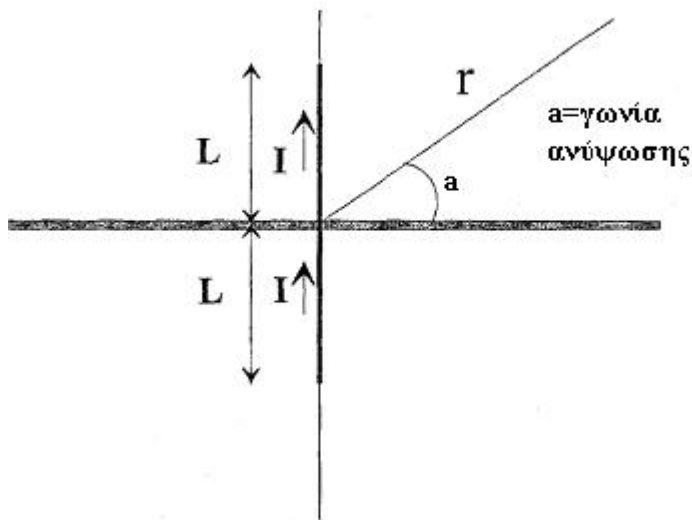


5. ΚΑΤΑΚΟΡΥΦΕΣ ΚΕΡΑΙΕΣ.

Εισαγωγή.

Στις μεσαίες με χαμηλές συχνότητες το μήκος κύματος είναι πολύ μεγάλο με αποτέλεσμα να μην είναι πρακτική η χρήση διπολικών κεραιών $\lambda/2$. Σαν παράδειγμα για το BBC Radio 4LW η εκπομπή είναι στα 198 KHz που αντιστοιχεί σε μήκος κύματος 1514 m. Μία εύκολη λύση σε αυτή τη περίπτωση είναι οι γειωμένες κατακόρυφες κεραιές (κεραίες πύργοι) με πηγή στην γείωση οπότε λόγω ειδώλου διπλασιάζεται το μήκος τους.

Μία πολύ συνηθισμένη κατακόρυφη κεραιά εκπομπής με ευρύτατη χρήση στα μεσαία κύματα είναι η κεραιά Marconi. Ανήκει στην κατηγορία των λεπτών κεραιών, και έχει μήκος $\lambda/4$. Λόγω του φαινομένου του ειδώλου, η κεραιά Marconi με το είδωλο της σχηματίζουν μία διπολική κεραιά $\lambda/2$. Όμως το μήκος της είναι το μισό από την αντίστοιχη $\lambda/2$ ενώ ταυτόχρονα παρουσιάζει εκπομπή στο οριζόντιο επίπεδο (κάθετα στον άξονα της κεραιάς). Η κατανομή αυτή της εκπομπής την κάνει ιδιαίτερα χρήσιμη αφενός στην ραδιοφωνία και αφετέρου σε κινητές μονάδες (π.χ. πυροσβεστική, πρώτες βοήθειες κλπ)





Βασική θεωρία.

Ας θεωρήσουμε μία κεραία μήκους L , κατακόρυφη πάνω από επίπεδο οριζόντιο έδαφος με άπειρη έκταση και τέλεια αγωγιμότητα, που τροφοδοτείται στο σημείο επαφής της με τη γη. Σύμφωνα με τη μέθοδο των ειδώλων, το έδαφος μπορεί να αντικατασταθεί με μία κεραία είδωλο μήκους L όπως στο σχήμα. Η συνιστάμενη δομή αντιστοιχεί σε λεπτή γραμμική κεραία μήκους $2L$ με τροφοδοσία στη μέση. Επομένως το ηλεκτρικό πεδίο σε μεγάλη απόσταση σαν συνάρτηση του r και του θ δίνεται από την σχέση:

$$E(\theta, r) = \frac{60}{r} \sqrt{\frac{P}{R_r + R_l}} \frac{\sin(L_r \eta \mu \theta) - \sin L_r}{\sin \theta} \quad (5.1)$$

όπου $L_r = 2\pi L/\lambda$ αδιάστατο μήκος, R_r η αυτοαντίσταση κατακόρυφης κεραίας μήκους L , R_l η αντίσταση απωλειών κατακόρυφης κεραίας μήκους L , P η ισχύς εισόδου και r η απόσταση παρατήρησης. Η αυτοαντίσταση της κεραίας εξαρτάται από τη σχέση L/λ και για μήκος $\lambda/4$ είναι περίπου 36.5Ω . Επίσης όπως φαίνεται από την εξίσωση του πεδίου E , στο οριζόντιο επίπεδο ($\theta=0$) ισχύει ότι το E είναι ανάλογο του $(1 - \sin L_r)$ που γίνεται μέγιστο για $L = \lambda/4$. Τέλος για μεγάλα μήκη κεραίας, η μέγιστη εκπομπή γίνεται σε γωνίες μεγαλύτερες από 0° .

Για τη καλή λειτουργία της κεραίας πρέπει το έδαφος να είναι τέλεια αγωγίμο. Γι' αυτό το λόγο οι κεραίες τοποθετούνται σε παραθαλάσσιες περιοχές ή περιοχές με υγρό έδαφος. Αν το έδαφος είναι σκληρό ή πετρώδες, η αγωγιμότητα της κατακόρυφης κεραίας ενισχύεται με χάλκινους αγωγούς μήκους τουλάχιστον $\lambda/4$ που ξεκινούν ακτινωτά από το σημείο της γείωσης και χώνονται στο έδαφος. Σχετικά τώρα με την απόκριση της κεραίας σε μη τέλεια αγωγίμο έδαφος, η ανάλυση είναι περισσότερο περίπλοκη. Για μη μαγνητικό έδαφος ($\mu = \mu_0$), ο συντελεστής ανάκλασης δίνεται από την σχέση:

$$\rho = \frac{\varepsilon_r \eta \mu \theta - \sqrt{\varepsilon_r - \sigma \nu^2 \theta}}{\varepsilon_r \eta \mu \theta + \sqrt{\varepsilon_r - \sigma \nu^2 \theta}} \quad (5.2)$$

όπου θ η υψομετρική γωνία και $\varepsilon_r = \varepsilon/\varepsilon_0$ η σχετική διηλεκτρικότητα του εδάφους με:

$$\varepsilon_r = \varepsilon_r' - j\varepsilon_r'' = \varepsilon_r' - j\sigma/\omega\varepsilon_0 \quad (5.3)$$

Βλέπουμε δηλαδή ότι η τιμή του ε_r εξαρτάται από τη συχνότητα. Σαν παράδειγμα αν έχουμε κακό έδαφος με $\varepsilon_r' = 16$ και $\sigma = 10^{-2} \text{Sm}^{-1}$, τότε για συχνότητες 1 MHz και 100 MHz η



τιμή του ϵ_r είναι 10-j 180 και 16-j1.8 αντίστοιχα.

Αν $\epsilon_r \gg 1$ τότε $\rho = (\eta\eta\mu\theta - 1) / (\eta\eta\mu\theta + 1)$ και το E σε μεγάλη απόσταση δίνεται από την σχέση:

$$E = \sigma \nu \theta \left(\frac{2\eta\eta\mu\theta}{\eta\eta\mu\theta + 1} \right) \quad (5.4)$$

Επομένως, αν η συχνότητα είναι μικρή, το φανταστικό μέρος του ϵ_r είναι μεγάλο και το αποτέλεσμα μοιάζει με αυτό για μεγάλη αγωγιμότητα. Όμως για μεγάλες συχνότητες το ϵ_r είναι μικρό και το πεδίο σε οριζόντια διεύθυνση τείνει να μηδενιστεί. Άρα σε αυτή την περίπτωση απαιτείται αύξηση της αγωγιμότητας.



6. ΕΙΔΙΚΕΣ ΠΕΡΙΠΤΩΣΕΙΣ ΓΡΑΜΜΙΚΩΝ ΚΕΡΑΙΩΝ

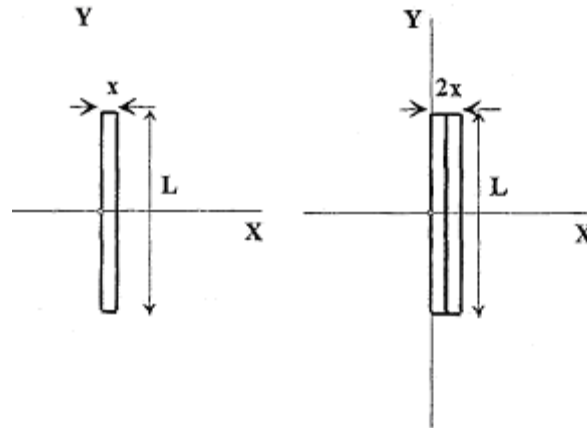
Εισαγωγή.

Οι κυριότερες κατηγορίες γραμμικών κεραιών είναι η διπολικές (κυρίως $\lambda/2$) και οι κατακόρυφες κεραιές. Πολλές φορές όμως, ανάλογα με την εφαρμογή είναι δυνατόν να απαιτηθεί βελτίωση ή τροποποίηση των ιδιοτήτων μιας διπολικής ή μιας κατακόρυφης κεραιάς. Σαν παράδειγμα, μπορεί να υπάρχει απαίτηση αντίστασης κεραιάς 300 ή 600 Ω (σε αντίθεση με τα 75 Ω της κεραιάς $\lambda/2$) για καλύτερη προσαρμογή στις αντίστοιχες γραμμές μεταφοράς. Σε άλλη περίπτωση μπορεί να απαιτείται ενισχυμένη κατευθυντικότητα προς κάποια ορισμένη διεύθυνση. Επίσης αν η γη σε κατακόρυφη κεραιά είναι κακός αγωγός, οι ιδιότητες εκπομπής χειροτερεύουν και απαιτείται βελτίωση της αγωγιμότητας. Τέλος κατά την ανάλυση υποθέτουμε ότι η κεραιά είναι λεπτή με διάμετρο $d \ll \lambda$. Τι συμβαίνει στην περίπτωση που η διάμετρος της κεραιάς είναι μεγάλη δηλαδή η κεραιά είναι κυλινδρική όπως έχει επικρατήσει να ονομάζεται

Ελαφρά τροποποιημένες γραμμικές κεραιές αποτελούν η κεραιά αναδιπλωμένου δίπολου, η κατακόρυφη κεραιά T, η χρήση τεχνητής γης σε κατακόρυφη κεραιά και η κυλινδρική κεραιά.

Βασική θεωρία

Όπως έχει ήδη αναφερθεί, μία απλή διπολική κεραιά $\lambda/2$ παρουσιάζει αντίσταση 75 Ω περίπου άρα για λόγους προσαρμογής η κεραιά αυτή πρέπει να τροφοδοτείται με γραμμή μεταφοράς χαρακτηριστικής αντίστασης 75 Ω αντίστοιχα. Επειδή όμως αυτές οι γραμμές μεταφοράς παρουσιάζουν απώλειες πολλές φορές προτιμάται η τροφοδότηση με γραμμές μεταφοράς 300 ή 600 Ω οπότε πρέπει είτε να υπάρχει κατάλληλο σύστημα προσαρμογής της αντίστασης (π.χ. μετασχηματιστής $\lambda/4$) είτε να χρησιμοποιηθεί μία τροποποιημένη κεραιά $\lambda/2$ όπως η κεραιά αναδιπλωμένου δίπολου. Οι απλούστερες μορφές κεραιάς αναδιπλωμένου δίπολου φαίνονται στο σχήμα.



Αποτελούνται από δύο ή τρεις κεραίες $\lambda/2$ σε κοντινή απόσταση ενωμένες στα άκρα τους. Η τροφοδοσία γίνεται στο κέντρο της μιας από αυτές και σε αυτή τη περίπτωση τα ρεύματα είναι με καλή προσέγγιση ίσα και συμφασικά. Αν οι κεραίες είναι λεπτές και έχουν την ίδια διάμετρο, η εμπέδηση του αναδιπλωμένου δίπολου δίνεται από την σχέση

$$R=70 N^2 \Omega \quad (6.1)$$

όπου N είναι ο αριθμός των στοιχείων $\lambda/2$ που σχηματίζουν την κεραία. **Επομένως με την αναδίπλωση η αντίσταση της κεραίας αυξάνεται με το N^2 .**

Μία κατακόρυφη κεραία μήκους $\lambda/4$ (κεραία Marconi) όπως είδαμε παρουσιάζει εκπομπή στη οριζόντια διεύθυνση. Σχετικά με την κατασκευή τους, οι κεραίες Marconi είναι κεραίες πύργοι που συχνά στην κορυφή τους έχουν χωρητικότητα υπό μορφή σχάρας με σκοπό τη βελτίωση των ιδιοτήτων εκπομπής. Άλλες μορφές των κεραιών Marconi με σκοπό την καλύτερη απολαβή και/ή τον στενότερο λοβό εκπομπής είναι οι κεραίες τύπου Γ και T . Και στις δύο περιπτώσεις η κεραία αποτελείται από ένα κατακόρυφο τμήμα $\lambda/4$ που ρυθμίζει την εκπομπή και ένα (κεραία Γ) ή δύο (κεραία T) οριζόντια τμήματα στην κορυφή που δρουν κυρίως σα χωρητικότητες και επηρεάζουν την εκπομπή στο μακρινό πεδίο.

Όπως αναφέραμε στην προηγούμενη παράγραφο, για τη καλή λειτουργία μιας κατακόρυφης κεραίας πρέπει το έδαφος από κάτω να είναι τέλεια αγώγιμο. Αν το έδαφος έχει κακή αγωγιμότητα, το πεδίο σε οριζόντια διεύθυνση τείνει να μηδενιστεί και η απολαβή μπορεί να ελαττωθεί δραματικά. Σε αυτή την περίπτωση χρησιμοποιείται τεχνητή γη η οποία σχηματίζεται από χάλκινους αγωγούς που ξεκινούν ακτινωτά από το σημείο της γείωσης και χώνονται στο έδαφος. Οι αγωγοί αυτοί ονομάζονται *radials* και προκαλούν αύξηση της αγωγιμότητας με αποτέλεσμα την επίτευξη σχετικά καλών παραμέτρων εκπομπής της



κεραίας.

Σε όλες τις εργασίες μέχρι τώρα έχουμε υποθέσει ότι η κεραία μας είναι λεπτή, δηλαδή ότι η διάμετρος της d είναι πολύ μικρότερη και από το μήκος της και το μήκος κύματος. Τι θα συμβεί όμως στην περίπτωση που η διάμετρος της κεραίας είναι σχετικά μεγάλη (π.χ $L/d < 100$);

Στην περίπτωση αυτή η κατανομή του ρεύματος στην κεραία δεν θα είναι πλέον ημιτονοειδής με αποτέλεσμα η εκπομπή σε μακρινή απόσταση να περιγράφεται με κάπως περίπλοκη συνάρτηση. Σε κάθε περίπτωση οι βασικές αλλαγές που θα παρατηρηθούν στην εκπομπή μίας κεραίας όσο ελαττώνεται ο λόγος L/d είναι τα μηδενικά του διαγράμματος εκπομπής να τείνουν να γεμίσουν και μερικοί υπολοβοί να τείνουν να εξαφανιστούν.



7. ΣΥΣΤΟΙΧΙΕΣ ΚΕΡΑΙΩΝ

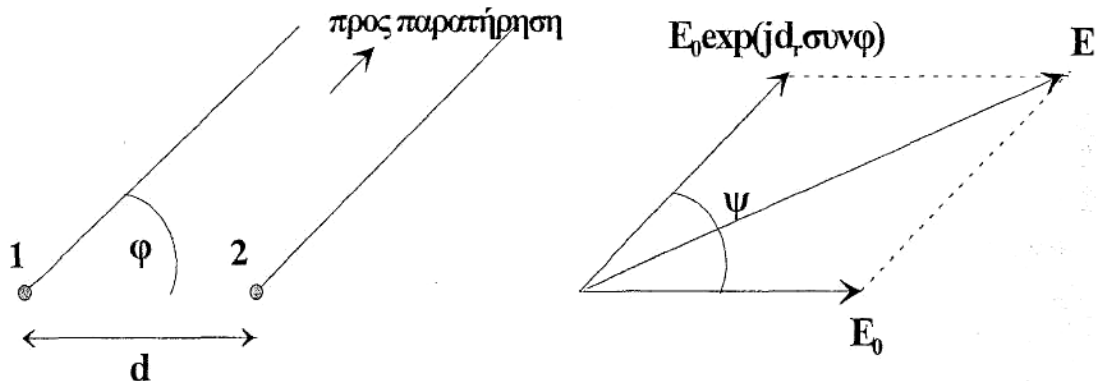
Εισαγωγή.

Για να αυξηθεί η απολαβή και να ενισχυθεί η εκπομπή προς συγκεκριμένες διευθύνσεις μπορούμε να δημιουργήσουμε συστοιχίες κεραιών. Μία συστοιχία κεραιών αποτελείται από N ($N > 1$) όμοια στοιχεία διατεταγμένα κατάλληλα στο χώρο, όπου ο ορισμός όμοια σημαίνει ότι έχουν παρόμοια εκπομπή ακτινοβολίας. Το πλάτος και η φάση τροφοδοσίας μπορεί να είναι ίδια ή να διαφέρουν, όμως, η συχνότητα εκπομπής είναι πάντοτε η ίδια για όλα τα στοιχεία. Η κατανομή εκπομπής κάθε στοιχείου ονομάζεται κατανομή στοιχείου και η ολική κατανομή προέρχεται από τον πολλαπλασιασμό των επιμέρους κατανομών.

Για τη θεωρητική ανάλυση τα στοιχεία θα θεωρηθούν ιστροπικές πηγές οπότε μπορεί να υπάρξουν μικρές αποκλίσεις μεταξύ θεωρητικών τιμών και αποτελεσμάτων.

Βασική θεωρία.

Για μία βασική θεωρητική ανάλυση ας θεωρήσουμε δύο ιστροπικές πηγές του



ίδιου πλάτους και της ίδιας φάσης που απέχουν απόσταση d μεταξύ τους (βλέπε σχήμα). Σε μακρινή απόσταση η διαφορά φάσης των πεδίων των δύο στοιχείων θα είναι:

$$\psi = d_r \sin \phi + \theta \quad (7.1)$$



όπου $\mathbf{d}_r = (2\pi\mathbf{d})/\lambda$ και θ είναι η αρχική διαφορά φάσης

Αυτό θα έχει σαν αποτέλεσμα το ολικό πεδίο να δίνεται από την σχέση:

$$E = E_0 + E_0 e^{i\psi} = E_0(1 + e^{i\psi}) = 2E_0 \cos(\psi/2) \quad (7.2)$$

Επομένως το διάγραμμα του πεδίου θα περιγράφεται από τη συνάρτηση $\cos(\psi/2)$ και θα εξαρτάται από την απόσταση των στοιχείων και την αρχική διαφορά φάσης. Ταυτόχρονα η απολαβή θα είναι ενισχυμένη καθώς το πεδίο θα έχει μεγαλύτερο πλάτος. Σαν παράδειγμα έστω ότι τα στοιχεία απέχουν $\lambda/2$ και ότι είναι συμφασικά. Το πεδίο θα είναι μέγιστο όταν $\cos(\psi/2) = \pm 1$ που αντιστοιχεί σε $\psi/2 = k\pi$ με k ακέραιο. Δηλαδή πρέπει $(2\pi/\lambda)(\lambda/2)\eta\mu\phi = k\pi$ που δίνει ότι $\eta\mu\phi = 2k$ με k ακέραιο. Για $k=0$ $\eta\mu\phi=0$ οπότε $\phi=0^\circ, 180^\circ$ δηλαδή το μέγιστο εκπομπής είναι στις 0° και στις 180° . Με παρόμοιο τρόπο τα ελάχιστα βρίσκονται στις $90^\circ, 270^\circ$.

Στην περίπτωση που έχουμε περισσότερα από 2 όμοια στοιχεία σε διάταξη ευθεία γραμμή (ομοιόμορφη γραμμική στοιχειοκεραία), η κατανομή του ολικού πεδίου θα δίνεται από την εξίσωση:

$$S = \frac{\eta\mu(N\psi/2)}{\eta\mu(\psi/2)} \quad (7.3)$$

όπου N ο αριθμός των στοιχείων και $\psi = \mathbf{d}_r \eta\mu\phi + \theta$ με ϕ τη γωνία παρατήρησης, θ την αρχική διαφορά φάσης και $\mathbf{d}_r = (2\pi\mathbf{d})/\lambda$. Σχετικά με τη διαφορά φάσης, υπάρχουν τρεις περιπτώσεις: τα στοιχεία να είναι συμφασικά (ευρύπλευρη ή μετωπική λειτουργία) ή να διαφέρουν κατά φάση $2\pi\mathbf{d}/\lambda$ (ακροπυροδοτική λειτουργία) ή να διαφέρουν κατά $(2\pi\mathbf{d})/\lambda + (\pi/N)$ (ακροπυροδοτική λειτουργία με αυξημένη κατευθυντικότητα).

Σε ομοιόμορφη γραμμική στοιχειοκεραία οι θέσεις των λοβών (κυρίων και δευτερευόντων) και των ελαχίστων δίνονται από τα παρακάτω:

ι) ελάχιστα έχουμε όταν $N\psi/2 = \pm K\pi$ όπου K ακέραιος, οπότε οι γωνίες ελαχίστων δίνονται από την σχέση:

$$\phi_{ελ} = \cos^{-1} \left[\left(\pm \frac{2K\pi}{N} - \theta \right) \frac{\lambda}{2\pi\mathbf{d}} \right] \quad (7.4)$$

ιι) κύριο λοβό έχουμε όταν $\psi = 0$

ιιι) άλλους κύριους λοβούς έχουμε όταν $\psi/2 = \pm K\pi$ όπου K ακέραιος

ιιiv) δευτερεύοντες λοβούς έχουμε όταν $N\psi/2 = \pm (K+1/2)\pi$ όπου K ακέραιος ή 0 και



το πλάτος του λοβού είναι $1/\eta\mu(\psi/2)$

Μάλιστα για σταθερό d όσο αυξάνει το N τόσο στενεύει το άνοιγμα του κύριου λοβού και τόσο αυξάνει ο αριθμός των δευτερευόντων λοβών. Ταυτόχρονα, όσο αυξάνει το N τόσο ελαττώνεται το ύψος των δευτερευόντων λοβών.

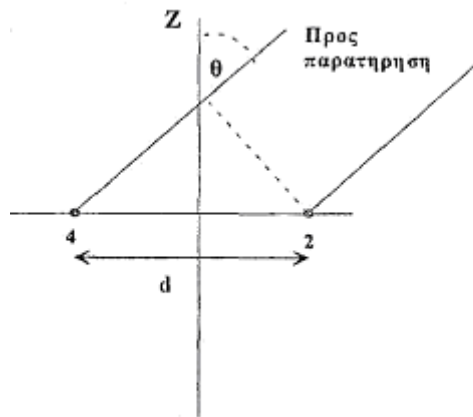
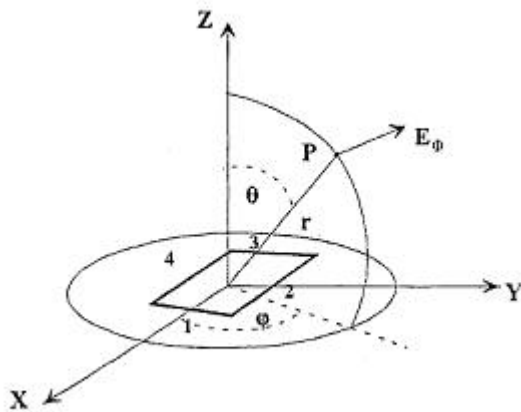
Τέλος, εκτός από την απλή περίπτωση ομοιόμορφης γραμμικής στοιχειοκεραίας υπάρχει η δυνατότητα ιδιαίτερα αυξημένης κατευθυντικότητας με χρήση είτε ομοιόμορφης διδιάστατης στοιχειοκεραίας ή μη-ομοιόμορφης γραμμικής στοιχειοκεραίας.



8. ΒΡΟΓΧΟΚΕΡΑΙΕΣ

Βασική θεωρία.

Η βροχοκεραία σχηματίζεται από ένα ή περισσότερους βρόχους ρεύματος με σχήμα κυκλικό, τετραγωνικό, τριγωνικό, πολυγωνικό κλπ. Χρησιμοποιείται ιδιαίτερα στις ΑΜ ραδιοφωνικές εκπομπές και στην περιοχή των μακρών κυμάτων, και είναι ιδιαίτερα χρήσιμη στην περίπτωση περιορισμένου χώρου στη θέση της κεραίας. Υπάρχουν δύο κατηγορίες βροχοκεραιών αυτές που οι διαστάσεις τους είναι πολύ μικρότερες από το μήκος κύματος στις οποίες η εκπομπή εξαρτάται βασικά από το εμβαδόν τους, και αυτές με διαστάσεις συγκρίσιμες ή μεγαλύτερες από το μήκος





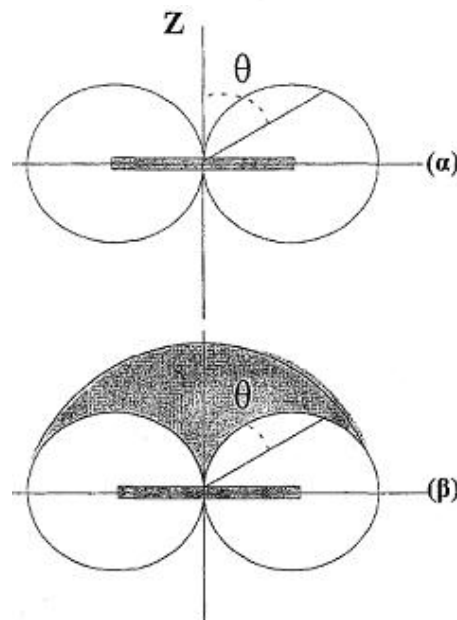
κύματος όπου η εκπομπή εξαρτάται επιπλέον και από το σχήμα της κεραίας. Ιδιαίτερη χρησιμότητα παρουσιάζει η πρώτη κατηγορία η οποία μάλιστα συγκρινόμενη με το στοιχειώδες δίπολο Hertz παρουσιάζει πλεονέκτημα όσον αφορά την εμπέδηση: η αντίσταση ακτινοβολίας δεν είναι πολύ μικρότερη ούτε από την ωμική αντίσταση ούτε από την ανάδραση.

Ας εξετάσουμε την εκπομπή μακρινού πεδίου από μία μικρή βροχοκεραία. Ας θεωρήσουμε ένα τετραγωνικό βρόχο όπως στο σχήμα παράλληλο στο XY επίπεδο. Ο βρόχος μπορεί να θεωρηθεί ότι αποτελείται από τέσσερα στοιχειώδη δίπολα Hertz που τα ονομάζουμε 1, 2, 3 και 4. Λαμβάνοντας υπόψη ότι η ακτινοβολία ενός δίπολου είναι κάθετη στον άξονα του, στην περίπτωση μας θα υπάρχει μόνο E_ϕ συνιστώσα (η E_ϕ αντιστοιχεί σε δίπολο στο XY επίπεδο ενώ για δίπολο στον Z άξονα είχαμε μόνο E_θ συνιστώσα). Για να βρούμε αυτή τη συνιστώσα είναι αρκετό να βρούμε το πεδίο που δημιουργούν τα δίπολα 2 και 4. Αν το καθένα από αυτά δημιουργεί πεδίο E_{ϕ_0} , το ολικό πεδίο θα δίνεται από την σχέση:

$$E_\phi = -E_{\phi_0} e^{j\psi/2} + E_{\phi_0} e^{-j\psi/2} = -2jE_{\phi_0} \eta \mu[(d_r/2) \eta \mu \theta] \quad (8.1)$$

όπου $\psi = (2\pi/\lambda) \eta \mu \theta = (1/\eta \mu \theta)$. Αν τώρα λάβουμε υπόψη το μέτρο του E_{ϕ_0} και ότι για μικρό δίπολο $d \ll \lambda$, το πεδίο μικρού βρόχου σε μακρινή απόσταση r γίνεται:

$$E_\phi = \frac{120\pi^2 [I] \eta \mu \theta}{r} \frac{A}{\lambda^2} \quad (8.2)$$



με $[I]$ το καθυστερημένο ρεύμα και A το εμβαδόν του βρόχου. Η εξίσωση αυτή αν και



βρέθηκε για μικρό τετραγωνικό βρόχο, ισχύει για βρόχο οποιουδήποτε σχήματος αρκεί το εμβαδόν να είναι πολύ μικρότερο από λ^2 . Για μικρούς βρόχους ίδιου εμβαδού, η εκπομπή μακρινού πεδίου και η αντίσταση ακτινοβολίας είναι ίδια. Επίσης, όπως βλέπουμε υπάρχουν δύο διαφορές μεταξύ της εκπομπής δίπολου Hertz και της εκπομπής μικρού βρόχου: διαφορά φάσης $\pi/2$ μεταξύ των πεδίων βρόχου-δίπολου και στο μικρό βρόχο η εκπομπή μακρινού πεδίου είναι στο επίπεδο του βρόχου (όπως φαίνεται στο παραπάνω σχήμα) σε αντίθεση με το δίπολο Hertz όπου είναι κάθετη στον άξονα του. Τέλος η αντίσταση μικρού βρόχου υπολογίζεται με την σχέση:

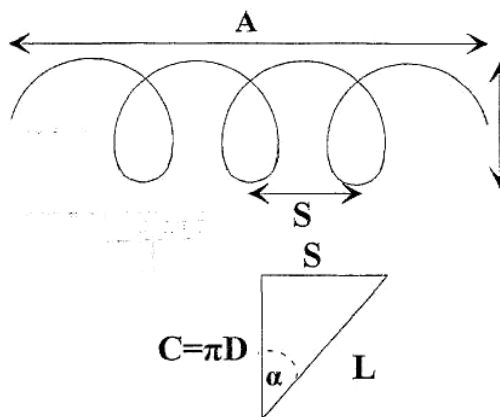
$$R_r = 31171 \left(\frac{A}{\lambda^2} \right)^2 \quad (8.3)$$

Αν ο βρόχος είναι μεγάλος (το συνολικό μήκος του σύρματος είναι συγκρίσιμο με το μήκος κύματος), το διάγραμμα μακρινού πεδίου εξαρτάται και από το μέγεθος και από το σχήμα του βρόχου. Σαν παράδειγμα, σε μεγάλο κυκλικό βρόχο, τα πεδία E_φ και H_θ εξαρτώνται από συναρτήσεις Bessel πρώτης τάξης με το όρισμα της να είναι συνάρτηση μόνο της γωνίας θ . Σε αυτή τη περίπτωση η κατανομή μακρινού πεδίου και ο αριθμός των λοβών εξαρτώνται από τη σχέση περιφέρειας και μήκους κύματος και το μέτρο (ύψος) των λοβών μικραίνει όσο αυξάνει η γωνία θ . Αντίθετα για μεγάλο τετράγωνο βρόχο, τα πεδία εξαρτώνται και από τη γωνία φ αλλά και τη γωνία θ . Μάλιστα όλοι οι λοβοί έχουν το ίδιο μέτρο.



9. ΕΛΙΚΟΕΙΔΗΣ ΚΕΡΑΙΑ

Βασική θεωρία.



Η ελικοειδής κεραία κατασκευάζεται μέσω περιέλιξης ενός αγωγού σε μορφή ελικοειδή. Τροφοδοτείται στην άκρη της και είναι μία κεραία με βασικά χαρακτηριστικά την ελλειπτική (κυκλική) πόλωση και την λειτουργία της σε ευρεία ζώνη συχνοτήτων. Χρησιμοποιείται κυρίως στην περιοχή των VHF, UHF.

Σχετικά με τις παραμέτρους που χαρακτηρίζουν την κεραία ας εξετάσουμε το ανωτέρω σχήμα όπου: D είναι η διάμετρος της έλικας, S είναι η απόσταση των σπειρών, α είναι η γωνία βήματος με

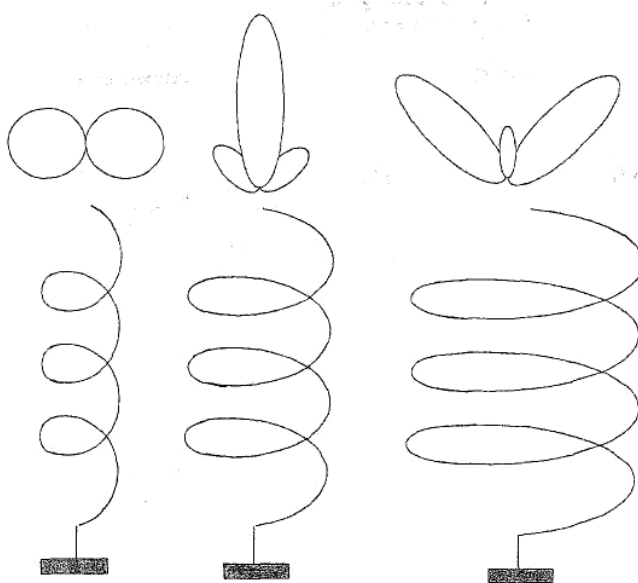
$$\alpha = \arctan(S/\pi D) \quad (9.1)$$

η είναι ο αριθμός των σπειρών, C είναι η περιφέρεια της έλικας ($C=\pi D$), d είναι η διάμετρος του σύρματος, A είναι το συνολικό μήκος της κεραίας ($A=\eta S$) και L , είναι το μήκος της σπείρας. Αν μία σπείρα ξετυλιχτεί έχουμε το τρίγωνο του σχήματος ενώ $D\lambda$ ονομάζεται η διάμετρος της έλικας σε μονάδες μήκους κύματος. Από τους ορισμούς βλέπουμε ότι για $S=0$ ($\alpha=0^\circ$) η έλικα γίνεται βροχοκεραία ενώ για $D=0$ ($\alpha=90^\circ$) η κεραία γίνεται γραμμική. Επομένως τα πεδία της ελικοειδούς κεραίας είναι συνδυασμός των πεδίων βροχοκεραίας και γραμμικής κεραίας δηλαδή υπάρχουν ταυτόχρονα E_θ και E_ϕ συνιστώσες που διαφέρουν $\pi/2$ στην φάση. Ο συνδυασμός αυτός δημιουργεί ελλειπτικά πολωμένο κύμα.

Η εκπομπή μακρινού πεδίου μιας ελικοειδούς κεραίας εξαρτάται κατά κύριο λόγο από τις διαστάσεις της. Υπάρχουν τρεις περιπτώσεις κατανομής της εκπομπής (που εικονίζονται στο παρακάτω σχήμα):



α) **Κάθετη εκπομπή.** Εμφανίζεται όταν οι διαστάσεις της κεραίας είναι πολύ μικρές σε σχέση με το μήκος κύματος και η εκπομπή είναι κάθετη στον άξονα της κεραίας. Λόγω του μικρού συνολικά μήκους η απόδοση και το εύρος ζώνης συχνοτήτων είναι σχετικά μικρά. Το μακρινό πεδίο είναι ανεξάρτητο από τον αριθμό των σπειρών και η πόλωση της εκπεμπόμενης ακτινοβολίας εξαρτάται από το λόγο $(2S\lambda)/(\pi^2 D^2)$. Κυκλική πόλωση επιτυγχάνεται όταν $C^2=2S\lambda$.



β) **Αξονική εκπομπή.** Εμφανίζεται όταν οι διαστάσεις της κεραίας είναι συγκρίσιμες με το μήκος κύματος και η εκπομπή είναι παράλληλη στον άξονα της κεραίας. Η κεραία λειτουργεί σαν ακροπυροδοτική με ένα κύριο λοβό κατά μήκος του άξονα της. Η πόλωση στην περιοχή του λοβού είναι κυκλική και η κατευθυντικότητα της κεραίας αυξάνει με τον αριθμό των σπειρών. Οι ακριβείς διαστάσεις της κεραίας δεν είναι ιδιαίτερα κρίσιμες και η ελικοειδής κεραία αξονικής εκπομπής αποτελεί μία απλή κεραία στα VHF, UHF που μπορεί να κατασκευαστεί πολύ εύκολα. Σχετικά με το εύρος ζώνης συχνοτήτων, ο λόγος της υψηλότερης προς τη χαμηλότερη συχνότητα είναι περίπου 2.

γ) **Κωνική εκπομπή.** Εμφανίζεται όταν οι διαστάσεις της κεραίας είναι μεγαλύτερες από το μήκος κύματος και η εκπομπή σχηματίζει γωνία μεγαλύτερη 0° και μικρότερη από 90° .

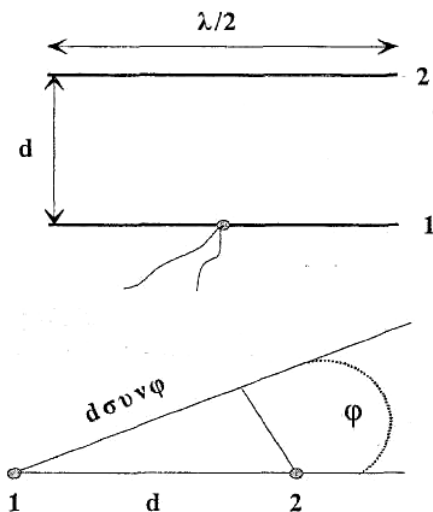


10. ΚΕΡΑΙΕΣ YAGI – UDA

Βασικές πληροφορίες

Όπως ήδη αναφέραμε, οι συστοιχίες κεραιών (ή στοιχειοκεραίες) αποτελούν μία βασική κατηγορία κεραιών που προσφέρουν αυξημένη κατευθυντικότητα. Οι συστοιχίες τις οποίες εξετάσαμε στο κεφάλαιο 7 αποτελούνταν όλες από στοιχεία που τροφοδοτούνταν άμεσα. Υπάρχει όμως και η συστοιχία Yagi - Uda στην οποία μόνο ένα στοιχείο (στοιχείο ενεργό ή στοιχείο οδηγός) τροφοδοτείται ενώ στα υπόλοιπα η τροφοδοσία γίνεται επαγωγικά και αυτά ονομάζονται παρασιτικά.

Η κεραία Yagi - Uda είναι μία ιδιαίτερα διαδεδομένη ακροπυροδοτική στοιχειοκεραία στην περιοχή των VHF, UHF και τα στοιχεία από τα οποία αποτελείται είναι γραμμικές διπολικές κεραίες περίπου $\lambda/2$. Υπάρχει πάντοτε ένα ενεργό στοιχείο που τροφοδοτείται και παράλληλα σε αυτό τοποθετούνται τα παρασιτικά στοιχεία των οποίων το μήκος διαφέρει από αυτό του ενεργού στοιχείου.



Ο απλούστερος τύπος κεραίας Yagi - Uda αποτελείται από δύο στοιχεία. Ας θεωρήσουμε επομένως δύο διπολικές κεραίες $\lambda/2$ που βρίσκονται σε απόσταση d (σχετικά μικρή) από τις οποίες η μία μόνο τροφοδοτείται στη μέση (1) ενώ η άλλη (2) τροφοδοτείται επαγωγικά από την (1). Σύμφωνα με την θεωρία που αναπτύχθηκε στις στοιχειοκεραίες, το συνολικό πεδίο σε μακρινή απόσταση θα εξαρτάται από το πεδίο κάθε στοιχείου και τη διαφορά φάσης λόγω διαφορετικής διαδρομής. Το πεδίο κάθε στοιχείου θα εξαρτάται από το ρεύμα που το διαρρέει. Από θεωρία κυκλωμάτων, το ρεύμα που θα



διαρρέει το στοιχείο (2) λόγω επαγωγικής τροφοδοσίας από το στοιχείο (1) θα δίνεται από την σχέση:

$$I_2 = I_1 \left| \frac{z_{12}}{z_{22}} \right| \angle \xi \quad (10.1)$$

όπου z_{12} είναι η αμοιβαία εμπέδηση των στοιχείων (1) και (2), z_{22} είναι η αυτο-εμπέδηση του στοιχείου (2) και ξ είναι ένας παράγοντας φάσης που εξαρτάται από τις φάσεις σε κάθε στοιχείο. Ο παράγοντας διάταξης που περιγράφει την κατανομή σε μακρινή απόσταση υπολογίζεται από την σχέση:

$$S(\phi) = 1 - \left| \frac{z_{12}}{z_{22}} \right| e^{j \frac{2\pi d}{\lambda} \sin \phi} \quad (10.2)$$

Επομένως η κατανομή στο μακρινό πεδίο θα εξαρτάται από το λόγο των εμπεδήσεων και την απόσταση των στοιχείων. Οι εμπεδήσεις επίσης εξαρτώνται από τα μήκη των διπολικών στοιχείων και την μεταξύ τους απόσταση. Για μήκος παρασιτικού στοιχείου μεγαλύτερο από αυτό του ενεργού, το παρασιτικό λειτουργεί σαν ανακλαστήρας και η κεραία εμφανίζει ένα λοβό προς την πλευρά του ενεργού στοιχείου. Αντίθετα, αν το μήκος του παρασιτικού στοιχείου είναι μικρότερο από αυτό του ενεργού στοιχείου, το παρασιτικό λειτουργεί σαν κατευθυντήρας και ο λοβός της κεραίας εμφανίζεται προς την πλευρά του παρασιτικού στοιχείου. Η ακριβής τιμή της κατευθυντικότητας (απολαβής) καθώς του εύρους γωνίας μισής ισχύος θα εξαρτάται από το λόγο των μηκών και την μεταξύ τους απόσταση. Συνήθως, ο ανακλαστήρας είναι περίπου 5% μεγαλύτερος από το ενεργό στοιχείο, το οποίο πρέπει να είναι επίσης περίπου 5% μεγαλύτερο από τον κατευθυντήρα. Τέλος η μεταξύ τους απόσταση πρέπει να είναι περίπου 0.1λ - 0.25λ .

Στην πράξη, μία κεραία Yagi - Uda αποτελείται από περισσότερα από δύο στοιχεία. Σε κάθε περίπτωση έχουμε ένα ενεργό στοιχείο, ένα ανακλαστήρα και κάποιο αριθμό κατευθυντήρων. Η κατευθυντικότητα (απολαβή) αυξάνει με τον αριθμό των παρασιτικών στοιχείων και σαν παράδειγμα για τρία στοιχεία φτάνει τα 9 dBi.