

Θέμα: Προσδιορισμός κατανομής ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας στον χώρο και τεχνικές προσδιορισμού του μήκους κύματος αυτής.

ΒΡΕΤΤΟΥ ΧΑΡΙΚΛΕΙΑ-ΛΙΒΑΝΟΥ ΕΛΕΝΗ

ΑΣΑΡΙΔΗΣ ΗΛΙΑΣ

Πίνακας περιεχομένων

<u>1.ΕΙΣΑΓΩΓΗ ΣΤΑ ΜΙΚΡΟΚΥΜΑΤΑ</u>	5
1.2 Η κλίμακα decibel	7
<u>2.ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΣΜΟΣ</u>	8
2.1 Εισαγωγή	8
2.2 Εξισώσεις Maxwell	9
2.3 Ηλεκτρική και μαγνητική διαπερατότητα	9
2.4 Ταχύτητα διάδοσης	10
2.5 Επιδερμικό βάθος	10
2.6 Διαφορά φάσεως	11
<u>3. ΓΡΑΜΜΕΣ ΜΕΤΑΦΟΡΑΣ</u>	13
3.1 Εισαγωγή	13
3.2. Ρυθμοί TEM	14
3.2.1 TEM Ρυθμός	15
3.2.2 Άλλοι Ρυθμοί	15
3.3 Θεωρία γραμμών μεταφοράς	16
3.4 Ταχύτητα Διάδοσης	17
3.5 Στάσιμο κύμα	17
3.6 Κανονικοποίηση μήκους	20
3.7 Στάσιμο κύμα και Λόγος Στάσιμων Κυμάτων	20
3.8 Οδηγούμενα μήκη κύματος	23
3.9 Σύγκριση διαφορετικών γραμμών μεταφοράς	25
<u>4. Απώλειες παρεμβολής, κέρδος ισχύος και απώλειες επιστροφής</u>	25
4.1 Εισαγωγή	25
4.2. Απώλειες παρεμβολής και εξασθένιση	25
4.3 Απώλεια παρεμβολής σε σειρά	26
4.4 Κέρδος ισχύος	27
4.5 Ενισχυτές σε σειρά	27
4.6 Συνδυασμός κέρδους και απώλεια παρεμβολής	27
4.7 Απώλεια επιστροφής	28
4.8 Συντελεστής Ανακλάσεως	29
4.9 Απώλεια επιστροφής, συντελεστής ανακλάσεως και VSWR	29
4.10 Απομόνωση	31

5. ΒΑΣΙΚΑ ΜΙΚΡΟΚΥΜΑΤΙΚΑ ΣΤΟΙΧΕΙΑ	32
5.1 Εισαγωγή	32
5.2. Συζευκτική δράση	32
5.3 Γυρομαγνητική δράση	32
5.4 Δράση κοιλότητας	33
5.5 Εξασθενητές	33
5.6 Κατευθυντικοί συζεύκτες	34
5.7 Ανιχνευτές ισχύος	35
5.8 Μικροκυματικές γεννήτριες	36
5.9 Μετρητές	37
5.9.1 Μετρητές ισχύος	37
5.9.2 Μετρητής <i>SWR</i>	38
5.9.3 Μετρητής συχνότητας	38
5.10 Μη αντιστρεπτές συσκευές	40
5.11 Θερμικός θόρυβος	42
5.12 Θόρυβος βολής	44
5.13 Λόγος σήματος προς θόρυβο (<i>SNR</i>)	45
5.14 Επίδραση ενός ενισχυτή στο <i>SNR</i>	45
5.15 Ενισχυτές σε σειρά	46
5.16 Ο σπειροειδής χάρτης	48
6. ΚΕΡΑΙΕΣ	48
6.1 Τι είναι κεραία	48
6.2 Συντονισμός κεραίας	49
7. ΠΡΑΚΤΙΚΑ ΠΡΟΒΛΗΜΑΤΑ ΤΡΟΦΟΔΟΣΙΑΣ ΔΙΠΟΛΙΚΩΝ ΚΕΡΑΙΩΝ	50
7.1.1 Εισαγωγή στα ζητήματα τροφοδοσίας	50
7.1.2 Προσαρμογή αντίστασης	51
8. ΕΙΔΗ ΚΕΡΑΙΩΝ	57
8.1.2 Το στοιχειώδες δίπολο(Hertz Dipole)	58
8.2 Συρμάτινες κεραίες στο χώρο	59
8.2.1 Κατανομή τάσης και ρεύματος	59
8.2.2 Συντονισμένες κεραίες, διαγράμματα ακτινοβολίας	61
8.2.3 Μη συντονισμένες κεραίες (Directional Antennas)	62
8.3.1 Κέρδος κεραίας και Αποτελεσματική Ισχύς Εκπομπής	63
8.3.2 Μέτρηση εκπομπής και ένταση πεδίου	64
8.3.3 Αντίσταση ακτινοβολίας κεραίας	65
8.3.4 Εύρος ζώνης συχνοτήτων, Εύρος δέσμης και πολικότητα κεραίας	66
8.4 Επιδράσεις του εδάφους στις κεραίες	68
8.4.1 Μη γειωμένες κεραίες (<i>Ungrounded antennas</i>)	68
8.4.2 Γειωμένες κεραίες (<i>Grounded antennas</i>)	69
8.4.3 Διατάξεις γείωσης (<i>Grounding systems</i>)	71
8.4.4 Η επίδραση του ύψους της κεραίας	72

8.5 Συζευκτές Κεραιών	74
8.5.1 Προσαρμογή Εμπέδησης Με Στελέχη Και Άλλες Συσκευές	75
8.6 ΚΑΤΕΥΘΥΝΤΙΚΕΣ ΚΕΡΑΙΕΣ ΥΨΗΛΗΣ ΣΥΧΝΟΤΗΤΑΣ	77

9. ΓΕΝΙΚΑ ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΑ ΚΕΡΑΙΩΝ

9.1 Εξισώσεις Maxwell	77
9.2 Γενικά Χαρακτηριστικά των Κεραιών	79
9.2.1 Ηλεκτρομαγνητικό Πεδίο «Τυχαίας» Κεραίας	79
9.2.2 Διάγραμμα Έντασης Πεδίου	85
9.2.3 Πόλωση Πεδίου	87
9.2.4 Διάγραμμα Ισχύος	90
9.2.5 Εμβαδόν Δέσμης	91
9.2.6 Κατευθυντικότητα	92
9.2.7 Κέρδος	93
9.2.8 Η Κεραία ως Κυκλωματικό Στοιχείο	94
9.2.8.1 Κεραία Πομπός	94
9.2.8.2 Κεραία Δέκτης	96
9.2.9 Ενεργός Επιφάνεια	96

10. ΠΕΙΡΑΜΑ

Συμβολόμετρο Fabry-Perot.....	99
Συμβολόμετρο Michelson.....	100

A) Προσδιορισμός λ με υπολογιστικό τρόπο – Fabry-Perot	101
--	-----

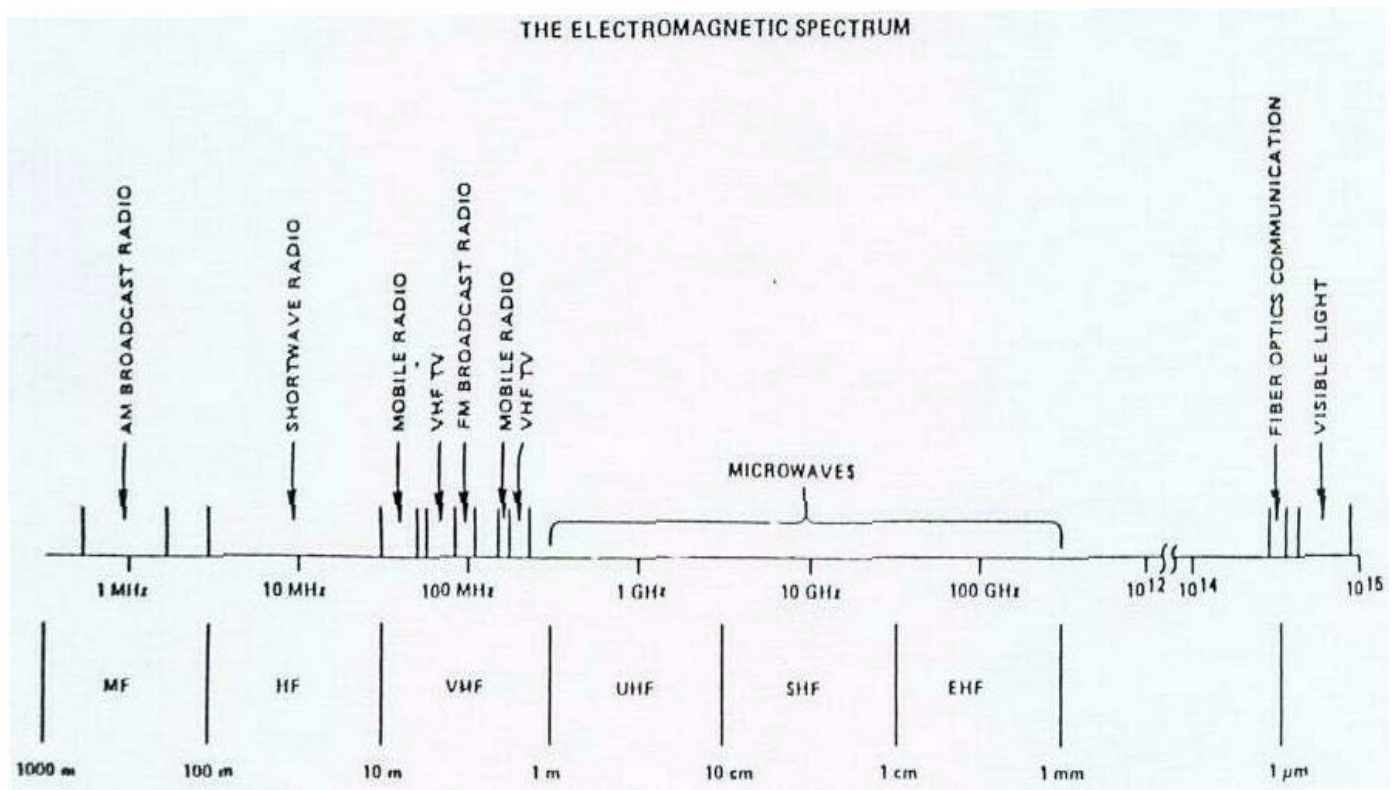
B) Προσδιορισμός λ με γραφικό τρόπο – Michelson	103
---	-----

1.ΕΙΣΑΓΩΓΗ ΣΤΑ ΜΙΚΡΟΚΥΜΑΤΑ

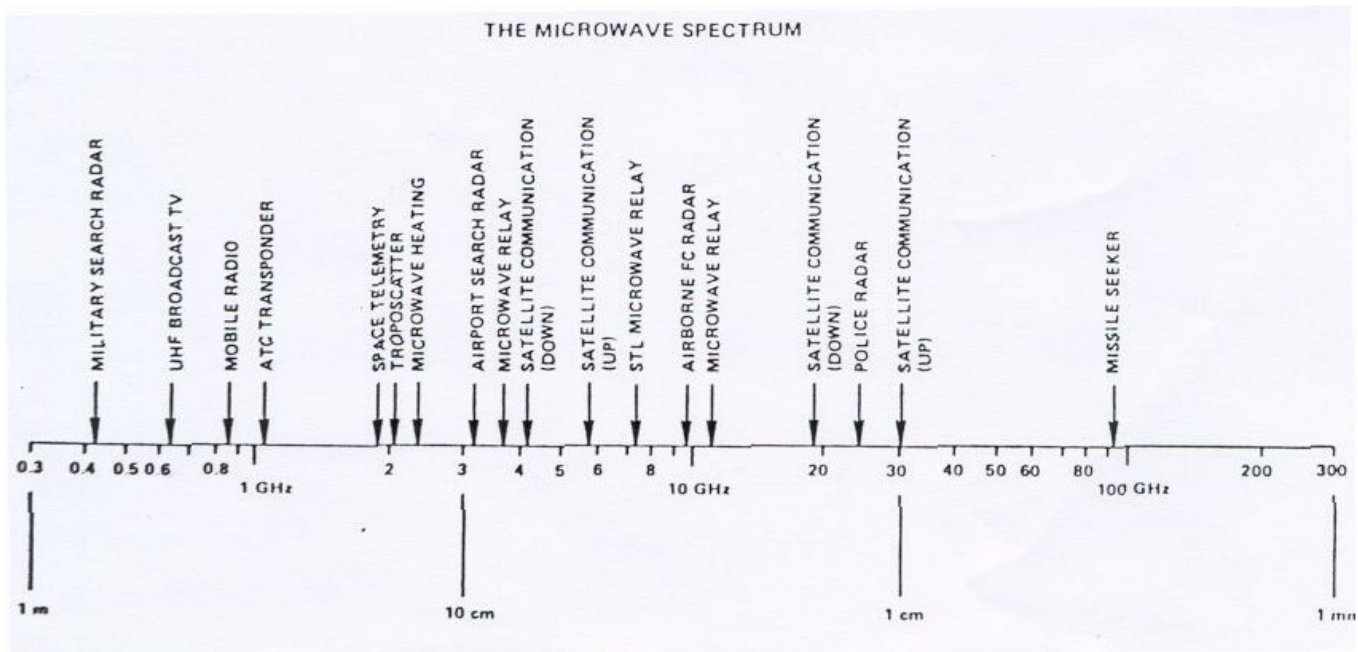
1.1 Εισαγωγή

Η επιστήμη των Μικροκυμάτων ξεκίνησε με την ανάπτυξη του ραντάρ και επεκτάθηκε κατά τη διάρκεια του 2^{ου} Παγκοσμίου Πολέμου. Η ανακάλυψη των μικροκυματικών πηγών όπως το κλύστρο και το μάγνητρο άνοιξε τη συχνότητα των Γιγακύκλων ($GHz=10^9 Hz$) στους Μηχανικούς Τηλεπικοινωνιών. Η εμπορική χρησιμοποίηση των δορυφόρων έφερε επανάσταση στις Τηλεπικοινωνίες και οι μικροκυματικές ζεύξεις αντικατέστησαν πολλά χιλιόμετρα τηλεφωνικών καλωδίων.

Τα μικροκύματα είναι ουσιαστικά η ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία συχνοτήτων από μερικές εκατοντάδες MHz μέχρι μερικές εκατοντάδες GHz . Για σύγκριση, το σήμα από έναν ραδιοσταθμό AM είναι περίπου $1 MHz$ και το σήμα από έναν σταθμό FM είναι περίπου $100 MHz$. Το **σχήμα 1.1** δείχνει τις θέσεις διαφορετικών μέσων εκπομπής στο φάσμα συχνοτήτων.



Σχήμα 1.1: Το ηλεκτρομαγνητικό φάσμα από συχνότητες MHz έως $10^{15} Hz$ και εφαρμογές.



Σχήμα 1.2: Το μικροκυματικό φάσμα από υπό-GHz συχνότητες μέχρι εκατοντάδες GHz εφαρμογές.

Για παράδειγμα, έχουμε τους φούρνους μικροκυμάτων στα 2.2 GHz, μικροκυματικές ζεύξεις στα 4 GHz, δορυφορική τηλεόραση στα 4 GHz (καθοδική ζεύξη) και 6 GHz (ανοδική ζεύξη) και το ραντάρ της αστυνομίας στα 22 GHz.

Το μεγάλο πρόβλημα στις συχνότητες των μικροκυμάτων είναι το μέγεθος του μήκους κύματος του σήματος. Το μήκος κύματος σε ένα σήμα χαμηλής συχνότητας είναι πολύ μεγάλο συγκρινόμενο με τις φυσικές διαστάσεις μιας συσκευής. Για παράδειγμα, το μήκος κύματος μιας γραμμής ηλεκτρικής ενέργειας στα 50 Hz είναι 6.000 km ενώ για ένα σήμα συχνότητας 1 MHz το μήκος κύματος είναι 300 m. Ο μεγάλος λόγος διαστάσεων μήκους κύματος προς συσκευή έχει σαν αποτέλεσμα πολύ μικρές διαφορές φάσεως σε διαφορετικά σημεία δοκιμής. Οι μικρές διαφορές φάσεως σημαίνουν ότι δεν μπορεί να σχηματιστεί ένα στάσιμο κύμα, το οποίο είναι το αποτέλεσμα της αλληλεπίδρασης μεταξύ ενός προς τα εμπρός κινούμενου σήματος και της ανακλάσεώς του. Έτσι οι λύσεις των εξισώσεων του Maxwell απλοποιούνται πάρα πολύ και προκύπτει ο νόμος του Ohm και άλλα θεωρήματα που κάνουν το σχεδιασμό κυκλωμάτων σε χαμηλές συχνότητες σχετικά εύκολο. Ο μηχανικός μικροκυμάτων δεν μπορεί να χρησιμοποιήσει τις εξισώσεις των χαμηλών συχνοτήτων για να αναλύσει ή να σχεδιάσει ένα μικροκυματικό κύκλωμα. Η μόνη αξιόπιστη πηγή είναι οι εξισώσεις Maxwell. Στις μικροκυματικές συχνότητες, το μήκος κύματος ενός σήματος είναι συγκρίσιμο ή ακόμη και μικρότερο από τις φυσικές διαστάσεις της συσκευής. Για παράδειγμα, το μήκος κύματος ενός σήματος 10 GHz είναι

3 cm. Έτσι, δύο γειτονικά σημεία δοκιμής μπορεί να έχουν σημαντική διαφορά φάσεως. Παρόμοια, επειδή ένα προς τα εμπρός κινούμενο κύμα μπορεί να ανακλαστεί μερικώς εξαιτίας μιας κακής προσαρμογής στο κύκλωμα, ένα σημείο δοκιμής στο κύκλωμα είναι η υπέρθεση του προς τα εμπρός και

του ανακλώμενου κύματος. Αυτά τα δύο κύματα διαφέρουν μεταξύ τους κατά μία σημαντική γωνία φάσεως και κατά τη διεύθυνση της διάδοσής τους. Η πεπερασμένη διαφορά φάσεως μεταξύ του προς τα εμπρός κύματος και του ανακλώμενου κύματος έχει σαν αποτέλεσμα το σχηματισμό ενός **στάσιμου κύματος**. Επίσης, άλλα φαινόμενα υψηλής συχνότητας όπως οι **απώλειες λόγω ακτινοβολίας**, οι **διηλεκτρικές απώλειες** και οι **παρασιτικές χωρητικότητες** καθιστούν το σχεδιασμό των μικροκυματικών κυκλωμάτων δύσκολο. Έτσι δεν μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε απλά καλώδια και χαμηλής συχνότητας στοιχεία, όπως αντιστάσεις, πυκνωτές και πηνία, επειδή αυτά τα στοιχεία έχουν διαφορετική συμπεριφορά στις υψηλές συχνότητες που οδηγεί σε πιθανή αστοχία τους. Η κατασκευή δικτύων υψηλών συχνοτήτων είναι πολύ ευαίσθητη στο σχήμα και στις ασυνέχειες των αγωγών.

Ένα σημαντικό χαρακτηριστικό ενός μικροκυματικού σήματος είναι ότι μπορεί να διαθωθεί μέσα από την ιονόσφαιρα με ελάχιστες απώλειες. Όμως, οι υδρατμοί, η βροχή, το όζον και το οξυγόνο απορροφούν τα μικροκύματα σε ορισμένες συχνότητες. Η ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία σε συχνότητες της τάξεως δεκάδων *MHz* και κάτω, δεν μπορεί να εισχωρήσει στην ιονόσφαιρα αλλά ανακλάται πίσω. Τα μικροκύματα όμως, μπορούν να εισχωρήσουν στην ιονόσφαιρα υφιστάμενα κάποια περίθλαση. Έτσι οι διαστημικές επικοινωνίες χρησιμοποιούν μικροκύματα.

Ένα άλλο στοιχείο των ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων υψηλών συχνοτήτων είναι ότι ως φέροντα κύματα μπορούν να συγκεντρώσουν περισσότερη πληροφορία μέσα στο εύρος ζώνης τους. Για παράδειγμα, η τυπική συχνότητα φέροντος ενός σήματος *AM* είναι *1 MHz* και η πληροφορία της μουσικής και της φωνής (που ονομάζονται ακουστική πληροφορία) περιέχονται σε ένα εύρος ζώνης *40 kHz*, δηλαδή *4%* του φέροντος. Αν χρησιμοποιηθεί ένα κύμα *10 GHz* ως φέρον, τότε ένα εύρος ζώνης *1%* θα είναι *100 MHz*, που σημαίνει ότι $100 \text{ MHz} / 40 \text{ kHz} = 25.000$ ξεχωριστές ομάδες ακουστικής πληροφορίας μπορούν θεωρητικά να διευθετηθούν.

Πέρα από τις τηλεπικοινωνίες, η επιστήμη των μικροκυμάτων έχει εφαρμογές και σε άλλους τομείς, όπως είναι η απομάκρυνση οργανικού θείου και άλλων πιθανών ρυπαντών από τον άνθρακα, η ανίχνευση των δινο-ρευμάτων σε ένα κομμάτι μετάλλου με ρωγμές κλπ.

1.2 Η κλίμακα decibel

Η κλίμακα decibel χρησιμοποιείται κυρίως για τη σύγκριση λόγων ισχύος ή τάσεως. Αν θεωρήσουμε μόνο ηλεκτρική ισχύ, θα έχουμε:

$$dB = 10 \cdot \log\left(\frac{P_1}{P_2}\right) \quad (1.1)$$

Πρέπει να τονιστεί ότι το dB δεν είναι φυσική ποσότητα αλλά παριστάνει το λόγο δύο φυσικών ποσοτήτων και είναι ένας αδιάστατος αριθμός. Αν η ισχύς αναφοράς P_2 είναι το $1W$ τότε το dB γίνεται dBW , ενώ αν $P_2=1 mW$ τότε το dB γίνεται dBm .

(Σημείωση: Δεν μπορούμε να πολλαπλασιάσουμε μαζί δύο στάθμες ισχύος, επειδή ένα τέτοιο γινόμενο δεν έχει φυσική σημασία. Συνεπώς η πράξη $dBm+dBm$ δεν υφίσταται).

Είναι δυνατόν σε πολλές περιπτώσεις, να εκφράσουμε τις ισχύς σε όρους των συσχετιζόμενων τάσεών τους. Έτσι θα έχουμε:

$$dB = 10 \cdot \log\left(\frac{P_1}{P_2}\right) = 10 \cdot \log\left(\frac{V_1^2 \cdot R_2}{V_2^2 \cdot R_1}\right) \quad (1.2)$$

Συνήθως, οι δύο αντιστάσεις R_1 και R_2 εκλέγονται να είναι ίσες για λόγους σύγκρισης. Αυτό σημαίνει, ότι η ισχύς που παράγεται από δύο ξεχωριστές τάσεις, V_1 και V_2 μπορεί να συγκριθεί όταν εφαρμόζεται σε αντιστάσεις με ίδιες τιμές. Έτσι, η παραπάνω εξίσωση μπορεί να απλοποιηθεί στην:

$$dB = 10 \cdot \log\left(\frac{V_1^2}{V_2^2}\right) = 20 \cdot \log\left(\frac{V_1}{V_2}\right) \quad (1.3)$$

Επειδή η τεχνολογία μικροκυμάτων αναφέρεται κυρίως σε στάθμες ισχύος, ο λόγος τάσεων σπάνια χρησιμοποιείται.

2. ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΣΜΟΣ

2.1 Εισαγωγή

Στην ηλεκτρονική χαμηλών συχνοτήτων, τα ηλεκτρικά σήματα ταξιδεύουν από το ένα στοιχείο στο άλλο μέσω συνδετικών καλωδίων. Η απώλεια ισχύος στα καλώδια είναι συνήθως ωμική. Καθώς η συχνότητα αυξάνει, οι απώλειες λόγω ακτινοβολίας και οι διηλεκτρικές απώλειες γίνονται σημαντικές. Οι απώλειες λόγω ακτινοβολίας είναι ενέργεια που ακτινοβολείται ως αποτέλεσμα του ότι ένα καλώδιο λειτουργεί όπως μία κεραία. Οι απώλειες λόγω ακτινοβολίας σχετίζονται με τη συχνότητα και την ισχύ των σημάτων που μεταφέρονται στα καλώδια. Στις διηλεκτρικές απώλειες, τα επαγόμενα επιφανειακά φορτία στο διηλεκτρικό που οφείλονται στη μεταβολή της τάσεως μεταξύ π.χ. του κεντρικού αγωγού και του εξωτερικού αγωγού ενός ομοαξονικού καλωδίου, σπαταλούν ενέργεια. Οι διηλεκτρικές απώλειες σχετίζονται με τη διηλεκτρική σταθερά του διηλεκτρικού, την τάση μεταξύ του εσωτερικού και του εξωτερικού αγωγού και τη συχνότητα του σήματος. Οι διηλεκτρικές απώλειες σε ομοαξονικά καλώδια γίνονται σημαντικές για συχνότητες άνω των $10 GHz$.

2.2 Εξισώσεις Maxwell

Τα χαρακτηριστικά των ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων βασίζονται στις εξισώσεις του Maxwell, οι οποίες συσχετίζουν την πυκνότητα ηλεκτρικής ροής \mathbf{D} , την πυκνότητα μαγνητικής ροής \mathbf{B} , την ένταση του ηλεκτρικού πεδίου \mathbf{E} και την ένταση του μαγνητικού πεδίου \mathbf{H} με την πυκνότητα της εντάσεως του ρεύματος \mathbf{J} και την πυκνότητα φορτίου ρ :

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

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (2.1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho$$

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

, όπου τα εμφανιζόμενα βαθμωτά και διανυσματικά μεγέθη είναι σημειακές συναρτήσεις του χρόνου. Η πρώτη εξίσωση του Maxwell μας λέει ότι ένα μεταβαλλόμενο μαγνητικό πεδίο έχει σαν αποτέλεσμα ένα μεταβαλλόμενο ηλεκτρικό πεδίο και είναι γνωστή ως **νόμος του Faraday**. Η δεύτερη εξίσωση δηλώνει ότι ένα μεταβαλλόμενο ηλεκτρικό πεδίο έχει σαν αποτέλεσμα ένα μεταβαλλόμενο μαγνητικό πεδίο. Η τρίτη εξίσωση δηλώνει ότι η μορφή, η ένταση και η διεύθυνση του συνολικού ηλεκτρικού πεδίου καθορίζονται από τη γεωμετρική κατανομή των ηλεκτρικών φορτίων που παράγουν το πεδίο. Τέλος, η τέταρτη εξίσωση μας λέει ότι το μαγνητικό πεδίο ακολουθεί έναν κλειστό βρόχο.

2.3 Ηλεκτρική και μαγνητική διαπερατότητα

Η ικανότητα παραγωγής ενός ηλεκτρικού ή μαγνητικού πεδίου μέσα σε ένα ορισμένο μέσο, εξαρτάται από τις διηλεκτρικές ή μαγνητικές ιδιότητες των διαφόρων υλικών. Οι διηλεκτρικές ιδιότητες δίνονται από την **ηλεκτρική διαπερατότητα ϵ** , που περιγράφει πόσο εύκολα το υλικό μπορεί να πολωθεί, δηλαδή πόσο εύκολα τα φορτία εντός του υλικού μπορούν να μετατοπιστούν όταν εφαρμόζεται μία τάση (ή ηλεκτρικό πεδίο). Στο κενό ή στον αέρα, η τιμή της ηλεκτρικής διαπερατότητας είναι $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ F/m}$.

Οι διαπερατότητες όλων των άλλων υλικών συνήθως εκφράζονται ως ένα γινόμενο του ϵ_0 και ενός αριθμητικού παράγοντα που είναι γνωστός ως η **διηλεκτρική σταθερά ϵ_r** ($\epsilon_r = 1$ για το κενό). Επομένως η διηλεκτρική σταθερά ενός συγκεκριμένου υλικού είναι $\epsilon_r = \epsilon / \epsilon_0$. Κατά τον ίδιο τρόπο, οι μαγνητικές ιδιότητες ενός υλικού περιγράφονται από την **μαγνητική διαπερατότητα μ** . Για το κενό ή τον αέρα έχουμε $\mu = \mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ H/m}$. Οι μαγνητικές διαπερατότητες των άλλων υλικών δίνονται ως $\mu = \mu_r \mu_0$ όπου το μ_r είναι ένας καθαρός αριθμός γνωστός ως σχετική μαγνητική διαπερατότητα ($\mu_r = 1$ για το κενό).

2.4 Ταχύτητα διάδοσης

Όταν δημιουργείται ένα φορτίο, το ηλεκτρικό πεδίο αρχίζει να διαδίδεται προς τα έξω με πεπερασμένη ταχύτητα που είναι η ταχύτητα του φωτός. Στο κενό ή τον αέρα, η ταχύτητα του φωτός είναι $c=3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$. Σε ένα μέσο, η ταχύτητα του φωτός αλλάζει κατά κάτι και γενικά δηλώνεται ως v . Αν το υλικό έχει ηλεκτρική και μαγνητική διαπερατότητα ϵ και μ αντίστοιχα, η ταχύτητα v δίνεται ως εξής:

$$v = \frac{1}{\sqrt{\mu\epsilon}} \quad (2.2)$$

Στο κενό, η ταχύτητα του φωτός είναι:

$$v=c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0\epsilon_0}} \quad (2.3)$$

Συχνά χρειάζεται να εκφράσουμε την ταχύτητα του φωτός v σε ένα μέσο, σαν κλάσμα του c :

$$v = \frac{1}{\sqrt{\mu\epsilon}} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_r\epsilon_0\mu_r\mu_0}} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r\mu_r}} \quad (2.4)$$

2.5 Επιδερμικό βάθος

Το επιδερμικό βάθος ορίζεται ως η απόσταση από μία μεταλλική επιφάνεια πέρα από την οποία το συνολικό πλάτος του διεισδύοντος μαγνητικού πεδίου πέφτει κάτω από 30% του αρχικού πλάτους. Μαθηματικά, το επιδερμικό βάθος, δ για έναν αγωγό εκφράζεται ως:

$$\delta = \frac{1}{\sqrt{\pi f \mu \sigma}} = \sqrt{\frac{\rho}{\pi f \mu}} \quad (2.5)$$

όπου ρ η ειδική αντίσταση του μετάλλου, $\sigma=1/\rho$ η ειδική αγωγιμότητα του μετάλλου, f η συχνότητα του εναλλασσόμενου μαγνητικού πεδίου και μ η μαγνητική διαπερατότητα του μετάλλου.

Για μικροκυματικές εφαρμογές, ως ένα αγωγίμο μέσο χρησιμοποιείται συνήθως ο χαλκός. Η ηλεκτρική ειδική αγωγιμότητα του χαλκού είναι περίπου ίδιας τάξεως μεγέθους όπως το ασήμι ή ο χρυσός ή το αλουμίνιο κλπ. Επιπλέον ο χαλκός είναι μη μαγνητικός. Μια πιο χρήσιμη έκφραση για το επιδερμικό βάθος του χαλκού είναι η εξής:

$$\delta = \frac{2}{\sqrt{f \text{ (GHz)}}} \quad (2.6)$$

όπου το f δίνεται σε GHz και το δ σε μm .

Από την εξίσωση 2.5, για το επιδερμικό βάθος προκύπτουν τα εξής:

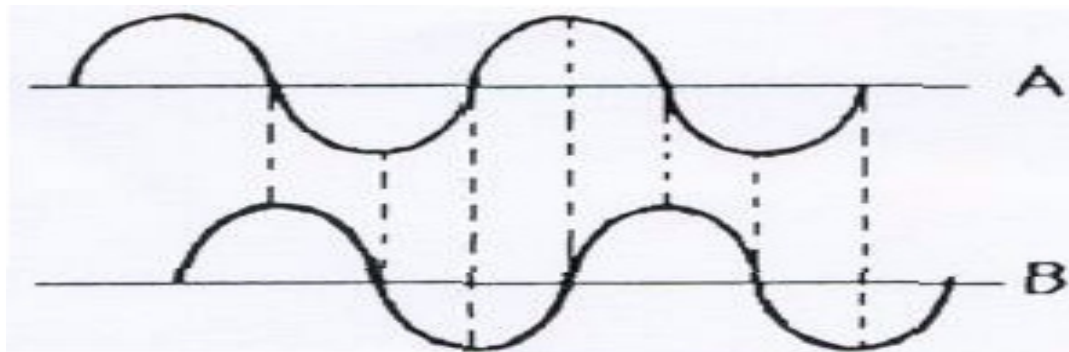
1. Το δ αυξάνει με την ειδική αντίσταση.
2. Το δ μειώνεται με τη συχνότητα.
3. Το δ μειώνεται με τη μαγνητική διαπερατότητα.

Το επιδερμικό βάθος είναι ουσιαστικά η ενεργός απόσταση διείσδυσης ενός ηλεκτρομαγνητικού κύματος μέσα σε ένα μέταλλο. Σε κυματοδηγούς, όπου τα κύματα διαδίδονται με ανάκλαση στα τοιχώματα του κυματοδηγού, οι εσωτερικές του επιφάνειες μερικές φορές καλύπτονται με πολύ λεπτά στρώματα από ασήμι ή χαλκό. Αυτή η τεχνική ενισχύει την αγωγιμότητα του σήματος και ελαττώνει την απορρόφηση ισχύος του σήματος από τον κυματοδηγό.

Αν το μέταλλο είναι τέλειος αγωγός, δηλαδή $\rho=0$ που σημαίνει $\delta=0$, δηλαδή το επιδερμικό βάθος είναι μηδέν. Αυτό σημαίνει ότι το εισερχόμενο μαγνητικό πεδίο δεν μπορεί να διεισδύσει στο μέταλλο. Το συνολικό μαγνητικό πεδίο κάθετο στη μεταλλική επιφάνεια είναι μηδέν. Έτσι το 100% του κύματος ανακλάται και το μέταλλο δεν απορροφά ισχύ. Αν το μέταλλο έχει κάποια αντίσταση, η ανάκλαση δεν είναι 100%. Τότε το ηλεκτρομαγνητικό κύμα μπορεί να διεισδύσει στο μέταλλο σε μία απόσταση δ και κάποια ισχύς απορροφάται από το μέταλλο για να διατηρήσει τα δινο-ρεύματα, τα οποία μαζί με την αντίσταση του μετάλλου παράγουν θερμότητα. Αυτή η απορρόφηση ισχύος προκαλεί την εξασθένιση στον κυματοδηγό. Αυτή η εξασθένιση είναι παρόμοια με την ωμική αντίσταση ενός απλού καλωδίου στην ηλεκτρονική χαμηλών συχνοτήτων.

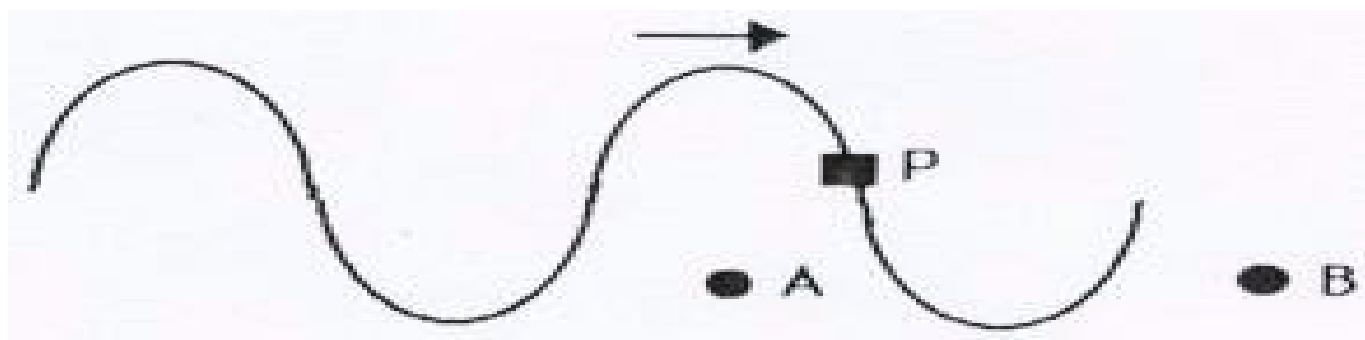
2.6 Διαφορά φάσεως

Ας θεωρήσουμε δύο κύματα που έχουν την ίδια συχνότητα, αλλά δεν είναι πλήρως ευθυγραμμισμένα μεταξύ τους. Τότε λέμε ότι τα κύματα έχουν **διαφορά στη φάση τους**. Το σχήμα 2.1 παριστάνει δύο κύματα A και B της ίδιας συχνότητας αλλά με διαφορά φάσεως 90° . Το κύμα A προηγείται του B κατά 90° .



Σχήμα 2.1: Δύο ημιτονοειδή κύματα A και B με διαφορά φάσεως 90°

Θεωρείστε ένα ηλεκτρομαγνητικό κύμα που ταξιδεύει προς δύο θέσεις A και B όπως φαίνεται στο **σχήμα 2.2**.



Σχήμα 2.2: Ένα συγκεκριμένο σημείο P του κύματος που διαδίδεται από τα αριστερά προς τα δεξιά περνάει πρώτα από τη θέση A και μετά από τη θέση B.

Ένα συγκεκριμένο σημείο του κύματος, το P, περνάει πρώτα από τη θέση A και μετά από κάποια στιγμή περνάει από τη θέση B. Χρειάζεται ένας πεπερασμένος χρόνος για το σημείο P να πάει από το A στο B. Αναφερόμενοι στο **σχήμα 2.2**, αν μπορούσαμε να παγώσουμε το χρόνο σε κάποια στιγμή t_0 , γίνεται προφανές ότι υπάρχει διαφορά φάσεως μεταξύ του κύματος που περνάει από το A και του κύματος που περνάει από το B. Η διαφορά φάσεως χαρακτηρίζεται από μία μετρούμενη ποσότητα που ονομάζεται **γωνία φάσεως**. Η γωνία φάσεως θ μπορεί να υπολογιστεί από τις παρακάτω σχέσεις:

$$\theta = \frac{D}{\lambda} \cdot 360^\circ \quad (2.7)$$

$$\theta = \frac{\Delta t}{T} \cdot 360^\circ \quad (2.8)$$

όπου D η απόσταση μεταξύ του σημείου A και του σημείου B, λ το μήκος κύματος του ηλεκτρομαγνητικού κύματος με τις ίδιες μονάδες όπως το D , Δt ο χρόνος που χρειάζεται το κύμα να ταξιδέψει από το σημείο

Α στο Β και Τ η περίοδος του κύματος με τις ίδιες μονάδες όπως το Δt. Σημειώστε ότι ο χρόνος που χρειάζεται για να καλυφθεί η απόσταση από το Α στο Β δίνεται από τη σχέση:

$$\Delta t = D/v \quad (2.9)$$

, όπου ν η ταχύτητα του ηλεκτρομαγνητικού κύματος (c αν το μέσο είναι το κενό).

Πρέπει να σημειωθεί ότι τα μήκη κύματος των σημάτων χαμηλών και μεσαίων συχνοτήτων (*dc-MHz*) είναι πολύ μεγαλύτερα από τις φυσικές διαστάσεις τυπικών εργαστηριακών συσκευών. Έτσι η διαφορά φάσεως μεταξύ της πηγής του σήματος και του φορτίου για ένα σήμα χαμηλής συχνότητας, είναι πολύ μικρή. Αυτή η μικρή διαφορά φάσεως κάνει την ανάλυση εύκολη, καθώς κάθε συσκευή επεξεργάζεται το «ίδιο» κομμάτι πληροφορίας εξαιτίας των πολύ μικρών διαφορών φάσεως. Στις μικροκυματικές συχνότητες, τα μήκη κύματος είναι συγκρίσιμα ή και μικρότερα από τα εργαστηριακά καλώδια και τις συσκευές. Η γωνία φάσεως μεταξύ δύο θέσεων μπορεί να είναι αρκετά μεγάλη. Αυτή η σημαντική διαφορά φάσεως, προκαλεί και τις δυσκολίες που συναντούμε στα μικροκυματικά συστήματα.

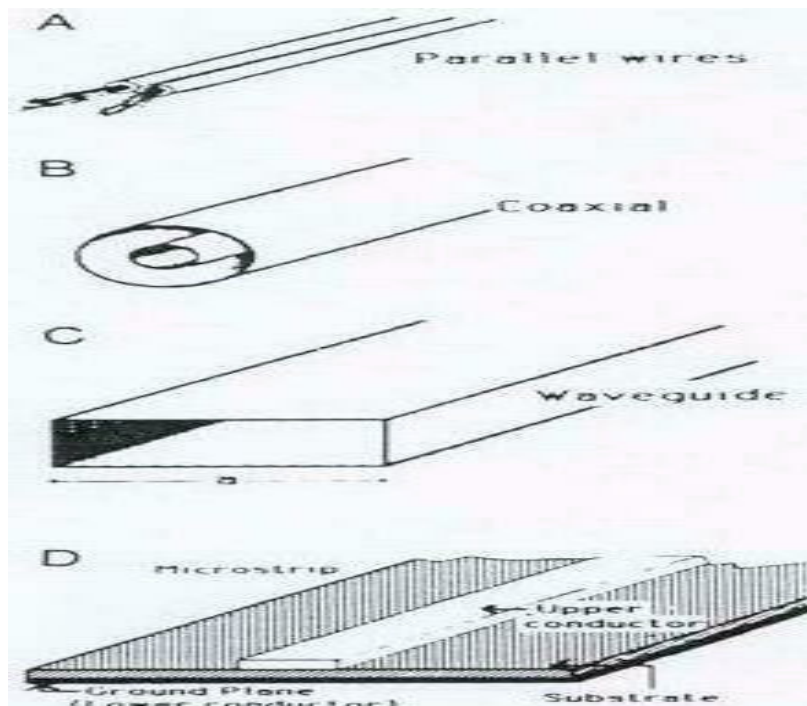
Σε αντίθεση με τις χαμηλές συχνότητες όπου τα μήκη των καλωδίων δεν παίζουν ρόλο, τα μήκη των μικροκυματικών αγωγών και των κυματοδηγών παίζουν σημαντικό ρόλο στον καθορισμό της συνολικής συμπεριφοράς ενός μικροκυματικού κυκλώματος.

3. ΓΡΑΜΜΕΣ ΜΕΤΑΦΟΡΑΣ

3.1 Εισαγωγή

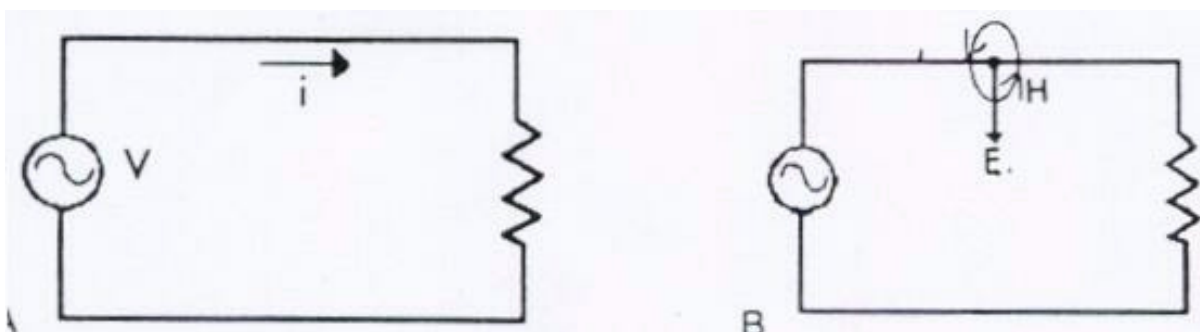
Στην πιο απλή της μορφή, μια γραμμή μεταφοράς είναι ένα ζευγάρι αγωγών που συνδέουν δύο ηλεκτρικά συστήματα, στοιχεία ή συσκευές. Αν το θέσουμε διαφορετικά, μια γραμμή μεταφοράς οδηγεί τα ηλεκτρονικά σήματα από την πηγή στο φορτίο. Στο σχήμα 3.1 φαίνονται μερικές κοινές γραμμές μεταφοράς.

Ο κυματοδηγός είναι μία γραμμή μεταφοράς για μικροκύματα. Οι κυματοδηγοί είναι συνήθως μεταλλικοί σωλήνες με ορθογωνική, κυκλική ή ελλειψοειδή εγκάρσια διατομή. Οι ορθογωνικοί κυματοδηγοί είναι ο πιο δημοφιλής τύπος που χρησιμοποιείται σήμερα. Το φυσικό μέγεθος κάθε κυματοδηγού καθορίζει τη συχνότητα, το εύρος ζώνης, την ικανότητα διαχείρισης ισχύος και την αντίσταση της γραμμής. Οι κυματοδηγοί είναι διαφορετικοί από τα ομοαξονικά καλώδια ή άλλες γραμμές μεταφοράς στο ότι ο σωλήνας, ενώ μοιάζει με το εξωτερικό περίβλημα ενός ομοαξονικού καλωδίου, δεν έχει κεντρικό αγωγό.



Σχήμα 3.1: Τέσσερις κοινές γραμμές μεταφοράς: A) παράλληλα καλώδια B) ομοαξονικό καλώδιο C) ορθογωνικός κυματοδηγός D) μικροταινιακή γραμμή.

Άλλες γραμμές μεταφοράς μπορούν συνήθως να αναλυθούν από τη γνώση των χαρακτηριστικών της τάσεως, του ρεύματος και της αντιστάσεώς τους. Ας θεωρήσουμε τη σύνδεση του σχήματος 3.2A, όπου το μέτωπο της τάσεως και του ρεύματος ταξιδεύουν κατά μήκος του προς τα εμπρός αγωγού και του αγωγού επιστροφής. Επειδή οι τάσεις είναι απευθείας ανάλογες με τα ηλεκτρικά πεδία και τα ρεύματα σχετίζονται άμεσα με τα μαγνητικά πεδία, μπορούμε να θεωρήσουμε ότι το εναλλακτικό του σχήματος 3.2A, είναι αυτό του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου του σχήματος 3.2B. Το πεδίο πρέπει να ακολουθεί το φυσικό περίγραμμα των γραμμών μεταφοράς. Στην ουσία, οι δύο αγωγοί «οδηγούν» τη διάδοση του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου από την πηγή στο φορτίο. Μερικά από τα πεδία ακτινοβολούνται μακριά.



Σχήμα 3.2: Ένα απλό ηλεκτρονικό κύκλωμα μπορεί να εκφραστεί (A) με τάση V και ρεύμα i ή (B) με ηλεκτρικό πεδίο E και μαγνητικό πεδίο H .

3.2 Ρυθμοί

3.2.1 TEM ρυθμός

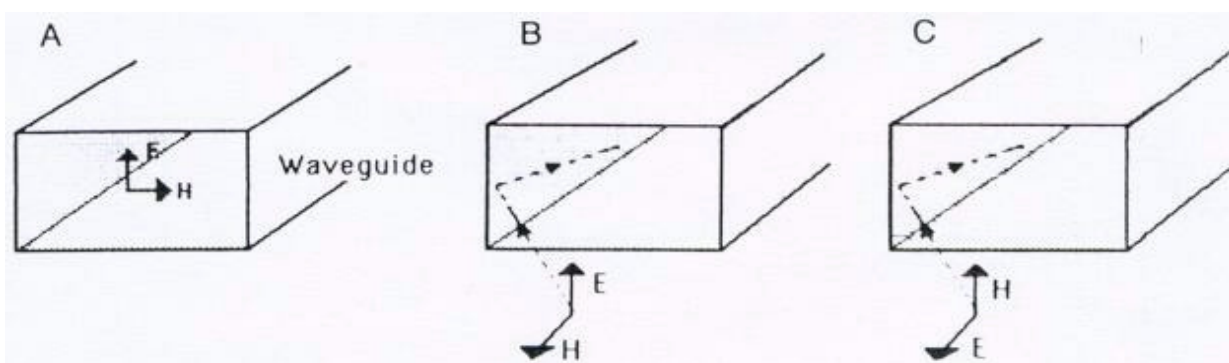
Αναφερόμενοι στο σχήμα 3.2B, το μέτωπο του ηλεκτρομαγνητικού κύματος έχει ορισμένα χαρακτηριστικά. Η διεύθυνση διάδοσης, το ηλεκτρικό πεδίο και το μαγνητικό πεδίο είναι αμοιβαία κάθετα το ένα με το άλλο. Αυτός ο ρυθμός διάδοσης είναι γνωστός ως **εγκάρσιος ηλεκτρομαγνητικός (TEM) ρυθμός**. Οι ρυθμοί TEM είναι οι κύριοι ρυθμοί διάδοσης για όλες τις γραμμές μεταφοράς χαμηλής συχνότητας και δεν επιτρέπονται σε κυματοδηγούς.

Ο TEM ρυθμός είναι ρυθμός χαμηλής συχνότητας και σχετίζεται με το γεγονός ότι τα μήκη κύματος των χαμηλών συχνοτήτων είναι συνήθως πολύ μεγαλύτερα από τις φυσικές διαστάσεις (μήκος και πλάτος) των γραμμών μεταφοράς. Καθώς η συχνότητα αυξάνει, το μήκος κύματος μειώνεται και γίνεται συγκρίσιμο με το μήκος και το πλάτος της γραμμής. Έτσι ο TEM ρυθμός κυριαρχεί στις χαμηλές συχνότητες και άλλοι ρυθμοί κυριαρχούν στις υψηλές συχνότητες.

3.2.2 Άλλοι ρυθμοί

Σε αντίθεση με τον TEM ρυθμό, τα ηλεκτρικά πεδία E ή τα μαγνητικά πεδία H ή και τα δύο των άλλων ρυθμών έχουν μερικές συνιστώσες τους κατά μήκος της διεύθυνσης διάδοσης. Θα χρησιμοποιήσουμε έναν τετραγωνικό κυματοδηγό για να ορίσουμε τους άλλους ρυθμούς. Ας φανταστούμε τρεις τύπους ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων που εισέρχονται σε έναν τετραγωνικό κυματοδηγό.

Ο πρώτος τύπος είναι ένας TEM ρυθμός (σχήμα 3.3A) και δεν επιτρέπεται σε κυματοδηγό. Ο δεύτερος και ο τρίτος τύπος είναι τέτοιοι ώστε το ηλεκτρομαγνητικό κύμα εισέρχεται στον κυματοδηγό υπό γωνία και διαδίδεται κατά μήκος του κυματοδηγού με μία ζιγκ-ζαγκ μορφή. Στο δεύτερο τύπο, το ηλεκτρικό πεδίο είναι κάθετο στη διεύθυνση διαδόσεως, που είναι κατά τη διεύθυνση του μήκους του κυματοδηγού (σχήμα 3.3B). Αυτός ονομάζεται **εγκάρσιος ηλεκτρικός (TE) ρυθμός**. Στον τρίτο τύπο, το μαγνητικό πεδίο είναι κάθετο στη διεύθυνση διαδόσεως (σχήμα 3.3C). Αυτός ονομάζεται **εγκάρσιος μαγνητικός (TM) ρυθμός**.



Σχήμα 3.3: (Α) *TEM* ρυθμός (Β) *TE* ρυθμός (Γ) *TM* ρυθμός.

3.3 Θεωρία γραμμών μεταφοράς

Είμαστε τώρα σε θέση να αναπτύξουμε ένα γενικό θεωρητικό υπόβαθρο για γραμμές μεταφοράς. Η θεωρία εφαρμόζεται σε γραμμές μεταφοράς όλων των τύπων: παράλληλες γραμμές, συνεστραμμένο ζεύγος, ομοαξονικό καλώδιο ακόμα και κυματοδηγούς.

Ας θεωρήσουμε δύο παράλληλες γραμμές όπως φαίνονται στο σχήμα 3.5. Μεταξύ των δύο αγωγών υπάρχει το μονωτικό στρώμα ή ο αέρας και τα δύο από τα οποία είναι διηλεκτρικά. Όλοι οι αγωγοί έχουν κάποια ωμική αντίσταση r' , ανεξάρτητα από το πόσο υψηλή είναι η αγωγιμότητά τους. Επίσης χαρακτηρίζονται από τη μαγνητική επαγωγή L' και τη χωρητικότητα C . Τέλος, όλα τα διηλεκτρικά μέσα επιτρέπουν τη ροή ρεύματος διαρροής, ειδικά σε υψηλή τάση. Είναι επομένως απαραίτητο να θεωρήσουμε μία αντίσταση R (η οποία μπορεί να είναι 10^{12} *Ohms* ή περισσότερο) στη διαδρομή διαρροής μεταξύ των δύο αγωγών. Μερικές φορές η R αντικαθίσταται από την αντίστροφη ποσότητα, την αγωγιμότητα G (όσο μικρότερο είναι το G , τόσο καλύτερη είναι η μόνωση). Το συνολικό κύκλωμα και το ισοδύναμό του φαίνονται στο σχήμα 3.6. Αν οι δύο γραμμές εκτείνονται στο άπειρο, το ισοδύναμο κύκλωμα θα εκτείνεται επίσης στο άπειρο. Οι ποσότητες r , R , C και L του σχήματος 3.6(B) καθορίζονται ως ποσότητες ανά μονάδα μήκους. Με άλλα λόγια, αυτές οι ηλεκτρικές ποσότητες είναι κατανεμημένες παρά διακριτές. Η ισοδύναμη αντίσταση των άπειρων γραμμών μπορεί να υπολογιστεί από τη σχέση:

$$Z_o = \sqrt{\frac{r + jL\omega}{G + jC\omega}} \quad (3.1)$$

όπου $G=1/R$ η αγωγιμότητα του διηλεκτρικού μέσου και $\omega=2\pi f$.

Για μια γραμμή απεριόριστα μεγάλη και χωρίς απώλειες, είναι $r=0$ και $G=0$. Η αντίσταση Z_o λαμβάνει τη μορφή:

$$Z_o = \sqrt{\frac{L}{C}} \quad (3.2)$$

όπου L και C είναι η επαγωγή ανά μονάδα μήκους και η χωρητικότητα ανά μονάδα μήκους, αντίστοιχα. Η ποσότητα Z_o είναι γνωστή ως η **χαρακτηριστική αντίσταση της γραμμής μεταφοράς**. Οι ποσότητες L και C είναι μετρήσιμες ή υπολογίσιμες και γενικά καθορίζονται από τον κατασκευαστή για μια συγκεκριμένη γραμμή μεταφοράς. Για ένα σήμα που ταξιδεύει μέσα σε ένα καλώδιο, η χωρητικότητα C του καλωδίου

βοηθά στον καθορισμό της έντασης του ηλεκτρικού πεδίου E του σήματος. Η επαγωγή L του καλωδίου, σχετίζεται με το μαγνητικό πεδίο H του σήματος. Έτσι η χαρακτηριστική αντίσταση ορίζεται ως:

$$Z_o = \frac{E}{H} \quad (3.3)$$

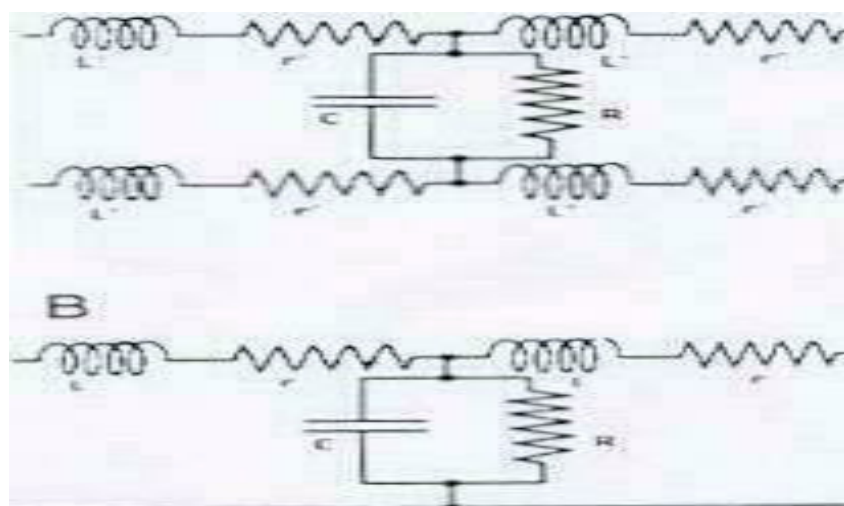
ή ως:

$$Z_o = \sqrt{\frac{L}{C}} \quad (3.4)$$

Η χαρακτηριστική αντίσταση που δίνεται από την (3.3) είναι περισσότερο κατάλληλη για μία δέσμη ηλεκτρομαγνητικού κύματος που ταξιδεύει μέσα σε έναν κυματοδηγό. Το ηλεκτρικό και μαγνητικό πεδίο του κύματος αλληλεπιδρά με τα τοιχώματα του κυματοδηγού. Επομένως, το ηλεκτρικό ή μαγνητικό πεδίο ή και τα δύο θα μεταβάλλονται κατά κάτι, συγκρινόμενα με όταν το σήμα ταξιδεύει στον ελεύθερο χώρο. Επομένως, η χαρακτηριστική αντίσταση του κυματοδηγού είναι διαφορετική από εκείνη του ελεύθερου χώρου. Η διαφορά θα είναι ακόμη πιο σημαντική αν το εσωτερικό του κυματοδηγού είναι γεμάτο με διηλεκτρικό αντί για αέρα ή το κενό.



Σχήμα 3.4: Δύο παράλληλα αγωγίμα καλώδια που χωρίζονται από ένα ή δύο διηλεκτρικά στρώματα.



Σχήμα 3.5: (A) Το ισοδύναμο κύκλωμα μιας γραμμής μεταφοράς και (B) η απλοποιημένη του μορφή.

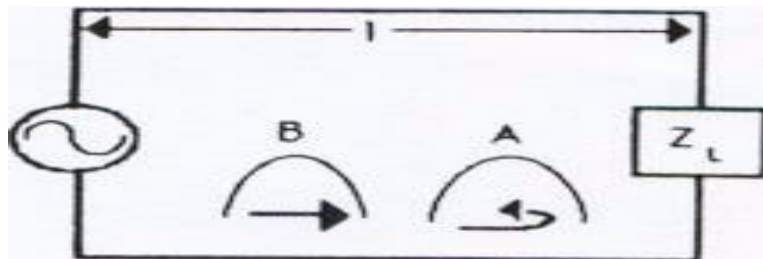
3.4 Ταχύτητα διάδοσης

Στον ελεύθερο χώρο, ένα ηλεκτρομαγνητικό κύμα ταξιδεύει με την ταχύτητα του φωτός $c=3\cdot 10^8$ m/sec . Σε μια γραμμή μεταφοράς η επαγωγή κατά μήκος της γραμμής και η χωρητικότητα της γραμμής επιβραδύνουν τη διάδοση. Η ταχύτητα διάδοσης σε μία γραμμή μεταφοράς γνωστής επαγωγής και χωρητικότητας ανά μονάδα μήκους, είναι:

$$v = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (3.5)$$

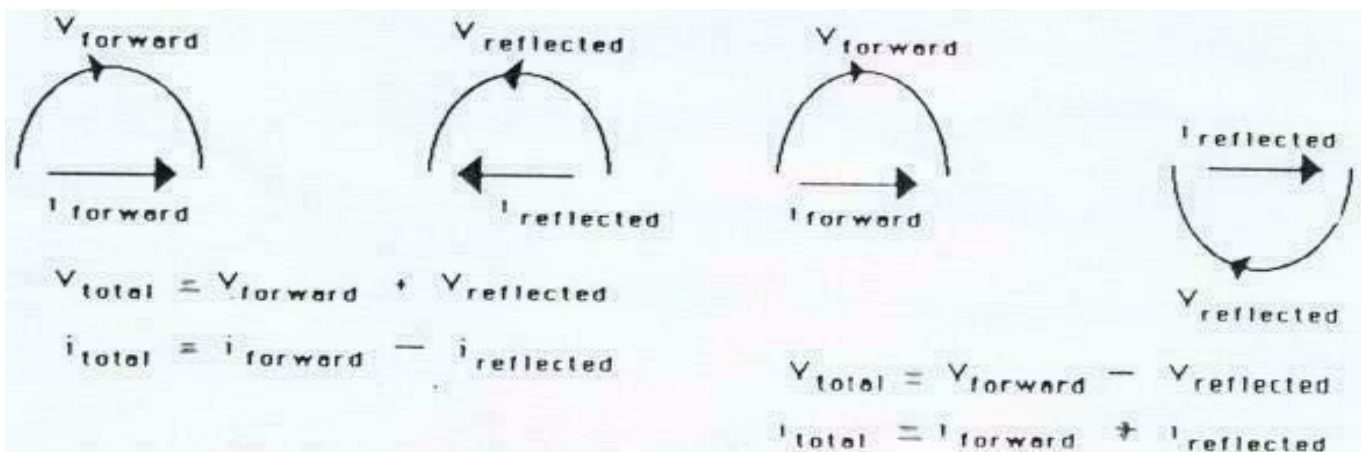
3.5 Στάσιμο κύμα

Ας θεωρήσουμε μία γενική περίπτωση στην οποία η αντίσταση της γραμμής δεν είναι η ίδια με αυτή του φορτίου. Το μέτωπο του κύματος A χτυπά το φορτίο Z_L και όταν δεν απορροφάται όλη η ενέργεια από το Z_L , η υπόλοιπη ανακλάται. Το ανακλώμενο κύμα, ταξιδεύει από τα δεξιά προς τα αριστερά (σχήμα 3.6) και συναντά ένα άλλο μέτωπο κύματος B (το οποίο δημιουργήθηκε λίγο χρόνο μετά το A). Το προς τα εμπρός κύμα και το ανακλώμενο κύμα μπορούν να συνυπάρχουν και αλληλεπιδρούν μεταξύ τους. Τότε λέμε ότι δημιουργείται ένα στάσιμο κύμα.



Σχήμα 3.6: Δημιουργία στασίμου κύματος.

Σε ένα συγκεκριμένο σημείο P , υπάρχει κάποια ορισμένη διαφορά φάσεως μεταξύ του προς τα εμπρός κύματος και του ανακλώμενου κύματος. Αυτή η διαφορά φάσεως καθορίζεται από το μήκος κύματος του κύματος, το ακριβές μήκος της γραμμής και τη θέση του σημείου P σχετικά με την πηγή ή το φορτίο. Στάσιμα κύματα δημιουργούνται για τα μέτωπα κύματος της τάσεως και του ρεύματος. Αν δεν υπάρχει ανάκλαση, τα μέτωπα κύματος για την τάση και το ρεύμα είναι σε φάση. Αν δύο θετικά μέτωπα κύματος (ένα προς τα εμπρός και ένα ανακλώμενο) συναντηθούν, τα μέτωπα κύματος του ρεύματος αφαιρούνται, ενώ της τάσεως προστίθενται (σχήμα 3.7). Ομοίως, αν ένα θετικό μέτωπο συναντήσει ένα αρνητικό μέτωπο, τα ρεύματα θα προστεθούν και οι τάσεις θα αφαιρεθούν.



Σχήμα 3.7: Δύο πιθανές αλληλεπιδράσεις μεταξύ της τάσεως (ρεύματος) του προς τα εμπρός κύματος και της τάσεως (ρεύματος) του ανακλώμενου κύματος.

Ο λόγος $V_{ολικό}$ προς $i_{ολικό}$ σε κάθε σημείο ονομάζεται (φαινομένη) αντίσταση (σ' αυτό το σημείο). Η ακριβής τιμή εξαρτάται από τη σχετική θέση του μετώπου του κύματος από κάποιο σημείο αναφοράς. Συνήθως διαλέγουμε το φορτίο ως σημείο αναφοράς. Η έκφραση για τη φαινομένη αντίσταση δίνεται παρακάτω και η αντίστοιχη απόσταση s μετριέται από το φορτίο όπως φαίνεται στο σχήμα 3.8:

$$Z(s) = \frac{V_{ολικό}(s)}{i_{ολικό}(s)} = \frac{V_f(s) \pm V_r(s)}{i_f(s) \mu i_r(s)} \quad (3.6)$$

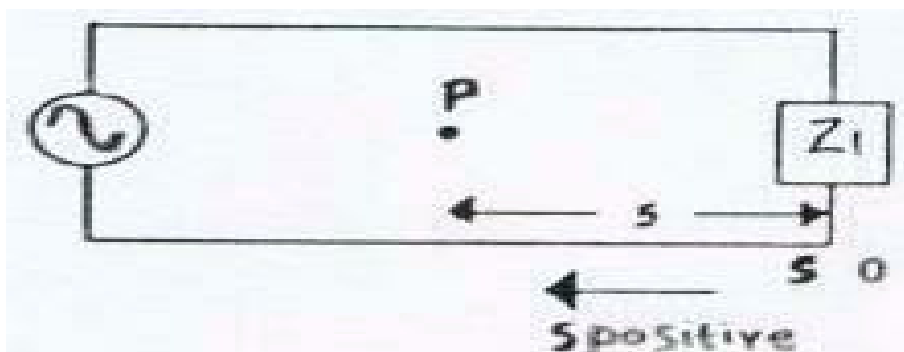
Καθώς το s μεταβάλλεται, η φασική σχέση μεταξύ του προς τα εμπρός και του ανακλώμενου κύματος αλλάζει. Αυτό σημαίνει ότι η ολική τάση και το ολικό ρεύμα μεταβάλλονται με το s όπως και η αντίσταση. Η ακριβής έκφραση της (3.6) είναι:

$$Z(s) = \frac{Z_o(Z_L + jZ_o \tan \beta s)}{Z_o + jZ_L \tan \beta s} \quad (3.7)$$

,όπου $\beta = 360^\circ/\lambda_g$. Ορίζουμε το λ_g ως το μήκος κύματος του σήματος μέσα στον κυματοδηγό, οποίο ονομάζεται **οδηγούμενο μήκος κύματος**. Έτσι υπολογίζεται η παρακάτω ποσότητα που δίνει τη διαφορά φάσεως:

$$\beta s = \frac{360^\circ \cdot s}{\lambda_g} \quad (3.8)$$

Ο φανταστικός αριθμός j στην εξίσωση (3.7) συμβαίνει επειδή υπάρχει μια διαφορά φάσεως μεταξύ της ολικής τάσης και του ολικού ρεύματος. Αυτή η διαφορά φάσεως είναι διαφορετική από εκείνη μεταξύ των προς τα εμπρός και των ανακλώμενων κυμάτων.



Σχήμα 3.8: Απαραίτητες παράμετροι για τον καθορισμό της εξίσωσης στασίμου κύματος.

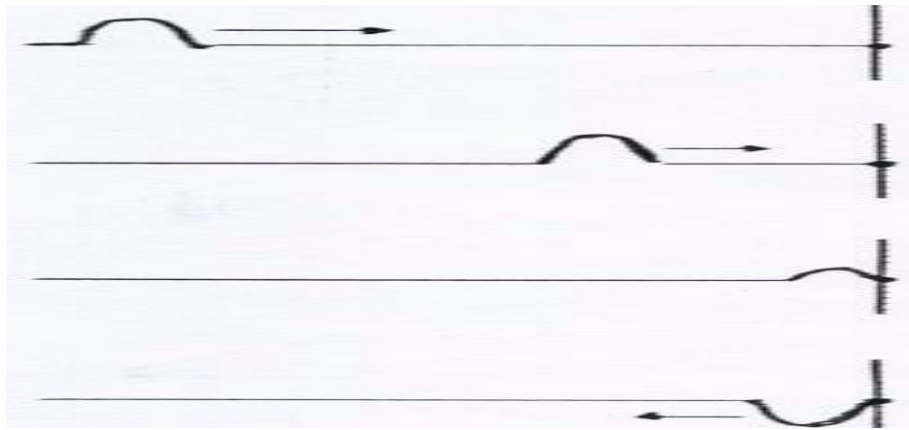
3.6 Κανονικοποίηση μήκους

Αρκετά συχνά είναι επιθυμητό να εκφράσουμε ένα δεδομένο μήκος ή απόσταση σε όρους μιας μονάδας μήκους που μας βολεύει. Έτσι διαλέγουμε το μήκος κύματος λ_g ως μήκος αναφοράς. Όπως και η κανονικοποιημένη αντίσταση το μήκος κύματος αναφοράς είναι αδιάστατο.

3.7 Στάσιμο κύμα και λόγος στασίμων κυμάτων

Ένα στάσιμο κύμα δημιουργείται όταν δύο κύματα που ταξιδεύουν σε αντίθετες κατευθύνσεις αλληλεπιδρούν μεταξύ τους. Κάτι ανάλογο συμβαίνει, αν φανταστούμε ένα σχοινί με το ένα άκρο του καρφωμένο σε έναν τοίχο και το άλλο άκρο του να το κρατάει ένας άνθρωπος.

Όταν ο άνθρωπος κουνάει το σχοινί ένα κύμα στέλνεται στο σχοινί προς τον τοίχο (**σχήμα 3.9**). Το σημαντικό στοιχείο εδώ είναι ότι το ένα άκρο του σχοινιού είναι ακινητοποιημένο στον τοίχο και το σχοινί δεν μπορεί να θέσει αυτή την ένωση σε κίνηση. Συνεπώς όλο το κύμα ανακλάται και το παράδειγμα αυτό είναι ανάλογο με έναν κυματοδηγό που τερματίζεται από ένα βραχυκύκλωμα.

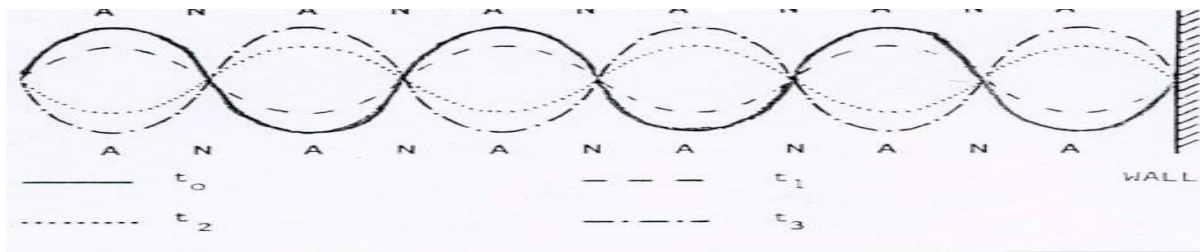


Σχήμα 3.9: Η διάδοση ενός παλμού κατά μήκος ενός σχοινιού που είναι ακινητοποιημένο στο ένα άκρο του.

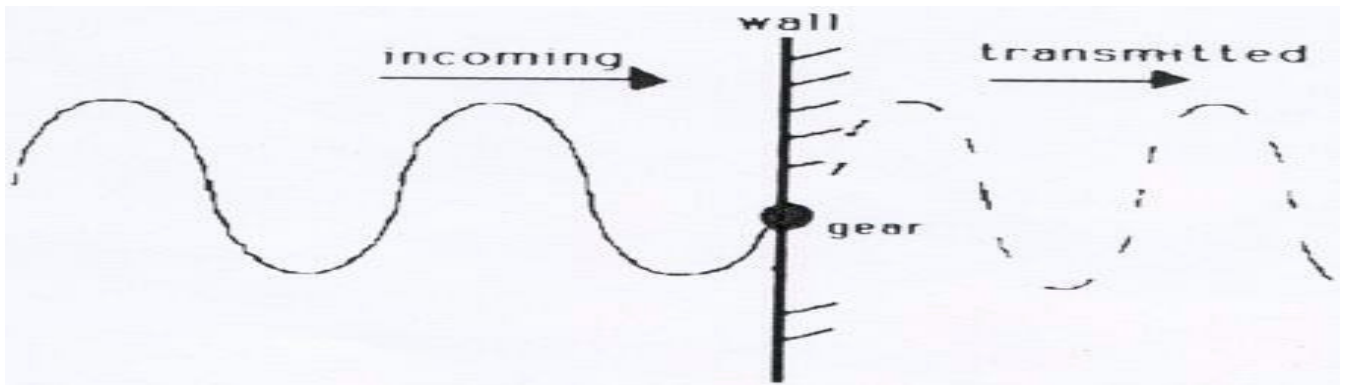
Τώρα, αν φανταστούμε τον άνθρωπο να κουνάει το σχοινί συνεχώς με έναν ημιτονοειδή τρόπο. Το ανακλώμενο κύμα, του οποίου το ιδανικό πλάτος είναι ίσο με εκείνο το προσπίπτοντος κύματος, θα σχηματίσει ένα στάσιμο κύμα όπως φαίνεται στο σχήμα 3.12. Μία σημαντική ιδιότητα του στασίμου κύματος είναι ότι υπάρχουν κόμβοι (nodes- N) και αντικόμβοι (antinodes- A). Οι κόμβοι είναι οι θέσεις κατά μήκος του στασίμου κύματος, όπου δεν υπάρχει καθαρή κίνηση (όλα τα N στο **σχήμα 3.12**). Οι αντικόμβοι είναι εκείνες οι θέσεις στις οποίες τα πλάτη της κινήσεως είναι μέγιστα (όλα τα A στο **σχήμα 3.10**).

Ας συνδέσουμε τώρα το ένα άκρο του σχοινιού σε έναν τροχό στην άκρη του τοίχου, ο οποίος είναι μετακινούμενος στην κατακόρυφη διεύθυνση. Επίσης, ένα άλλο σχοινί διαφορετικής μάζας συνδέεται σ' αυτόν τον τροχό πίσω από τον τοίχο (σχήμα 3.11). Υπάρχει μια κακή προσαρμογή μεταξύ του αριστερού και του δεξιού σχοινιού, παρόμοια με την κακή προσαρμογή στην αντίσταση της γραμμής.

Το προσπίπτον κύμα θα θέσει τον τροχό και το δεξιό σχοινί σε κίνηση. Επίσης υπάρχει και ανάκλαση, όχι όμως 100%. Ο βαθμός ανάκλασης στα αριστερά εξαρτάται από το βαθμό της κακής προσαρμογής. Σε μια γραμμή μεταφοράς, σχηματίζονται στάσιμα κύματα της τάσεως και του ρεύματος. Για τους κυματοδηγούς, τα ηλεκτρικά πεδία των προς τα εμπρός και των ανακλώμενων ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων σχηματίζουν ένα στάσιμο κύμα. Το ίδιο συμβαίνει και για τα μαγνητικά πεδία. Μία χρήσιμη ποσότητα για το χαρακτηρισμό ενός στασίμου κύματος είναι ο **λόγος στασίμων κυμάτων (SWR)**. Επειδή η τάση είναι γενικά η πιο σημαντική παράμετρος που μετρείται, θα εξετάσουμε το λόγο στασίμων κυμάτων της τάσεως (**VSWR**).



Σχήμα 3.10: Στάσιμο κύμα σε ένα σχοινί που κινείται συνέχεια στο ένα άκρο και είναι ακινητοποιημένο στο άλλο. Δείχνονται τέσσερις χρονικές στιγμές.



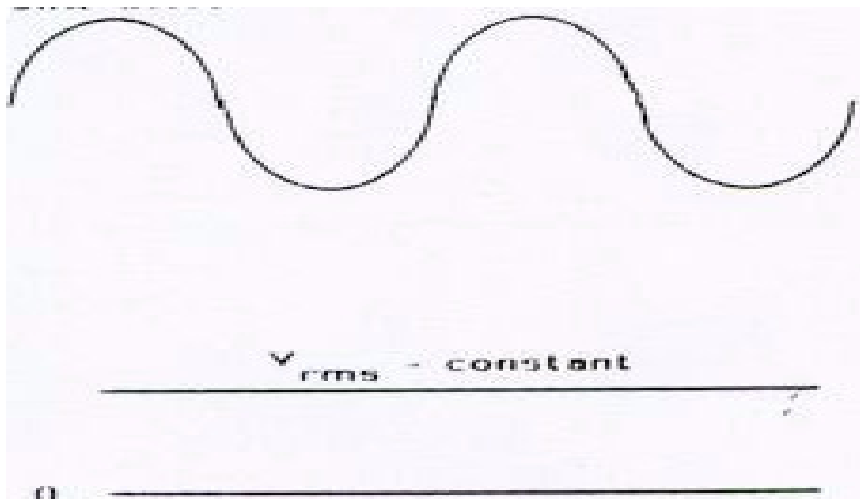
Σχήμα 3.11: Μηχανικό ανάλογο μιας κακής προσαρμογής.

Ας θεωρήσουμε ένα προς τα εμπρός κινούμενο ημιτονοειδές κύμα όπως φαίνεται στο σχήμα 3.12. Η ενεργός τιμή του (*rms*) είναι V_f . Αν το κύμα ταξιδεύει προς τα εμπρός χωρίς ανάκλαση, η *rms* τιμή του είναι σταθερή. Το τετράγωνο της *rms* τιμής του κύματος είναι ανάλογο της ισχύος.

Ένα ομοιόμορφο ημιτονοειδές κύμα σημαίνει ότι σε κάθε κύκλο μεταφέρει την ίδια ενέργεια. Τώρα, ας υποθέσουμε ότι αυτό το προς τα εμπρός κύμα έχει ως αποτέλεσμα ένα ανακλώμενο κύμα όταν συναντήσει το φορτίο. Το ανακλώμενο κύμα έχει τη δική του *rms* τιμή, V_r . Σε ένα στάσιμο κύμα τάσεως, η τάση του προς τα εμπρός κύματος συνδυάζεται με την τάση του ανακλώμενου κύματος.

Κατά συνέπεια, θα έχουμε μέγιστη *rms* τιμή σε κάποιες θέσεις, ελάχιστη *rms* τιμή σε κάποιες άλλες θέσεις και τιμές μεταξύ του μεγίστου και του ελαχίστου στις υπόλοιπες θέσεις. Ο λόγος της μέγιστης *rms* τάσεως προς την ελάχιστη *rms* τιμή είναι ο λόγος στασίμων κυμάτων της τάσεως (*VSWR*):

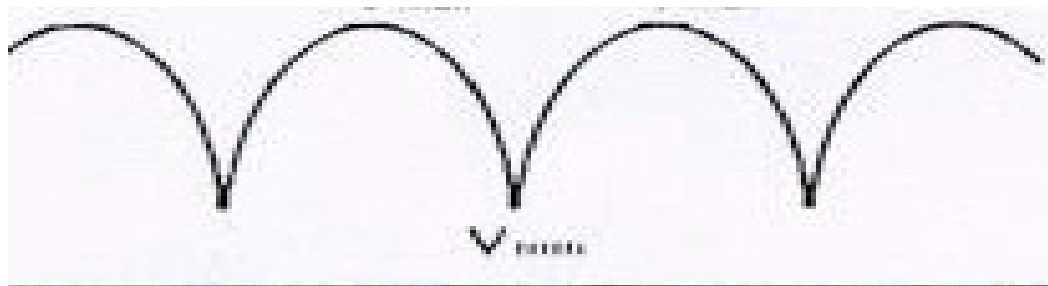
$$VSWR = \frac{V_{\max}}{V_{\min}} \quad (3.9)$$



Σχήμα 3.12: Η *rms* τιμή ενός ημιτονοειδούς κύματος

Στο **σχήμα 3.15** φαίνεται η μεταβολή της *rms* τάσης (που αντιστοιχεί στην ισχύ) του στασίμου κύματος. Μία σημαντική ιδιότητα του στασίμου κύματος είναι ότι τα ελάχιστα (ή τα μέγιστα) επαναλαμβάνονται κάθε μισό μήκος κύματος.

Αυτό εξηγείται από το γεγονός ότι η ισχύς ενός κύματος είναι ανεξάρτητη από το πρόσημο του κύματος, δηλαδή το θετικό μισό του ημιτονοειδούς κύματος μεταφέρει την ίδια ισχύ όπως και το αρνητικό μισό. Επίσης σημειώνουμε ότι το *VSWR* ορίζεται και ως ο λόγος του μέγιστου πλάτους της τάσεως (αντί της *rms* τιμής) προς τα ελάχιστο πλάτος της τάσεως.

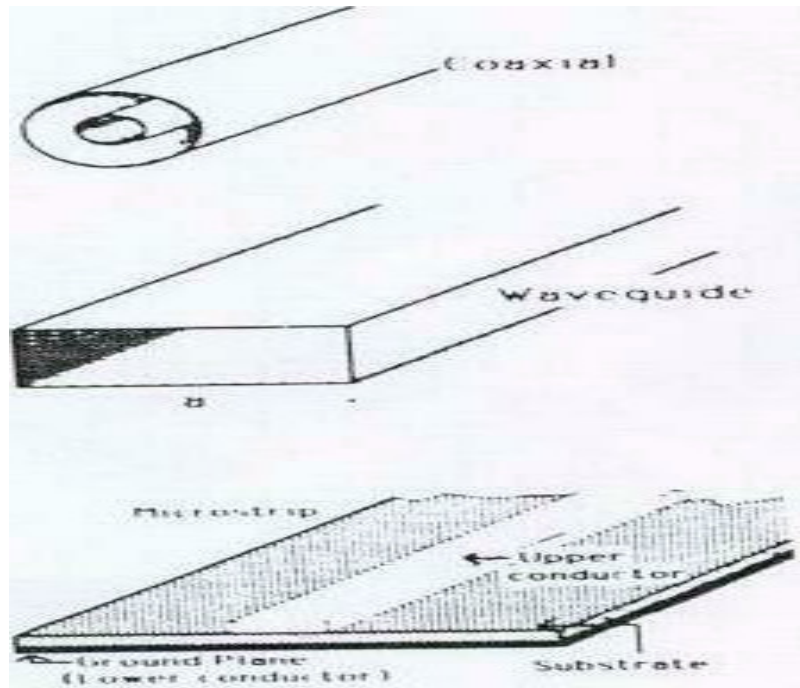


Σχήμα 3.15: Η *rms* μεταβολή της τιμής ενός στασίμου κύματος.

3.8 Οδηγούμενα μήκη κύματος

Όταν ένα ηλεκτρομαγνητικό κύμα ταξιδεύει στον ελεύθερο χώρο, δεν υπάρχει καμία ηλεκτρική ή μαγνητική αλληλεπίδραση μεταξύ του κύματος και του περιβάλλοντος. Μέσα σε ένα μέσο όμως, υπάρχει αλληλεπίδραση μεταξύ του ηλεκτρικού ή μαγνητικού πεδίου ή και των δύο με το μέσον. Το αποτέλεσμα είναι, η ταχύτητα της διάδοσης του ηλεκτρομαγνητικού κύματος να μην είναι πλέον $c=3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$, αλλά δίνεται από την (3.5).

Η μεταβολή στην ταχύτητα διαδόσεως οδηγεί σε μία μεταβολή στο μήκος κύματος του σήματος και έτσι έχουμε το **οδηγούμενο μήκος κύματος** εντός της γραμμής. Τα σύμβολα για το μήκος κύματος ελευθέρου χώρου και το οδηγούμενο μήκος κύματος είναι λ_o και λ_g , αντίστοιχα. Τα οδηγούμενα μήκη κύματος για τρεις τύπους γραμμών μεταφοράς (**σχήμα 3.16**) δίνονται παρακάτω.



Σχήμα 3.16: Γεωμετρίες τριών γραμμών μεταφοράς για τον υπολογισμό των οδηγούμενων μηκών κύματος στις τρεις γραμμές.

Για το ομοαξονικό καλώδιο:

$$\lambda_g = \frac{\lambda_o}{\sqrt{\epsilon_r}} \quad (3.10)$$

Για τετραγωνικό κυματοδηγό:

$$\lambda_g = \frac{\lambda_o}{\sqrt{\epsilon_r} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_o}{2a}\right)^2}} \quad (3.11)$$

Για μικροταινιακή γραμμή:

$$\lambda_g = \frac{\lambda_o}{\sqrt{\epsilon_{eff}}} \quad (3.12)$$

όπου ϵ_r η διηλεκτρική σταθερά του μέσου που υπάρχει μέσα στον κυματοδηγό ή μεταξύ των αγωγών,

α το πλάτος του τετραγωνικού κυματοδηγού,

$$\epsilon_{eff} = \frac{\epsilon_1 + \epsilon_2}{2} \quad \text{η ενεργός διηλεκτρική σταθερά της μικροταινιακής γραμμής,}$$

ϵ_1 η διηλεκτρική σταθερά του υποστρώματος της μικροταινιακής γραμμής

μεταξύ των δύο αγωγίμων επιπέδων ή γραμμών,

ϵ_2 η διηλεκτρική σταθερά του μέσου που περιβάλλει τη μικροταινιακή γραμμή.

3.9 Σύγκριση διαφορετικών γραμμών μεταφοράς

Κατά την επιλογή του τύπου της γραμμής μεταφοράς που θα χρησιμοποιηθεί στο σχεδιασμό ενός κυκλώματος ή ενός συστήματος, πρέπει να λάβουμε υπόψη διάφορους παράγοντες όπως η διαχείριση ισχύος, η θερμοκρασία (που μπορεί να είναι έμμεσα ή άμεσα αποτέλεσμα της ισχύος), η ευλυγισία της γραμμής, η εξασθένιση ισχύος και οι διαστάσεις της γραμμής.

Γενικά, οι κυματοδηγοί μπορούν να χειριστούν μεγάλα ποσά ισχύος και έχουν μικρή εξασθένιση. Όταν η ισχύς του σήματος είναι μεγάλη, το ηλεκτρικό πεδίο είναι ισχυρό και μπορεί να προκαλέσει ηλεκτρικό τόξο ή διάσπαση του διηλεκτρικού ή του αέρα στον κυματοδηγό. Επομένως οι υψηλότεροι κυματοδηγοί μπορούν να χειριστούν υψηλότερες ισχύεις. Όμως, οι κυματοδηγοί έχουν το μειονέκτημα ότι είναι ογκώδεις και έχουν στενό εύρος ζώνης.

Τα ομοαξονικά καλώδια μπορούν να χειριστούν μέσα ποσά ισχύος, να λειτουργήσουν από dc μέχρι μερικά GHz και είναι ευλύγιστα. Η εξασθένιση μιας ομοαξονικής γραμμής, αυξάνει με τη συχνότητα εξαιτίας των διηλεκτρικών απωλειών του μέσου.

Οι ταινιογραμμές χρησιμοποιούνται για υβριδικά και μονολιθικά ολοκληρωμένα κυκλώματα λόγω του συμπαγούς χώρου που καταλαμβάνουν. Η εξασθένιση των ταινιογραμμών είναι γενικά μεγάλη.

4. ΑΠΩΛΕΙΕΣ ΠΑΡΕΜΒΟΛΗΣ, ΚΕΡΔΟΣ ΙΣΧΥΟΣ ΚΑΙ ΑΠΩΛΕΙΕΣ ΕΠΙΣΤΡΟΦΗΣ

4.1 Εισαγωγή

Στα μικροκυματικά συστήματα, χρησιμοποιούμε τις έννοιες απώλεια παρεμβολής και απώλεια επιστροφής για να δηλώσουμε απορρόφηση και ανάκλαση της μικροκυματικής ισχύος (ή του σήματος).

4.2 Απώλεια παρεμβολής και εξασθένιση

Όπως είδαμε στο προηγούμενο Κεφάλαιο, τα μικροκυματικά σήματα συνδέονται με καλώδια, κυματοδηγούς ή γραμμές. Αυτά τα στοιχεία, ιδανικά, δεν έχουν dc αντίσταση ή σύνθετη αντίσταση σε χαμηλές ή υψηλές συχνότητες. Με άλλα λόγια, δεν απορροφούν καθόλου μικροκυματική ισχύ. Στην πράξη όμως, ένα μέρος της μικροκυματικής ισχύος απορροφάται εξαιτίας του επιδερμικού βάρους. Ως αποτέλεσμα, η ισχύς που εξέρχεται από ένα καλώδιο είναι μικρότερη από αυτήν που εισέρχεται στο καλώδιο.

Η απορρόφηση της ισχύος συνήθως ονομάζεται **εξασθένιση** και η απορροφούμενη ισχύς μετατρέπεται σε θερμότητα. Ένας άλλος λόγος που η ισχύς εξόδου είναι μικρότερη από την ισχύ εισόδου, είναι η **ανάκλαση**. Έτσι, ένα στοιχείο ή συσκευή μπορεί να ανακλά κάποια από την ισχύ εισόδου και επιτρέπει την υπόλοιπη να περάσει χωρίς απορρόφηση. Θα πρέπει να σημειωθεί ότι η εξασθένιση οφείλεται αποκλειστικά σε απορρόφηση και κατανάλωση ισχύος, ενώ οι **απώλειες παρεμβολής** λαμβάνουν υπόψη την ανάκλαση και την εξασθένιση. Συγκεκριμένα, η απώλεια παρεμβολής είναι οι ίδια με την εξασθένιση αν δεν υπάρχει ανάκλαση ισχύος παρά μόνο απορρόφηση. Η απώλεια παρεμβολής (Insertion Loss, IL) για ένα δεδομένο στοιχείο, ορίζεται ως ο λόγος της ισχύος εισόδου προς την ισχύ εξόδου:

$$IL = P_{in} / P_{out} \quad (4.1)$$

Σημειώνεται ότι η απώλεια παρεμβολής εφαρμόζεται σε παθητικά στοιχεία. Οι ενεργές συσκευές, όπως ένας ενισχυτής, προσθέτουν ισχύ στην είσοδο έτσι ώστε η ισχύς εξόδου είναι μεγαλύτερη από την ισχύ εισόδου. Ένα χωρίς απώλειες στοιχείο θα έχει απώλεια παρεμβολής ίση με 1 επειδή η ισχύς εξόδου είναι ακριβώς ίση με την ισχύ εισόδου. Από την άλλη, ένα στοιχείο με άπειρη απώλεια παρεμβολής σημαίνει ότι απορροφά ή ανακλά το 100% της ισχύος εισόδου, δηλαδή η P_{out} είναι μηδέν. Επομένως, όσο μεγαλύτερη είναι η απώλεια παρεμβολής, τόσο περισσότερη απορρόφηση ισχύος έχει το στοιχείο. Η απώλεια παρεμβολής ενός στοιχείου μπορεί να εκφραστεί σε dB . Έτσι, έχουμε:

$$IL (dB) = P_{in}(dBm) - P_{out}(dBm) \quad (4.2)$$

Ένα ιδανικό στοιχείο ($IL=1$) έχει απώλεια παρεμβολής 0 dB . Συνήθως οι κατασκευαστές δηλώνουν την εξασθένιση των προϊόντων τους σε dB . Στην περίπτωση καλωδίου ή κυματοδηγού, δίνεται συνήθως η εξασθένιση ανά μονάδα μήκους.

4.3 Απώλεια παρεμβολής σε σειρά

Αν έχουμε n στοιχεία σε σειρά, η ολική απώλεια δίνεται από το γινόμενο των επιμέρους απωλειών, όταν αυτές οι τιμές εκφράζονται σε αδιάστατη μορφή, δηλαδή:

$$IL (\text{ολική}) = IL (1) \bullet IL (2) \bullet \dots \bullet IL (n) \quad (4.3)$$

Αν εκφράσουμε την απώλεια παρεμβολής σε dB θα έχουμε την παρακάτω έκφραση:

$$IL (\text{ολική, dB}) = IL (1, \text{dB}) + IL (2, \text{dB}) + \dots + IL (n, \text{dB}) \quad (4.4)$$

4.4 Κέρδος ισχύος

Στα μικροκυματικά κυκλώματα, ο ενισχυτής ενισχύει την ισχύ. Η ισχύς εξόδου είναι μεγαλύτερη από την ισχύ εισόδου κατά έναν παράγοντα που ονομάζεται κέρδος (ισχύος), G . Αυτή η έξτρα ισχύς προέρχεται από το τροφοδοτικό που λειτουργεί τον ενισχυτή. Έτσι το κέρδος του ενισχυτή υπολογίζεται ως:

$$G(\text{κέρδος}) = \frac{P_{out}}{P_{in}} \quad (4.5)$$

Το κέρδος ισχύος μπορεί να εκφραστεί και σε dB:

$$G (\text{dB}) = P_{out} (\text{dBm}) - P_{in} (\text{dBm}) \quad (4.6)$$

4.5 Ενισχυτές σε σειρά

Αν έχουμε n ενισχυτές σε σειρά, το συνολικό κέρδος δίνεται από το γινόμενο των επιμέρους κερδών, δηλαδή:

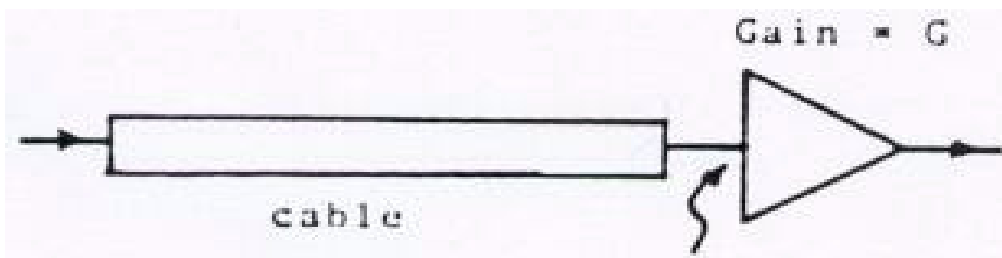
$$G_T (\text{ολικό κέρδος}) = G_1 \bullet G_2 \bullet \dots \bullet G_n \quad (4.7)$$

Αν εκφράσουμε την παραπάνω σχέση σε dB, θα έχουμε:

$$G_T (\text{ολικό κέρδος, dB}) = G_1 (\text{dB}) + G_2 (\text{dB}) + \dots + G_n (\text{dB}) \quad (4.8)$$

4.6 Συνδυασμός κέρδους και απώλειας παρεμβολής

Είμαστε τώρα σε θέση να χρησιμοποιήσουμε τις έννοιες του κέρδους και της απώλειας παρεμβολής σε πρακτικές εφαρμογές. Στο σχήμα 4.1 φαίνεται ένα σήμα εισόδου που εφαρμόζεται στο ένα άκρο μιας γραμμής μεταφοράς. Η γραμμή έχει κάποια απώλεια παρεμβολής. Επομένως, η ισχύς του σήματος αφού περάσει μέσα από το καλώδιο εξασθενεί και στη συνέχεια ενισχύεται από έναν ενισχυτή με δεδομένο σταθερό κέρδος.



Σχήμα 4.1: Συνδυασμός εξασθένησης με κέρδος.

Η ισχύς εξόδου P_{out} θα δίνεται από τη σχέση:

$$P_{out} = P_{in} \cdot \frac{G}{IL} \quad (4.9)$$

Η παραπάνω έκφραση σε dB γίνεται:

$$P_{out} = P_{in} (dBm) - IL(dB) + G(dB) \quad (4.10)$$

4.7 Απώλεια επιστροφής

Όταν μία δέσμη μικροκυμάτων εισέρχεται σε ένα σύστημα που δεν είναι τέλεια προσαρμοσμένο, γενικά θα υπάρχει μία ανάκλαση. Μέρος της ισχύος εισόδου απορροφάται ή μεταδίδεται στο σύστημα και η υπόλοιπη ανακλάται. Όταν το ανακλώμενο κύμα συναντά το προσπίπτον κύμα, γίνεται αλληλεπίδραση, που έχει ως αποτέλεσμα ένα στάσιμο κύμα.

Η απώλεια επιστροφής (Return Loss, RL) ορίζεται ως ο λόγος της ισχύος του προσπίπτοντος κύματος προς την ισχύ του ανακλώμενου κύματος:

$$RL = \frac{P_{in}}{P_{ref}} \quad (4.11)$$

Σε μια περίπτωση τέλει προσαρμογής, δεν θα έχουμε καθόλου ανάκλαση, δηλαδή $P_{ref} = 0$, ανεξάρτητα από την τιμή της P_{in} . Έτσι προκύπτει μία άπειρη απώλεια επιστροφής. Η χειρότερη περίπτωση συμβαίνει όταν 100% της προσπίπτουσας ισχύος ανακλάται, δηλαδή $P_{ref} = P_{in}$. Αυτό σημαίνει απώλεια επιστροφής ίση με 1. Η απώλεια επιστροφής μπορεί επίσης να εκφραστεί σε dB :

$$RL(dB) = P_{in} (dbm) - P_{ref} (dBm) \quad (4.12)$$

Η ισχύς που μεταδίδεται εκφράζεται ως εξής:

$$\text{Μεταδιδόμενη ισχύς} = P_{in} - P_{ref} \quad (4.13)$$

4.8 Συντελεστής ανακλάσεως

Μία εναλλακτική ποσότητα που μπορεί να χρησιμοποιηθεί αντί για την απώλεια επιστροφής είναι ο συντελεστής ανακλάσεως της τάσεως ρ . Αν η μικροκυματική ισχύς μετρείται από μία συσκευή που μετατρέπει την ισχύ σε τάση, ο συντελεστής ανακλάσεως της τάσεως ορίζεται ως:

$$\rho = \frac{V_{ref}}{V_{in}} \quad (4.14)$$

όπου V_{ref} η τάση που αντιστοιχεί στην P_{ref} και V_{in} η τάση που αντιστοιχεί στην P_{in} . Επειδή η ισχύς σχετίζεται με το τετράγωνο της τάσεως, μπορούμε να εξάγουμε μία σχέση μεταξύ του συντελεστή ανακλάσεως της τάσεως και της απώλειας επιστροφής. Από τον ορισμό της απώλειας επιστροφής έχουμε:

$$RL = \frac{P_{in}}{P_{ref}} = \frac{V_{in}^2}{V_{ref}^2} = \frac{1}{\rho^2} \quad (4.15)$$

απ' όπου λαμβάνουμε:

$$\rho = \frac{1}{\sqrt{RL}} \quad (4.16)$$

Μία ιδανική διάταξη, έχει άπειρη απώλεια επιστροφής ($RL=\infty$) που αντιστοιχεί σε ένα συντελεστή ανακλάσεως ίσο με το 0 ($\rho=0$). Παρόμοια, μία διάταξη με 100% ανάκλαση ($RL=1$), δίνει $\rho=1$.

4.9 Απώλεια επιστροφής, συντελεστής ανακλάσεως και VSWR

Η έννοια του λόγου στασίμου κύματος τάσεως (*VSWR*) ορίζεται, όπως είδαμε στο προηγούμενο κεφάλαιο ως:

$$VSWR = \frac{V_{max}}{V_{min}} \quad (4.17)$$

όπου V_{max} η μέγιστη (rms) τάση του στασίμου κύματος και V_{min} η ελάχιστη (rms) τάση του στασίμου κύματος. Επειδή η απώλεια επιστροφής, ο συντελεστής ανακλάσεως και το *VSWR* είναι όλες ποσότητες

που περιγράφουν το φαινόμενο της ανάκλασης, θα πρέπει να σχετίζονται μεταξύ τους. Στην προηγούμενη παράγραφο είδαμε τη σχέση μεταξύ του RL και του ρ (εξίσωση 4.15), η οποία σε dB γράφεται:

$$RL (dB) = 20 \log \frac{1}{\rho} \quad (4.18)$$

Στην εξίσωση (4.17) V_{max} είναι το άθροισμα της τάσεως του προσπίπτοντος κύματος και της τάσεως του ανακλώμενου κύματος, ενώ V_{min} είναι η διαφορά μεταξύ της τάσεως του προσπίπτοντος κύματος και της τάσεως του ανακλώμενου κύματος. Συνεπώς:

$$VSWR = \frac{V_{in} + V_{ref}}{V_{in} - V_{ref}} \quad (4.19)$$

απ' όπου προκύπτει:

$$VSWR + 1 = \frac{2V_{in}}{V_{in} - V_{ref}} \quad (4.20)$$

$$VSWR - 1 = \frac{2V_{ref}}{V_{in} - V_{ref}} \quad (4.21)$$

και επομένως:

$$\frac{VSWR + 1}{VSWR - 1} = \frac{V_{in}}{V_{ref}} \quad (4.22)$$

Ο λόγος V_{in}/V_{ref} είναι το αντίστροφο του ορισμού του συντελεστή ανακλάσεως. Επομένως η σχέση μεταξύ του $VSWR$ και του ρ θα είναι:

$$\rho = \frac{VSWR - 1}{VSWR + 1} \quad (4.23)$$

ή διαφορετικά:

$$VSWR = \frac{1 + \rho}{1 - \rho} \quad (4.24)$$

Από τις σχέσεις (4.15) και (4.23) έχουμε:

$$RL = \left(\frac{VSWR + 1}{VSWR - 1} \right)^2 \quad (4.25)$$

ή:

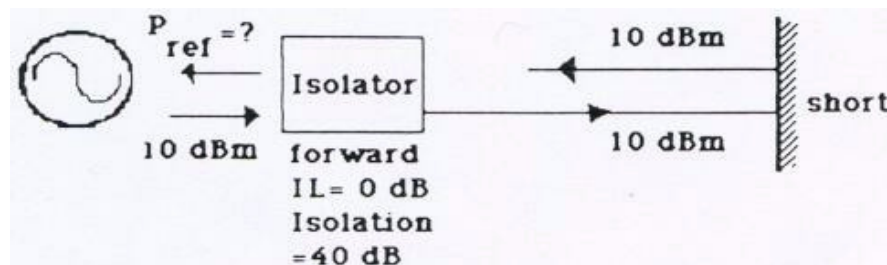
$$VSWR = \frac{\sqrt{RL + 1}}{\sqrt{RL - 1}} \quad (4.26)$$

Θα πρέπει να σημειωθεί ότι σε όλες τις παραπάνω εξισώσεις, οι ποσότητες πρέπει να είναι σε αριθμητική μορφή και όχι σε *dB*.

4.10 Απομόνωση

Ένας απομονωτής είναι ένα παθητικό στοιχείο που επιτρέπει στα μικροκύματα να μεταδοθούν προς τη μία κατεύθυνση, αλλά όχι προς την αντίθετη κατεύθυνση. Ένας ιδανικός απομονωτής έχει μηδενική απώλεια παρεμβολής προς τη μία κατεύθυνση και άπειρη απώλεια στην αντίθετη κατεύθυνση. Το στοιχείο που είναι ανάλογο του απομονωτή στις χαμηλές συχνότητες είναι η δίοδος. Αν τοποθετηθεί μεταξύ μιας γεννήτριας σήματος και του υπόλοιπου κυκλώματος, ο απομονωτής μπορεί να ελαττώσει το ανακλώμενο κύμα προς τη γεννήτρια σε χαμηλότερο επίπεδο, έτσι ώστε η ποσότητα του ανακλώμενου κύματος που εισέρχεται στη γεννήτρια να είναι ελάχιστη. Η ικανότητα του απομονωτή να «μπλοκάρει» το ανακλώμενο κύμα, δίνεται ποσοτικά από την απομόνωσή του.

Στο σχήμα 4.2 βλέπουμε έναν απομονωτή με 40 dB απομόνωση και 0 dB προς τα εμπρός απώλεια παρεμβολής. Η ισχύς του σήματος που αφήνει τη γεννήτρια είναι 10 dBm. Επειδή ο απομονωτής έχει 0 dB προς τα εμπρός απώλεια παρεμβολής, η ισχύς του προς τα εμπρός κύματος παραμένει στα 10 dBm αφού περάσει μέσα από τον απομονωτή. Στη συνέχεια, το προς τα εμπρός κύμα βρίσκει ένα βραχυκύκλωμα και ανακλάται ολόκληρο πίσω, δηλαδή η ισχύς του ανακλώμενου κύματος είναι 10 dBm. Καθώς το ανακλώμενο κύμα περνάει μέσα από τον απομονωτή, η ισχύς του ελαττώνεται κατά 40 dB, δηλαδή γίνεται -30 dBm. Όσον αφορά τη γεννήτρια, «βλέπει» μία διάταξη με 40 dB απώλεια επιστροφής, παρά το γεγονός ότι στα δεξιά του απομονωτή συμβαίνει μία 100% ανάκλαση. Έτσι ο απομονωτής προστατεύει τη γεννήτρια από πιθανή καταστροφή λόγω του ανακλώμενου κύματος.



Σχήμα 4.2: Ο απομονωτής ελαττώνει σημαντικά την ισχύ του ανακλώμενου κύματος από ένα βραχυκύκλωμα προς τη γεννήτρια.

5. ΒΑΣΙΚΑ ΜΙΚΡΟΚΥΜΑΤΙΚΑ ΣΤΟΙΧΕΙΑ

5.1 Εισαγωγή

Τα μικροκυματικά στοιχεία είναι παθητικές και ενεργές συσκευές που χρησιμοποιούνται συχνά στο εργαστήριο ή σε πάγκους δοκιμών. Τα παθητικά στοιχεία περιλαμβάνουν κεραίες, εξασθενητές, συζεύκτες, μετρητές συχνότητας και μη αντιστρεπτές συσκευές. Τα θερμίστορ και οι ανιχνευτές διόδου είναι παθητικά στοιχεία αλλά πρέπει να λειτουργούν με ενεργά στοιχεία όπως οι ενισχυτές.

Άλλα ενεργητικά στοιχεία αποτελούν οι μετρητές ισχύος, οι μετρητές *SWR*, και οι μικροκυματικές γεννήτριες. Πριν περιγράψουμε τα μικροκυματικά στοιχεία θα εξετάσουμε τρεις σημαντικές δράσεις, τη συζευκτική δράση, τη γυρομαγνητική δράση και τη δράση κοιλότητας.

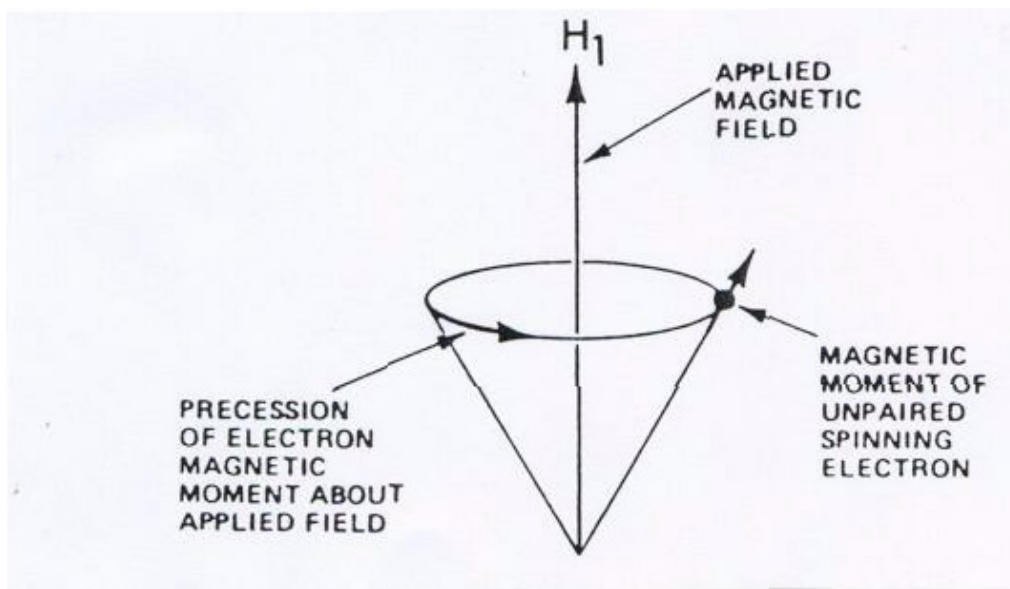
5.2 Συζευκτική δράση

Μιλώντας γενικά, οι μηχανικές και ηλεκτρικές ταλαντώσεις σε ένα σύστημα μπορούν να προκαλέσουν ταλαντώσεις σε ένα άλλο σύστημα της ίδιας φύσεως. Αυτή η ιδιότητα είναι πολύ χρήσιμη στους μικροκυματικούς συζεύκτες.

5.3 Γυρομαγνητική δράση

Η εφαρμογή ενός φερρίτη στα μικροκύματα είναι μοναδική λόγω της ιδιότητας της μη αντιστρεπτότητας. Όταν ένα κομμάτι φερρίτη τοποθετείται μεταξύ δύο μονίμων μαγνητικών πόλων, δηλαδή βόρειου και νότιου, τα μικροκυματικά σήματα που εισέρχονται στον φερρίτη από τη μία κατεύθυνση θα περάσουν με μικρή εξασθένιση, ενώ εκείνα που εισέρχονται από την αντίθετη κατεύθυνση θα απορροφηθούν.

Όταν πολώνονται από ένα εξωτερικό μαγνητικό πεδίο, π.χ. από έναν μόνιμο μαγνήτη, τα διανύσματα περιστροφής των ηλεκτρονίων των ατόμων του σιδήρου στο υλικό του φερρίτη προσπαθούν να ευθυγραμμιστούν με το εξωτερικό πεδίο H_1 όπως φαίνεται στο σχήμα 5.1. Συνήθως όμως υπάρχουν αναταράξεις που αναγκάζουν την περιστροφή του ηλεκτρονίου σε μετάπτωση (precession) γύρω από το H_1 . Αν υπάρχει ένα ηλεκτρομαγνητικό κύμα, το εναλλασσόμενο μαγνητικό πεδίο του θα κάνει τη μετάπτωση πιο ισχυρή. Πρέπει να τονιστεί ότι η μετάπτωση των ηλεκτρονίων γίνεται προς τη μία κατεύθυνση και όχι προς την αντίθετη.



Σχήμα 5.1: Γυρομαγνητική αλληλεπίδραση σε φερρίτη.

5.4 Δράση κοιλότητας

Μία κοιλότητα είναι μία μεταλλική κλειστή επιφάνεια που μπορεί να αποθηκεύσει ηλεκτρομαγνητική ενέργεια που εγχύεται στην κοιλότητα μέσα από μία μικρή τρύπα. Είναι δηλαδή η υψηλής συχνότητας έκδοση ενός κυκλώματος LC. Οι διαστάσεις της μικροκυματικής κοιλότητας πρέπει να είναι ίσες με το μισό μήκος κύματος του σήματος που μας αφορά.

Η ικανότητα αποθήκευσης μικροκυματικής ενέργειας καθορίζεται από τον παράγοντα ποιότητας Q , ο οποίος είναι ο λόγος της αποθηκευμένης ενέργειας προς την ενέργεια που δαπανάται εξαιτίας αντιστάσεων ή διαρροών. Ο παράγοντας ποιότητας σχετίζεται επίσης με τη μηχανική ευστάθεια, δηλαδή τη διαστολή και τη συστολή ως συνάρτηση της θερμοκρασίας. Οποιαδήποτε μεταβολή στις διαστάσεις που οφείλεται στη μεταβολή της θερμοκρασίας θα έχει ως αποτέλεσμα μία μετατόπιση στην συχνότητα συντονισμού. Συνεπώς, όσο μεγαλύτερος είναι ο παράγοντας ποιότητας, τόσο περισσότερο μηχανικώς σταθερή είναι η κοιλότητα. Ο παράγοντας ποιότητας είναι επίσης διαφορετικός όταν υπάρχει φορτίο στην κοιλότητα. Μία κοιλότητα χωρίς φορτίο μπορεί να επιτύχει ένα Q μέχρι 10^5 . Οι κοιλότητες χρησιμοποιούνται ως τμήματα αποθήκευσης ενέργειας σε μικροκυματικές λυχνίες και ως φίλτρα. Επίσης χρησιμοποιούνται σε μετρητές συχνότητας και ως σημαντικά τμήματα σε μικροκομματικές γεννήτριες.

5.5 Εξασθενητές

Οι εξασθενητές είναι στοιχεία που μπορούν να ελαττώσουν τη μικροκυματική ισχύ. Υπάρχουν δύο τύποι εξασθενητών: οι σταθεροί και οι μεταβλητοί. Οι τερματισμοί ανήκουν σε μία ειδική κατηγορία εξασθενητών.

Η εξασθένιση μπορεί να επιτευχθεί με δύο τρόπους. Η μία είναι η χρήση άμμου από γραφίτη. Όταν ένα μικροκυματικό σήμα συναντά την άμμο, το ρεύμα που παράγεται μετατρέπει την ενέργεια του σήματος σε θερμότητα. Αυτή η μέθοδος είναι η περισσότερο χρήσιμη για τους τερματισμούς. Ένας εναλλακτικός τρόπος είναι να χρησιμοποιήσουμε μία μεταλλική ράβδο ή ένα μεταλλικό έλασμα τοποθετημένα στο κέντρο του ηλεκτρικού πεδίου. Το ηλεκτρικό πεδίο επάγει μία ροή ρεύματος που έχει σαν αποτέλεσμα μία ωμική απώλεια ισχύος. Η μέθοδος του ελάσματος χρησιμοποιείται σε μεταβλητούς εξασθενητές.

Ένας σταθερός εξασθενητής ελαττώνει την ισχύ του σήματος εισόδου κατά ένα σταθερό ποσοστό, δηλαδή 3 dB , 10 dB κλπ. Ο τερματισμός απορροφά ολικώς την ισχύ του σήματος εισόδου (με αποτέλεσμα τη θερμότητα). Επομένως το ένα άκρο του τερματισμού είναι κλειστό επειδή δεν έχουμε ισχύ εξόδου. Κατά την εξασθένιση, συνήθως έχουμε και κάποια ανάκλαση και έτσι οι εξασθενητές σχεδιάζονται για να ελαχιστοποιούν την ανάκλαση. Μια σημαντική ποσότητα που πρέπει να ληφθεί υπόψη στους εξασθενητές είναι το $VSWR$, το οποίο αυξάνει ελαφρώς καθώς το έλασμα εισέρχεται όλο και περισσότερο στον κυματοδηγό, δηλαδή καθώς αυξάνει η τιμή της εξασθένισης. Επίσης, κατά την εκλογή ενός εξασθενητή πρέπει να επιλέγεται το κατάλληλο πεδίο συχνότητας. Ακόμη, πρέπει να ληφθούν υπόψη το πεδίο εξασθένισης (π.χ. 0 ως 60 dB) και η ακρίβεια ανάγνωσης της ένδειξης ενός μεταβλητού εξασθενητή.

5.6 Κατευθυντικοί συζεύκτες

Ένας κατευθυντικός συζεύκτης επιτρέπει ένα καθορισμένο μέρος της μικροκυματικής ισχύος που ταξιδεύει στην κύρια γραμμή να συζευχθεί με τη δευτερεύουσα γραμμή σε μία επιθυμητή κατεύθυνση ροής. Έτσι, ένας κατευθυντικός συζεύκτης 20 dB , σημαίνει ότι $0,01$ ή 1% της ισχύος της κύριας γραμμής μπορεί να συζευχθεί με τη δευτερεύουσα γραμμή. Συνηθισμένοι παράγοντες σύζευξης είναι 10 dB , 20 dB και 30 dB .

Οι κατευθυντικοί συζεύκτες μπορεί να έχουν τη μορφή κυματοδηγών, ομοαξονικών γραμμών και ολοκληρωμένων κυκλωμάτων. Το σχήμα 5.5 δείχνει μερικούς συνήθεις κατευθυντικούς συζεύκτες κυματοδηγού. Στο σχήμα αυτό η σύζευξη γίνεται μόνο όταν η ισχύς εισέρχεται στον κυματοδηγό από δεξιά προς τα αριστερά. Ιδανικά, καμία σύζευξη δεν συμβαίνει αν η ισχύς εισέλθει από τα αριστερά προς τα δεξιά. Στην πράξη όμως, υπάρχει ένα μικρό ποσό ισχύος. Το πόσο καλά ένας κατευθυντικός συζεύκτης διατηρεί την κατευθυντική ιδιότητα, δίνεται από την κατευθυντικότητά του. Αν η κατευθυντικότητα ενός συζεύκτη είναι 40 dB , τότε $0,01\%$ της ισχύος που εισέρχεται στην κύρια γραμμή κατά τη λάθος

κατεύθυνση θα βρει το δρόμο προς τη δευτερεύουσα έξοδο. Για να επιτευχθεί η σύζευξη χρησιμοποιούνται δύο τρύπες στην κύρια γραμμή του κυματοδηγού που απέχουν μεταξύ τους απόσταση μισό μήκος οδηγούμενου κύματος.



Σχήμα 5.2: Κατευθυντικοί συζεύκτες κυματοδηγού.

5.7 Ανιχνευτές ισχύος

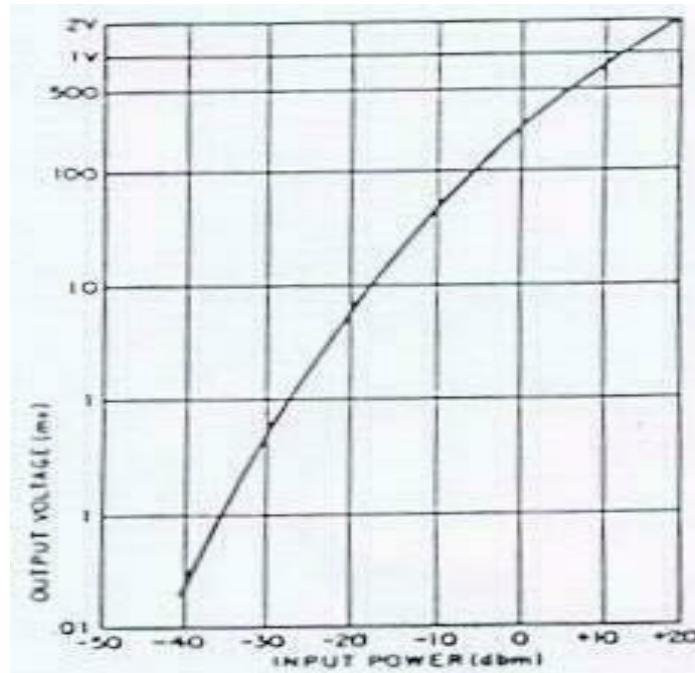
Τόσο οι ανιχνευτές διόδου, όσο και τα θερμίστορ μπορούν να ανιχνεύσουν τη μικροκυματική ισχύ, αλλά η αρχή λειτουργίας τους είναι διαφορετική.

Θερμίστορ σημαίνει θερμική αντίσταση (thermal resistor). Η τιμή της αντίστασης ενός θερμίστορ είναι συνάρτηση της θερμοκρασίας. Μερικά θερμίστορ έχουν θετικούς συντελεστές, δηλαδή οι τιμές της αντίστασης αυξάνουν με τη θερμοκρασία και μερικά αρνητικούς συντελεστές, δηλαδή έχουμε μείωση της τιμής της αντίστασης με τη θερμοκρασία. Όταν τοποθετηθούν στην πορεία της διάδοσης, η μικροκυματική ισχύς θερμαίνει το θερμίστορ το οποίο ακολουθείται από έναν ενισχυτή. Η αλλαγή της αντίστασης του θερμίστορ λόγω θερμότητας, δίνει στον ενισχυτή μία έξοδο που είναι ανάλογη της μικροκυματικής ισχύος. Η μέτρηση είναι συνήθως ανεξάρτητη της συχνότητας του σήματος.

Οι ανιχνευτές διόδου, οι οποίοι είναι γνωστοί και ως κρυσταλλικοί ανιχνευτές, είναι ημιαγωγικά στοιχεία. Η ανορθωτική ιδιότητα της διόδου δίνει είτε μία dc είτε μία αργά μεταβαλλόμενη έξοδο τάσεως που εξαρτάται από το αν το σήμα είναι σταθερό ή μεταβλητό.

Γενικά τα θερμίστορ δίνουν περισσότερο ακριβείς μετρήσεις της στάθμης ισχύος από τους κρυσταλλικούς ανιχνευτές. Δυστυχώς όμως, τα θερμίστορ έχουν την τάση να καθυστερούν όσον αφορά την αντίδρασή τους, στη μεταβολή των σημάτων ισχύος.

Το γεγονός ότι ένας κρυσταλλικός ανιχνευτής δεν δίνει ακριβείς μετρήσεις ισχύος οφείλεται στη μη γραμμικότητά του. Η καμπύλη απόκρισης της τάσεως εξόδου της διόδου σε σχέση με τη μικροκυματική ισχύ φαίνεται στο σχήμα 5.3.



Σχήμα 5.3: Η τάση εξόδου της διόδου σε σχέση με την εφαρμοζόμενη μικροκυματική ισχύ.

Η μη γραμμικότητα μπορεί να προσεγγιστεί μαθηματικά ως μία σειρά από πολυώνυμα:

$$R = aP + bP^2 + cP^3 + \dots \quad (5.1)$$

όπου R είναι η απόκριση της διόδου, P είναι η ισχύς του σήματος που μετρείται και a , b και c είναι οι συντελεστές του πολυωνύμου. Για τις περισσότερες περιπτώσεις αρκεί να προσεγγίσουμε ως το P^2 μόνο (νόμος του τετραγώνου). Η απόκριση της διόδου είναι επίσης ανεξάρτητη της συχνότητας του σήματος.

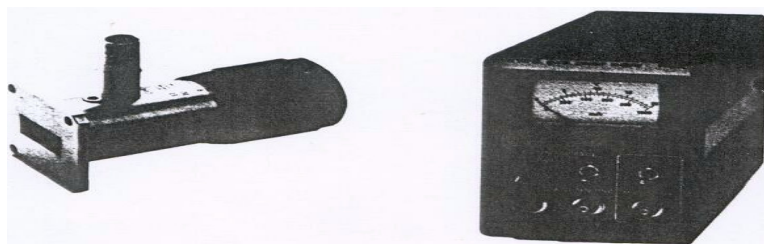
5.8 Μικροκυματικές γεννήτριες

Οι μικροκυματικές γεννήτριες ή ταλαντωτές, είναι γενικά δύο κατηγοριών: λυχνίες κενού και στερεάς καταστάσεως. Το κλύστρον, η λυχνία οδεύοντος κύματος (TWT), το μάγνητρον, το γύροτρον, και οι ενισχυτές διασταυρούμενου πεδίου είναι λυχνίες που μπορούν να χρησιμοποιηθούν ως ταλαντωτές. Συνήθως παράγουν μεγάλη μικροκυματική ισχύ ($Watts$ μέχρι $MWatts$) και δεν τις συναντούμε σε πάγκους

εργαστηρίων, εκτός από το κλύστρον χαμηλής ισχύος του οποίου η έξοδος κυμαίνεται από mW μέχρι W . Οι συσκευές στερεάς καταστάσεως που χρησιμοποιούνται ως ταλαντωτές είναι δίοδοι *Gunn* και *IMPATT*. Αυτοί οι ταλαντωτές στερεάς καταστάσεως μπορούν να παράγουν μικροκυματική ισχύ από μερικά mW μέχρι μερικά W .

Ο ταλαντωτής *Gunn* είναι ένας κρύσταλλος n -τύπου γαλλίου-αρσενικού στον οποίο μία εφαρμοζόμενη dc τάση προκαλεί ομαδοποίηση των ηλεκτρονίων εξαιτίας της ανομοιόμορφης κατανομής του ηλεκτρικού πεδίου και παράγει μικροκυματικά σήματα στα $10 GHz$ περίπου. Το φυσικό μέγεθος του κρυστάλλου καθορίζει τη συχνότητα εξόδου. Η ισχύς εξόδου περιορίζεται από τη δυσκολία απομάκρυνσης θερμότητας από τον κρύσταλλο.

Όταν λειτουργούν μέσα σε μία κοιλότητα, σταθερή ή μεταβαλλόμενη, οι παλμοί ρεύματος παράγουν ηλεκτρομαγνητικά κύματα σε συχνότητες κοντά στα $10 GHz$. Στο σχήμα 5.4 φαίνεται ένας ταλαντωτής *Gunn* (που καταλήγει σε κυματοδηγό) και το τροφοδοτικό του. Η συχνότητά του είναι μεταβλητή από $8,5$ έως $10,5 GHz$ με μία ελάχιστη έξοδο $5 mW$. Ο ταλαντωτής *Gunn* μπορεί να λειτουργήσει σε ρυθμό συνεχούς κύματος (continuous wave – *CW*) ή σε ρυθμό παλμών ($1000 Hz$). Η συχνότητα λειτουργίας του dc τροφοδοτικού έχει επίδραση στη στάθμη της ισχύος εξόδου και στη συχνότητα.



Σχήμα 5.4: Ένας ταλαντωτής *Gunn* κυματοδηγού.

5.9 Μετρητές

Συνήθεις εργαστηριακοί μετρητές περιλαμβάνουν μετρητές ισχύος, μετρητές λόγου στασίμων κυμάτων (*SWR*), και μετρητές συχνότητας. Ο μετρητής ισχύος και ο μετρητής *SWR* είναι ενεργές συσκευές, δηλαδή απαιτούν ισχύ για να λειτουργήσουν. Ένας μετρητής συχνότητας είναι βασικά μία κοιλότητα που συνδέεται με έναν κυματοδηγό (ή ομοαξονικό καλώδιο) μέσω ενός μικρού ανοίγματος. Επομένως, ο μετρητής συχνότητας δεν απαιτεί ισχύ για να λειτουργήσει.

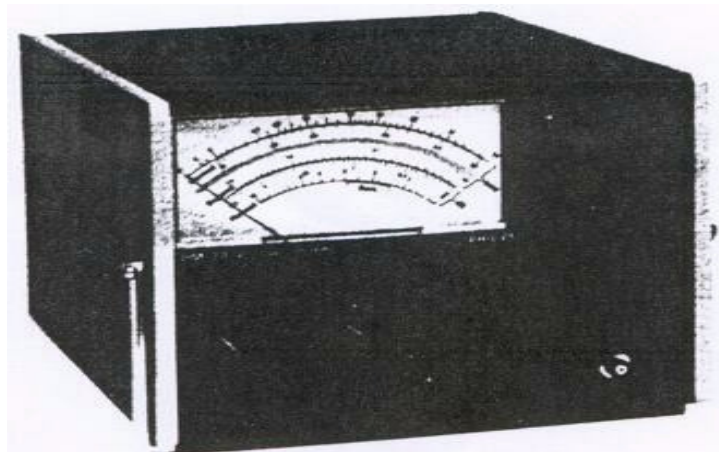
5.9.1 Μετρητές ισχύος

Ο μετρητής ισχύος αποτελείται από όλα τα ηλεκτρονικά εκτός από τον ανιχνευτή θερμίστορ, με τον οποίο η μικροκυματική ισχύς μπορεί να ανιχνευθεί από το αποτέλεσμα θέρμανσης στον θερμίστορ. Το σχήμα 5.8 δείχνει έναν αναλογικό και έναν ψηφιακό μετρητή ισχύος. Το θερμίστορ πρέπει να είναι

συμβατό με τον μετρητή ισχύος. Η μικρότερη κλίμακα για τον αναλογικό μετρητή είναι -50 dBm και η μεγαλύτερη κλίμακα είναι 10 dBm .

5.9.2 Μετρητής SWR

Ο μετρητής SWR είναι ένας ενισχυτής τάσεως χαμηλού θορύβου που εξάγει πληροφορία τάσεως σχετικά με την ανιχνευόμενη ισχύ, από τη δίοδο κρυστάλλου. Ο ενισχυτής συντονίζεται στο 1 kHz έτσι ώστε το μικροκυματικό σήμα παλμών μπορεί να ανιχνευθεί από τον ανιχνευτή διόδου. Το πλεονέκτημα του συνδυασμού δίοδος κρυστάλλου/μετρητή SWR σχετικά με τον συνδυασμό θερμίστορ/ανιχνευτή ισχύος είναι ότι αν η στάθμη ισχύος του σήματος μεταβληθεί, ο πρώτος συνδυασμός θα ανταποκριθεί πιο γρήγορα. Ο μετρητής SWR μπορεί να χρησιμοποιηθεί για να μετρήσει τη σχετική στάθμη ισχύος δύο ισχύων καθώς και το VSWR ενός στασίμου κύματος. Η σχετική μέτρηση ισχύος μπορεί να χρησιμοποιηθεί για πειράματα σε απώλειες επιστροφής και απώλειες παρεμβολής. Οι απόλυτες τιμές των ισχύων που συγκρίνονται δεν είναι σημαντικές. Στο σχήμα 5.5 φαίνεται ένας μετρητής SWR.



Σχήμα 5.5: Ένας μετρητής λόγου στασίμου κύματος (SWR)

5.9.3 Μετρητής συχνότητας

Το κύριο στοιχείο ενός μετρητή συχνότητας είναι η συντονισμένη κοιλότητα. Συνήθως το μήκος της κοιλότητας (αν η κοιλότητα είναι κυλινδρική) είναι ο καθοριστικός παράγοντας για τη συχνότητα συντονισμού. Τυπικά το μήκος είναι ίσο με το μισό του μήκους κύματος. Το μήκος της κοιλότητας μπορεί να ρυθμιστεί μηχανικά από ένα ηλεκτρικό βραχυκύκλωμα, έτσι ώστε το νέο μήκος, δηλαδή η νέα συχνότητα συντονισμού να είναι η ίδια με το μετρούμενο σήμα.

Υπάρχουν δύο τύποι μετρητών συχνότητας (οι οποίοι μερικές φορές ονομάζονται και μετρητές κύματος): ο τύπος απορρόφησης και ο τύπος μετάδοσης. Οι εργαστηριακοί μετρητές συχνότητας είναι

συνήθως τύπου απορροφήσεως. Ο μετρητής συχνότητας τύπου απορροφήσεως αποτελείται από μία ρυθμιζόμενη κοιλότητα προσαρτημένη σε μία κύρια γραμμή μεταφοράς διαμέσου μιας μικρής τρύπας (σχήμα 5.6). Το ισοδύναμο κύκλωμα του μετρητή τύπου απορρόφησης είναι μία *LCR* σύνδεση σε σειρά. Η σύνθετη αντίσταση ενός κυκλώματος *LCR* σε σειρά είναι ελάχιστη στο συντονισμένο κύκλωμα και όσο μικρότερο είναι το *R* τόσο μεγαλύτερος ο παράγοντας ποιότητας *Q*. Το μικροκυματικό σήμα που περνάει μέσα από την κύρια γραμμή θα βλέπει την προσαρτημένη κοιλότητα σαν ένα κύκλωμα *LCR*. Αν η συχνότητα του σήματος είναι ίδια με τη συχνότητα συντονισμού της κοιλότητας, σχεδόν όλο το σήμα της κύριας γραμμής θα απορροφηθεί από την κοιλότητα η οποία αποθηκεύει την ενέργεια. Ένας μετρητής ισχύος τοποθετημένος στο άκρο της γραμμής μεταφοράς θα καταγράψει πολύ μικρή ισχύ. Αν η συχνότητα του σήματος δεν συμπίπτει με τη συχνότητα συντονισμού της κοιλότητας, η ισχύς του σήματος θα υποστεί μικρή ή καθόλου απώλεια.



Σχήμα 5.6: Ένας μετρητής συχνότητας κυματοδηγού

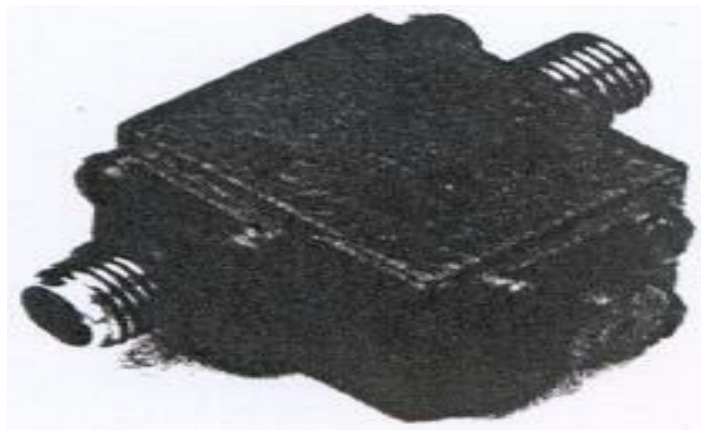
Μετρητές συχνότητας τύπου απορρόφησης είναι διαθέσιμοι για συνδέσεις κυματοδηγού και ομοαξονικού καλωδίου. Ο χρήστης πρέπει να βεβαιωθεί ότι η συχνότητα του σήματος πέφτει μέσα στο εύρος λειτουργίας του μετρητή συχνότητας. Η τυπική ακρίβεια είναι $\pm 0,1\%$. Η υγρασία και η θερμοκρασία επηρεάζουν το διηλεκτρικό μέσα στην κοιλότητα καθώς και τις φυσικές διαστάσεις της κοιλότητας και συνεπώς την ακρίβεια του μετρητή.

Ο μετρητής συχνότητας τύπου μετάδοσης είναι ανάλογος με ένα κύκλωμα *LCR* σε παράλληλη σύνδεση. Μία τρύπα στην κατασκευή του συνδέεται με την κύρια γραμμή όπου ρέει το σήμα. Μία δεύτερη τρύπα μπορεί να συνδεθεί σε μία φλάντζα και στη συνέχεια να παρακολουθηθεί από έναν μετρητή ισχύος. Αν η συχνότητα του σήματος είναι ίδια με τη συχνότητα συντονισμού της κοιλότητας, η κύρια γραμμή θα χάσει την περισσότερη από την ισχύ του σήματος στην κοιλότητα, η οποία στη συνέχεια μετρείται από έναν μετρητή ισχύος. Έτσι, ο μετρητής ισχύος θα καταγράψει μία μεγάλη τιμή.

5.10 Μη αντιστρεπτές συσκευές

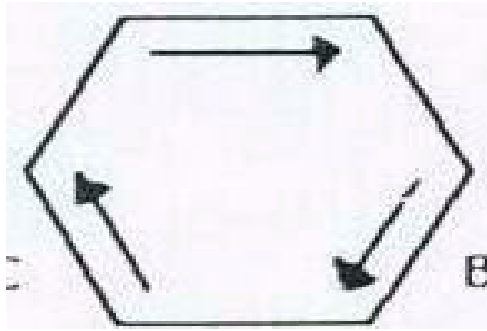
Τόσο οι απομονωτές όσο και οι κυκλοφορητές είναι μη-αντιστρεπτές συσκευές που χρησιμοποιούν φερρίτες πολωμένους από στατικά μαγνητικά πεδία.

Ένας ιδανικός απομονωτής είναι όπως μία ιδανική δίοδος χαμηλής συχνότητας. Υπάρχει 100% αγωγή κατά την προς τα εμπρός κατεύθυνση και 0% αγωγή στην αντίστροφη κατεύθυνση. Έτσι, ένας απομονωτής τοποθετημένος μπροστά από μία γεννήτρια σήματος δεν θα επηρεάσει το προς τα εμπρός σήμα, αλλά θα αποτρέψει κάθε ανακλώμενο σήμα να φτάσει - και συνεπώς να καταστρέψει - τη γεννήτρια. Το πόσο καλά λειτουργεί ένας απομονωτής δίνεται από την προς τα εμπρός απώλεια παρεμβολής και την απομόνωσή του. Η προς τα εμπρός απώλεια παρεμβολής ιδανικά θα είναι $1,0$ ή 0 dB και πρακτικά το κατά δυνατόν μικρότερη. Η απώλεια ισχύος στον απομονωτή κατά την εμπρός κατεύθυνση είναι αναπόφευκτη. Η απομόνωση είναι ένα μέτρο της εξασθένησης των σημάτων που ταξιδεύουν στην αντίστροφη κατεύθυνση. Τυπικές τιμές απομόνωσης είναι 30 dB και 40 dB. Οι απομονωτές είναι διαθέσιμοι στη μορφή κυματοδηγών, ομοαξονικών καλωδίων και ταινιογραμμών. Ένας ομοαξονικός απομονωτής φαίνεται στο **σχήμα 5.7**.



Σχήμα 5.7: Ένας ομοαξονικός απομονωτής.

Το σύμβολο ενός κυκλοφορητή φαίνεται στο σχήμα 5.8 με τις τρεις θύρες σημειωμένες ως A , B και C . Τα βέλη δείχνουν την κατεύθυνση της ροής του σήματος. Έτσι, ένα μικροκυματικό σήμα που εισέρχεται στη θύρα A θα εξέλθει από τη θύρα B , ιδανικά με 0 dB εξασθένηση. Κανένα σήμα οποιουδήποτε πλάτους δε θα εμφανιστεί από τη θύρα A στη θύρα C . Ένας ομοαξονικός κυκλοφορητής φαίνεται στο σχήμα 5.9.

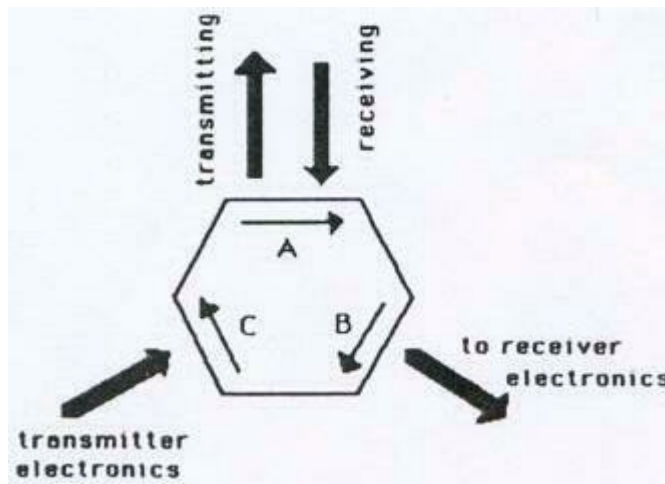


Σχήμα 5.8: Το σύμβολο ενός κυκλοφορητή.



Σχήμα 5.9: Ένας ομοαξονικός κυκλοφορητής.

Μία εφαρμογή του κυκλοφορητή είναι να ξεχωρίζει το εκπεμπόμενο σήμα από το λαμβανόμενο σήμα που υπάρχουν σε μία κεραία η οποία χρησιμοποιείται και ως πομπός και ως δέκτης. Αυτό φαίνεται στο **σχήμα 5.10**.



Σχήμα 5.10: Μία εφαρμογή του κυκλοφορητή

******Μετά την εκλογή ενός απομονωτή ή ενός κυκλοφορητή, ο χρήστης θα πρέπει να βεβαιωθεί ότι το στοιχείο θα λειτουργεί στην επιλεγμένη συχνότητα.

Με τον όρο «θόρυβος» στην ευρύτερη έννοιά του, εννοούμε κάθε ανεπιθύμητο σήμα που μπορεί να υποβαθμίσει την απόδοση ενός συστήματος.

Στις τηλεπικοινωνίες έχουμε μετάδοση ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων διαμέσου της ατμόσφαιρας ή του διαστήματος. Το σήμα στον δέκτη είναι συνήθως αδύνατο και «μολυσμένο» από θόρυβο διαφόρων ειδών από το περιβάλλον στο οποίο βρίσκεται ο δέκτης. Το ίδιο συμβαίνει και με άλλους τύπους μικροκυματικών σημάτων, όπως ραντάρ κλπ. Το σήμα στον δέκτη ενισχύεται, φιλτράρεται, και υφίσταται επεξεργασία έτσι ώστε ο δέκτης να μπορεί να εξάγει την πληροφορία που μεταφέρεται από το κύμα. Κάθε στοιχείο του δέκτη εισάγει το δικό του θόρυβο καθώς επεξεργάζεται το σήμα. Επομένως η μελέτη του θορύβου περιβάλλοντος και του θορύβου των συσκευών είναι σημαντική στις τηλεπικοινωνίες.

5.11 Θερμικός θόρυβος

Η πηγή ενέργειας του θερμικού θορύβου είναι η θερμοκρασία του άμεσου περιβάλλοντος μέσα στο οποίο βρίσκεται το αντικείμενο που μας ενδιαφέρει. Η θερμοκρασία πρέπει να εκφραστεί σε απόλυτη μονάδα, δηλαδή $^{\circ}K$ (βαθμούς Kelvin) και η μετατροπή μεταξύ βαθμών Κελσίου και Kelvin είναι:

$$T(^{\circ}K) = T(^{\circ}C) + 273 \quad (8.1)$$

Επομένως το απόλυτο μηδέν είναι $273^{\circ}C$ κάτω από τη θερμοκρασία ψύξεως του νερού (που ορίζεται ως $0^{\circ}C$). Στους $0^{\circ}K$ όλα τα αντικείμενα σταματούν να κινούνται και μία τέτοια κατάσταση δεν έχει πραγματοποιηθεί στο εργαστήριο.

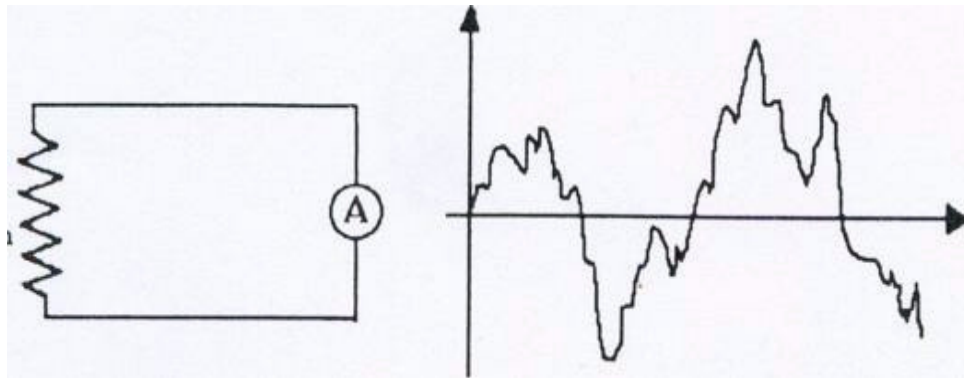
Όταν η απόλυτη θερμοκρασία του περιβάλλοντος είναι σε κάποια τιμή άλλη από το μηδέν, όλα τα αντικείμενα που βρίσκονται στο περιβάλλον θα αποκτήσουν κάποιο ποσό θερμικής ενέργειας. Το ποσό της θερμικής ενέργειας είναι ανάλογο με την απόλυτη θερμοκρασία του περιβάλλοντος, δηλαδή:

$$\text{Θερμική ενέργεια} = kT \quad (8.2)$$

όπου k είναι η σταθερά αναλογίας που ονομάζεται σταθερά του Boltzman και είναι ίση με $k=1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Watt-sec}/^{\circ}K$. Η θερμική ενέργεια όλων των αντικειμένων, π.χ. ηλεκτρονίων, ατόμων κλπ. είναι υπεύθυνη για τη λειτουργία των αντιστάσεων, ημιαγωγών και πολλών άλλων συσκευών. Επίσης, αποτελεί δυστυχώς μία πηγή θορύβου που τελικά περιορίζει την ανίχνευση αδύνατων σημάτων. Η θερμική ενέργεια κάνει αισθητή την παρουσία της σε ένα αντικείμενο με τη μορφή τυχαιών φυσικών κινήσεων όπως μετατόπιση, περιστροφή και ταλάντωση. Επίσης γίνεται αισθητή ως ακτινοβολία (ηλεκτρομαγνητικό κύμα). Η συχνότητα της ακτινοβολίας εκτείνεται θεωρητικά σε ολόκληρο το φάσμα, από πολύ χαμηλές μέχρι πολύ υψηλές συχνότητες, εξαιτίας της τυχαιάς φύσης της θερμικής ενέργειας.

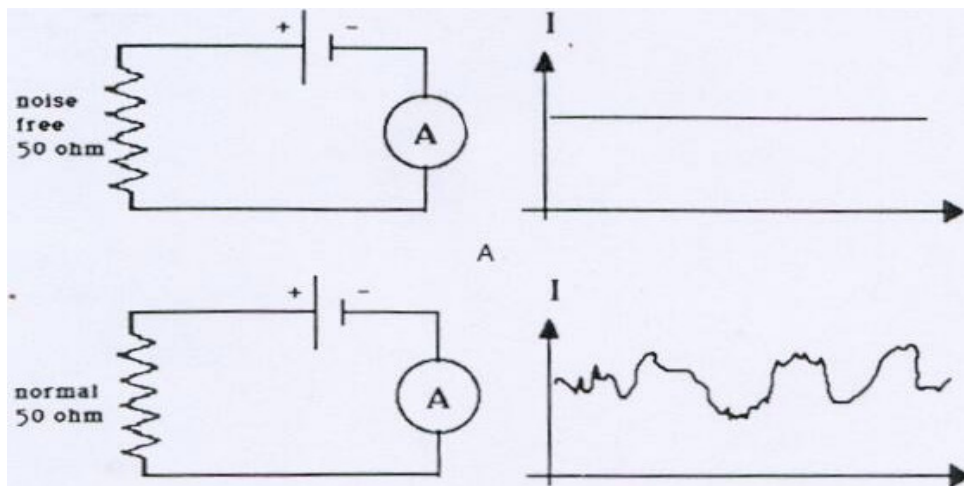
Μία τυπική μορφή θερμικού θορύβου είναι αυτή που παράγεται από μία αντίσταση 50 Ohms (σχήμα 8.1). Εξαιτίας της θερμικής ενέργειας των ηλεκτρονίων στην αντίσταση, θα υπάρχει μία τυχαία κίνηση ηλεκτρονίων μέσα στο βρόχο. Ένα ευαίσθητο αμπερόμετρο θα καταγράψει αυτή την κίνηση ως ένα τυχαίο ρεύμα. Επειδή αυτό το ρεύμα δεν έχει σταθερή ροή και στην πραγματικότητα πρέπει να έχει μέσο

όρο μηδέν, είναι ένα εναλλασσόμενο ρεύμα. Επομένως, ο θερμικός θόρυβος είναι ένα αδύνατο *ac* σήμα τυχαίας συχνότητας.



Σχήμα 8.1: Το ρεύμα θερμικού θορύβου που παρατηρείται σε μία αντίσταση $50\ \Omega$ όταν βραχυκυκλωθεί.

Τώρα ας θεωρήσουμε μία μπαταρία που πρόκειται να οδηγήσει ένα συνεχές ρεύμα μέσα από μία αντίσταση (**σχήμα 8.2A**). Θεωρητικά η κατεύθυνση του *dc* είναι πάντα προς τη μία πλευρά. Όμως η θερμική ενέργεια που παράγεται από το περιβάλλον έχει ως αποτέλεσμα ένα *ac* ρεύμα επιπλέον του *dc* (**σχήμα 8.2 B**).

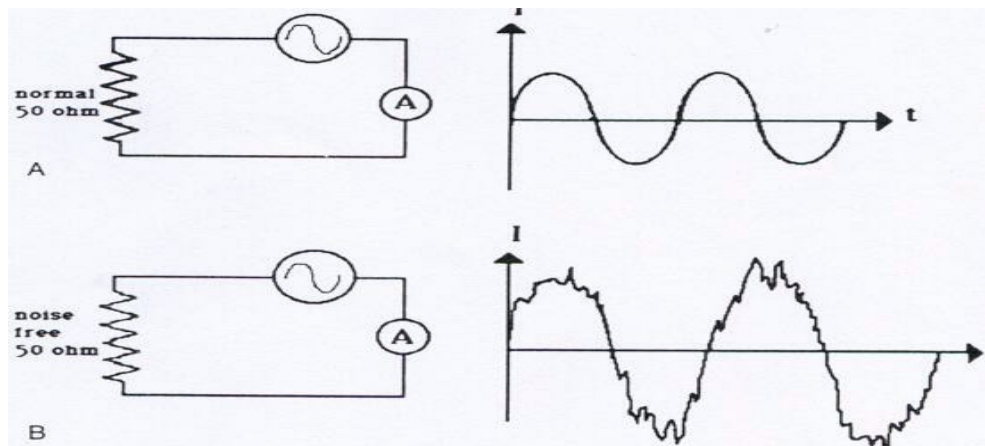


Σχήμα 8.2: Όταν συνδέεται εγκάρσια σε μία μπαταρία, το ρεύμα που παρατηρείται είναι (A) καθαρό *dc* αν η αντίσταση είναι αθόρυβη (noise free), (B) *ac* επιπλέον του *dc* αν η αντίσταση είναι κανονική (normal).

Παρόμοια, αν το σήμα της πηγής δεν είναι μία μπαταρία αλλά μία γεννήτρια *ac*, η πραγματική ροή του ρεύματος είναι συνδυασμός του θεωρητικού εναλλασσόμενου ρεύματος και του τυχαίου ρεύματος θορύβου (**σχήμα 8.3**). Είναι εύκολο να δούμε ότι αν το θεωρητικό σήμα είναι περίπου του ίδιου πλάτους

με εκείνο του θερμικού ρεύματος, το ρεύμα του σήματος παραμορφώνεται σημαντικά από το θερμικό ρεύμα.

Στο παραπάνω παράδειγμα το θερμικό ρεύμα δεν είναι επιθυμητό και επομένως ονομάζεται θερμικός θόρυβος. Το πλάτος του θερμικού θορύβου είναι άμεσα ανάλογο με την απόλυτη θερμοκρασία της συσκευής. Ένας άλλος σημαντικός παράγοντας είναι το εύρος ζώνης B , που εξηγείται ως εξής: όπως αναφέρθηκε, η τυχαία φύση της θερμικής ενέργειας έχει ως αποτέλεσμα την ακτινοβολία που καλύπτει ολόκληρο το φάσμα της συχνότητας. Συνήθως, ένα ηλεκτρονικό σύστημα λειτουργεί σε μία περιοχή συχνότητας που ονομάζεται εύρος ζώνης. Σαν παράδειγμα, ένας σταθμός AM έχει εύρος ζώνης 40 KHz . Αν η συχνότητα του φέροντος κύματος είναι 1000 KHz , τότε το σήμα του σταθμού εκτείνεται από 980 KHz μέχρι 1020 KHz . Σ' αυτήν την περίπτωση, ο θερμικός θόρυβος μέσα στο πεδίο συχνότητας θα επηρεάζει το σήμα που μας ενδιαφέρει.



Σχήμα 8.3: Όταν συνδέεται εγκάρσια σε μία πηγή σήματος, το ρεύμα που παρατηρείται είναι (A) καθαρό αν η αντίσταση είναι αθόρυβη, (B) θορυβώδες αν η αντίσταση είναι κανονική.

Γενικά, η ισχύς θορύβου που διαταράσσει ένα ηλεκτρονικό σύστημα δίνεται από τη σχέση:

$$\text{Θερμική ισχύς θορύβου (Noise Power): } NP = kTB \quad (8.3)$$

Για πρακτικές εφαρμογές, η ισχύς θορύβου εκφράζεται σε μW και το εύρος ζώνης B σε MHz . Ένας δημοφιλής όρος, γνωστός ως *πυκνότητα θορύβου* (noise density, ND), ορίζεται ως η ισχύς θορύβου διαιρούμενη με το εύρος ζώνης:

$$\text{Πυκνότητα θορύβου (ND) = } NP/B \quad (8.4)$$

Η μονάδα της πυκνότητας θορύβου είναι $\mu W/MHz$. Επίσης η ισχύς θορύβου και η πυκνότητα θορύβου μπορούν να εκφραστούν σε dBm και dBm/MHz .

5.12 Θόρυβος βολής

Ο θόρυβος βολής συμβαίνει ως τυχαίες διακυμάνσεις εκπομπής ηλεκτρονίων από τις καθόδους λυχνιών κενού ή πέρα από ένα φράγμα δυναμικού συσκευών όπως οι δίοδοι και τα τρανζίστορ.

Ας θεωρήσουμε την κάθοδο μιας λυχνίας κενού από όπου απελευθερώνονται ηλεκτρόνια, όταν αυτή θερμαίνεται από ένα υψηλό ρεύμα. Αυτά τα ηλεκτρόνια στη συνέχεια επιταχύνονται προς την άνοδο η οποία είναι σε υψηλότερο δυναμικό. Η απελευθέρωση των ηλεκτρονίων από την επιφάνεια της καθόδου, όμως, δεν είναι ομοιόμορφη. Βεβαίως, ο μέσος αριθμός ηλεκτρονίων που απελευθερώνονται είναι άμεσα ανάλογος με το συνεχές ρεύμα στην κάθοδο, επειδή αυτό το ρεύμα θερμαίνει την κάθοδο και επομένως καθορίζει τον αριθμό των ηλεκτρονίων που απελευθερώνονται. Όμως ο πραγματικός αριθμός των ηλεκτρονίων που απελευθερώνονται σε μία αυθαίρετη στιγμή μπορεί να είναι μεγαλύτερος ή μικρότερος από τον μέσο ή τον αναμενόμενο αριθμό. Αυτές οι διακυμάνσεις συνιστούν τη φυσική βάση του θορύβου βολής.

Η παραπάνω περιγραφή για μία λυχνία κενού μπορεί εύκολα να γενικευθεί σε μία δίοδο. Ο θόρυβος βολής είναι τελείως τυχαίος και η συχνότητά του εκτείνεται σε ολόκληρο το φάσμα.

5.13 Λόγος σήματος προς θόρυβο (SNR)

Ας υποθέσουμε ότι μία δέσμη ηλεκτρομαγνητικού κύματος που περιέχει πληροφορία λαμβάνεται από μία κεραία. Ας υποθέσουμε ακόμη ότι η συχνότητα του φέροντος κύματος είναι 10 GHz με την πληροφορία του να εκτείνεται σε ένα εύρος ζώνης 1 MHz . Η ένταση αυτού του κύματος καθορίζεται από την ισχύ του την οποία ονομάζουμε P_s . Είδαμε ήδη ότι οποιοδήποτε περιβάλλον σε απόλυτη θερμοκρασία T «μολύνεται» από θερμικό και άλλο θόρυβο. Ας ονομάσουμε την ισχύ του θορύβου P_n . Ο λόγος της ισχύος του σήματος προς την ισχύ του θορύβου μέσα στο εύρος ζώνης που μας ενδιαφέρει ονομάζεται λόγος σήματος προς θόρυβο, (Signal to Noise Ratio-SNR), δηλαδή:

$$SNR \text{ (Λόγος σήματος προς θόρυβο)} = \frac{\text{Ισχύς σήματος}}{\text{Ισχύς θορύβου}} = \frac{P_s}{P_n} \quad (8.5)$$

Επειδή το SNR είναι ο λόγος δύο τιμών ισχύος, μπορεί να εκφραστεί σε dB :

$$SNR \text{ (dB)} = P_s \text{ (dbm)} - P_n \text{ (dBm)} \quad (8.6)$$

Είναι προφανές ότι όσο μεγαλύτερο είναι το SNR , τόσο μικρότερη είναι η παραμόρφωση του σήματος που οφείλεται στο θόρυβο. Συνήθως ως ελάχιστες τιμές του SNR απαιτούμε αυτές της τάξεως του 100 ή 20 dB .

5.14 Επίδραση ενός ενισχυτή στο SNR

Ένας ενισχυτής (ή οποιαδήποτε άλλη συσκευή) δεν μπορεί να διαχωρίσει ένα σήμα που περιέχει την επιθυμητή πληροφορία, από τον θόρυβο όσο και τα δύο βρίσκονται μέσα στο εύρος ζώνης λειτουργίας του. Δυστυχώς, αυτό σημαίνει ότι ο ενισχυτής δεν μπορεί επιλεκτικά να ενισχύσει το σήμα και όχι τον θόρυβο. Για παράδειγμα, ένας ενισχυτής με κέρδος G θα ενισχύσει και το σήμα και τον θόρυβο κατά τον ίδιο παράγοντα G . Επομένως, στην καλύτερη περίπτωση, το SNR στην έξοδο του ενισχυτή δεν θα είναι καλύτερο από το SNR στην είσοδο.

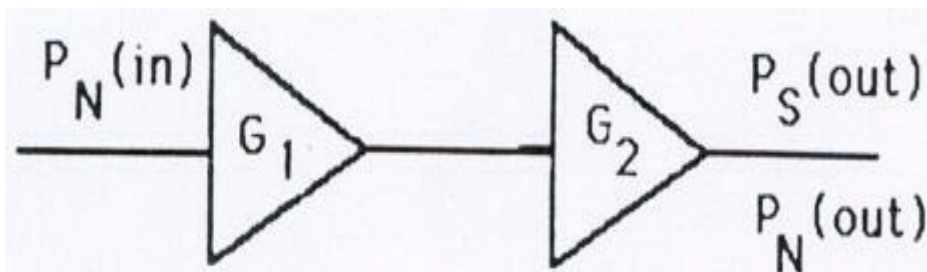
Καμία συσκευή δεν είναι τέλεια. Το τμήμα εισόδου μιας συσκευής έχει το δικό του θόρυβο. Αυτό μπορούμε εύκολα να το δούμε επειδή, αν τα τερματικά σημεία εισόδου βραχυκυκλωθούν, ο θόρυβος παράγεται ακόμη από την εσωτερική αντίσταση της συσκευής. Η πηγή του θορύβου μπορεί να είναι θερμικός θόρυβος, θόρυβος βολής κλπ. Επομένως, ο συνολικός θόρυβος εισόδου είναι το άθροισμα του θορύβου που συνοδεύει το σήμα και του θορύβου της συσκευής. Κατά τη διάρκεια επεξεργασίας του σήματος, οι ημιαγωγοί, οι λυχνίες ή άλλα στοιχεία που περιλαμβάνονται, θα προσθέσουν τον δικό τους θόρυβο. Έτσι, **ο λόγος σήματος προς θόρυβο στην έξοδο της συσκευής μπορεί μόνο να υποβαθμιστεί και όχι να βελτιωθεί.**

5.15 Ενισχυτές σε σειρά

Είδαμε στην προηγούμενη παράγραφο ότι η βαθμίδα εισόδου ενός ενισχυτή έχει το δικό της θόρυβο. Η διαδικασία της ενίσχυσης παράγει περισσότερο θόρυβο. Στο σχήμα 8.6 δύο ενισχυτές συνδέονται σε σειρά. Το συνολικό κέρδος είναι $G_1 \cdot G_2$. Η έξοδος του σήματος είναι $P_S \cdot G_1 \cdot G_2$ όμως η έξοδος του θορύβου σχετίζεται με τα G_1 , G_2 , NF_1 και NF_2 . Ο συνολικός δείκτης θορύβου μπορεί να υπολογιστεί ως εξής:

$$NF (\text{συνολικό}) = NF_1 + \frac{NF_2 - 1}{G_1} \quad (8.13)$$

Σημειώνουμε ότι οι τιμές του δείκτη θορύβου είναι όλες σε αριθμούς και όχι σε dB .

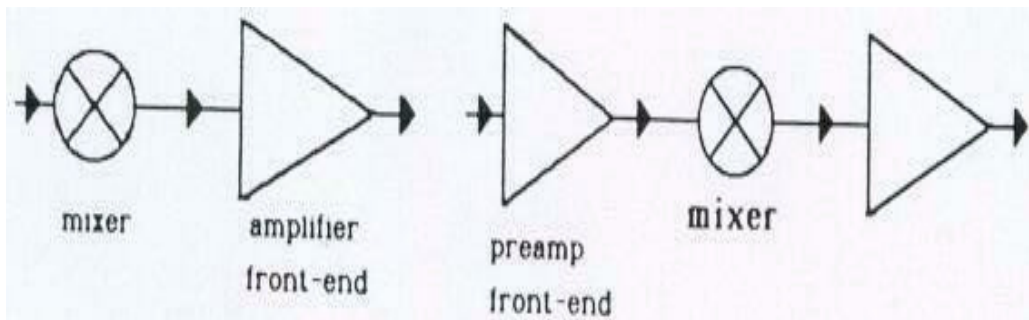


Σχήμα 8.6: Ενισχυτές σε σειρά.

Στην παραπάνω εξίσωση παρατηρούμε ότι ο πρώτος όρος στη δεξιά πλευρά είναι η συνεισφορά από τον ενισχυτή 1, ενώ ο δεύτερος όρος είναι η συνεισφορά από τον ενισχυτή 2. Δηλαδή ο θόρυβος στην είσοδο

του ενισχυτή 2 σχετίζεται μερικώς με το G_1 και μερικώς με τον θόρυβο στα άκρα του ενισχυτή 2. Αν το G_1 είναι μεγάλο, σημαίνει ότι η είσοδος του θορύβου στον ενισχυτή 2 κυριαρχείται από το θόρυβο που έρχεται από τον ενισχυτή 1 και όχι τόσο πολύ από τον θόρυβο στα άκρα του ενισχυτή 2.

Από την εξίσωση (8.13) μπορεί να εξαχθεί ένα σημαντικό κριτήριο σχεδιασμού. Αν ο πρώτος ενισχυτής έχει έναν σχετικά χαμηλό δείκτη θορύβου αλλά ένα σχετικά υψηλό κέρδος, είναι δηλαδή ένας ενισχυτής χαμηλού θορύβου, ο συνολικός δείκτης θορύβου για μία μεγάλη σειρά συσκευών οφείλεται κυρίως στον πρώτο ενισχυτή. Οι δείκτες θορύβου των συσκευών που ακολουθούν τον πρώτο ενισχυτή έχουν λιγότερη σημασία. Στο **σχήμα 8.7** φαίνονται δύο διατάξεις ενός μείκτη και ενός ενισχυτή. Στο αριστερό μέρος του σχήματος, ο συνολικός δείκτης θορύβου κυριαρχείται από εκείνον του μείκτη και είναι συνήθως υψηλός. Ο ενισχυτής μετά τον μείκτη έχει μικρή επίδραση στο συνολικό SNR . Στο δεξιό μέρος του σχήματος, ο συνολικός δείκτης θορύβου κυριαρχείται από εκείνον του ενισχυτή χαμηλού θορύβου. Αν και ο μείκτης έχει μεγάλο δείκτη θορύβου, η συνεισφορά του καταστέλλεται από το κέρδος του ενισχυτή χαμηλού θορύβου.



Σχήμα 8.7: Διατάξεις μείκτη-ενισχυτή και ενισχυτή-μείκτη.

Ο συνολικός δείκτης θορύβου τριών ή περισσότερων ενισχυτών σε σειρά μπορεί να γενικευθεί από την εξίσωση (8.13):

$$NF (\text{συνολικ } \acute{o}) = NF_1 + \frac{NF_2 - 1}{G_1} + \frac{NF_3 - 1}{G_1 G_2} + \dots \quad (8.14)$$

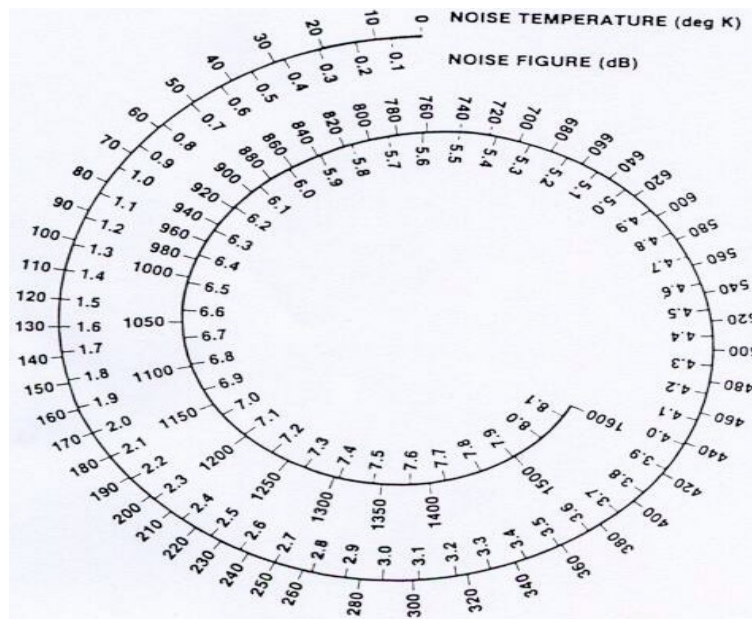
Η παραπάνω εξίσωση είναι γνωστή ως εξίσωση του Friis και μπορεί να εκφραστεί με όρους ισοδύναμης θερμοκρασίας θορύβου αν λάβουμε υπόψη τις εξισώσεις (8.9) και (8.10):

$$NF (\text{συνολικ } \acute{o}) = T_{n1} + \frac{T_{n2}}{G_1} + \frac{T_{n3}}{G_1 G_2} + \dots \quad (8.15)$$

Βλέπουμε και πάλι ότι η ισοδύναμη θερμοκρασία θορύβου της πρώτης βαθμίδας θα κυριαρχήσει αν έχει αρκετά υψηλό κέρδος G_1 για να καταστείλει τις συνεισφορές από τις επόμενες βαθμίδες. Αυτό οδηγεί στην ιδέα να ψύξουμε την πρώτη βαθμίδα.

5.16 Ο σπειροειδής χάρτης

Ο δείκτης θορύβου και η ισοδύναμη θερμοκρασία θορύβου είναι συσχετιζόμενες ποσότητες. Η μετατροπή μεταξύ των δύο ποσοτήτων μπορεί να γίνει άμεσα από τον σπειροειδή χάρτη (σχήμα 8.8) Σημειώνουμε ότι οι δείκτες θορύβου είναι σε *dB*.



Σχήμα 8.8: Ο σπειροειδής χάρτης.

6. ΚΕΡΑΙΕΣ

6.1 Τι είναι κεραία

Κεραία είναι το μέσον με το οποίο εκπέμπεται η ενέργεια της ραδιοσυχνότητας στον χώρο. Ένα πλήρες σύστημα κεραίας αποτελείται από τρία μέρη:

- 1) Την κεραία αυτή καθαυτή.
- 2) Την γραμμή μεταφοράς.
- 3) Το σύστημα σύζευξης που χρησιμοποιείται για να μεταφέρει την ισχύ από τον πομπό στην γραμμή μεταφοράς και από την γραμμή μεταφοράς στην κεραία.

Εδώ επισημαίνεται ότι οποιαδήποτε κεραία μπορεί να χρησιμοποιηθεί με οποιαδήποτε γραμμή μεταφοράς αρκεί να παρεμβάλλεται μεταξύ τους το κατάλληλο σύστημα προσαρμογής.

Οι σπουδαιότεροι από τους παράγοντες που καθορίζουν τον τύπο, το μέγεθος και το σχήμα μιας κεραίας είναι:

- α) Η συχνότητα του πομπού.

β) Η ισχύς του εκπεμπόμενου σήματος.

γ) Η κατεύθυνση προς την οποία είναι επιθυμητή η διάδοση.

Η ακτινοβολία των κεραιών δεν είναι ποτέ η ίδια προς όλες τις κατευθύνσεις. Κάθε κεραία αναλόγως του τύπου της εκπέμπει ή λαμβάνει με μεγαλύτερη ενέργεια όταν προσανατολισθεί προς μία ορισμένη κατεύθυνση. Ορισμένες μάλιστα κεραιές παρουσιάζουν μεγαλύτερες κατευθυντικές ικανότητες από άλλες.

Ένα κύμα ραδιοσυχνότητας που φεύγει από μία κεραία, έχει μία ορισμένη πόλωση. Η διεύθυνση του ηλεκτρονικού πεδίου, δηλαδή η διεύθυνση των ηλεκτρικών δυναμικών γραμμών, ονομάζεται διεύθυνση πολώσεως του κύματος. Ένα κύμα που έχει ηλεκτρικό πεδίο οριζόντιο ή κατακόρυφο, ονομάζεται αντιστοίχως πολωμένο οριζοντίως ή κατακόρυφος. Επομένως μία κατακόρυφη κεραία ακτινοβολεί κύμα κατακόρυφος πολωμένο και μία οριζόντια κεραία, ακτινοβολεί κύμα οριζοντίως πολωμένο. Το μέγεθος της ακτινοβολίας των κεραιών στις διάφορες κατευθύνσεις παριστάνεται με τους λεγόμενους λοβούς ακτινοβολίας' και το διάγραμμα που προκύπτει λέγεται διάγραμμα ακτινοβολίας της κεραίας. Μπορούμε να κατασκευάσουμε κεραιές με συνδυασμό ενός αριθμού κεραιών ημίσεως κύματος ή με διάφορες άλλες μεθόδους. Ένας αριθμός συντονισμένων στοιχείων ημίσεως κύματος συνδεμένων καταλλήλως αποτελεί μία στοιχειοσειρά.

6.2 Συντονισμός κεραιάς

Συνήθως χρησιμοποιούμε ένα σύστημα κεραιάς για την εκπομπή σημάτων διαφορετικών συχνοτήτων. Αν μία κεραία έχει πολύ μικρό μήκος ως προς το χρησιμοποιούμενο μήκος κύματος, συντονίζεται σε συχνότητα μεγαλύτερη από τη συχνότητα στην οποία διεγείρεται, επομένως παρουσιάζει μία χωρητική αντίσταση στη συχνότητα διεγέρσεως. Αυτή η χωρητική αντίσταση μπορεί να εξισορροπηθεί με τη σύνδεση μιας επαγωγικής αντιστάσεως. Όταν μία κεραία έχει μεγάλο μήκος, παρουσιάζει μία επαγωγική αντίσταση στη συχνότητα διεγέρσεως, η οποία μπορεί να προσαρμοσθεί με τη σύνδεση μιας χωρητικής αντιστάσεως, έτσι ώστε η κεραία "επιβραχυνθεί" επαγωγικώς. Εφόσον η κεραία πρέπει να είναι συντονισμένη πάντα στη συχνότητα του εκπεμπόμενου κύματος, το μήκος της πρέπει να μεγαλώνει και να μικραίνει. Αυτό κατορθώνεται με την προσθήκη σε διάταξη σειράς προς την κεραία ενός μεταβλητού πυκνωτή ή ενός πηνίου. Η δεύτερη αυτή περίπτωση είναι γνωστή ως συντονισμός κεραιάς με τη βοήθεια της προσαρμογής της σύνθετης αντιστάσεως. Γνωρίζουμε ότι η ωμική αντίσταση σε ένα συντονισμένο κύκλωμα, μειώνει το μέγεθος του ρεύματος και "απλώνει" την καμπύλη επιλεκτικότητας του κυκλώματος. Ομοίως μία υψηλή ωμική αντίσταση στην κεραία, ελαττώνει την απόδοση αυτής και για το λόγο αυτό πρέπει να χρησιμοποιείται γείωση πολύ μικρής αντιστάσεως. Αυτό δεν κατορθώνεται πάντα

εύκολα γιατί το έδαφος σε πολλές περιοχές είναι ξερό και αμμώδες. Στις περιπτώσεις αυτές χρησιμοποιείται αντίβαρο.

Το αντίβαρο είναι ένας αγωγός, ή ένα σύνολο αγωγών ή μία μάζα μετάλλου, που αντικαθιστούν το έδαφος.

Όταν χρησιμοποιείται οριζόντια κεραία, ο αγωγός αυτός πρέπει να τεντωθεί κάτω από την κεραία και να είναι υπερυψωμένος περί τα 50 εκατοστόμετρα από το έδαφος και μονωμένος.

Σε κατακόρυφη κεραία χρησιμοποιείται μία δικτυωτή διάταξη αγωγών εκτεινόμενων από τη βάση της κεραίας προς τα έξω. Η διάταξη αυτή επίσης πρέπει να είναι υπερυψωμένη περί τα 50 εκατοστόμετρα από το έδαφος και να είναι μονωμένη.

7. Πρακτικά προβλήματα τροφοδοσίας διπολικών κεραιών

7.1.1. Εισαγωγή στα ζητήματα τροφοδοσίας

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

$$VSWR = \frac{1 + |R|}{1 - |R|} \quad (6.1)$$

Ανακλώμενη Ισχύς

$$|R|^2 = \left(\frac{VSWR - 1}{VSWR + 1} \right)^2 \quad (6.2)$$

Μεταφερόμενη Ισχύς

$$|T|^2 = 1 - |R|^2 \quad (6.3)$$

Για παράδειγμα, σύμφωνα με τις σχέσεις (6.1)-(6.3), εάν ο λόγος στάσιμων κυμάτων είναι 5 τότε μόλις το 55,6 % της συνολικής ισχύος μεταφέρεται στο φορτίο (κεραία).

- ❖ 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.

7.1.2. 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 $\lambda/4 \leq \lambda \leq \lambda$ και τις περισσότερες φορές λαμβάνει την τιμή συντονισμού $\lambda/2$. Για την περίπτωση του συντονισμένου δίπολου ($\lambda/2$), η αντίσταση εισόδου είναι περίπου 73 Ω. 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:

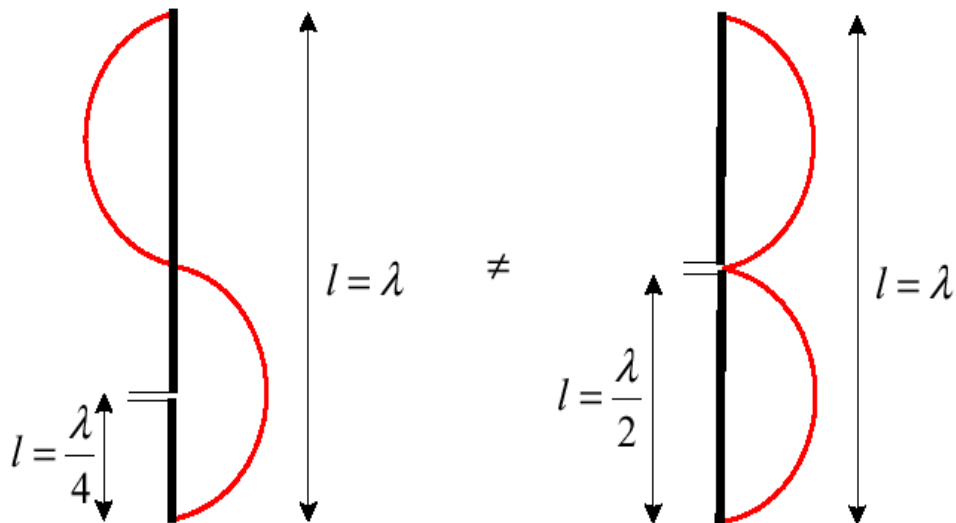
$$Z_{asym}(h) = Z_{sym} \frac{\eta \mu^2(kh)}{\eta \mu^2[k(h-d)]} \quad (7.4)$$

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

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

$$Z_s \cong \frac{1}{2}(Z_{s1} + Z_{s2}) \quad (7.5)$$

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



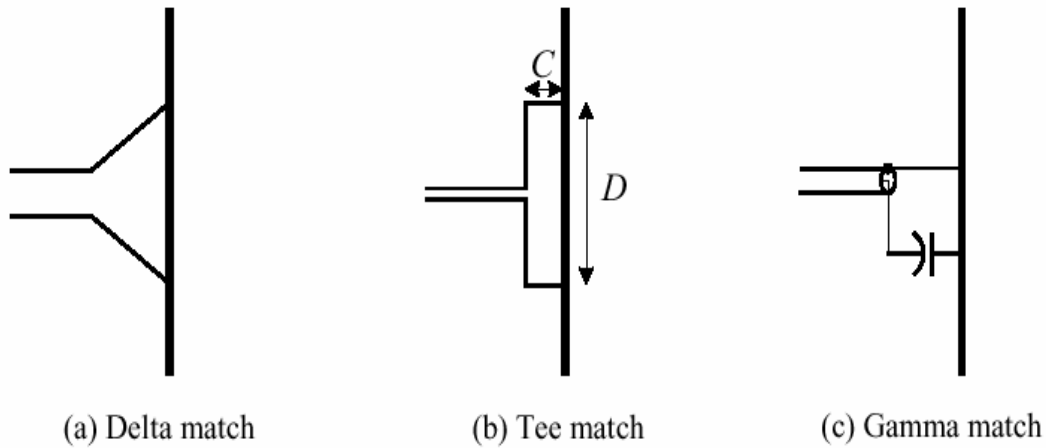
Σχήμα 7.1. Συμμετρική και Ασύμμετρη τροφοδότηση δίπολου.

Όπως είναι φανερό και από το Σχήμα 7.1 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 τροποποίηση 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 $\lambda \leq \lambda/2$, η μη συμμετρική τροφοδότηση οδηγεί σε αύξηση της αντίστασης, χωρίς να επηρεάζεται αισθητά η ρευματική κατανομή. Αντίθετα, για δίπολα μήκους $\lambda \geq \lambda/2$, 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 6.2 περιλαμβάνει ορισμένες από τις μορφές παράλληλης τροφοδότησης όπως: η Γ-προσαρμογή (gamma match), Δ-προσαρμογή (delta match) και η Τ-προσαρμογή (tee match).



Σχήμα 7.2 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 T-προσαρμογή αποτελεί την πιο απλή περίπτωση και μέσω αυτής μπορούν να γίνουν κατανοητές οι αρχές λειτουργίας της παράλληλης τροφοδότησης. Συγκεκριμένα, η T 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 διακένου. Στο σύνολο, η επαγωγική αντίσταση αντισταθμίζει την χωρητική, γεγονός που διευκολύνεται και από τη χρήση μεταβλητού πυκνωτή (Σχήμα 2.18, Γ-προσαρμογή).

Σε ότι αφορά τη συνολική αντίσταση εισόδου, η αύξηση του D οδηγεί σε αύξηση της με μέγιστο στη τιμή $D=\lambda/2$. 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 Γ-προσαρμογή αποτελεί ουσιαστικά προσαρμογή της T για την περίπτωση ασυμμετρίας μεταξύ γραμμής και κεραίας.

Γ. Προσαρμογή με Στέλεχος (Stub-Matching)

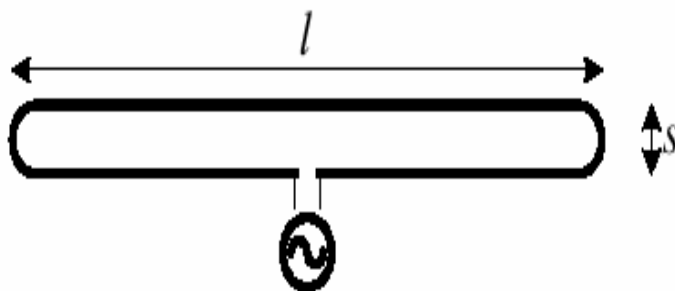
Μια πιο ευαίσθητη μέθοδος προσαρμογής, είναι η προσαρμογή με στέλεχος (*stub matching*). Το στέλεχος αποτελεί μια προέκταση της γραμμής μεταφοράς, απέχει απόσταση S από την κεραία και έχει μήκος C . Γενικά, το στέλεχος μπορεί να είναι είτε βραχυκυκλωμένο, είτε ανοιχτοκυκλωμένο (σε αυτή την περίπτωση 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)

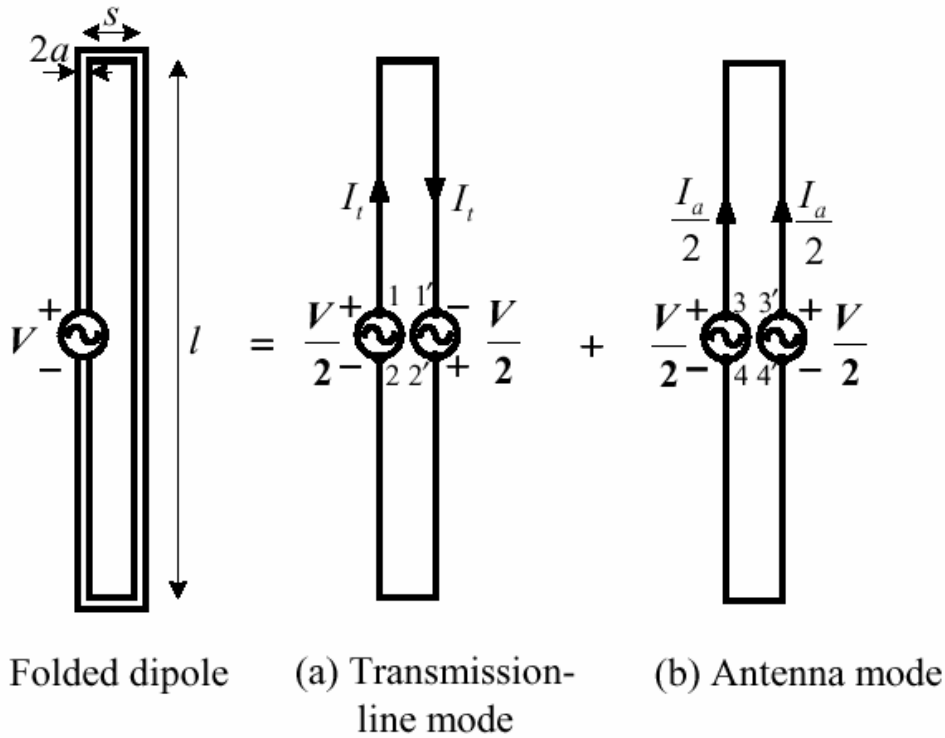
Το αναδιπλωμένο δίπολο αποτελεί μια δημοφιλή επιλογή για ευρείας ζώνης λήψη ραδιοφωνικών ή τηλεοπτικών σημάτων. Τα χαρακτηριστικά που καθιστούν το αναδιπλωμένο δίπολο δημοφιλή επιλογή, είναι ότι

- ❖ Το διάγραμμα ακτινοβολίας του είναι ίδιο με αυτό ενός δίπολου ίδιου μήκους λ .
- ❖ Όταν $\lambda \approx \lambda/2$ 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 κοντά στη χαρακτηριστική αντίσταση της δισύρματης γραμμής μεταφοράς ($Z_0 = 300 \Omega$). Το γεγονός αυτό καθιστά το αναδιπλωμένο δίπολο, ως μια κατάλληλη επιλογή για άμεση σύνδεση με μια δισύρματη γραμμή μεταφοράς.
- ❖ Παρουσιάζει χαρακτηριστικά ευρείας ζώνης λειτουργίας οπότε αποτελεί ιδανικό δέκτη για τη λήψη τηλεοπτικών και ραδιοφωνικών σημάτων.
- ❖ Κατασκευαστικά δεν παρουσιάζει κάποια πολυπλοκότητα, διότι μπορεί να θεωρηθεί ότι προκύπτει από 2 παράλληλα δίπολα $\lambda/2$ ενωμένα στα άκρα τους ή από μια δισύρματη γραμμή που το τελευταίο τμήμα της (π.χ. $\lambda/2$) ανοίγει και μετά διπλώνει έτσι ώστε να δημιουργηθεί το αναδιπλωμένο δίπολο.



Σχήμα 7.3 Αναδιπλωμένο δίπολο

Οι ιδιότητες του αναδιπλωμένου δίπολου μπορούν να μελετηθούν εάν αντιμετωπισθεί, τόσο ως γραμμή μεταφοράς, όσο και σαν κεραία, όπως φαίνεται στο Σχήμα 7.4.



Σχήμα 7.4. Ισοδύναμο κύκλωμα λειτουργίας αναδιπλωμένου δίπολου

Συγκεκριμένα στο επίπεδο της γραμμής μεταφοράς, μπορεί να αντιμετωπισθεί ως 2 στελέχη μήκους $\lambda/2$ συνδεδεμένα παράλληλα, με αντίσταση εισόδου Z_σ . Το ρεύμα I_t είναι ίσο με :

$$I_t = \frac{V}{2Z_\sigma} \quad (7.6)$$

όπου Z_σ είναι η αντίσταση του στελέχους, όπως φαίνεται από το σημείο διέγερσης.

Στο επίπεδο της κεραίας μπορεί να αντιμετωπισθεί ως ένα δίπολο μήκους λ , 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:

$$\frac{I_\alpha}{2} = \frac{(V/2Z_s)}{2} = \frac{V}{4Z_s} \quad (7.7)$$

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

$$I_{in} = I_t + \frac{I_\alpha}{2} = V \left(\frac{1}{2Z_t} + \frac{1}{4Z_\alpha} \right) \Rightarrow Z_{in} = \frac{4Z_\sigma Z_s}{2Z_s + Z_t} \quad (7.8)$$

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

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

Δεν αποτελεί μυστικό το γεγονός ότι για τη μετάδοση των ραδιοκυμάτων στον περιβάλλοντα χώρο καθώς επίσης και για τη λήψη τους από τον δέκτη, είναι αναγκαία η ύπαρξη κατάλληλης διασύνδεσης. Αρκεί να τονίσουμε ότι η λέξη-όρος κεραία (antenna) αναφέρθηκε σε αρκετές περιπτώσεις. Η εν λόγω κατασκευή εξασφαλίζει την εκπομπή και λήψη των ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων προς και από (αντίστοιχα) τον περιβάλλοντα χώρο.

Θα μελετήσουμε τις θεμελιώδεις αρχές της θεωρίας κεραιών και επιπρόσθετα μελετά τη συμπεριφορά των απλών κεραιών-καλωδίων (wire radiators). Ιδιαίτερη έμφαση δίνεται στον ορισμό και την κατανόηση των βασικών παραμέτρων-χαρακτηριστικών των κεραιών μεταξύ των οποίων το κέρδος κεραίας (antenna gain), η αντίσταση ακτινοβολίας (radiation resistance), το εύρος δέσμης (beamwidth). Επιπλέον ιδιαίτερη προσπάθεια γίνεται ώστε να παρουσιαστεί σε βάθος η επίδραση της επιφάνειας της γης και η τροποποίηση / διαφοροποίηση των ιδιοτήτων των κεραιών οι οποίες βρίσκονται σε μικρή απόσταση από αυτή.

Εν συνεχεία παρουσιάζεται διεξοδικά το φαινόμενο antenna coupling και παρουσιάζονται λεπτομερώς διατάξεις HF κεραιών. Στο τέλος του κεφαλαίου περιγράφονται διεξοδικά οι μικροκυματικές κεραίες, οι οποίες και αποτελούν τις πλέον αξιοθαύμαστες, περίπλοκες στην κατασκευή και μεγάλου εύρους ζώνης συχνοτήτων (wideband antennas) κεραίες. Οι δύο προαναφερθείσες ενότητες καλύπτουν περισσότερο από το ένα τρίτο του κεφαλαίου και σε αυτό το μέρος περιγράφονται τα χαρακτηριστικά και οι ιδιότητες κεραιών όπως οι κεραίες παραβολικού ανακλαστήρα (parabolic reflector), κερατοειδείς κεραίες (horn antennas) lenses, ελικοειδής κεραίες (helical antennas), λογαριθμικές-περιοδικές διατάξεις κεραιών (log-periodic arrays).

Απαραίτητη προϋπόθεση για την αναλυτική μελέτη της θεωρίας των κεραιών αποτελεί η κατανόηση της θεωρίας των συντονισμένων κυκλωμάτων (resonant circuits) και επιπρόσθετα των φαινομένων προσαρμογής σύνθετης αντίστασης (impedance matching). Για να καταστεί σαφές το παραπάνω σχόλιο και να μη δημιουργηθούν λανθασμένα συμπεράσματα, αναφέρονται τα ακόλουθα.

Η μέγιστη μεταφορά ισχύος κατά τη μετάδοσή της μέσω γραμμής μεταφοράς επιτυγχάνεται στην περίπτωση που η πηγή (πομπός) είναι προσαρμοσμένη στο φορτίο (load). Ως εκ τούτου η κεραία θα πρέπει να είναι προσαρμοσμένη τόσο στη γραμμή μεταφοράς (στην περίπτωση μας λογίζεται ως η πηγή) όσο και στο φορτίο (ως τέτοιο λογίζεται η ατμόσφαιρα-περιβάλλον χώρος)- στο σημείο αυτό να σημειώσουμε ότι στις ραδιοκυματικές συχνότητες ένα απλό καλώδιο, αναλόγως του φυσικού μήκους του, μπορεί να αποτελέσει μία impedance-matching διάταξη.

Επιπρόσθετα, η διάταξη της κεραίας θα πρέπει να λειτουργεί κατά τρόπο παρόμοιο του τρόπου λειτουργίας των συντονισμένων κυκλωμάτων. Για παράδειγμα, θα πρέπει να εμφανίζει την ικανότητα μεταφοράς και εναλλαγής της ενέργειας από ηλεκτροστατική σε ηλεκτρομαγνητική και αντιστρόφως. Στην περίπτωση δε που η προσαρμογή της κεραίας στο υπόλοιπο κύκλωμα είναι άριστη, μέρος της

μεταδιδόμενης ενέργειας εκπέμπεται στην ατμόσφαιρα καθ' όμοιο τρόπο με τον αντίστοιχο με τον οποίο η ενέργεια μεταφέρεται από το πρωτεύον στο δευτερεύον πηνίο του μετασχηματιστή. Ο εν λόγω παραλληλισμός, αν και απλοϊκός, διευκολύνει στην κατανόηση της διαδικασίας η οποία απαντάται κατά την μετάδοση της RF ενέργειας .

Γενικά, η κεραία αποτελεί μία μεταλλική κατασκευή η λειτουργία της οποίας εστιάζεται στη μετατροπή των υψίσυχων ρευμάτων σε ηλεκτρομαγνητικά κύματα και αντίστροφα. Ανεξαρτήτως των διαφορετικών λειτουργιών τους, οι κεραίες λήψης και εκπομπής εμφανίζουν παρόμοια χαρακτηριστικά γεγονός που συνεπάγεται την ομοιότητα της συμπεριφορά τους . Οι διαστάσεις, το μέγεθος και το σχήμα των κεραιών σχετίζεται άμεσα και εξαρτώνται από το μήκος κύματος του εκπεμπόμενου σήματος πχ το μηχανικό μήκος (mechanical length) μεταβάλλεται αντιστρόφως ανάλογα της συχνότητας του κύματος αφού ως γνωστόν ισχύει η σχέση:

$$T=1/f \quad (9-1)$$

όπου T: ο χρόνος

f: η συχνότητα

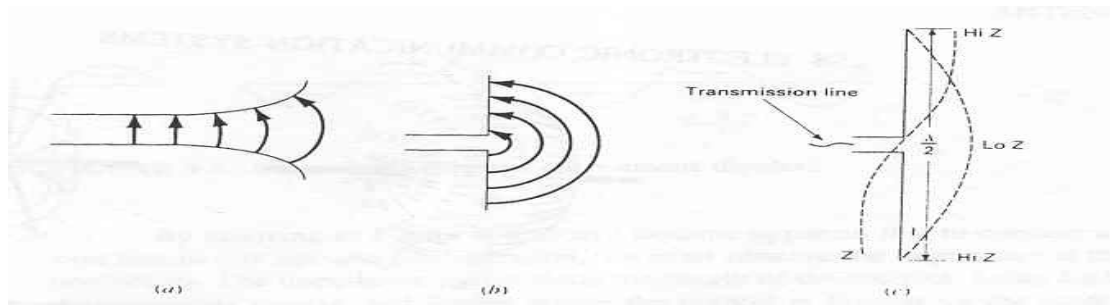
!! Συνεπώς, στην περίπτωση της κεραίας η οποία λειτουργεί στα 50MHz το μήκος της θα πρέπει να είναι 6m.

8. ΕΙΔΗ ΚΕΡΑΙΩΝ

8.1 Εκπομπή ηλεκτρομαγνητισμού

Οποτεδήποτε RF ενέργεια διοχετεύεται σε μη προσαρμοσμένη γραμμή μεταφοράς (mismatched transmission line), δημιουργούνται στάσιμα κύματα, (standing waves) αποτέλεσμα των οποίων είναι η απώλεια ενέργειας ή η εκπομπή της στον περιβάλλοντα χώρο της γραμμής μεταφοράς. Καθίσταται λοιπόν σαφές ότι η εν λόγω διαδικασία αποτελεί ανεπιθύμητο φαινόμενο κατά τη μετάδοση της ενέργειας.

Μελετώντας λεπτομερέστερα την παραπάνω διαδικασία και εστιάζοντας στη γραμμή μεταφοράς (σχήμα 7.5) αγνοώντας τις διατάξεις που την πλαισιώνουν, παρατηρούμε ότι όσο μεγαλύτερη η ελεύθερη επιφάνειά της στο χώρο τόσο περισσότερο διευκολύνεται η διαδικασία ακτινοβολίας της ενέργειας οπότε και μεγαλύτερη ενέργεια εκπέμπεται στον περιβάλλοντα χώρο.



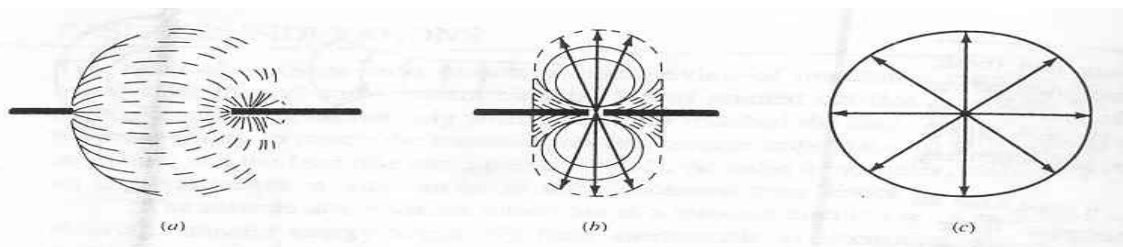
Σχήμα 8.5 (a) γραμμή μεταφοράς “ανοικτών άκρων” (b) conductors in line (c) δίπολο μισού κύματος (*center-fed*)

Έχει αποδειχθεί ότι η απόδοση ακτινοβολίας (*radiation efficiency*) της προαναφερθείσας διάταξης μεγιστοποιείται στην περίπτωση που τα άκρα της έχουν καμφθεί σε τέτοιο βαθμό ώστε να εμφανίζονται κάθετα στη γραμμή μεταφοράς. Κατ’ αυτό τον τρόπο το ηλεκτρικό και το μαγνητικό πεδίο είναι πλήρως συζευγμένα (*fully coupled*) κατά τη διάδοσή τους στον περιβάλλοντα χώρο, οπότε και επιτυγχάνεται η μέγιστη ακτινοβολούμενη ενέργεια. Η εν λόγω διάταξη καλείται δίπολο. Στην περίπτωση δε, που το συνολικό μήκος των δύο καλωδίων είναι ίσο με το μισό του μήκους κύματος του εκπεμπόμενου κύματος, η κεραία καλείται δίπολο μισού κύματος (*half-wave dipole*).

Η προαναφερθείσα διάταξη-διαμόρφωση εμφανίζει παρόμοια χαρακτηριστικά με την ισοδύναμη γραμμή μεταφοράς μήκους ίσου με $1/4\lambda$. Η τιμή της σύνθετης αντίστασης είναι μεγάλη στα άκρα της διάταξης (σχήμα 8.5 c) ενώ αντιθέτως η σύνθετη αντίσταση λαμβάνει μικρή τιμή στο κέντρό της στο σημείο όπου πραγματοποιείται η σύνδεσή της με την γραμμή μεταφοράς. Ως εκ τούτου η ένταση του ρεύματος είναι μεγάλη (*large current nodes*) στο κέντρο της διάταξης και αντιθέτως μικρή στα άκρα της κεραίας, γεγονός που οδηγεί στη μέγιστη ακτινοβολούμενη ενέργεια.

8.1.2 Το στοιχειώδες δίπολο (Hertz Dipole)

Στην ουσία πρόκειται για μία θεωρητική κεραία της οποίας το μήκος δεν ξεπερνά το μήκος του εκπεμπόμενου κύματος. Εξυπηρετεί στη θεωρητική μελέτη των κεραιών ως το πρότυπο βάσει του οποίου συγκρίνονται και ορίζονται τα χαρακτηριστικά όλων των κεραιών που χρησιμοποιούνται στην πράξη.



Σχήμα 8.6 Το διάγραμμα ακτινοβολίας του στοιχειώδους δίπολου (a) πλευρική άποψη (b) γωνία μέγιστης ακτινοβολίας (c) κατακόρυφη άποψη

Η ισχύς του πεδίου (field strength) του δίπολου Hertz υπολογίζεται από την παρακάτω σχέση :

$$E = (60 \cdot \pi \cdot L_e \cdot I \cdot \sin\theta) / (\lambda \cdot r) \quad (9-2)$$

E: η ισχύς του μαγνητικού πεδίου

r: η απόσταση

L_e : το μήκος της κεραίας

I: η ένταση του ρεύματος

θ : γωνία που σχηματίζεται από τον άξονα του καλωδίου και τη διεύθυνση της μέγιστης ακτινοβολίας

Όπως εικονίζεται στο σχήμα 6.6b το διάγραμμα ακτινοβολίας του στοιχειώδους δίπολου εμφανίζει ομοιομορφία εκατέρωθεν του άξονα του δίπολου (συμμετρικοί κύκλοι) ενώ από το ίδιο σχήμα διαφαίνεται ότι η διεύθυνση μέγιστης ακτινοβολίας του δίπολου είναι η κάθετη στον άξονά του.

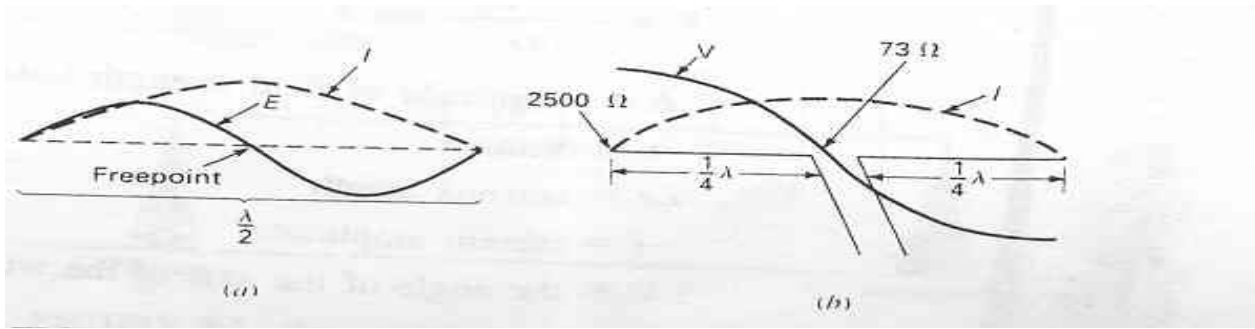
8.2 Συρμάτινες κεραίες στο χώρο

Στην παράγραφο που ακολουθεί περιγράφονται τα χαρακτηριστικά των κεραιών υπό την προϋπόθεση ότι βρίσκονται τοποθετημένες μακριά από την επιφάνεια της γης. Η εν λόγω συνθήκη επιβάλλεται δεδομένου ότι το διάγραμμα ακτινοβολίας της κεραίας μεταβάλλεται-παραμορφώνεται από την ύπαρξη της γήινης επιφάνειας.

8.2.1 Κατανομή τάσης και ρεύματος

Οποτεδήποτε τάση υψίσυχνου (RF) σήματος εφαρμόζεται σε κάποιο σημείο της κεραίας, στο εν λόγω σημείο αναπτύσσεται τάση και επάγεται ηλεκτρικό ρεύμα. με άμεσο αποτέλεσμα τη δημιουργία και διάδοση κυμάτων (traveling waves). Η εν λόγω διαδικασία εάν είναι δυνατόν να συνοδεύεται από τη δημιουργία στάσιμων κυμάτων, η ύπαρξη των οποίων αποτελεί ισχυρή ένδειξη ότι η τάση και η ένταση του ρεύματος είναι εκτός φάσης.

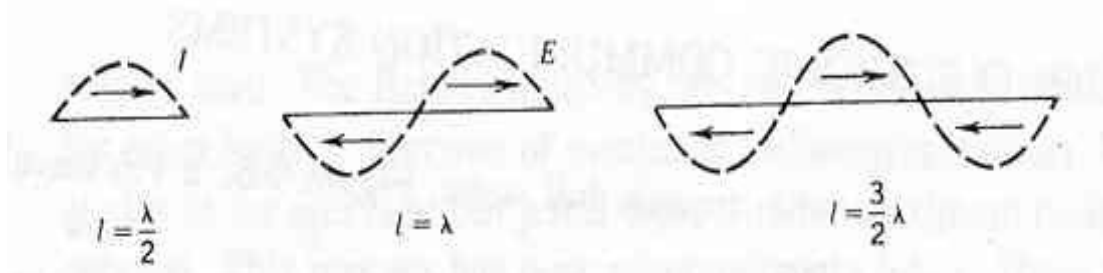
Το διάγραμμα ακτινοβολίας (radiation pattern) της κεραίας εξαρτάται κατά βάση από το μήκος της μετρούμενο σε μήκη κύματος, τις πιθανές απώλειες ισχύος και από τα φορτία (terminations) που πιθανότατα είναι συνδεδεμένα στα δύο άκρα της. Επιπρόσθετα, το πάχος της κεραίας αποτελεί παράγοντα εξέχουσας σημασίας στην διαμόρφωση του διαγράμματος ακτινοβολίας. Στην παρούσα παρουσίαση που επιχειρείται, οι κεραίες θεωρείται ότι δεν παρουσιάζουν απώλειες και επίσης ότι είναι κατασκευασμένες από καλώδια πολύ μικρής διατομής.



Σχήμα 8.7 Κατανομή τάσης και ρεύματος κατά μήκος του δίπολου μισού κύματος

Στο **σχήμα 8.7** απεικονίζεται η αναπτυσσόμενη τάση και η κατανομή του ρεύματος κατά μήκος του δίπολου μισού κύματος. Από τη μελέτη του εν λόγω σχήματος και τη σύγκρισή του με το αντίστοιχο σχήμα 8.7b καθίσταται προφανής η ομοιότητα την οποία παρουσιάζει το διάγραμμα ακτινοβολίας της εν λόγω διάταξης με το αντίστοιχο διάγραμμα της γραμμής μεταφοράς μήκους $\lambda/4$.

Η μεταβολή της τάσης και της έντασης του ρεύματος είναι τέτοια ώστε οι χαρακτηριστικές καμπύλες τους επαναλαμβάνονται ανά μήκος $\lambda/2$ όπως απεικονίζεται και στο **σχήμα 8.8**.



Σχήμα 8.8 Κατανομή ρεύματος κατά μήκος συντονισμένων δίπολων

Αναφερόμενοι στο σχήμα παραπάνω, καθίσταται σαφές ότι για τη διασύνδεση της εν λόγω διάταξης κεραίας με μία γραμμή μεταφοράς, ιδιαίτερη προσοχή απαιτείται κατά τη μέτρηση της εμπέδησης στα άκρα σύνδεσης προκειμένου να πραγματοποιηθεί η τέλεια προσαρμογή τους.

Ενδεικτικά αναφέρεται ότι η τιμή της εμπέδησης μεταβάλλεται κατά μήκος της κεραίας, εμφανίζοντας μέγιστη τιμή στα σημεία όπου η ένταση του ρεύματος είναι ελάχιστη ενώ αντίθετα η τιμή της εμπέδησης είναι ελάχιστη στο κέντρο της διάταξης όπου η τιμή του ρεύματος εμφανίζεται μέγιστη. Συγκεκριμένα στο κέντρο της κεραίας μισού κύματος η εμπέδηση εμφανίζει τιμή περί τα 73Ω η οποία και αυξάνεται σταδιακά μέχρι την τιμή των 2500Ω σε κάθε ένα εκ των δύο άκρων.

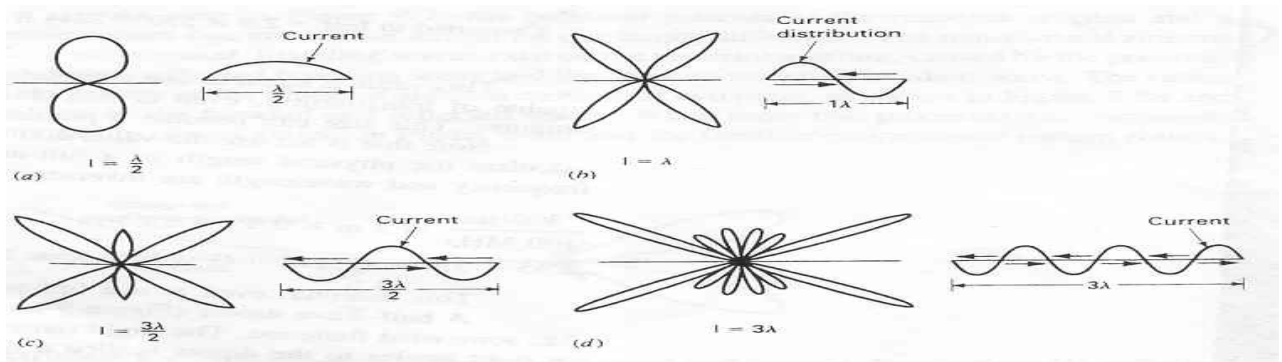
Προκειμένου λοιπόν να επιτευχθεί η μέγιστη μεταφορά ενέργειας, από τα όσα αναφέρθηκαν παραπάνω συμπεραίνουμε ότι η εμπέδηση της γραμμής μεταφοράς που θα συνδεθεί στην εν λόγω

κεραία θα πρέπει να είναι 73 Ohm . Η περιγραφόμενη μέθοδος διασύνδεσης της γραμμής μεταφοράς στην κεραία αναφέρεται ως centrecurrent fed.

8.2.2 Συντονισμένες κεραίες, διαγράμματα ακτινοβολίας

Ως γνωστόν, από τη θεωρία των συντονισμένων κυκλωμάτων ισχύει ότι ένα οποιοδήποτε συντονισμένο κύκλωμα υψηλής τιμής Q εμφανίζει πολύ μικρό εύρος ζώνης. Καθ' όμοιο τρόπο, οι συντονισμένες κεραίες (resonant antennas) εμφανίζουν πολύ μικρό εύρος ζώνης, ιδιότητα η οποία καθορίζει τα χρήσιμα όρια του κάθε τύπου ακτινοβολητή (radiator).

Το διάγραμμα ακτινοβολίας (στον ελεύθερο χώρο) ενός οποιοδήποτε ακτινοβολητή καλωδίου (wire radiator) εξαρτάται κυρίως από το μήκος του. Στο **σχήμα 8.9** απεικονίζονται τα χαρακτηριστικά διαγράμματα κατανομής της έντασης του ρεύματος και τα αντίστοιχα διαγράμματα ακτινοβολίας στις περιπτώσεις όπου το μήκος της κεραίας είναι $l = \lambda/2, \lambda, 3\lambda/2, 3\lambda$ αντίστοιχα.



Σχήμα 8.9 Το διάγραμμα ακτινοβολίας συντονισμένων δίπολων διαφορετικών μηκών

Η κεραία μισού κύματος εμφανίζει κατανεμημένη χωρητική (capacitance) και επαγωγική αντίσταση (inductance) και ως εκ τούτου λειτουργεί ως συντονισμένο κύκλωμα, στο οποίο η τάση και η ένταση του ρεύματος είναι εκτός φάσης.

Χαρακτηριστικά αναφέρεται ότι συνδέοντας το άκρο της κεραίας μέσω ενός RF βολτόμετρου στη γείωση η μετρούμενη τιμή τάσης είναι πολύ μεγάλη. Μετακινώντας τον ακροδέκτη του βολτόμετρου κατά μήκος της κεραίας και πλησιάζοντας προς το κέντρο της διάταξης η μετρούμενη τιμή της τάσης ελαχιστοποιείται.

Τέλος, αναφορικά με το μήκος της κεραίας, θα πρέπει να αναφερθεί ότι ο υπολογισμός του βασίζεται στην εξίσωση 1) η οποία ακολουθεί:

$$L = \frac{v_{el}}{f} \quad 1)$$

όπου v_{el} είναι η ταχύτητα διάδοσης του ηλεκτρικού κύματος στο συγκεκριμένο μέσο f η συχνότητά του.

Η ταχύτητα διάδοσης του ηλεκτρομαγνητικού κύματος στο εν λόγω μέσο προσδιορίζεται από τη σχέση :

$$vel=c*V_f$$

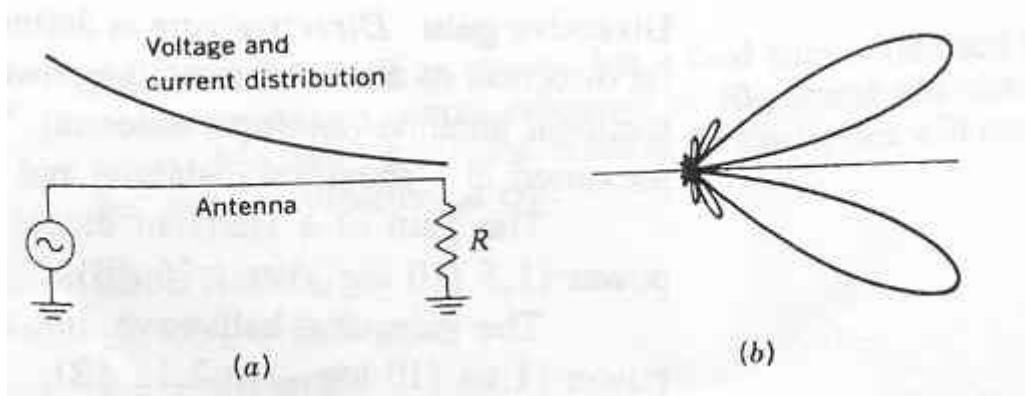
2)

όπου c η ταχύτητα διάδοσης του ηλεκτρομαγνητικού κύματος στο κενό.

V_f είναι ο παράγοντας ταχύτητας (*velocity factor*). Γενικά, ο παράγοντας ταχύτητα υπολογίζεται ως 0.95.

8.2.3 Μη συντονισμένες κεραίες (Directional Antennas)

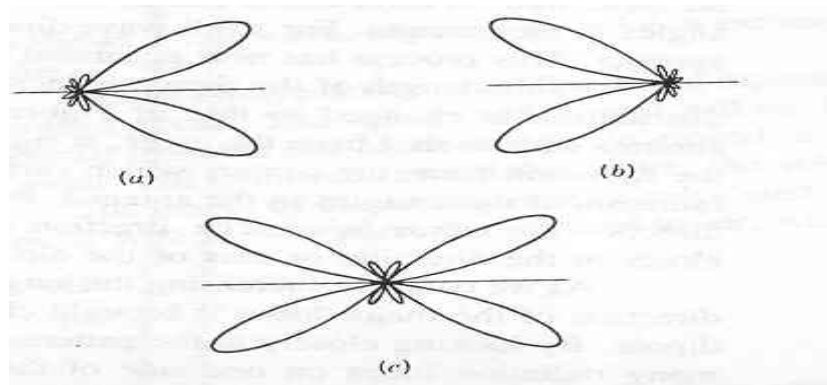
Κατά μήκος μίας συντονισμένης κεραίας, όπως και στην περίπτωση της άριστα τερματισμένης (*properly terminated*) γραμμής μεταφοράς, δεν παράγονται στάσιμα κύματα.. Η ύπαρξη κατάλληλης αντίστασης τερματισμού στα άκρα μη συντονισμένης κεραίας εξασφαλίζει τον μηδενισμό των στάσιμων κυμάτων διασφαλίζοντας παράλληλα τη μετάδοση των κυμάτων προς μία μόνο κατεύθυνση (*forward*). Επιπρόσθετα, η αντίσταση τερματισμού στα άκρα της κεραίας επιφέρει την εξασθένηση της εκπεμπόμενης ενέργειας έτσι ώστε τα δύο τρίτα της συνολικά μεταφερόμενης ενέργειας εκπέμπονται στον περιβάλλοντα χώρο της κεραίας (σχήμα 8.10α).



Σχήμα 8.10 Μη συντονισμένη κεραία (α) Διάταξη και κατανομή ρεύματος (β) διάγραμμα ακτινοβολίας

Συγκρίνοντας το σχήμα 8.10b με τα αντίστοιχα του σχήματος 8.9, παρατηρούμε ότι το διάγραμμα ακτινοβολίας της μη συντονισμένης κεραίας εμφανίζει χαρακτηριστικές ομοιότητες με το διάγραμμα ακτινοβολίας της αντίστοιχης συντονισμένης κεραίας. Η ουσιαστική διαφορά τους έχει να κάνει με το γεγονός ότι οι μη συντονισμένες κεραίες είναι **μονοκατευθυντικές** (*unidirectional*). Το ερώτημα που γεννάται αφορά στη διεκρίνηση των αιτιών εξ' αιτίας των οποίων το διάγραμμα ακτινοβολίας των συντονισμένων κεραιών εμφανίζεται **πανκατευθυντικό** (*omnidirectional*). Πολύ απλά, στις συντονισμένες κεραίες η συνύπαρξη των ανακλώμενων (*reflected*) και ορθώς διαδιδόμενων (*forward travelling incident*) κυμάτων, έχει ως επακόλουθο τη δημιουργία στάσιμων κυμάτων, η ύπαρξη των οποίων καθορίζει τη μορφή του διαγράμματος ακτινοβολίας. Αποτελείται λοιπόν από δύο τμήματα (σχήμα 8.11α και 8.11β) κάθε ένα εκ των οποίων οφείλεται στην ύπαρξη των *forward* και ανακλώμενων κυμάτων αντίστοιχα. Ο

συνδυασμός επομένως των εν λόγω διαγραμμάτων ακτινοβολίας οδηγεί στο **δικατευθυντικό** (*bidirectional*) διάγραμμα ακτινοβολίας του σχήματος 8.11c.



Σχήμα 8.11 Απεικόνιση του τρόπου σύνθεσης του διαγράμματος ακτινοβολίας συντονισμένης κεραίας (α) προερχόμενο από το forward κύμα (b) προερχόμενο από το ανακλώμενο κύμα (c) το τελικό διάγραμμα ακτινοβολίας της κεραίας

8.3.1 Κέρδος κεραίας και Αποτελεσματική Ισχύς Εκπομπής

Συγκεκριμένοι τύποι κεραιών εστιάζουν το διάγραμμα ακτινοβολίας τους σε μία συγκεκριμένη κατεύθυνση συγκριτικά με τις πανκατευθυντικές κεραίες. Ένας διαφορετικός τρόπος περιγραφής της ικανότητας / χαρακτηριστικού της κεραίας να συγκεντρώνει την εκπεμπόμενη ακτινοβολία αποτελεί το μέγεθος του **κέρδους της κεραίας** (antenna gain) (μετρούμενο σε decibels)

Κατευθυντικό κέρδος (directive gain) Ορίζεται ως ο λόγος της πυκνότητας της εκπεμπόμενης ισχύος (power density) σε συγκεκριμένη κατεύθυνση προς την πυκνότητα ισχύος η οποία θα εκπεμπόταν από μία πανκατευθυντική κεραία (omnidirectional-isotropic antenna). Η πυκνότητα ισχύος αμφότερων των δύο τύπων κεραιών μετράται σε συγκεκριμένη κατεύθυνση και ως εκ τούτου ένας συγκριτικός λόγος υπολογίζεται.

Σε πραγματική βάση το κέρδος του δίπολου Hertz, αναφορικά πάντοτε με μία πανκατευθυντική κεραία υπολογίζεται 1.76dB, ενώ καθ' όμοιο τρόπο η αντίστοιχη τιμή του κέρδους της διπολικής κεραίας μισού κύματος υπολογίζεται 2.15dB. Αναφορικά με τις wire κεραίες οι οποίες αναφέρθηκαν σε προηγούμενες παραγράφους, το κέρδος τους ποικίλει από 2.15dB (δίπολο μισού κύματος) έως 8.51dB (στην περίπτωση της διπολικής κεραίας μήκους $l=8\lambda$). Στην περίπτωση δε των παρόμοιων (ως προς το μήκος) μη συντονισμένων κεραιών, οι τιμές κέρδους των είναι 5.05dB έως 12.4dB αντίστοιχα.

Από την σύγκριση των παραπάνω τιμών προκύπτουν τα ακόλουθα συμπεράσματα. Κατά πρώτον, αυξανόμενου του μήκους της κεραίας αυξάνεται η τιμή του κέρδους της κεραίας. Κατά δεύτερον, συγκρίνοντας τα κέρδη των συντονισμένων κεραιών με τα αντίστοιχα των μη συντονισμένων προκύπτει το συμπέρασμα ότι οι μη συντονισμένες κεραίες παρουσιάζουν μεγαλύτερο κέρδος γεγονός αναμενόμενο.

Κατευθυντικότητα και κέρδος ισχύος (directivity and power gain) Ένα επιπλέον μέγεθος το οποίο χρησιμοποιείται για τον προσδιορισμό του κέρδους μίας κεραίας είναι το **κέρδος ισχύος** (power gain). Το εν λόγω μέγεθος στην πραγματικότητα αποτελεί μέτρο σύγκρισης της ισχύος εξόδου μίας συγκεκριμένης κεραίας σε συγκεκριμένη κατεύθυνση, σε σχέση με μία ιστροπική κεραία. Το κέρδος μίας κεραίας είναι ο λόγος ισχύος μεταξύ μίας πανκατευθυντικής και μία μονοκατευθυντικής κεραίας. Η μαθηματική έκφραση μέσω της οποίας εκφράζεται και υπολογίζεται είναι η ακόλουθη :

$$A(\text{dB})=10 \log_{10} (P_2/P_1) \quad (9-4)$$

Όπου A(dB): το κέρδος της κεραίας σε decibels

P_1 : η εκπεμπόμενη ισχύς της μονοκατευθυντικής κεραίας

P_2 : η εκπεμπόμενη ισχύς της ιστροπικής κεραίας

Ένας επιπρόσθετος όρος ο οποίος χρησιμοποιείται προκειμένου να περιγράψει την απόδοση του συστήματος εκπομπής είναι ο effective radiated power (ERP).

8.3.2 Μέτρηση εκπομπής και ένταση πεδίου

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

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.

8.3.3 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*).

Απώλειες και βαθμός απόδοσης: Πέραν της ενέργειας που εκπέμπεται από την κεραία, ένα σημαντικό μέγεθος, ο προσδιορισμός και περιορισμός του οποίου αποτελεί εξέχουσα σημασίας έργο, 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 :

$$P_{in} = P_d + P_{rad} \quad (9-5)$$

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 $I^2 R$ 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

$$\eta = R_{rad} / (R_{rad} + R_d) * 100\% \quad (9-6)$$

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 ακτινοβολούμενης 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 των εν λόγω κεραιών δεν ξεπερνά την τιμή 0.95 ενώ είναι δυνατό στη χειρότερη περίπτωση ο βαθμός απόδοσης τους να μην ξεπερνά την τιμή 0.75.

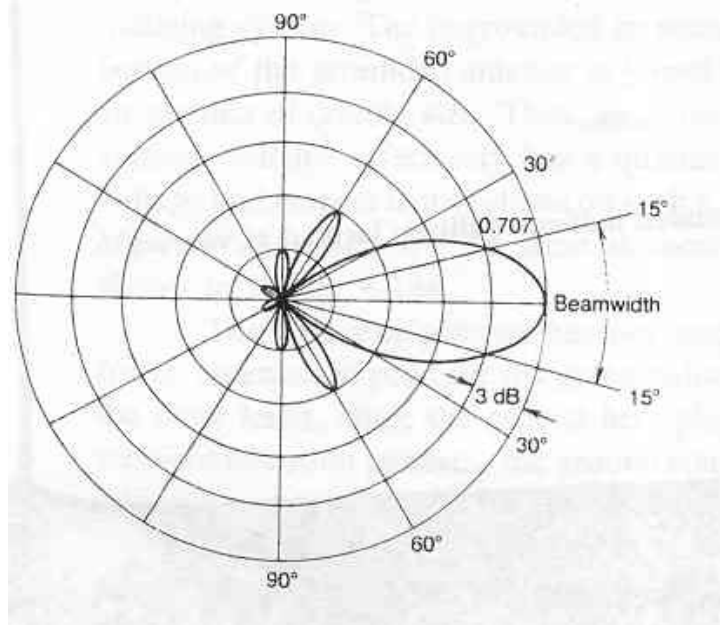
Φυσικά, αυξανόμενης της συχνότητας εκπομπής της κεραίας, αυξάνεται ο βαθμός απόδοσής τους έτσι που σε ορισμένες εκπομπής της κεραίας, αυξάνεται ο βαθμός απόδοσής τους έτσι που σε ορισμένες περιπτώσεις επιτυγχάνεται άριστη απόδοση πλησίον της μέγιστης τιμής 1. Η αντίσταση ακτινοβολίας είναι δυνατό να 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.

8.3.4 Εύρος ζώνης συχνοτήτων, Εύρος δέσμης και πολικότητα κεραίας

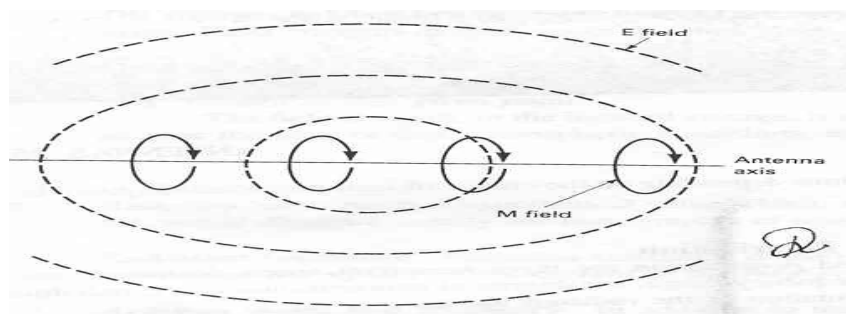
Από τις πλέον σημαντικές παραμέτρους οι οποίες χρησιμοποιούνται ευρύτατα στην περιγραφή των χαρακτηριστικών των κεραιών είναι το **εύρος ζώνης συχνοτήτων** (bandwidth) στις οποίες λειτουργεί η κεραία, το **εύρος δέσμης** (beam width) της κεραίας που καθορίζει το βαθμό συρρίκνωσης /συγκέντρωσης του διαγράμματος 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 τρόπος τινά η "προστασία" του εκπεμπόμενου σήματος από αυτού του είδους τις παραμορφώσεις-υποβιβάσεις.

Από την άλλη μεριά, το εύρος δέσμης της κεραίας προσδιορίζει την ικανότητα συρρίκνωση ή όχι της ακτινοβολούμενης δέσμης γύρω από τον κύριο άξονα ακτινοβολίας. Περιγράφεται δε 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° . 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 6.12 είναι 30° .



Σχήμα 8.12 Το εύρος δέσμης συγκεκριμένης κεραίας

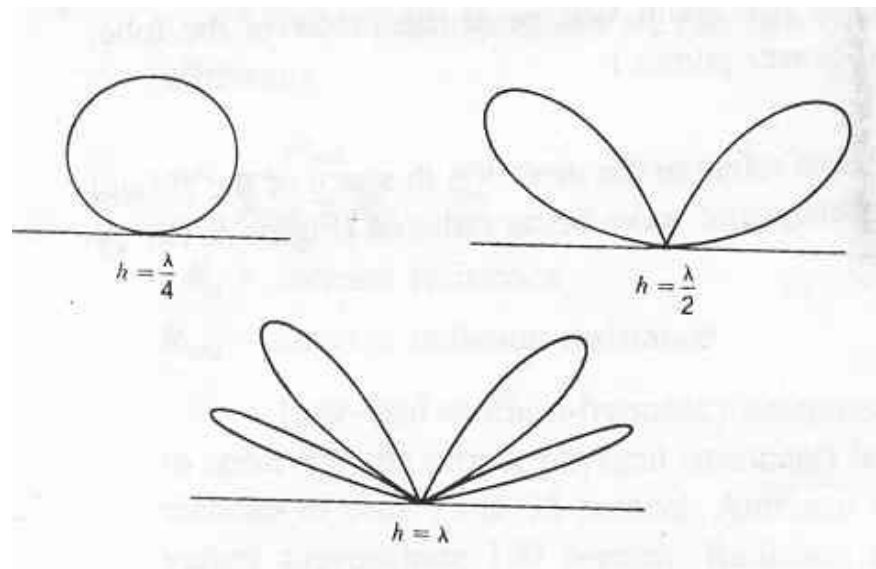
Τέλος αναφορικά με την πολικότητα της κεραίας, πρόκειται για τη παράμετρο που προσδιορίζει τον προσανατολισμό (στο χώρο) των πεδίων του εκπεμπόμενου ηλεκτρομαγνητικού κύματος (σχήμα 8.13). Στον ελεύθερο χώρο, τον περιβάλλοντα την κεραία, το μαγνητικό πεδίο του κύματος είναι κάθετο στη διεύθυνση του ηλεκτρικού 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 8.13 Η πόλωση κεραίας (απεικονίζονται ευκρινώς το ηλεκτρικό και μαγνητικό πεδίο)

8.4 Επιδράσεις του εδάφους στις κεραίες

Από τα όσα έχουν προηγηθεί ίσως έχει καταστεί σαφής η αλληλεπίδραση της γήινης επιφάνειας (*ground*) με την εμπέδηση της κεραίας (*antenna impedance*), και η επακόλουθη αλλοίωση των χαρακτηριστικών ακτινοβολίας της κεραίας. Στην εν λόγω παράγραφο θα επιχειρηθεί μία λεπτομερέστερη αναφορά προκειμένου να κατανοηθεί σε βάθος η επίδραση του εδάφους στα χαρακτηριστικά εκπομπής-λήψης της κεραίας (σχήμα 8.14).



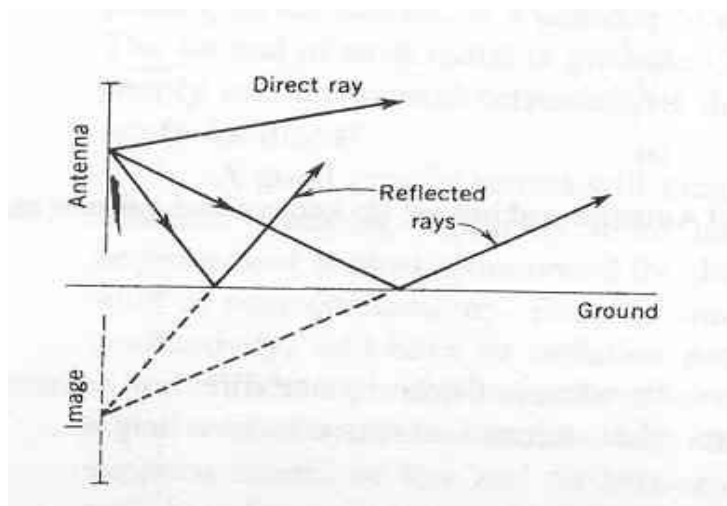
Σχήμα 8.14 Διαγράμματα ακτινοβολίας ενός μη γειωμένου δίπολου μισού μήκους κύματος τοποθετημένου σε διαφορετικά ύψη από την επιφάνεια της γης

8.4.1 Μη γειωμένες κεραίες (*Ungrounded antennas*)

Στο προηγούμενο κεφάλαιο, αναφερόμενοι στο φαινόμενο της ανάκλασης των ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων, είχε αναφερθεί ότι στην περίπτωση που η πηγή της ακτινοβολίας εκπέμπει κοντά σε ανακλαστική επιφάνεια το λαμβανόμενο σήμα σε οποιοδήποτε σημείο του περιβάλλοντα χώρου προσδιορίζεται από το διανυσματικό άθροισμα (*vector sum*) των απ' ευθείας (*direct*) διαδιδόμενων και ανακλώμενων κυμάτων στο συγκεκριμένο σημείο. Προκειμένου να απλοποιηθεί η επεξήγηση της προηγούμενης πρότασης, αρκεί να φανταστούμε την ύπαρξη μίας υποθετικής παρόμοιας κεραίας (*image antenna*) τοποθετημένης στη συμμετρική θέση (ως προς την υπάρχουσα κεραία) κάτω από την επιφάνεια της γης (σχήμα 8.15).

Η ανάκλαση οποιουδήποτε κύματος έχει ως αποτέλεσμα την αλλαγή της πόλωσής του κατά 180° . Ως εκ τούτου, η έλευση στο ίδιο σημείο την ίδια ακριβώς χρονική στιγμή, ενός απ' ευθείας διαδιδόμενου

κύματος και ενός ανακλώμενου (ίδιου πλάτους και φάσης διαφορετικής κατά 180°) έχει σαν αποτέλεσμα την αμοιβαία ακύρωσή τους. Επί πραγματικής βάσης η εν λόγω περίπτωση σπανίως απαντάται. Ωστόσο, κατέσται σαφές ότι το αποτέλεσμα του εν λόγω φαινομένου άλλες φορές (όταν τα λαμβανόμενα κύματα είναι εκτός φάσης) οδηγεί στην εξασθένιση του εκπεμπόμενου κύματος, ενώ σε κάποιες άλλες (οποτεδήποτε το ανακλώμενο κύμα είναι σε φάση με το απ' ευθείας εκπεμπόμενο) οδηγεί στην ενίσχυσή του.



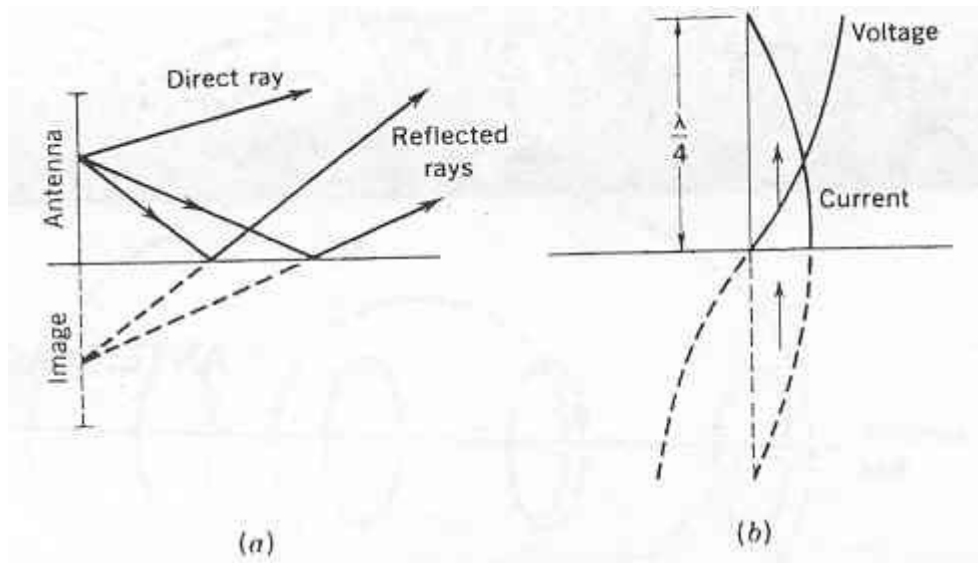
Σχήμα 8.15 Μη γειωμένη κεραία

8.4.2 Γειωμένες κεραίες (*Grounded antennas*)

Παρατηρώντας καλύτερα το σχήμα 9.12, διαπιστώνουμε εύκολα ότι η ύπαρξη της επιφάνειας του εδάφους κοντά στη μη γειωμένη κεραία είναι δυνατό να προσεγγιστεί ως μία διπολική κεραία (*dipole array*) όπου το κατώτατο τμήμα της μη γειωμένης κεραίας βρίσκεται σε κοντινή απόσταση με το ανώτατο τμήμα της εικονικής κεραίας. Δεν είναι λάθος λοιπόν να πούμε ότι η εν λόγω διάταξη συμπεριφέρεται ως μία διπολική κεραία διπλάσιου μήκους (από το αντίστοιχο της μη γειωμένης κεραίας). Στην αντίθετη περίπτωση όπου η κεραία είναι γειωμένη, η επιφάνεια της γης και πάλι λειτουργεί ως καθρέπτης με τη διαφορά όμως ότι πλέον αποτελεί μέρος του ακτινοβολούντος συστήματος. Έτσι λοιπόν όπως εικονίζεται στο σχήμα 6.16α η μήκους $\lambda/4$, κάθετη ως προς της επιφάνεια της γης, κεραία στην ουσία συμπεριφέρεται ως κεραία διπλάσιου μήκους η οποία ακτινοβολεί στον ελεύθερο χώρο. Οι κατανομές της τάσης και έντασης του ρεύματος στην εν λόγω κεραία (σχήμα 6.16b), η οποία είναι γνωστή ως *Marconi* είναι όμοιες των αντίστοιχων εν λόγω κεραία ακτινοβολεί στον ελεύθερο χώρο.

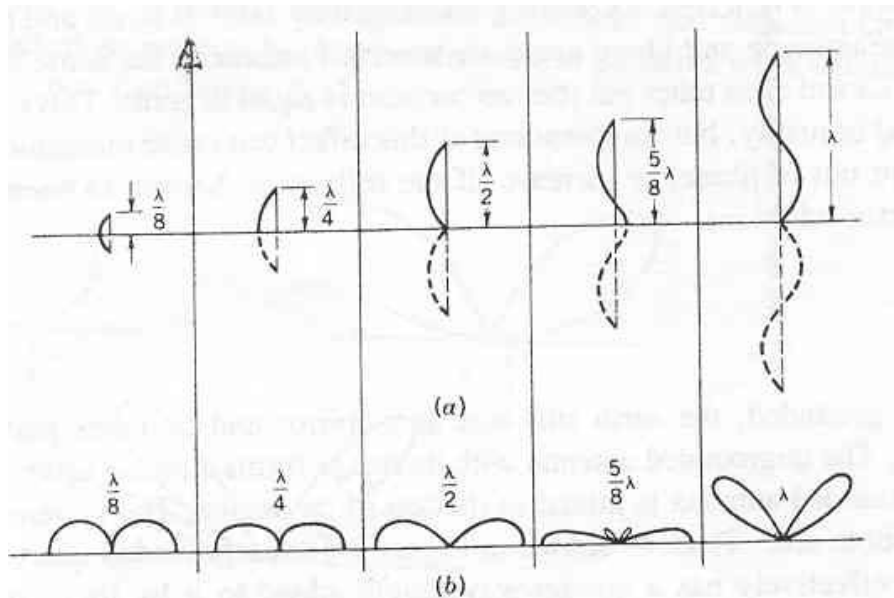
Το σημαντικό πλεονέκτημα της κεραίας Marconi έναντι της μη γειωμένης κεραίας του σχήματος 6.15 είναι το γεγονός ότι η επίτευξη του ίδιου διαγράμματος ακτινοβολίας άπτεται της χρήσεως διάταξης της οποίας το ύψος είναι το μισό συγκρινόμενο με το ύψος της αντίστοιχης μη γειωμένης κεραίας. Από την άλλη μεριά, δεδομένου του σημαντικού ρόλου που παίζει η γη στη δημιουργία των κατάλληλων διαγραμμάτων ακτινοβολίας, η επίτευξη σωστής αγωγιμότητας (*ground conductivity*) είναι βαρύνουσα

σημασίας. Στις περιπτώσεις που η παραπάνω προϋπόθεση δεν διασφαλίζεται, υλοποιούνται κατάλληλοι μέθοδοι τεχνητής γείωσης (*artificial ground*) της κεραίας.



Σχήμα 8.16 Γειωμένη διάταξη κεραίας

Από τα όσα έχουν ήδη αναφερθεί σχετικά με τη διάταξη της κεραίας Marconi έχει καταστεί σαφές ότι η μορφή του διαγράμματος ακτινοβολίας της καθορίζεται σε μεγάλο βαθμό από το ύψος της. Όπως προκύπτει από το σχήμα 6.17, στο οποίο εικονίζονται τα διαγράμματα ακτινοβολίας που επιτυγχάνουν κατακόρυφα γειωμένες διατάξεις διαφορετικού ύψους, η αύξηση του ύψους της κεραίας μέχρι την τιμή $5/8\lambda$ έχει σαν συνέπεια την βελτίωση της κατευθυντικότητας της στο οριζόντιο επίπεδο. Αυξάνοντας επιπλέον το ύψος της κεραίας, το διάγραμμα ακτινοβολίας αρχίζει να “αποκολλάται” από την επιφάνεια της γης (σχήμα 6.17b για $l=\lambda$). Αιτία του εν λόγω φαινομένου είναι η ακύρωση του κύματος κατά την οριζόντια διεύθυνση ως αποτέλεσμα της δημιουργίας ρευμάτων αντίθετης πολικότητας κατά μήκος της κεραίας.



Σχήμα 8-17 Χαρακτηριστικά κατακόρυφα γειωμένων κεραιών (α) Κατανομές ρευμάτων κατά μήκος διατάξεων κεραιών διαφορετικού ύψους (β) διαγράμματα ακτινοβολίας

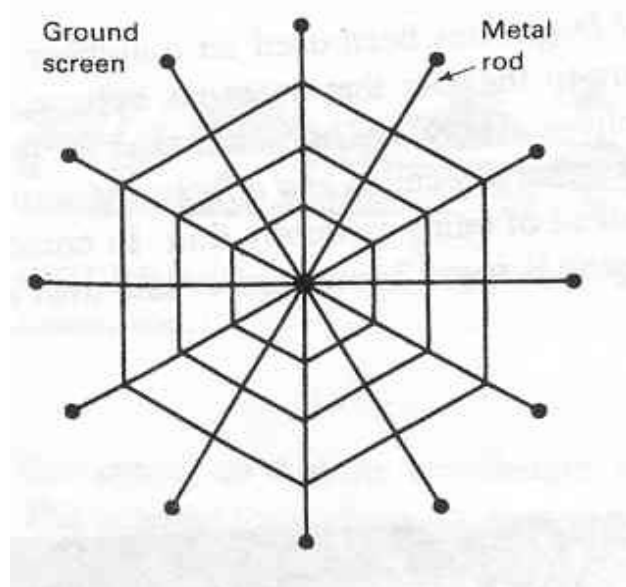
8.4.3 Διατάξεις γείωσης (*Grounding systems*)

Από τα όσα έχουν αναφερθεί μέχρι εδώ, έχει ίσως δημιουργηθεί η εντύπωση ότι η γη αποτελεί έναν τέλειο αγωγό. Κάτι τέτοιο θα ήταν το ιδανικότερο, στην πραγματικότητα όμως σε πολλές περιπτώσεις δεν ισχύει. Ειδικά στην περίπτωση της κατακόρυφα γειωμένης κεραίας-ακτινοβολητή η ιδανικότερη διάταξη γείωσης είναι ένα δίκτυο καλωδίων, θαμμένων μέσα στη γη, το οποίο αναπτύσσεται στο χώρο ακριβώς κάτω από τη διάταξη της κεραίας. Το εν λόγω δίκτυο αποτελείται από έναν μεγάλο αριθμό ακτίνων ("*radials*") τα οποία εκτείνονται από την βάση του πύργου, όμοια με τις ακτίνες του τροχού του ποδηλάτου, σε βάθος 15-20cm κάτω από το έδαφος. Το βέλτιστο μήκος καθ' ενός εκ των *radials* είναι $\lambda/2$ ενώ δε θα πρέπει να είναι μικρότερο του $\lambda/4$. Ο μέγιστος αριθμός των χρησιμοποιούμενων *radials* είναι 120, τοποθετημένα σε κατάλληλα υπολογισμένες θέσεις σχηματίζοντας κατ' αυτό τον τρόπο μία διάταξη η οποία ονομάζεται πλέγμα γείωσης (*ground screen*). Σε πολλές περιπτώσεις η χρήση κατάλληλου αγώγιμου μέσου εξασφαλίζει τη διασύνδεση όλων των καλωδίων του *ground screen*, έτσι που να απέχουν απόσταση περίπου ίση με το μισό του μήκους των καλωδίων. Η γείωση του *ground screen* επιτυγχάνεται γειώνοντας το ελεύθερο άκρο του κάθε καλωδίου της διάταξης χρησιμοποιώντας διάφορες μεθόδους όπως για παράδειγμα προσαρμόζοντας τα σε επιφάνεια μετάλλου βαθειά θαμμένου στο υπέδαφος.

Έχοντας λοιπόν κατασκευάσει ένα άριστο *ground screen* και τοποθετώντας το στην κατάλληλη θέση ως προς την κεραία Marconi, εξασφαλίζουμε την ενίσχυση της εντάσεως του πεδίου και της δραστικής αποστάσεως τους, ειδικά δε στην περίπτωση όπου πραγματοποιείται εκπομπή στην MF ζώνη. Η ενίσχυση που παρέχει η εν λόγω διάταξη είναι ιδιαίτερα προφανής και έντονη στην περίπτωση που το μήκος της κεραίας είναι μικρό (μικρότερο του $\lambda/4$) και η αγωγιμότητα του εδάφους είναι περιορισμένη.

Ακόμη και στην περίπτωση της εγκατεστημένης κεραίας περιορισμένου μήκους $\lambda/4 < l < \lambda/2$ σε περιοχή όπου η αγωγιμότητα του εδάφους είναι άριστη, η βελτίωση του διαγράμματος ακτινοβολίας της κεραίας είναι αξιοπρόσεκτη και αξιοσημάντη.

Η χρήση της διάταξης του *ground screen* είναι ιδιαίτερα διαδεδομένη. Εν τούτοις υπάρχουν περιπτώσεις όπου η ενσωμάτωση της εν λόγω διάταξης δεν ενδείκνυται, οπότε και χρησιμοποιείται η διάταξη *counterpoise*. Στην πραγματικότητα, πρόκειται για ένα σύστημα radials, υποστηριζόμενο πάνω από την επιφάνεια της γης όντας μονωμένο απ' αυτή. Τα υποστηρίγματα θα πρέπει να είναι κατασκευασμένα από μέταλλο, να εμφανίζουν μικρές απώλειες διηλεκτρικού (*dielectric losses*), να είναι περιορισμένα στον αριθμό και να είναι τοποθετημένα σε μεγάλες αποστάσεις μεταξύ τους. Η περιγραφόμενη διάταξη (σχήμα 6.18) αποτελεί ένα πολύ καλό υποκατάστατο της *ground screen* διατάξεως σε περιπτώσεις όπου η αγωγιμότητα του εδάφους είναι περιορισμένη όπως για παράδειγμα σε βραχώδεις ορεινές περιοχές.



Σχήμα 8.18 Ακτινωτό σύστημα γείωσης για διάταξη κατακόρυφης κεραίας

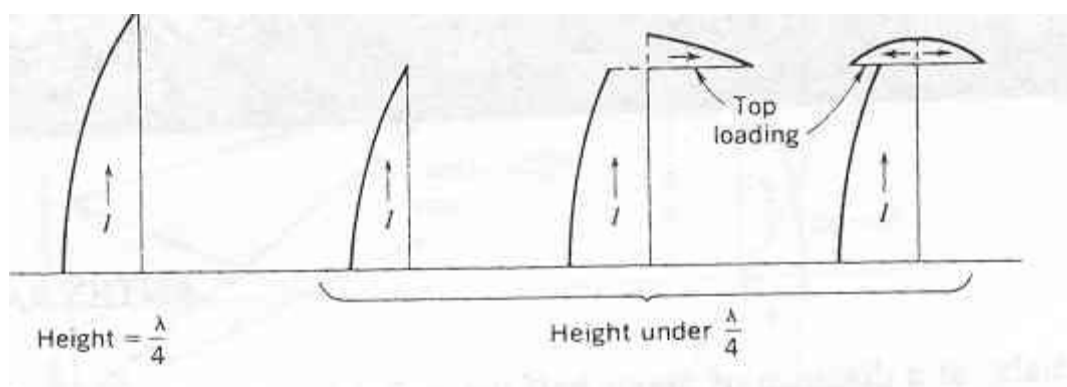
8.4.4 Η επίδραση του ύψους της κεραίας

Στις περιοχές των χαμηλών και μεσαίων συχνοτήτων, όπου το μήκος κύματος του ακτινοβολούμενου κύματος είναι μεγάλο, δεν είναι πρακτική η χρήση κεραίων κατάλληλου μήκους. Η αιτία της εν λόγω αδυναμίας σχετίζεται με το γεγονός ότι οι κατακόρυφες κεραίες που χρησιμοποιούνται σ' αυτές τις συχνότητες είναι βραχυκυκλωμένες (*short electrically*) στην πράξη. Αποτέλεσμα της εν λόγω αδυναμίας είναι ένα πλήθος χαρακτηριστικών που σχετίζονται με την συμπεριφορά των εν λόγω κεραίων.

Top loading: Το πραγματικό ύψος της κεραίας θα πρέπει να είναι τουλάχιστο $\lambda/4$, σε περιπτώσεις όμως που αυτό δεν είναι ευφικτό αρκεί και μόνο το *effective height* της κεραίας να ικανοποιεί τον

συγκεκριμένο περιορισμό. Για να καταστεί σαφής η ανάγκη ικανοποίησης του προαναφερόμενου περιορισμού αρκεί και πρέπει να αναφερθεί ότι οι κεραίες μικρότερου ύψους εμφανίζουν τα ακόλουθα δύο μειονεκτήματα. Κατά πρώτον η τιμή της εμπέδησης εισόδου τους είναι πολύ μικρή (*input impedance*). Χαρακτηριστικά λοιπόν αναφέρεται ότι η εμπέδηση εισόδου στη βάση της κεραίας Marconi, μήκους $\lambda/4$, προσεγγίζει την τιμή των $(8-500j) \Omega$. Εμφανίζοντας λοιπόν μία τόσο μικρή τιμή αντίστασης ακτινοβολίας, η απόδοση της εν λόγω κεραίας αποδεικνύεται πολύ περιορισμένη. Κατά δεύτερον, η τιμή της αντιστάσεως της κεραίας είναι πολύ μικρή ενώ η αντίστοιχη τιμή των στοιχείων χωρητικής αντίστασης (*capacitive reactance*) είναι μεγάλη. Εξ' αιτίας της μεγάλης τιμής των χωρητικών στοιχείων (*capacitive elements*), η προσαρμογή της κεραίας με τη γραμμή μεταφοράς από την οποία τροφοδοτείται επιτυγχάνεται δύσκολα ενώ κάποιες φορές καθίσταται ανεύφικτη. Η επίλυση του εν λόγω προβλήματος είναι συνυφασμένη με την ενσωμάτωση επαγωγικής εμπέδησης (*inductance*) συνδεδεμένης σε σειρά με την κεραία. Η εν λόγω παρέμβαση δεν οδηγεί σε αύξηση της ωμικής αντιστάσεως-στοιχείου (*resistive component*) της συνολικής εμπέδησης, παρά μόνο στην αύξηση του μήκους της κεραίας.

Στο σημείο αυτό θα πρέπει να αναφερθεί ότι μία πολύ καλή μέθοδος αύξησης της αντίστασης ακτινοβολίας της κεραίας, αναφερόμενη ως *top loading μέθοδος*, είναι η διαμόρφωση της διάταξης συμφώνως του σχήματος 6.19. Στην ουσία, με την υλοποίηση της εν λόγω διαμόρφωσης επιτυγχάνεται η αύξηση του ρεύματος στη βάση της κεραίας και επιπρόσθετα η ομοιομορφία της κατανομής του ρεύματος κατά μήκος της διάταξης. Στο σχήμα 6.19 διακρίνουμε δύο περιπτώσεις: στην πρώτη η περιγραφόμενη μέθοδος υλοποιείται με τη χρήση ενός μονού οριζόντιου τμήματος (*inverted-L κεραία*) ενώ στη δεύτερη για την υλοποίηση χρησιμοποιείται διπλό οριζόντιο στέλεχος εκτεινόμενο αμφότερα της κατακόρυφης διάταξης της κεραίας (*inverted-T κεραία*).



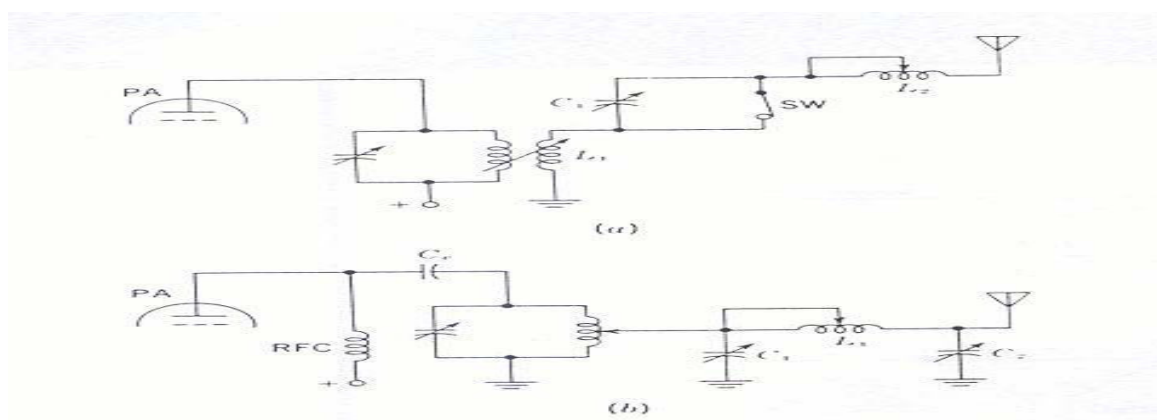
Σχήμα 8.19 Η τεχνική top loading

8.5.1 Συζευκτές Κεραιών

Αν και όλοι οι συζευκτές κεραιών πρέπει να πληρούν τις τρεις προδιαγραφές, υπάρχουν μεμονωμένες διαφορές ανάμεσά τους, ανάλογα με το πως τροφοδοτείται κάθε κεραία. Αυτό εξαρτάται από το αν χρησιμοποιείται γραμμή μεταφοράς, από το εάν αυτή είναι ισορροπημένη ή όχι, και από την τιμή του λόγου στάσιμου κύματος που προκαλείται από την κεραία.

Απευθείας Τροφοδοτούμενες Κεραίες Οι κεραίες αυτές είναι συζευγμένες με τους πομπούς χωρίς την ύπαρξη γραμμή μεταφοράς, συνήθως λόγω έλλειψης χώρου. Για να μπορέσουν να χρησιμοποιηθούν, η γραμμή που συνδέει την κεραία με τον πομπό της πρέπει να έχει μήκος τουλάχιστον ίσο με το μισό μήκος κύματος, και το τμήμα της που αντιστοιχεί τουλάχιστον στο πρώτο τέταρτο του μήκους κύματος πρέπει να είναι σε ορθή γωνία με την κεραία. Αυτό μπορεί να είναι δύσκολο να επιτευχθεί, κυρίως σε χαμηλές συχνότητες, για πομπούς που βρίσκονται πάνω σε πλοία ή στις κορυφές κτιρίων. Στο Σχήμα 9-18α φαίνεται η απλούστερη μέθοδος απευθείας σύζευξης. Η εμπέδηση που βλέπει το κύκλωμα, ρυθμίζεται μετακινώντας το πηνίο L_1 , ή αλλάζοντας τον αριθμό των σπειρών του με ένα κινούμενο βραχυκύκλωμα. Για να αποκλείσουμε την άεργη αντίσταση (reactance) της κεραίας, βραχυκυκλώνουμε είτε το C_1 είτε το L_1 , ενώ η άλλη συνιστώσα ρυθμίζεται κατάλληλα. Αυτό είναι το απλούστερο δίκτυο σύζευξης, αλλά σε καμία περίπτωση δεν είναι το καλύτερο, ειδικά αφού δεν εξασθενεί σημαντικά τις αρμονικές.

Ο ρ_i (π) συζευκτής του Σχήματος 6.20α εμφανίζει πολύ καλύτερη συμπεριφορά. Μπορεί να αντιμετωπίσει ένα μεγαλύτερο εύρος άεργης αντίστασης και λειτουργεί και ως χαμηλοπερατό φίλτρο, προκαλώντας σημαντική εξασθένιση των αρμονικών. Δεν παρέχει ικανοποιητική σύζευξη αν η κεραία είναι πολύ κοντή, λόγω της χωρητικής εμπέδησης εισόδου του. Το καλύτερο, υπό αυτές τις συνθήκες, είναι να αυξήσουμε το ύψος της κεραίας.

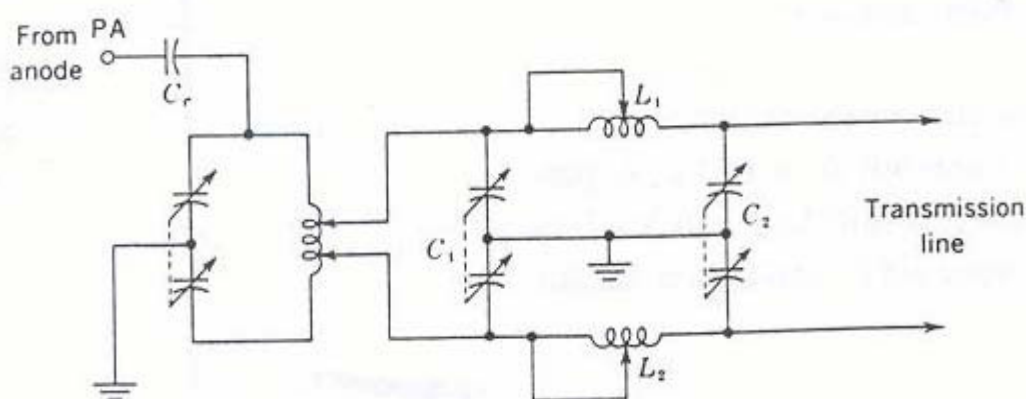


Σχήμα 6.20 Σύζευξη Κεραίας. (α) Απευθείας σύζευξη, (β) π σύζευξη

Σύζευξη Με Γραμμή Μεταφοράς Οι απαιτήσεις είναι παρόμοιες με εκείνες που συζητήθηκαν ήδη. Οι ισορροπημένες γραμμές, και επομένως και τα ισορροπημένα δίκτυα σύζευξης, χρησιμοποιούνται συχνά, όπως φαίνεται στο Σχήμα 6.21. Η δεξαμενή εξόδου είναι συντονισμένη αναλόγως, και οι εγκαταστάσεις πρέπει να εξασφαλίζουν ότι τα δύο πόδια του συζευκτήρα μπορούν να παραμείνουν ισορροπημένα. Σε υψηλότερες συχνότητες μπορούν να χρησιμοποιηθούν κατανεμημένα συστήματα, όπως οι μετασχηματιστές τετάρτου-κύματος και τα στελέχη (stubs).

8.5.2 Προσαρμογή Εμπέδησης Με Στελέχη Και Άλλες Συσκευές

Όταν η χαρακτηριστική σύνθετη αντίσταση μιας γραμμής μεταφοράς δεν είναι ίση με τη σύνθετη αντίσταση μιας κεραίας, μπορούν να χρησιμοποιηθούν στελέχη τέταρτου ή μισού κύματος ως μετασχηματιστές προσαρμογής. Αυτά τα στελέχη κατασκευάζονται γενικά από ένα μεταλλικό υλικό χαμηλών απωλειών προκαθορισμένου μήκους και συνδέονται όπως φαίνεται στο **Σχήμα 6.21**.



Σχήμα 8.21 Συμμετρικός π συζευκτήρας

Αυτή η μέθοδος προσαρμογής της κεραίας με τη γραμμή τροφοδοσίας ολοκληρώνεται απλά με τη σύνδεση του coax, ή του twin lead, στο στέλεχος και την ολίσθηση των συνδέσεων πάνω κάτω στο στέλεχος έως ότου επιτευχθεί το κατάλληλο SWR, όπως αυτό μετράται από ένα μετρητή συνδεδεμένο στο σύστημα. Προκειμένου να καθορισθεί η χαρακτηριστική σύνθετη αντίσταση του τμήματος προσαρμογής χρησιμοποιείται η εξίσωση (9-7).

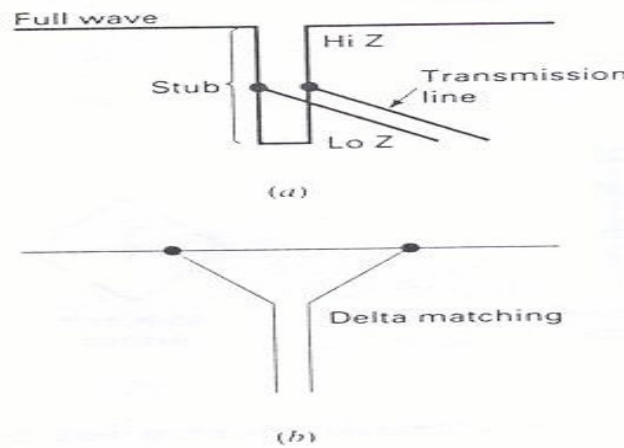
$$Z = Z_s Z_r \quad (9-7)$$

όπου Z_s = σύνθετη αντίσταση της γραμμής μεταφοράς

Z_r = σύνθετη αντίσταση της κεραίας

Πρέπει να σημειωθεί ότι ο όρος *ανακλώμενη εμπέδηση* (reflected impedance) χρησιμοποιείται συχνά για αυτές τις συσκευές προσαρμογής.

Στο **σχήμα 8.22α** φαίνεται ένα στέλεχος τέταρτου κύματος ($\lambda/4$) το οποίο χρησιμοποιείται ως μετασχηματιστής προσαρμογής μεταξύ μιας ομοαξονικής γραμμής τροφοδοσίας και μιας κεραίας ημίσεως κύματος ($\lambda/2$) που τροφοδοτείται στην άκρη. Όπως φαίνεται στο σχήμα, όταν η γραμμή τροφοδοσίας βραχυκυκλώνεται (0Ω), λέμε ότι ανακλά το αντίθετο της σύνθετης αντίστασης τερματισμού της, κάθε $\lambda/4$, δηλ. άπειρο, που μπορεί να ταιριάζει με την σύνθετη αντίσταση του πάνω άκρου της κεραίας.

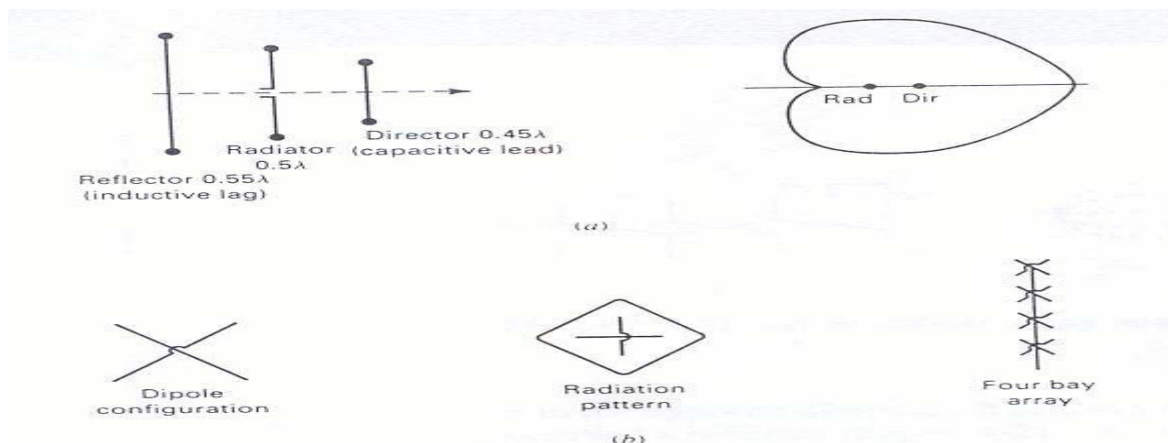


Σχήμα 8.22 (α) Κλαδωτής και (b) προσαρμογή δέλτα

Μια άλλη μέθοδος προσαρμογής της σύνθετης αντίστασης που χρησιμοποιείται συχνά, κυρίως όταν μας ενδιαφέρει το κόστος, είναι η προσαρμογή Δ . Αυτή η μέθοδος επιτυγχάνεται με το άπλωμα των άκρων της γραμμής τροφοδοσίας (Σχήμα 8.22b) και τη ρύθμιση του διαστήματος μέχρι να επιτευχθεί η βέλτιστη απόδοση. Αυτή η μέθοδος έχει μερικά μειονεκτήματα αλλά είναι γρήγορη και φθηνή.

8.6 ΚΑΤΕΥΘΥΝΤΙΚΕΣ ΚΕΡΑΙΕΣ ΥΨΗΛΗΣ ΣΥΧΝΟΤΗΤΑΣ

Οι κεραίες υψηλής συχνότητας (High Frequency/ HF) είναι πιθανό να διαφέρουν από τις κεραίες χαμηλής συχνότητας για δύο λόγους. Ο πρώτος είναι οι απαιτήσεις μετάδοσης/ λήψης στις υψηλές συχνότητες και ο δεύτερος η δυνατότητα επίτευξής τους. Δεδομένου ότι ένα μεγάλο μέρος της επικοινωνίας HF είναι πιθανό να είναι από σημείο σε σημείο, απαιτούνται αρκετά συγκεντρωμένες δέσμες ακτινοβολίας αντί της μη κατευθυντικής μετάδοσης. Τέτοιας μορφής διαγράμματα ακτινοβολίας είναι εφικτά στις υψηλές συχνότητες, λόγω των μικρότερων μηκών κύματος. Οι κεραίες μπορούν να κατασκευαστούν σε διαστάσεις αρκετών μηκών κύματος, διατηρώντας παράλληλα ένα εύχρηστο μέγεθος.



Σχήμα 6.23 (α) Διεγυρόμενο και παρασιτικά στοιχεία στοιχειοκεραίας και (β) οριζόντιο περιστροφικό δίπολο

9. ΓΕΝΙΚΑ ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΑ ΚΕΡΑΙΩΝ

9.1. Εξισώσεις Maxwell

Η ανάλυση οποιασδήποτε κεραίας βασίζεται στις γνωστές εξισώσεις Maxwell. Οι εξισώσεις που συστηματοποίησε ο Maxwell είναι οι ακόλουθες:

I. Νόμος του Gauss για το Ηλεκτρικό πεδίο

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

$$\oint_S \vec{D}' \cdot d\vec{S} = q \quad (1.1)$$

με ϵ δηλώνεται η διηλεκτρική επιτρεπτότητα του χώρου και με \vec{E}' η ένταση του Ηλεκτρικού Πεδίου. Ο Ν. Gauss γράφεται ισοδύναμα, σε σημειακή μορφή, συνδέοντας την διηλεκτρική μετατόπιση \vec{D}' σε ένα σημείο με την πυκνότητα του φορτίου σε αυτό το σημείο:

$$\nabla \cdot \vec{D}' = \rho \quad (1.2)$$

Ο Ν. Gauss επιβεβαιώνει την ύπαρξη Ηλεκτρικού Πεδίου που οφείλεται στην ύπαρξη στατικών φορτίων. Στη στατική περίπτωση, το Ηλεκτρικό πεδίο υπάρχει ανεξάρτητα από το μαγνητικό, κάτι που επιβεβαιώνεται και από την απουσία της μαγνητικής επαγωγής \vec{B}' ή της έντασης του μαγνητικού πεδίου \vec{H}' στις προαναφερόμενες εξισώσεις.

II. Νόμος του Gauss για το Μαγνητικό Πεδίο

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

$$\oint_S \vec{B}' \cdot d\vec{S} = 0 \quad (1.3)$$

με μ δηλώνεται η μαγνητική διαπερατότητα χώρου και με \vec{H}' ή ένταση του μαγνητικού πεδίου.

Ο N. Gauss γράφεται ισοδύναμα σε σημειακή μορφή ως εξής:

$$\nabla \cdot \vec{B}' = 0 \quad (1.4)$$

Ο N. 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 \vec{D}' ή της έντασης του Ηλεκτρικού Πεδίου \vec{E}' στις προαναφερόμενες εξισώσεις.

III. Νόμος του Ampere

Αν θεωρηθεί ανοικτή επιφάνεια S , που καταλήγει σε μια κλειστή γραμμή C , τότε η ένταση του μαγνητικού πεδίου \vec{H}' πάνω στην κλειστή γραμμή C , το ρεύμα I που περικλείεται από την γραμμή C και η διηλεκτρική μετατόπιση \vec{D}' πάνω στην επιφάνεια S , συνδέονται με την ακόλουθη σχέση:

$$\oint_C \vec{H}' \cdot d\vec{l} = I + \frac{\partial}{\partial t} \oint_S \vec{D}' \cdot d\vec{S} \quad (1.5)$$

Ο N. Ampere στη σημειακή του μορφή γράφεται ως εξής:

$$\nabla \times \vec{H}' = \vec{J}' + \frac{\partial \vec{D}'}{\partial t} \quad (1.6)$$

Ο Νόμος του Ampere επιβεβαιώνει ότι μια ρευματική κατανομή ή/και ένα χρονικά μεταβαλλόμενο Ηλεκτρικό Πεδίο δημιουργούν Μαγνητικό Πεδίο.

IV. Νόμος της Επαγωγής

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

$$\oint_C \vec{E}' \cdot d\vec{l} = - \frac{\partial}{\partial t} \oint_S \vec{B}' \cdot d\vec{S} \quad (1.7)$$

Ο N. της Επαγωγής στη σημειακή του μορφή γράφεται ως εξής:

$$\nabla \times \vec{E}' = -\frac{\partial \vec{B}'}{\partial t} \quad (1.8)$$

Ο Νόμος της Μαγνητικής Επαγωγής επιβεβαιώνει, ότι ένα χρονικά μεταβαλλόμενο Μαγνητικό Πεδίο δημιουργεί Ηλεκτρικό Πεδίο.

Αξίζει να σημειωθεί, ότι τα πεδιακά μεγέθη $\vec{E}', \vec{D}', \vec{H}', \vec{B}'$ και οι κατανομές των πηγών ρ', \vec{J}' αποτελούν συναρτήσεις του χώρου και του χρόνου π.χ. $\vec{E}' = \vec{E}'(x, y, z, t)$.

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 Φ** και του **Διανυσματικού Δυναμικού \vec{A}** .

9.2. Γενικά Χαρακτηριστικά των Κεραιών

9.2.1. Ηλεκτρομαγνητικό Πεδίο «Τυχαίας» Κεραιάς

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

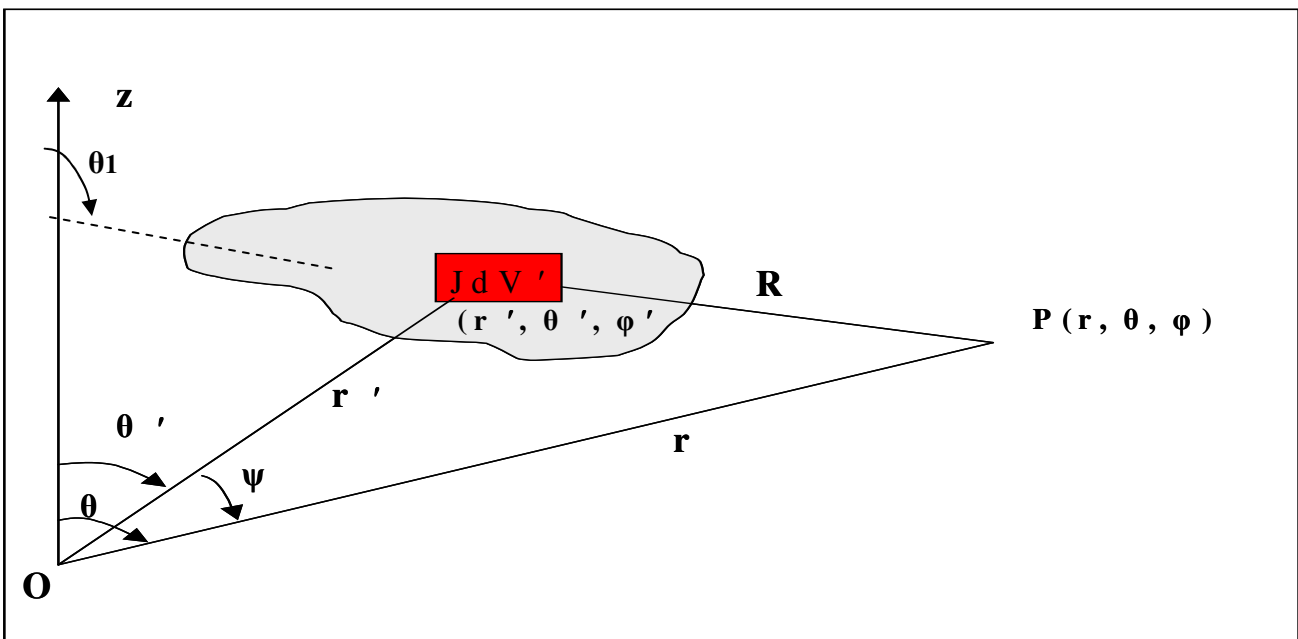
Υπό αυτή την προϋπόθεση και σύμφωνα με μια σειρά παραδοχών, ο βασικός τύπος υπολογισμού

$$\vec{A}(x, y, z) = \frac{\mu}{4\pi} \int_V \frac{\vec{J}(x', y', z') e^{-jkR} dV'}{R}$$

(όπου $k = \omega/c = \omega \sqrt{\mu\epsilon} = 2\pi \frac{f}{c} = 2\pi/\lambda$ ο κυματικός αριθμός και λ το μήκος κύματος), για το διανυσματικό

δυναμικό \vec{A} , μπορεί να απλοποιηθεί. Η απλοποίηση αναφέρεται στη τυχαία γεωμετρία του **Σχήματος 9.1** και 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', θ', ϕ') των στοιχειωδών ρευματικών κατανομών και το μακρινό σημείο υπολογισμού $P(r, \theta, \phi)$ 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.



Σχήμα 9.1 Γεωμετρία Τυχαίας Κεραίας

- ❖ 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} . Σύμφωνα με το Σχήμα 9.1, μια ικανοποιητική προσέγγιση δίνεται από τη σχέση $R \cong r - r' \cos \psi$. Γενικά η γωνία ψ δεν είναι ίση με $\theta - \theta'$ διότι οι διευθύνσεις z, r, r' δεν είναι κατ' ανάγκη ομοεπίπεδες. Η γενική σχέση ορισμού της γωνίας ψ 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:

$$\begin{aligned}\vec{A}(x, y, z) &= \frac{\mu e^{-jkr}}{4\pi r} \int_V \vec{J}(r', \theta, \phi') e^{jkr' \cos \psi} dV' = \frac{\mu e^{-jkr}}{4\pi r} \vec{N}(\theta, \phi) \\ &= \frac{\mu e^{-jkr}}{4\pi r} \left[\hat{r} N_r(\theta, \phi) + \hat{\theta} N_\theta(\theta, \phi) + \hat{\phi} N_\phi(\theta, \phi) \right]\end{aligned}\quad (9.1)$$

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

$$\vec{N}(\theta, \phi) = \int_V \vec{J}(r', \theta, \phi') e^{jkr' \cos \psi} dV' \quad (9.2)$$

Σύμφωνα με την σχέση $\vec{B} = \nabla \times \vec{A}$, $\vec{E} = -\nabla\Phi - j\omega\vec{A}$ η ένταση του μαγνητικού πεδίου υπολογίζεται με βάση το διανυσματικό δυναμικό

$$\begin{aligned}\vec{H} &= \frac{1}{\mu} \nabla \times \vec{A} = \frac{1}{\mu} \frac{\hat{r}}{r \sin\theta} \left[\frac{\partial}{\partial\theta} (A_\phi \sin\theta) - \frac{\partial A_\theta}{\partial\phi} \right] + \frac{1}{\mu r} \left[\frac{1}{\sin\theta} \frac{\partial A_r}{\partial\phi} - \frac{\partial}{\partial r} (r A_\phi) \right] + \\ &+ \frac{\partial}{\partial r} \frac{1}{\mu r} \left[\frac{\partial}{\partial r} (r A_\theta) - \frac{\partial A_r}{\partial\theta} \right]\end{aligned}\quad (9.3)$$

Τέλος, η ένταση του Ηλεκτρικού Πεδίου υπολογίζεται, με βάση το \vec{H} από την 3^η από τις εξισώσεις $\nabla \cdot \vec{D} = \rho$, $\nabla \cdot \vec{B} = 0$, $\nabla \times \vec{E} = -j\omega\vec{B}$, $\nabla \times \vec{H} = \vec{J} + j\omega\vec{D}$, αν θεωρηθεί ότι στο μακρινό πεδίο δεν υπάρχουν πηγές.

$$\vec{E} = \frac{1}{j\omega\epsilon} \nabla \times \vec{H} \quad (9.4)$$

Ο συνδυασμός των εξισώσεων (9.1) και (9.3), 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 $\frac{\hat{\theta}}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r A_\phi)$ και

$\frac{\hat{\phi}}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r A_\theta)$ 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:

$$H_\theta(r, \theta, \phi) \cong -\frac{1}{\mu r} \frac{\partial}{\partial r} (r A_\phi) = \frac{j k}{4\pi r} e^{-jkr} N_\phi(\theta, \phi) \quad (r \gg \lambda) \quad (9.5)$$

$$H_{\varphi}(r, \theta, \varphi) \cong \frac{1}{\mu r} \frac{\partial}{\partial r} (rA_{\theta}) = -\frac{jk}{4\pi r} e^{-jkr} N_{\theta}(\theta, \varphi) \quad (r \gg \lambda) \quad (9.6)$$

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

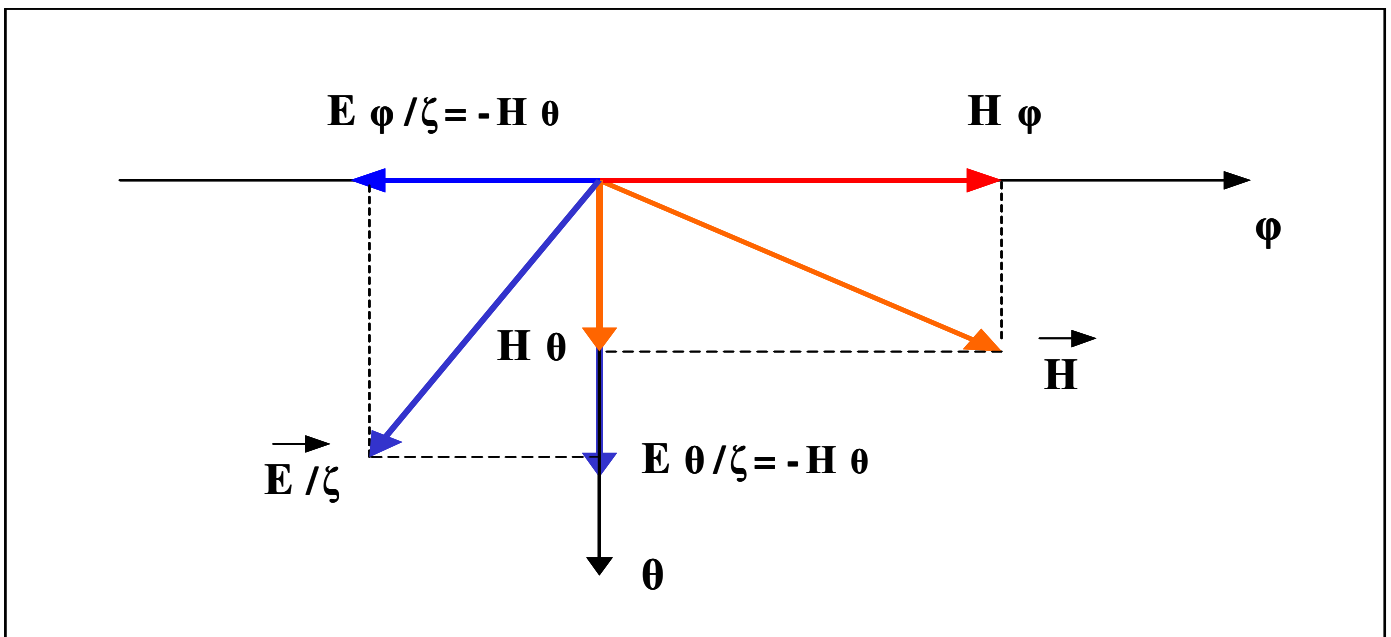
Οι ομοιότητες των εξισώσεων (9.3) και (9.4), επιτρέπουν τον υπολογισμό των συνιστωσών του \vec{E} , απευθείας από τις εξισώσεις (9.5) και (9.6), εάν αντικατασταθούν τα \vec{A} με τα $j\omega\vec{e}$ και \vec{H} αντίστοιχα.

$$E_{\theta}(r, \theta, \varphi) \cong -\frac{1}{j\omega\epsilon r} \frac{\partial}{\partial r} (rH_{\varphi}) = -\frac{j\omega\mu}{4\pi r} e^{-jkr} N_{\theta}(\theta, \varphi) = \zeta H_{\varphi} \quad (r \gg \lambda) \quad (9.7)$$

$$E_{\varphi}(r, \theta, \varphi) \cong \frac{1}{j\omega\epsilon r} \frac{\partial}{\partial r} (rH_{\theta}) = -\frac{j\omega\mu}{4\pi r} e^{-jkr} N_{\varphi}(\theta, \varphi) = -\zeta H_{\theta} \quad (r \gg \lambda) \quad (9.8)$$

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

Η απλές γραμμικές σχέσεις (9.7) και (9.8), 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 9.2**).



Σχήμα 9.2. 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^2) δίνεται από **το διάνυσμα Poynting**

$$\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H} \quad (9.9)$$

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 που μπορεί να προκύψει από την (9.9), 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

$$\vec{S}_{av} = \frac{\vec{E} \times \vec{H}^*}{2} \quad (9.10)$$

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:

$$\vec{P}_{av} = \text{Re} \left[\frac{\vec{E} \times \vec{H}^*}{2} \right] \quad (9.11)$$

Σημείωση: Το φανταστικό μέρος του διανύσματος Poynting αντιπροσωπεύει άεργο ισχύ δηλ. ισχύ που παραμένει «στάσιμη» και υπό αυτή την έννοια αποθηκεύεται στο χώρο. Η ενέργεια αυτή ταλαντώνεται από ηλεκτρική σε μαγνητική και αντίστροφα, χωρίς να ακτινοβολείται. Στο μακρινό πεδίο, η άεργος ισχύς είναι μηδενική και το διάνυσμα Poynting έχει μόνο πραγματικό μέρος. Αντίθετα, κοντά και γύρω από την κεραία, παρατηρούνται φαινόμενα αποθήκευσης ενέργειας και το διάνυσμα Poynting παρουσιάζει φανταστικό μέρος.

Αντικαθιστώντας τις εκφράσεις (9.5-9.8) στην (9.11), προκύπτει η έκφραση της ακτινοβολούμενης ισχύος, στο μακρινό πεδίο της κεραίας.

$$\begin{aligned} \vec{P}_{av} &= \frac{1}{2} \text{Re} \left[\left(E_{\theta} \hat{\theta} + E_{\phi} \hat{\phi} \right) \times \left(H_{\theta} \hat{\theta} + H_{\phi} \hat{\phi} \right) \right] = \frac{\hat{r}}{2} \text{Re} \left[E_{\theta} H_{\phi}^* - E_{\phi} H_{\theta}^* \right] = \\ &= \frac{\zeta}{2} \left[H_{\phi} H_{\phi}^* - H_{\theta} H_{\theta}^* \right] \hat{r} = \frac{\zeta}{2} |\vec{H}|^2 \hat{r} = \frac{|\vec{E}|^2}{2\zeta} \hat{r} = \frac{\zeta k^2}{32\pi^2 r^2} \left[|N_{\theta}|^2 + |N_{\phi}|^2 \right] \hat{r} \end{aligned} \quad (9.12)$$

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 (θ, ϕ) 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 στερεακτίνιο (rad^2) ονομάζεται **ένταση ακτινοβολίας $U(\theta)$** , όπου

$$U(\theta(\varphi)) = r^2 P_{av} = \frac{\zeta k^2}{32\pi^2} \left[|N_\theta|^2 + |N_\varphi|^2 \right] = \frac{\zeta}{8\lambda^2} \left[|N_\theta|^2 + |N_\varphi|^2 \right] (\text{Watt/rad}^2) \quad (9.13)$$

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

$$W_{ακ} = \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} P_{av} dS = \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} P_{av} r^2 d\Omega = \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} U(\theta, \varphi) \eta \mu \theta d\theta d\varphi \quad (9.14)$$

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

$$dS = r^2 \eta \mu \theta d\theta d\varphi = r^2 d\Omega \quad (9.15)$$

$$d\Omega = \eta \mu \theta d\theta d\varphi \quad (9.16)$$

9.2.2 Διάγραμμα Έντασης Πεδίου

Όπως είναι φανερό, από τη μελέτη που προηγήθηκε, το πεδίο ακτινοβολίας μιας τυχαίας κεραίας διαφοροποιείται σημαντικά ανάλογα με την κατεύθυνση ακτινοβολίας (θ, ϕ) .

Ο τρόπος με τον οποίο ακτινοβολεί στο χώρο μια κεραία, περιγράφεται από τα διαγράμματα ακτινοβολίας. Ανάλογα με το πεδιακό μέγεθος, που κάθε φορά αναπαρίσταται, τα διαγράμματα ακτινοβολίας διακρίνονται σε **διαγράμματα πεδίου** (εξετάζεται στην παρούσα ενότητα) και ισχύος.

Σύμφωνα με τις σχέσεις (9.5-9.8), η ένταση του ηλεκτρικού πεδίου \vec{E} , συνδέεται με μια απλή γραμμική σχέση με την ένταση του μαγνητικού πεδίου \vec{H} . Επομένως, ο πλήρης καθορισμός του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου μιας κεραίας είναι εφικτός, εφόσον ένα από τα δύο πεδιακά μεγέθη υπολογιστεί. Στην πράξη, έχει επικρατήσει να υπολογίζεται το ηλεκτρικό πεδίο και σε αυτό αναφέρονται τα διαγράμματα πεδίου.

Η μεταβολή της έντασης του πεδίου ηλεκτρικού πεδίου είναι αντιστρόφως ανάλογη της απόστασης r . Εύλογα, λοιπόν, το ενδιαφέρον περιορίζεται στη μελέτη της μεταβολής της έντασης του ηλεκτρικού πεδίου, ως προς τα (θ, ϕ) . **Συνεπώς, ως διάγραμμα πεδίου, καλείται η αναπαράσταση της μεταβολής της έντασης του ηλεκτρικού πεδίου σε μια σταθερή ακτίνα r σαν συνάρτηση της θέσης (θ, ϕ) .**

Στην πλέον γενική περίπτωση, το ηλεκτρικό πεδίο έχει δύο συνιστώσες E_θ , E_ϕ και διαδίδεται ακτινικά, δηλ. κάθετα προς το επίπεδο που ορίζουν οι E_θ και E_ϕ . Παρουσιάζοντας πληροφορίες που αφορούν το μακρινό πεδίο μιας κεραίας, έχει επικρατήσει να δίνονται τα διαγράμματα πεδίου, ξεχωριστά για τις δύο συνιστώσες E_θ και E_ϕ . Με τη γνώση των επιμέρους συνιστωσών, μπορεί να υπολογισθεί εύκολα το ολικό ηλεκτρικό πεδίο E :

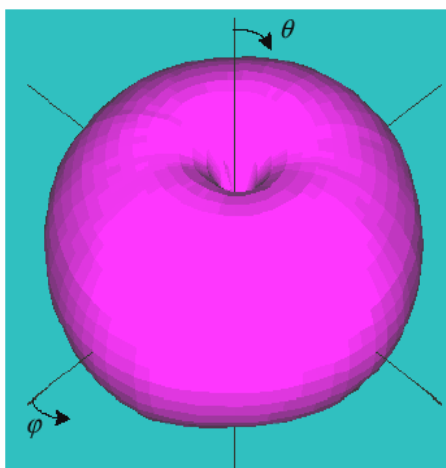
$$|E| = \sqrt{|E_\theta|^2 + |E_\phi|^2} = \frac{1}{r} F(\theta, \phi) \quad (9.17)$$

όπου $|E_\theta| = \frac{1}{r} |F_1(\theta, \phi)|$, $|E_\phi| = \frac{1}{r} |F_2(\theta, \phi)|$, $F(\theta, \phi) = \sqrt{|F_1(\theta, \phi)|^2 + |F_2(\theta, \phi)|^2}$.

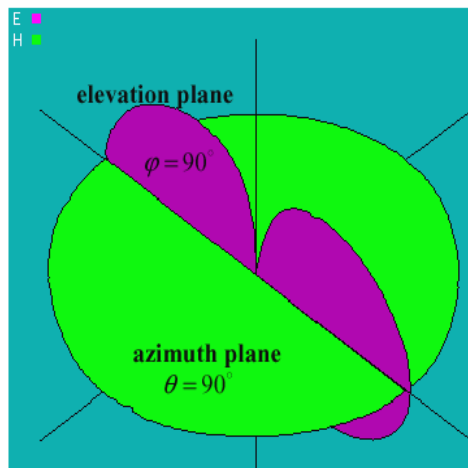
Σύμφωνα και με τα προαναφερθέντα, τα διαγράμματα πεδίου αφορούν στην αναπαράσταση της μεταβολής των συναρτήσεων $|F_1(\theta, \phi)| = |rE_\theta(\theta, \phi)|$ και $|F_2(\theta, \phi)| = |rE_\phi(\theta, \phi)|$. Όταν η ένταση του πεδίου υπολογίζεται σε απόλυτες τιμές και εκφράζεται Volts/m, τότε προκύπτει το λεγόμενο **απόλυτο διάγραμμα πεδίου**. Όταν η ένταση του πεδίου εκφράζεται συγκριτικά με κάποια διεύθυνση (συνήθως τη διεύθυνση μέγιστης έντασης), τότε προκύπτει το **σχετικό ή ανηγμένο διάγραμμα πεδίου**:

$$\frac{E_\theta}{E_{\theta \max}}, \frac{E_\phi}{E_{\phi \max}}$$

Ο πλήρης καθορισμός του πεδίου προϋποθέτει εκτός από τον προσδιορισμό του μέτρου του και τη γνώση της διεύθυνσης του. Τα προαναφερόμενα πεδιακά μεγέθη είναι μιγαδικές συναρτήσεις με πλάτος και φάση. Εφόσον υπολογιστούν τα πλάτη και οι φάσεις των πεδίων, σαν συνάρτηση των (θ, ϕ) , ή η διαφορά φάσης μεταξύ των δύο συνιστωσών E_θ και E_ϕ , τότε είναι δυνατή η αναπαράσταση τόσο του μέτρου όσο και της διεύθυνσης του ηλεκτρικού πεδίου.



(α)



(β)

Σχήμα 9.3. Διάγραμμα Πεδίου (α) Τρισδιάστατο (β) Πρωτεύοντων Επιπέδων

Όπως είναι προφανές το πλήρες διάγραμμα πεδίου, είναι ένα τρισδιάστατο διάγραμμα (**Σχήμα 9.3(α)**) Παρόλο, που μερικές φορές είναι αναγκαία τα λεπτομερή τρισδιάστατα διαγράμματα, στην πράξη χρησιμοποιούνται λιγότερα. Για παράδειγμα, αν θεωρήσουμε μια κατευθυντική κεραία, η οποία συγκεντρώνει τον κύριο όγκο της ακτινοβολίας σε μια διεύθυνση, τότε ένα ή δύο διαγράμματα για κάθε συνιστώσα (E_θ ή E_ϕ) μπορούν να είναι αρκετά, όπως φαίνεται και στο **Σχήμα 9.3(β)**.

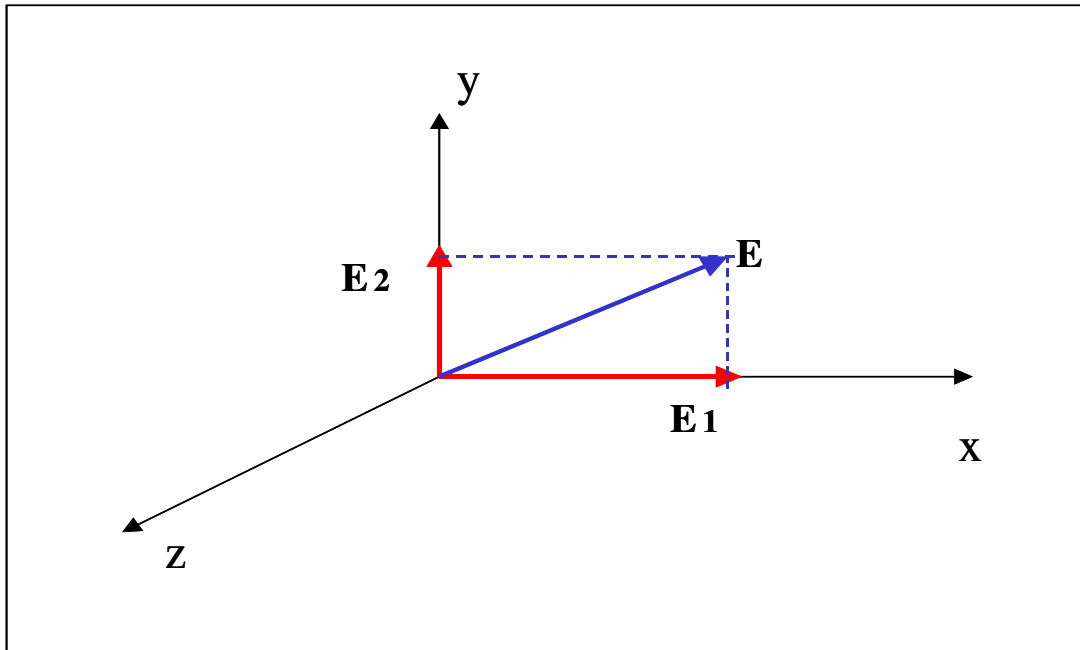
Στην ειδική περίπτωση, όπου υπάρχει μόνο η συνιστώσα E_ϕ ή E_θ , τότε τα διαγράμματα πεδίου $E_\phi(\phi=0,\theta)$ και $E_\phi(\phi,\theta=90)$ ή $E_\theta(\phi=0,\theta)$ και $E_\theta(\phi,\theta=90)$, αντίστοιχα, είναι συνήθως αρκετά Στην περίπτωση όπου υπάρχουν και οι δύο συνιστώσες (E_ϕ, E_θ), τότε ο συνδυασμός των τεσσάρων παραπάνω διαγραμμάτων είναι ο συνηθέστερος.

Ο γενικός κανόνας είναι να αναπαρίστανται, τουλάχιστον, τα διαγράμματα σε επίπεδα, τα οποία διχοτομούν την κύρια δέσμη. Τα επίπεδα αυτά διαγράμματα πεδίου ονομάζονται **διαγράμματα πρωτευόντων επιπέδων**.

9.2.3 Πόλωση Πεδίου

Μια σημαντική ιδιότητα του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου είναι η πόλωση του δηλ. ο προσανατολισμός του διανύσματος της έντασης των πεδιακών μεγεθών \vec{E}, \vec{H} . Όπως είναι γνωστό, τα προαναφερόμενα διανύσματα είναι κάθετα μεταξύ τους. Επομένως, η γνώση του προσανατολισμού ενός, αρκεί για να καθοριστεί ο προσανατολισμός του άλλου. Στην πράξη, όταν μιλάμε την πόλωση του ηλεκτρομαγνητικού κύματος, έχει επικρατήσει να αναφερόμαστε στον προσανατολισμό του διανύσματος του ηλεκτρικού πεδίου \vec{E} .

Στην πιο γενική περίπτωση, το ηλεκτρικό πεδίο περιλαμβάνει τις δύο συνιστώσες E_θ και E_ϕ . Στο μακρινό πεδίο, το ηλεκτρομαγνητικό κύμα χάνει τα «σφαιρικά» του χαρακτηριστικά και τοπικά συμπεριφέρεται σαν επίπεδο κύμα. Για να απλοποιηθεί η συζήτηση, σχετικά με το ζήτημα της πόλωσης, θα οριστεί το επίπεδο αυτό σαν το xy επίπεδο των καρτεσιανών συντεταγμένων (x,y,z)



Σχήμα 9.4 Επίπεδο Κύμα

Έστω, λοιπόν, ένα κύμα που οδεύει στον άξονα \hat{z} , έχοντας 2 συνιστώσες E_x και E_y (Σχήμα 9.4) .

$$E_x = E_1 \eta \mu(\omega t - kz), E_y = E_2 \eta \mu(\omega t - kz + \delta) \quad (9.18)$$

τότε το συνολικό στιγμιαίο διάνυσμα \vec{E} , δίνεται από την ακόλουθη σχέση:

$$\vec{E} = \hat{x} E_1 \eta \mu(\omega t - kz) + \hat{y} E_2 \eta \mu(\omega t - kz + \delta) \quad (9.19)$$

Για $z=0$ οι παραπάνω εκφράσεις τροποποιούνται ως εξής:

$$E_x = \eta \mu \omega t, E_y = E_2 \eta \mu(\omega t + \delta) = E_2 [\eta \mu(\omega t) \sigma \nu \delta + \sigma \nu \nu(\omega t) \eta \mu \delta] \quad (9.20)$$

Απαλείφοντας τα $\eta \mu t$ και $\sigma \nu \nu t$ από την (9.20), σύμφωνα με τις ακόλουθες σχέσεις:

$$\eta \mu \omega t = \frac{E_x}{E_1}, \sigma \nu \nu \omega t = \sqrt{1 - \frac{E_x^2}{E_1^2}} \quad (9.21)$$

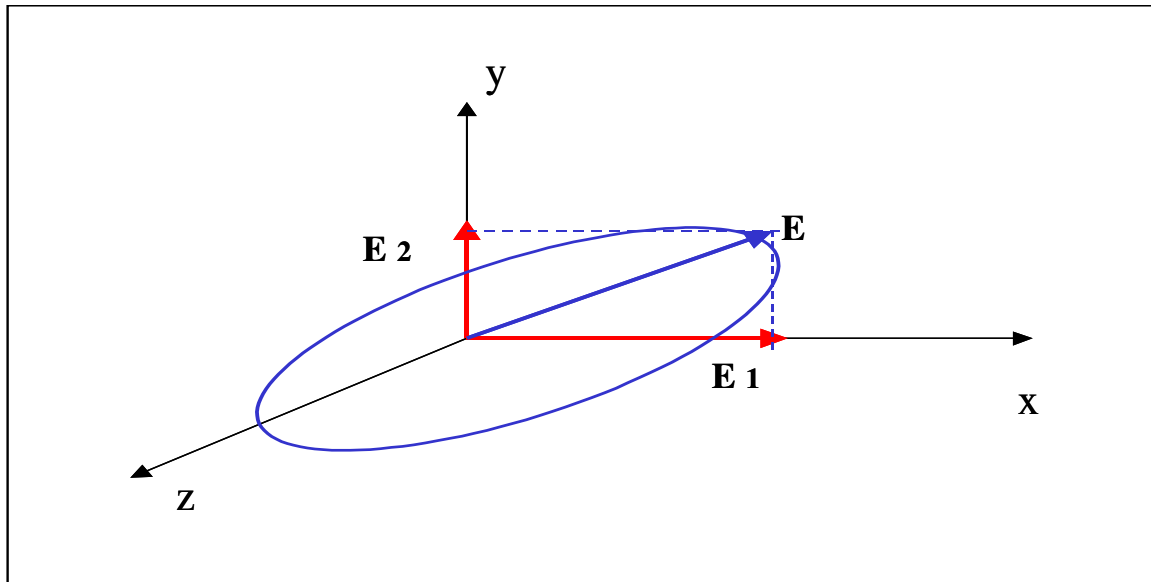
το E_y γράφεται ως εξής:

$$E_y = E_2 \left[\frac{E_x}{E_1} \sigma \nu \nu \delta + \eta \mu \delta \sqrt{1 - \frac{E_x^2}{E_1^2}} \right] \quad (9.22)$$

υψώνοντας την (9.22) στο τετράγωνο και αναδιατάσσοντας τους όρους της εξίσωσης προκύπτει η ακόλουθη έκφραση

$$\frac{E_x^2}{E_1^2} - \frac{2E_x E_y \cos \delta}{E_1 E_2} + \frac{E_y^2}{E_2^2} = \eta \mu^2 \delta \Leftrightarrow a E_x^2 - b E_x E_y + c E_y^2 = 1 \quad (9.23)$$

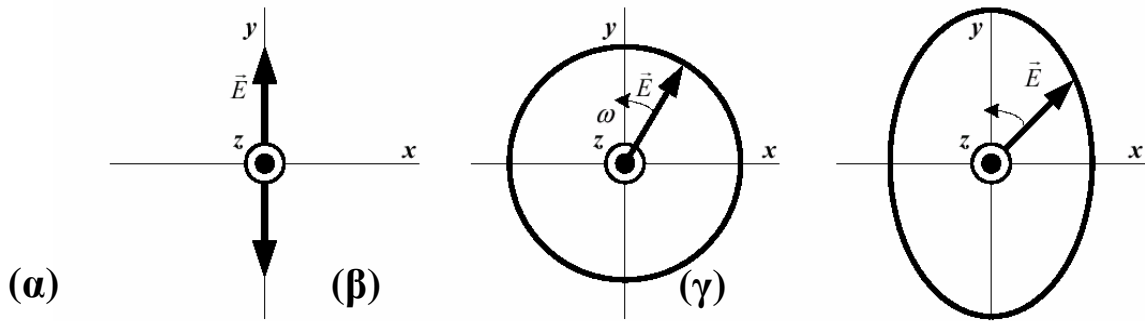
Η εξίσωση (9.23) περιγράφει μια έλλειψη με κλίση, όπως φαίνεται και στο *Σχήμα 9.5*. Αυτό σημαίνει ότι το διάνυσμα \vec{E} , αλλάζοντας διεύθυνση συναρτήσει του χρόνου, κινείται πάντα στην περιφέρεια μιας νοητής έλλειψης. Σε αυτή την περίπτωση το κύμα χαρακτηρίζεται **ελλειπτικά πολωμένο**.



Σχήμα 9.5. Ελλειπτικά Πολωμένο Κύμα.

Στην περίπτωση, όπου η διεύθυνση του ηλεκτρικού πεδίου παραμένει σταθερή, δηλ. όταν το μέτρο του μεταβάλλεται αλλά η διεύθυνση του ορίζεται πάνω σε μια σταθερή ευθεία, τότε το κύμα χαρακτηρίζεται σαν **γραμμικά πολωμένο** (*Σχήμα 9.6(α)*). Ουσιαστικά, η γραμμική πόλωση αποτελεί ειδική περίπτωση της ελλειπτικής πόλωσης. Σύμφωνα με το *Σχήμα 1.6* και την εξίσωση (9.23), όταν το $E_1=0$ ($E_2=0$) το κύμα έχει σταθερή διεύθυνση στον χρόνο, που ταυτίζεται με τον άξονα \hat{y} (\hat{x}). Επίσης, όταν η διαφορά φάσης είναι $\delta=0, \pm \pi$, το κύμα θεωρείται, επίσης, γραμμικά πολωμένο έχοντας κλίση ως προς τους άξονες \hat{x}, \hat{y} , που εξαρτάται από το λόγο E_2/E_1 .

Τέλος, όταν το διάνυσμα του ηλεκτρικού πεδίου μεταβάλλει τη διεύθυνση του, σε συνάρτηση με το χρόνο, διαγράφοντας την περιφέρεια ενός νοητού κύκλου, τότε χαρακτηρίζεται **κυκλικά πολωμένο** (*Σχήμα 9.6 (β)*). Η κυκλική πόλωση αποτελεί εξειδίκευση της ελλειπτικής, όταν στην τελευταία ισχύουν οι συνθήκες: $E_1=E_2$ και $\delta=\pm \pi / 2$.



Σχήμα 9.6. (α) Γραμμική (β) Κυκλική και (γ) ελλειπτική πόλωση

Τόσο στην περίπτωση της ελλειπτικής, όσο της κυκλικής πόλωσης, ο πλήρης προσδιορισμός της πόλωσης απαιτεί τη γνώση της φοράς, με την οποία κινείται το διάνυσμα του ηλεκτρικού πεδίου. Όταν βλέποντας το κύμα να πλησιάζει (όπως δείχνει το Σχήμα 1.7, με φορά από το επίπεδο του χαρτιού προς τον αναγνώστη) το διάνυσμα \vec{E} κινείται με τη φορά των δεικτών του ρολογιού τότε η πόλωση ονομάζεται **αριστερόστροφη**. Η αντίθετη φορά περιστροφής ονομάζεται **δεξιόστροφη**.

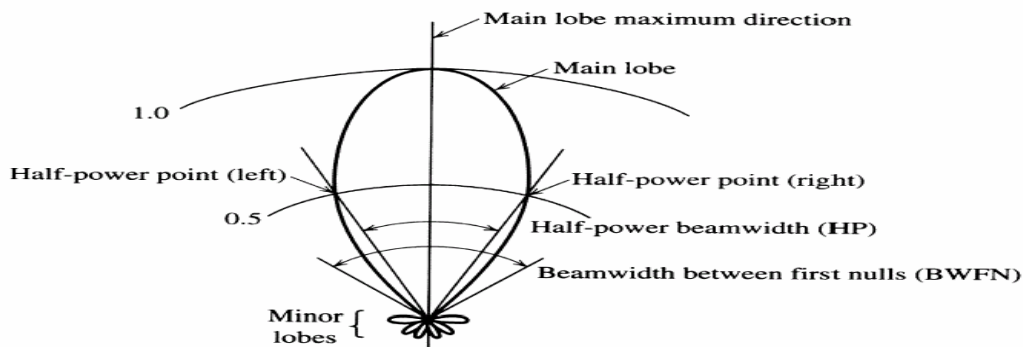
9.2.4. Διάγραμμα Ισχύος

Μια από τις πλέον σημαντικές πληροφορίες, για τα χαρακτηριστικά ενός ακτινοβολητή, είναι ο τρόπος με τον οποίο ακτινοβολεί την ισχύ του. Τα διαγράμματα που αναπαριστούν τη μεταβολή της ισχύος ανά μονάδα επιφανείας (δηλ. το διάνυσμα Poynting), ονομάζονται **διαγράμματα ισχύος**.

Εφόσον, η εξάρτηση της ροής της ισχύος από την απόσταση r , είναι γνωστή (ανάλογη του $1/r^2$) και σταθερή, το ενδιαφέρον περιορίζεται στη μεταβολή της ισχύος συναρτήσει των (θ, ϕ) . Υπό αυτή την έννοια, **το διάγραμμα ισχύος αφορά τη μεταβολή της έντασης ακτινοβολίας $U(\theta, \phi) = r^2 P_r$** .

Όταν το διάγραμμα ισχύος κανονικοποιείται, ως προς τη μέγιστη τιμή του, τότε μιλάμε για το σχετικό (ή ανηγμένο) διάγραμμα ισχύος, με υπολογισμό του αδιάστατου μεγέθους

$$P(\theta, \phi) = \frac{P_{av}(\theta, \phi)}{P_{av}(\theta, \phi)_{\max}} = \frac{U(\theta, \phi)}{U(\theta, \phi)_{\max}} \quad (9.24)$$



Σχήμα 9.7. Διάγραμμα ισχύος (α) πολικό (β) ορθογώνιο

Όπως είναι προφανές, ένα πλήρες διάγραμμα ισχύος αναπαρίσταται σε τρισδιάστατες σφαιρικές συντεταγμένες. Στην πράξη όμως, και σε αναλογία με τα διαγράμματα πεδίου, είναι αρκετός ο υπολογισμός του διαγράμματος σε δύο επίπεδα, που τέμνουν τον κύριο λοβό και είναι κάθετα μεταξύ τους. Τα επίπεδα αυτά διαγράμματα καλούνται **διαγράμματα πρωτευόντων επιπέδων**.

Τα διαγράμματα ισχύος σχεδιάζονται τόσο σε γραμμική όσο και σε λογαριθμική κλίμακα ($20\log P(\theta, \phi)$ σε dB). Τέλος, ορισμένα από τα πλέον ενδιαφέροντα μεγέθη, που απορρέουν από αυτά τα διαγράμματα (Σχήμα 9.7) είναι:

- ❖ Οι λοβοί ακτινοβολίας που ορίζονται μεταξύ διαδοχικών μηδενισμών (ελάχιστων) του διαγράμματος ακτινοβολίας. Οι λοβοί διακρίνονται σε: **κύριους, δευτερεύοντες ή πλευρικούς, και πίσω λοβούς (back lobes)**. Ο κύριος λοβός συγκεντρώνει το μεγαλύτερο τμήμα της ακτινοβολουμένης ισχύος, συγκριτικά με τους υπόλοιπους, και περιλαμβάνει τη διεύθυνση μέγιστης ακτινοβολίας. Ο πίσω λοβός ακτινοβολεί αντιδιαμετρικά του κύριου λοβού.
- ❖ **Οι γωνίες μηδενισμού** που αντιστοιχούν σε σημεία μηδενικής ακτινοβολίας.
- ❖ Η γωνία που αντιστοιχεί μεταξύ δύο μηδενισμών του διαγράμματος ακτινοβολίας ονομάζεται **εύρος λοβού**.
- ❖ **Οι γωνίες ημίσειας ισχύος**, που ορίζονται εκατέρωθεν του μέγιστου και αντιστοιχούν στις διευθύνσεις που η κεραία ακτινοβολεί το μισό της μέγιστης ισχύος. Η γωνία που ορίζεται μεταξύ των σημείων ημίσειας ισχύος, ονομάζεται **εύρος δέσμης ημίσειας ισχύος**.

9.2.5. Εμβαδόν Δέσμης

Ένας ιστροπικός ακτινοβολητής (πρακτικά μη εφικτός) ακτινοβολεί ομοιόμορφα προς όλες τις κατευθύνσεις του τρισδιάστατου χώρου ή ισοδύναμα σε όλο το εύρος της στερεάς γωνίας 4π που αντιστοιχεί σε μια νοητή σφαίρα. Αν φανταστεί κανείς μια ασύρματη ζεύξη σημείο προς σημείο είναι προφανές ότι το μεγαλύτερο μέρος από την καταναλισκόμενη ισχύ του ιστροπικού ακτινοβολητή ή «χάνεται» μεταφερόμενη σε κατευθύνσεις όπου δεν υπάρχει αποδέκτης ή δημιουργεί παρεμβολές όταν λαμβάνεται από «λάθος» αποδέκτες.

Γενικά, οι κεραίες που χρησιμοποιούμε στην πράξη ακτινοβολούν περισσότερη ισχύ προς κάποιες κατευθύνσεις από ότι σε άλλες. Αυτή η «επιλεκτικότητα» των κεραιών ή με άλλα λόγια η απόκλιση της συμπεριφοράς τους από την ιστροπική κεραία αποτελεί ένα από τα πλέον σημαντικά χαρακτηριστικά τους. Δείκτης αυτής της συμπεριφοράς αποτελούν μια σειρά από απλές μονόμετρες αριθμητικές ποσότητες όπως το **εμβαδόν δέσμης** (ή **στερεά γωνία δέσμης** που θα εξετασθεί στην παρούσα ενότητα), **η κατευθυντικότητα** και το **κέρδος**.

Έστω μια υπό εξέταση κεραία, που εκπέμπει μέγιστη ισχύ σε μια συγκεκριμένη διεύθυνση $U(\theta, \phi)_{\max}$. Εάν αυτή η κεραία ήταν ιστροπικός ακτινοβολητής θα εξέπεμπε στον περιβάλλοντα χώρο $W_{\alpha\kappa, \iota\sigma} = 4\pi r^2 U(\theta, \phi)_{\max}$ ή ισοδύναμα $r^2 U(\theta, \phi)_{\max}$ σε όλο το εύρος της στερεάς γωνίας 4π , που αντιστοιχεί σε μια νοητή σφαίρα ακτίνας r .

Η συνολική ισχύς που εκπέμπεται από την υπό εξέταση κεραία είναι:

$$W_{\alpha\kappa} = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} r^2 U(\theta, \phi) d\Omega = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} r^2 U(\theta, \phi) \eta \mu \theta d\theta d\phi \quad (9.25)$$

Είναι προφανές ότι η $W_{\alpha\kappa}$ αποτελεί κλάσμα της $W_{\alpha\kappa, \iota\sigma}$. Εάν αντί της υπό εξέταση κεραίας χρησιμοποιούσαμε τον ιστροπικό ακτινοβολητή, τότε η $W_{\alpha\kappa}$ θα μεταδιδόταν από μια στερεά γωνία δέσμης Ω_A μικρότερης της στερεάς γωνίας 4π μέσα από την οποία ακτινοβολείται ομοιόμορφα η $W_{\alpha\kappa, \iota\sigma}$. Η στερεά γωνία Ω_A , μέσα από την οποία ακτινοβολείται η ισχύς μιας κεραίας από ένα ιστροπικό ακτινοβολητή με ισχύ τη μέγιστη ισχύ της υπό εξέτασης κεραίας, ονομάζεται **στερεά γωνία δέσμης ή εμβαδό δέσμης**. Η μαθηματική έκφραση της στερεάς γωνίας Ω_A μπορεί να γραφτεί ως εξής :

$$\Omega_A = 4\pi \frac{W_{\alpha\kappa}}{W_{\alpha\kappa, \iota\sigma}} \Leftrightarrow \Omega_A = 4\pi \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} r^2 U(\theta, \phi) d\Omega}{4\pi r^2 U(\theta, \phi)_{\max}} \Leftrightarrow$$

$$\Omega_A = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \frac{U(\theta, \phi)}{U(\theta, \phi)_{\max}} d\Omega = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} P(\theta, \phi) d\Omega \quad (9.26)$$

Είναι προφανές ότι για τον ιστροπικό ακτινοβολητή Ω_A είναι ίσο με 4π , ενώ όσο πιο κατευθυντική είναι η κεραία τόσο μικραίνει η στερεά γωνία δέσμης.

Η στερεά γωνία Ω_A μπορεί να υπολογιστεί προσεγγιστικά αν είναι γνωστό το εύρος δέσμης ημίσειας ισχύος στα δύο πρωτεύοντα επίπεδα που διχοτομούν τον κύριο λοβό ακτινοβολίας

$$\Omega_A \cong \theta_{3\text{db}} \phi_{3\text{db}} \quad (9.27)$$

Οι γωνίες $\theta_{3\text{db}}$, $\phi_{3\text{db}}$ ορίζονται από τα σημεία ημίσειας ισχύος ($P_{\max}/2$) του διαγράμματος ισχύος ή ισοδύναμα από τα σημεία που βρίσκονται 3 db κάτω από τη μέγιστη ισχύ (σε λογαριθμική κλίμακα $10\log(P_{\max}) - 3\text{db}$).

9.2.6. Κατευθυντικότητα

Όπως ήδη έχει επισημανθεί η **κατευθυντικότητα** αποτελεί ένα δείκτη της συγκέντρωσης της ακτινοβολούμενης ισχύος προς ορισμένες κατευθύνσεις. Γενικά η κατευθυντικότητα αποτελεί πλεονέκτημα για τις κεραιές, διότι απαιτείται μικρότερη ισχύς για τη μεταφορά ενέργειας σε μια συγκεκριμένη κατεύθυνση από ότι αν χρησιμοποιούσαμε για τον ίδιο σκοπό τον ιστροπικό ακτινοβολητή. Επίσης, εκτός από την οικονομία σε επίπεδο ενέργειας, μια κατευθυντική κεραία συμβάλλει στη μείωση των παρεμβολών, εφόσον μέσω κατάλληλου προσανατολισμού της μειώνεται η πιθανότητα να στείλει ή να λάβει σήματα από μη επιθυμητά συστήματα κεραιών.

Με ένα πιο αυστηρό ορισμό η **κατευθυντικότητα μιας κεραιάς ορίζεται ως ο λόγος της μέγιστης έντασης ακτινοβολίας προς τη μέση ένταση ακτινοβολίας.**

$$D = \frac{U(\theta, \varphi)_{\max}}{U_o} \quad (9.28)$$

Εκφράζοντας την (9.28) σαν συνάρτηση του διανύσματος Poynting προκύπτει η ακόλουθη σχέση :

$$D = \frac{P(\theta, \varphi)_{\max}}{P_o} \quad (9.29)$$

Εκφράζοντας τη μέση τιμή του διανύσματος Poynting και αναδιατάσσοντας τους όρους κατάλληλα, προκύπτει η **σχέση της κατευθυντικότητας με τη στερεά γωνία δέσμης Ω_A**

$$D = \frac{P(\theta, \varphi)_{\max}}{W_{\alpha\kappa} / 4\pi r^2} = \frac{4\pi r^2 P(\theta, \varphi)_{\max}}{W_{\alpha\kappa}} = \frac{W_{\alpha\kappa, \text{ισ}}}{W_{\alpha\kappa}} \Rightarrow D = \frac{4\pi}{\Omega_A} \quad (9.30)$$

Είναι προφανές, ότι ένας ιστροπικός ακτινοβολητής με $\Omega_A=4\pi$ θα έχει κατευθυντικότητα ίση με τη μονάδα. Όσο πιο κατευθυντική είναι η κεραία, η στερεά γωνία Ω_A θα είναι μικρότερη του 4π , και συνολικά η κατευθυντικότητα D θα παίρνει τιμές μεγαλύτερες της μονάδας. Όσο πιο μεγάλη είναι η τιμή του D , τόσο πιο πολύ συγκεντρώνεται η ισχύς ακτινοβολία της κεραιάς στην κατεύθυνση της μέγιστης ακτινοβολίας.

Ένας εναλλακτικός τρόπος να αντιμετωπίσει κανείς το D μιας κεραιάς είναι ο εξής: έστω ότι έχουμε (α) την υπό εξέταση κεραία προσανατολισμένη να εκπέμπει προς τη διεύθυνση μέγιστης ακτινοβολίας και (β) ένα ιστροπικό ακτινοβολητή που εκπέμπει συνολικά την ίδια ισχύ με την υπό εξέταση κεραία. **Το D δείχνει πόσες φορές περισσότερη ισχύ μεταδίδεται από την υπό εξέταση κεραία σε σχέση με τον ιστροπικό ακτινοβολητή.**

Τέλος μια συχνή χρήση του μεγέθους D , σύμφωνα και με τη εξίσωση(9.30), είναι η δυνατότητα υπολογισμού της ισχύος ακτινοβολίας P_r στη βέλτιστη κατεύθυνση (μέγιστο διαγράμματος ισχύος) αν

γνωρίζουμε τη συνολικά ακτινοβολούμενη ισχύ $W_{\alpha\kappa}$ ή αν γνωρίζουμε την ισχύ W_t με την οποία τροφοδοτείται η κεραία και θεωρούμε ότι η τελευταία δεν παρουσιάζει απώλειες.

9.2.7. Κέρδος

Η σύγκριση μιας κεραίας με τον ιστροπικό ακτινοβολητή, μέσω του μεγέθους της κατευθυντικότητας D , δεν περιλαμβάνει τις ωμικές απώλειες που λαμβάνουν χώρα στη διάταξη μιας πραγματικής κεραίας. Εάν λοιπόν η σύγκριση γίνει μεταξύ :

(α) ενός ιστροπικού ακτινοβολητή χωρίς απώλειες, που τροφοδοτείται με ισχύ W_{in}

και

(β) μιας κεραίας που τροφοδοτείται με W_{in} αλλά παρουσιάζει απώλειες $W_{\alpha\pi}$ ($W_{in}=W_{\alpha\kappa}+W_{\alpha\pi}$)

τότε προκύπτει ένα νέο μέγεθος που ονομάζεται **κέρδος G** . Το κέρδος G δείχνει πόσες φορές περισσότερη ισχύ ακτινοβολείται από την υπό εξέταση κεραία, σε σχέση με τον χωρίς απώλειες ιστροπικό ακτινοβολητή που τροφοδοτείται με την ίδια ισχύ.

Σύμφωνα με την προηγούμενη περιγραφή, εάν αντικατασταθεί το $W_{\alpha\kappa}$ με το W_{in} στη σχέση (9.30), τότε προκύπτει το κέρδος G :

$$G = \frac{P(\theta, \varphi) \max}{W_{in} / 4\pi r^2} = \frac{4\pi r^2 P(\theta, \varphi) \max}{W_{in}} = \frac{4\pi r^2 P(\theta, \varphi) \max}{W_{\alpha\kappa} + W_{\alpha\pi}} \quad (9.31)$$

Διαιρώντας την (1.63) με την (1.62) προκύπτει η **σχέση μεταξύ κέρδους G και κατευθυντικότητας D** .

$$G = \frac{W_{\alpha\kappa}}{W_{\alpha\kappa} + W_{\alpha\pi}} D \quad (9.32)$$

όπου η ο βαθμός απόδοσης της κεραίας :

$$\eta = \frac{G}{D} = \frac{W_{\alpha\kappa}}{W_{\alpha\kappa} + W_{\alpha\pi}} \quad (9.33)$$

9.2.8. Η Κεραία ως Κυκλωματικό Στοιχείο

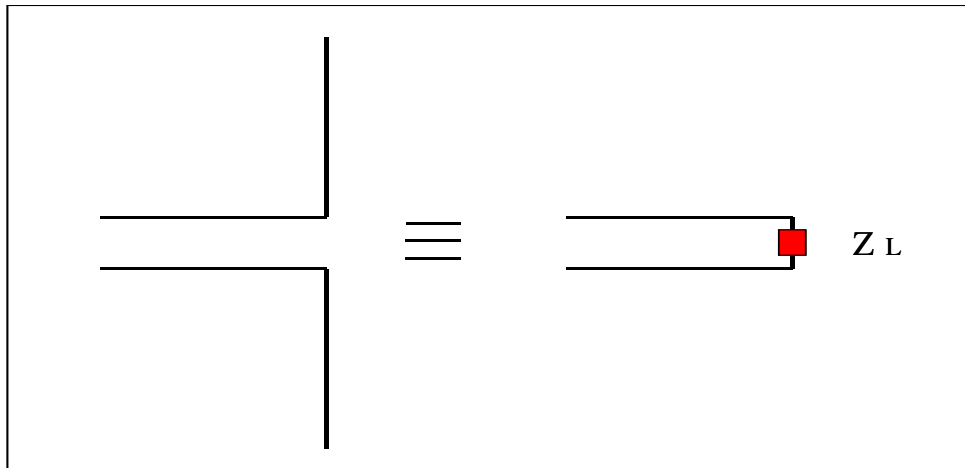
9.2.8.1. Κεραία Πομπός

Έστω ένας πομπός, ο οποίος τροφοδοτεί μια κεραία μέσω μιας γραμμής μεταφοράς (Σχήμα 9.8). Αν ο πομπός τροφοδοτήσει την κεραία για ένα σύντομο χρονικό διάστημα (τ για τη διάρκεια μερικών παλμών), θα παρατηρηθεί ότι η διέγερση της κεραίας, που οδηγεί στην ακτινοβολία της, θα αρχίσει φθίνει μέχρι να σταματήσει την εκπομπή. Η συμπεριφορά της κεραίας, σε αυτή την περίπτωση, ομοιάζει με ωμικό φορτίο που καταναλώνει την τροφοδοτούμενη ενέργεια. Η απώλειες αυτές μπορούν να εξηγηθούν ως εξής:

(α) ένα μέρος της τροφοδοτούμενης ισχύος «καταναλώνεται» στον περιβάλλοντα χώρο, με τη μορφή ακτινοβολίας, και τμήμα της πιθανά αποδίδεται σε κάποιο δέκτη.

(β) ένα άλλο μέρος μπορεί να καταναλωθεί με τη μορφή θερμικών απωλειών πάνω στα αγωγίμα μέρη της κεραίας.

Τουλάχιστον, λοιπόν, στο επίπεδο αναπαράστασης οι απώλειες που χαρακτηρίζουν την κεραία θα μπορούσαν να εκπροσωπηθούν από μια καθαρά ωμική αντίσταση.



Σχήμα 9.8. Γραμμή μεταφοράς με κεραία και ισοδύναμη εμπέδηση

Η προηγούμενη διαπίστωση επεκτείνεται και στον τρόπο με τον οποίο ο πομπός και η γραμμή μεταφοράς «συνεργάζονται» τη κεραία. Συγκεκριμένα, ο πομπός –γραμμή μεταφοράς «βλέπουν» οποιαδήποτε κεραία ως ένα φορτίο, στο οποίο αποδίδεται η παραγόμενη από τον πομπό ισχύς. Μάλιστα στη γενική περίπτωση αυτό το φορτίο έχει τόσο πραγματικό, όσο και φανταστικό μέρος. Για παράδειγμα, εάν στην ίδια διάταξη πομπού και γραμμής μεταφοράς συνδεθούν διαφορετικού τύπου κεραίες και κάθε φορά πάρουμε μετρήσεις των στάσιμων κυμάτων, τότε θα διαπιστώσουμε ότι η αλλαγή κεραίων ομοιάζει με την αλλαγή τερματικών φορτίων και τελικά με συνθήκες καλύτερης ή χειρότερης προσαρμογή.

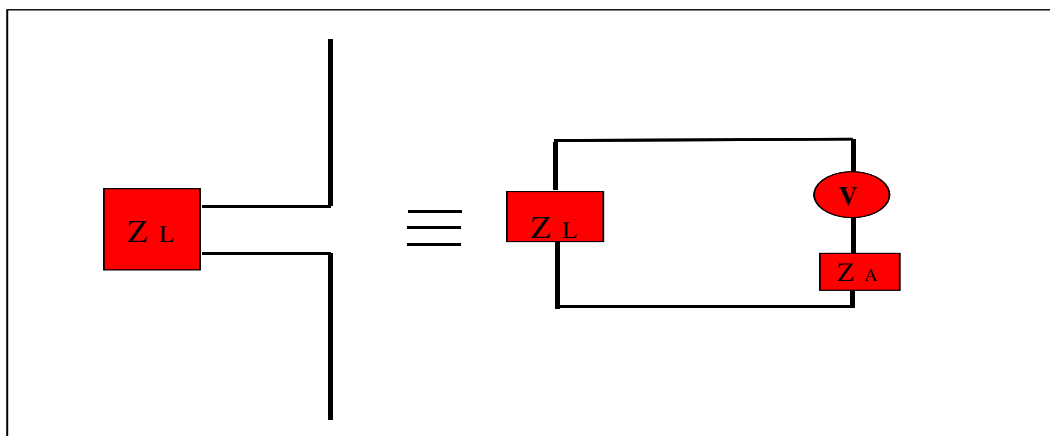
Κατά τη σχεδίαση μιας διάταξης πομπού και γραμμής μεταφοράς είναι βολικό να θεωρήσουμε ότι η κεραία ισοδυναμεί με μια σύνθετη αντίσταση. **Αυτή η σύνθετη αντίσταση ονομάζεται αντίσταση στο σημείο οδήγησης η τροφοδοσίας.** Εάν η κεραία είναι απομονωμένη δηλ. είναι μακριά από έδαφος και άλλα αντικείμενα, που γενικά μπορούν να λειτουργήσουν ως ακτινοβολητές, τότε η αντίσταση ονομάζεται ιδία σύνθετη αντίσταση. Αυτή η σύνθετη αντίσταση έχει ένα πραγματικό μέρος που μπορεί να διακριθεί σε δύο εν σειρά ωμικές αντιστάσεις: α) στην αντίσταση ακτινοβολίας, που αντιστοιχεί στις «απώλειες» ακτινοβολίας και β) στην αντίσταση απωλειών που αντιστοιχεί στις θερμικές απώλειες.

Τέλος το φανταστικό μέρος της σχετίζεται με την ηλεκτρομαγνητική ενέργεια, η οποία εγκλωβίζεται στην κεραία κάνοντας την τελευταία να συμπεριφέρεται σαν πηνίο ή πυκνωτής.

Στην περίπτωση όπου υπάρχουν κοντινά αντικείμενα (πχ άλλες κεραίες) τότε η αντίσταση στο σημείο τροφοδοσίας τροποποιείται και καθορίζεται, τόσο από την ίδια σύνθετη αντίσταση, όσο και από τις αμοιβαίες αντιστάσεις μεταξύ της κεραίας και των άλλων κεραιών. Στην πραγματικότητα μεταξύ των κεραιών αναπτύσσονται φαινόμενα σύζευξης, όπως γνωρίζουμε ότι συμβαίνει μεταξύ πρωτεύοντος και δευτερεύοντος πηνίου σε ένα μετασχηματιστή. Η έννοια της σύζευξης στις κεραίες σχετίζεται με τα ρεύματα που επάγονται στην κεραία από τα ηλεκτρομαγνητικά πεδία των υπόλοιπων κεραιών.

9.2.8.2. Κεραία Δέκτης

Έστω ένας δέκτης, ο οποίος τροφοδοτείται από μια κεραία μέσω μιας γραμμής μεταφοράς. Η κεραία συλλέγει την ισχύ από το τυχόν προσπίπτον κύμα και την αποδίδει στη γραμμή μεταφοράς. Ο δέκτης και η γραμμή μεταφοράς «φαίνονται» από το σημείο των ακροδεκτών της κεραίας ως μια σύνθετη αντίσταση Z_L (Σχήμα 9.9). Στην περίπτωση αυτή, η κεραία μπορεί να αντικατασταθεί από μια ισοδύναμη γεννήτρια κατά Thevenin, με ισοδύναμη τάση V και ισοδύναμη αντίσταση Z_A . Σύμφωνα με το θεώρημα της αμοιβαιότητας, η σύνθετη αντίσταση Z_A ταυτίζεται με την ίδια σύνθετη αντίσταση της κεραίας, εάν αυτή λειτουργούσε ως πομπός. Υπό αυτή την έννοια, η περιγραφή της ίδιας σύνθετης αντίστασης και της αμοιβαίας σύνθετης αντίστασης μεταξύ ακτινοβολητών διατηρεί στο ακέραιο την αξία της και στην παρούσα ενότητα, όπου μελετάται η σύνθετη αντίσταση του δέκτη.



Σχήμα 9.9. Κεραία Δέκτης και το ισοδύναμο Κύκλωμα

9.2.9. Ενεργός Επιφάνεια

Στην προηγούμενη ενότητα αποδείχθηκε η συνθήκη με την οποία μεγιστοποιείται η αποδιδόμενη ισχύς στο φορτίο της κεραίας-δέκτη. Η συνθήκη αφορούσε στο φορτίο της κεραίας και απαιτούσε τη συζυγή του προσαρμογή. Ωστόσο, η μεγιστοποίηση της ισχύος που μεταφέρεται από τον πομπό στο χώρο του δέκτη αποτελεί ένα κρίσιμο ζήτημα και είναι αναγκαίο να διερευνηθεί περαιτέρω. Το ερώτημα που τίθεται είναι: ποια άλλα χαρακτηριστικά του δέκτη βελτιστοποιούν τη δυνατότητα πρόσληψης της μεταφερόμενης από τον πομπό ισχύος;

Είναι μάλλον προφανές ότι μια πρώτη συνθήκη είναι αυτή του προσανατολισμού του δέκτη. Για παράδειγμα, για διπολικές κεραίες η μεγιστοποίηση της λαμβανόμενης ισχύος επιτυγχάνεται, όταν η κεραία τοποθετείται παράλληλα με το διάνυσμα της έντασης του ηλεκτρικού πεδίου. Το κριτήριο του προσανατολισμού είναι γενικό και πρέπει να τηρείται, όσο είναι αυτό δυνατό, ανεξάρτητα από το είδος της κεραίας που χρησιμοποιείται. Για αυτό το λόγο στις περισσότερες περιπτώσεις όταν αναφερόμαστε στη λαμβανόμενη ισχύ, θεωρούμε δεδομένη την επιλογή του βέλτιστου προσανατολισμού.

Ακόμη και εμπειρικά είναι εύκολο κανείς να υποθέσει ότι μια επιπλέον συνθήκη για την μεγιστοποίηση της λαμβανόμενης ισχύος, θα πρέπει να βασίζεται στα χαρακτηριστικά της κεραίας δέκτη. Για παράδειγμα, αν συγκριθούν μια ιστροπική και μια κατευθυντική κεραία, που ακτινοβολούν την ίδια συνολική ισχύ, προκύπτει εύκολα η διαφοροποίηση στην ικανότητα λήψης. Εφόσον τα διαγράμματα ακτινοβολίας και λήψης ταυτίζονται, είναι προφανές ότι όταν η κατευθυντική κεραία προσανατολιστεί έτσι ώστε να λαμβάνει στο μέγιστο του διαγράμματος ακτινοβολίας, παρουσιάζει μεγαλύτερη προσληψιμότητα συγκριτικά με την αντίστοιχη ιστροπική. Το σκεπτικό που αναπτύχθηκε προηγούμενα, δικαιολογεί την ύπαρξη μιας παραμέτρου, η οποία θα χαρακτηρίζει την ιδιαίτερη δυνατότητα κάθε κεραίας να προσλαμβάνει και να αποδίδει την ισχύ του προσπίπτοντος κύματος. Η παράμετρος ονομάζεται **ενεργός επιφάνεια** και ορίζεται, σε μονάδες επιφάνειας, ως ο λόγος της αποδιδόμενης ισχύος προς το διάνυσμα Ρoynting του προσπίπτοντος πεδίου.

$$A_e = \frac{W_r}{|\vec{P}_{av}|} \quad (9.34)$$

όπου η W_r θεωρείται η αποδιδόμενη ισχύς στο φορτίο της κεραίας σε συνθήκες βέλτιστου προσανατολισμού και συζυγούς προσαρμογής.

Αποδεικνύεται ότι η ενεργός επιφάνεια ενός οποιουδήποτε δέκτη, βέλτιστα προσανατολισμένου και συζυγώς προσαρμοσμένου, εκφράζεται συναρτήσει του μήκους κύματος λ και της κατευθυντικότητας D .

$$A_e = \frac{\lambda^2}{4\pi} D \quad (9.35)$$

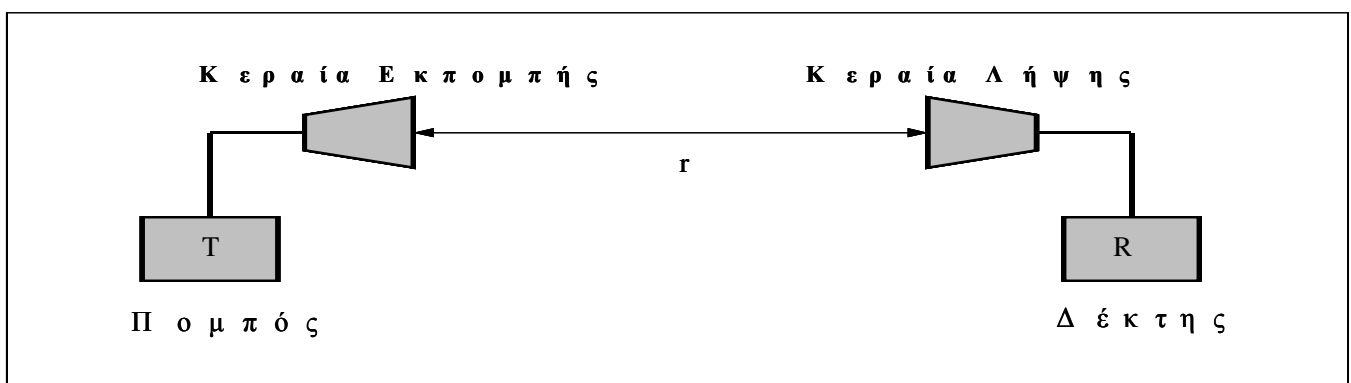
Η λαμβανόμενη ισχύς που υπολογίζεται από τις σχέσεις (9.34)-(9.35) αποδίδεται στο φορτίο του δέκτη, μόνο στο βαθμό που αυτός δεν χαρακτηρίζεται από κάποιου είδους απώλειες. Στην περίπτωση όπου η κεραία χαρακτηρίζεται από απώλειες, τότε η αποδιδόμενη ισχύς στο φορτίο είναι μικρότερη (όσο αντιστοιχεί στις απώλειες). Μαθηματικά αυτό εκφράζεται με την αντικατάσταση της κατευθυντικότητας στη σχέση (9.35) με το αντίστοιχο κέρδος G .

$$A_e = \frac{\lambda^2}{4\pi} G \quad (9.36)$$

Μια χρήσιμη σχέση, είναι αυτή που προσδιορίζει την επαγόμενη τάση V στους ακροδέκτες της κεραίας-δέκτη, συναρτήσει της ενεργής επιφάνειας A_e , του διανύσματος Poynting P_{av} και του πραγματικού μέρους R_A της ίδιας σύνθετης αντίστασης Z_A του δέκτη.

$$|V| = |8R_A A_e P_{av}|^{1/2} \quad (9.37)$$

Εφόσον η τάση V είναι ανεξάρτητη του φορτίου Z_L , η σχέση (9.37) έχει καθολική ισχύ δηλ. εφαρμόζεται και στις περιπτώσεις, όπου δεν ισχύει η συνθήκη της συζυγούς προσαρμογής. Υπό αυτή την έννοια, η σχέση (9.37), μπορεί να χρησιμοποιηθεί, εναλλακτικά των (9.34)-(9.36), για τον υπολογισμό της ισχύος που αποδίδεται σε φορτίο $Z_L (\neq Z_A^*)$.



Σχήμα 9.10. Ασύρματη ζεύξη για τον τύπο του Friss.

Τέλος, μια σημαντική σχέση για τις ασύρματες ζεύξεις, προκύπτει από τη σχέση (9.34) και διατυπώθηκε από τον Fris. Έστω, πομπός που εκπέμπει ισχύ W_t χαρακτηρίζεται από κατευθυντικότητα D_t , ενεργό επιφάνεια A_{et} και δέκτης με κατευθυντικότητα D_r , ενεργό επιφάνεια A_{er} τοποθετημένος σε απόσταση r , πληρώντας τις συνθήκες βέλτιστου προσανατολισμού και συζυγούς προσαρμογής (**Σχήμα 9.10**).

Σύμφωνα με τον τύπο του Friss, η ισχύς που λαμβάνεται από τον δέκτη (δηλ. η ισχύς που αποδίδεται στο φορτίο της κεραίας λήψης) δίνεται από τη σχέση:

$$W_r = W_t \frac{\lambda^2 D_t D_r}{(4\pi r)^2} = W_t \frac{A_{et} A_{er}}{r^2 \lambda^2} \quad (9.38)$$

Εάν οι κεραίες πομπού-δέκτη δεν χαρακτηρίζεται από απώλειες, τα W_t , W_r ταυτίζονται με την ισχύ του πομπού και του δέκτη, αντίστοιχα. Στην περίπτωση όμως, όπου παρουσιάζονται απώλειες η ισχύς του πομπού και του δέκτη δίνεται από τη σχέση (9.38) εάν οι κατευθυντικότητες αντικατασταθούν από τα αντίστοιχα κέρδη G_t και G_r .

10. ΠΕΙΡΑΜΑ

Σκοπός του πειράματός μας είναι ο εξής: ο προσδιορισμός του μήκους κύματος H/M ακτινοβολίας με διάφορες τεχνικές με τη χρήση συμβολόμετρων. Στη συγκεκριμένη περίπτωση, εμείς δουλέψαμε πάνω σε δύο συμβολόμετρα, το συμβολόμετρο Fabry-Perot και το συμβολόμετρο Michelson.

Με τον όρο ' συμβολόμετρο ' εννοούμε, το φυσικό όργανο με το οποίο είναι δυνατό να προκληθούν φαινόμενα συμβολής και να μετρηθούν με τη βοήθειά τους ορισμένα μεγέθη, όπως, για παράδειγμα, πολύ μικρά μήκη κύματος, δείκτες διάθλασης, μικρές διαφορές μήκους κύματος κλπ. Το όργανο αυτό μας επιτρέπει να υποδιαιρέσουμε σε δύο δέσμες τα κύματα που προέρχονται από μια μοναδική πηγή, υποχρεώνοντας τις να ακολουθήσουν μια διαφορετική διαδρομή, κατά μήκος της οποίας προκαλείται μια μετατόπιση φάσης που σχετίζεται με το υπό μέτρηση φυσικό μέγεθος και, τέλος, κάνοντας να επιπροστεθούν και πάλι οι δύο δέσμες. Για τον σκοπό αυτό χρησιμοποιείται ένας διαιρέτης της δέσμης του φωτός, δύο κάτοπτρα (ένα σταθερό και ένα κινητό). Οι δέσμες, επειδή είναι εκτός φάσης, δίνουν αφορμή σε φαινόμενα συμβολής. Τα συνηθέστερα όργανα του είδους είναι εκείνα για τα φωτεινά ή τα ηχητικά κύματα, καθώς και για άλλες περιοχές ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων (κυματομέτρα). Πολύ γνωστό είναι εκείνο του Michelson, η αρχή λειτουργίας του οποίου είναι ανάλογη με εκείνη αυτών που χρησιμοποιούνται στα εργαστήρια και στη βιομηχανία. Γνωστό επίσης είναι και των Fabry και Perot, που χρησιμοποιείται πολύ στη φασματοσκοπία.

Συμβολόμετρο Fabry-Perot

Το συμβολόμετρο Fabry-Perot σχεδιάστηκε το 1899 από τους C. Fabry and A. Perot και αποτελεί μια εξέλιξη του συμβολόμετρου Michelson. Η διαφορά τους έγκειται στο γεγονός ότι το συμβολόμετρο Fabry-Perot κάνει χρήση του φαινομένου της συμβολής πολλαπλών ακτίνων. Για το σκοπό αυτό χρησιμοποιεί δυο παράλληλα μεταξύ τους οπτικά επίπεδα πλακίδια, που έχουν την ιδιότητα να ανακλούν μερικώς το φως στην εσωτερική τους πλευρά. Κάθε φορά που μια δέσμη φωτός διαπερνά την επιφάνεια του πρώτου πλακιδίου, ένα τμήμα της θα διέλθει του συστήματος των δυο πλακιδίων και θα περάσει στην άλλη πλευρά, ενώ το υπόλοιπο θα ανακλαστεί στην εσωτερική επιφάνεια του δεύτερου πλακιδίου και θα γυρίσει προς τα πίσω, ξεκινώντας έτσι ένα κύκλο διαδοχικών ανακλάσεων στις εσωτερικές επιφάνειες των πλακιδίων.

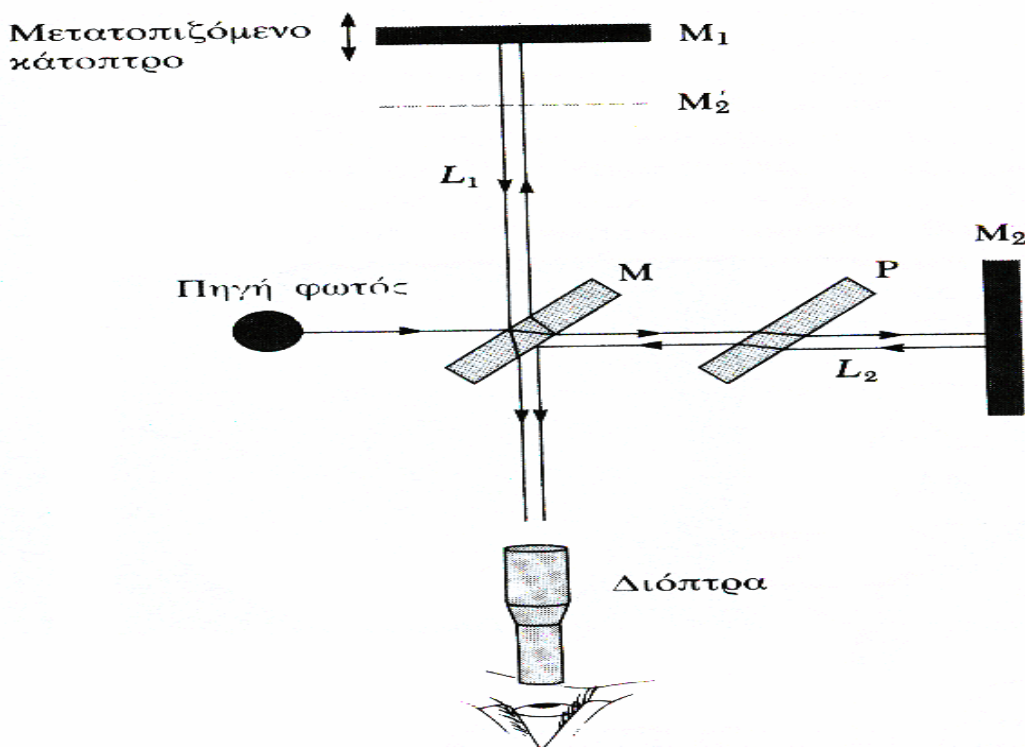
Αποτέλεσμα αυτής της διαδικασίας είναι η διάσπαση της αρχικής δέσμης σε πολλαπλές δέσμες που εξέρχονται από την άλλη πλευρά όπου και συμβάλλουν. Οι κροσσοί συμβολής που παρατηρούνται παρουσιάζουν ένα υψηλό επίπεδο καθαρότητας, πράγμα που καθιστά το συγκεκριμένο συμβολόμετρο σημαντικό εργαλείο στην οπτική φασματοσκοπία υψηλής ευκρίνειας.

Ανάλογα με τη χρήση του, το συμβολόμετρο Fabry-Perot αναφέρεται ως:

- Συμβολόμετρο όταν χρησιμοποιείται στη συμβολομετρία
- Etalon όταν χρησιμοποιείται στη φασματική ανάλυση
- Οπτική κοιλότητα (οπτικό αντηχείο) όταν χρησιμοποιείται ως διάταξη οπτικής ανάδρασης στα Lasers ή
- Φίλτρο όταν χρησιμοποιείται στο φιλτράρισμα συχνοτήτων

Συμβολόμετρο Michelson

Το συμβολόμετρο του Michelson (Μάικελσον) έπαιξε σημαντικό ρόλο στην ιστορία της επιστήμης, κατά τη διάρκεια του τελευταίου μέρους του δέκατου ένατου αιώνα και επιπλέον έπαιξε έναν σημαντικό ρόλο στη δημιουργία προτύπων μήκους υψηλής ακρίβειας.



Στο παραπάνω σχήμα φαίνονται τα βασικά στοιχεία του συμβολόμετρου. Το σχήμα δείχνει τη διαδρομή μιας ακτίνας από μια εκτεταμένη μονοχρωματικής πηγή φωτός. Αυτή η ακτίνα προσπίπτει σε γυάλινο πλακίδιο M. Η μία πλευρά αυτού του πλακιδίου έχει ένα λεπτό επίστρωμα αργύρου. Μέρος του φωτός (ακτίνα L₁) ανακλάται από την επαργυρωμένη επιφάνεια προς το κάτοπτρο M₁ και επιστρέφει μέσω του M προς το μάτι του παρατηρητή. Το υπόλοιπο του φωτός (ακτίνα L₂) περνά μέσω της επαργυρωμένης

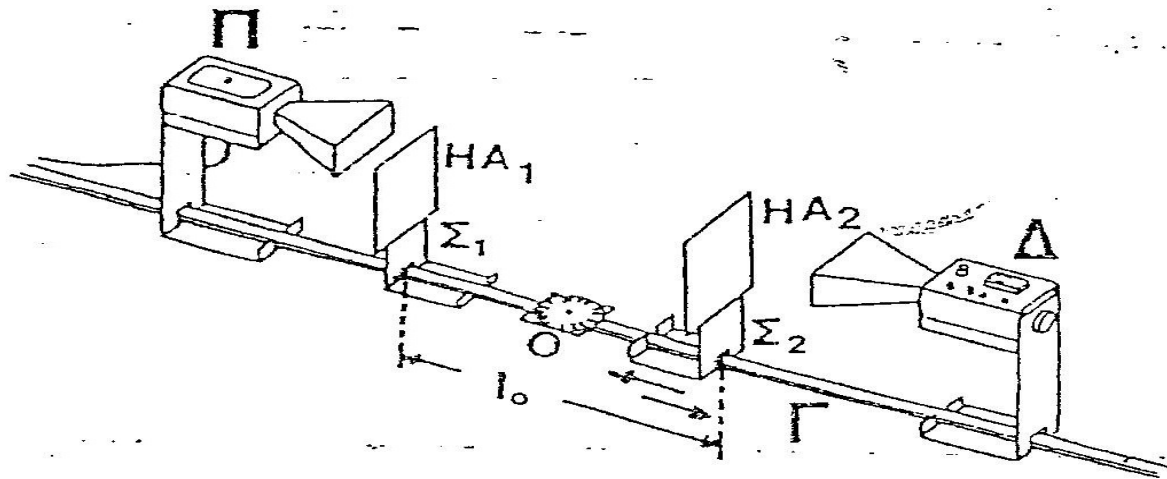
επιφάνειας και του πλακιδίου του αντισταθμιστή P και ανακλάται από το κάτοπτρο M_2 . Στη συνέχεια επιστρέφει μέσω του P και ανακλάται από την επαργυρωμένη επιφάνεια του M προς τον παρατηρητή. Το πλακίδιο του αντισταθμιστή αποκόπτεται από το ίδιο κομμάτι γυαλιού από το οποίο αποκόπτεται και το πλακίδιο M, έτσι το πάχος του είναι ακριβώς ίσο με το πάχος του M με ακρίβεια κλάσματος του μήκους κύματος. Ο σκοπός του είναι να εξασφαλίσει ότι οι ακτίνες 1 και 2 διέρχονται μέσω ίσων παχών γυαλιού. Όλη η συσκευή τοποθετείται σε πολύ στέρεο υπόβαθρο και διαθέτει ένα μικρόμετρο με κοχλία μεγάλης ακριβείας για να μετακινεί το κάτοπτρο M_1

Εάν οι διαδρομές L_1 και L_2 είναι ακριβώς ίσες και τα κάτοπτρα M_1 και M_2 είναι ακριβώς κάθετα, το φανταστικό είδωλο του M_2 που σχηματίζεται εξ ανακλάσεως στην επαργυρωμένη επιφάνεια του πλακιδίου P συμπίπτει με το κάτοπτρο M_1 . Εάν τα L_1 και L_2 δεν είναι ακριβώς ίσα, το είδωλο του M_1 είναι ελαφρά μετατοπισμένο σε σχέση με το M_2 . Εάν τα κάτοπτρα δεν είναι ακριβώς κάθετα, το είδωλο του M_2 σχηματίζει μικρή γωνία με το M_1 . Τότε το κάτοπτρο M_1 και το φανταστικό είδωλο του M_2 παίζουν τους ίδιους ρόλους όπως οι δύο επιφάνειες ενός λεπτού υμενίου. Το πάχος του υμενίου μπορεί να μεταβάλλεται μετατοπίζοντας το κάτοπτρο M_1 . Θα πάρουμε έτσι μια εικόνα συμβολής από φωτεινούς και σκοτεινούς κροσσούς που θυμίζουν του δακτυλίου του Νεύτωνα. Αν στο κέντρο υπάρχει σκοτεινός κροσσός οι δύο ακτίνες συμβάλλουν καταστρεπτικά. Εάν μετακινήσουμε αργά το κάτοπτρο M_1 , είτε προς τα εμπρός είτε προς τα πίσω κατά απόσταση $\lambda/4$, η διαφορά διαδρομής μεταβάλλεται κατά $\lambda/2$. Οι ακτίνες τώρα συμβάλλουν ενισχυτικά και στο κέντρο έχουμε φωτεινό κροσσό. Αν μετακινήσουμε επιπλέον το M_1 κατά $\lambda/4$ θα έχουμε στο κέντρο σκοτεινό κροσσό κ.ο.κ. Για να προσδιορίσουμε λοιπόν με ακρίβεια το μήκος κύματος λ , αρκεί να μετρήσουμε των αριθμό εναλλαγών φωτεινών και σκοτεινών κροσσών για δεδομένη μετατόπιση του M_1 . Ισχύει και το αντίστροφο. Αν γνωρίζουμε το λ με ακρίβεια βρίσκουμε μήκη (μετατοπίσεις κατόπτρων) με ακρίβεια κλάσματος του λ .

ΑΡΧΗ ΠΕΙΡΑΜΑΤΟΣ

A) Προσδιορισμός λ με υπολογιστικό τρόπο – Fabry-Perot

Πραγματοποιούμε τη διάταξη του σχήματος τοποθετούμε τον πομπό και τον δέκτη σε ευθεία γραμμή και ανάμεσα τους παρεμβάλουμε δυο ημιανακλαστήρες. Ρυθμίζουμε την απόσταση των ημιανακλαστήρων θ έτσι ώστε η ένδειξη του μετρητή να είναι μέγιστη.



Στη συνέχεια μετακινώντας τον ένα ημιανακλαστήρα παρατηρούμε τις αυξομειώσεις της έντασης στο δέκτη και αφού καλυφθούν 10 διαδοχικά μέγιστα ($k=10$) σημειώνουμε την απόσταση ΔL του δέκατου από το μηδενικό μέγιστο. Στον παρακάτω πίνακα αναγράφονται οι πειραματικές μετρήσεις.

α/α	απόσταση μέσα στην οποία υπάρχουν $k=10$ μέγιστα συμβολής	ΔL μέσο	$(\Delta L_i - \Delta L)$	$(\Delta L_i - \Delta L)^2$ *
1	14.30	14.34	-0.04	16
2	14.40	14.34	+0.06	36
3	14.30	14.34	-0.04	16
4	14.30	14.34	-0.04	16
5	14.35	14.34	+0.01	1
6	14.40	14.34	+0.06	36
7	14.30	14.34	-0.04	16
8	14.30	14.34	-0.04	16
9	14.40	14.34	+0.06	36
10	14.35	14.34	+0.01	1

-πίνακας 1-

Το σφάλμα $\sigma(\Delta L)$ είναι :

$$\sigma(\Delta L) = \pm \left[\frac{\sum (\Delta L_i - \Delta L)^2}{N(N-1)} \right]^{1/2} = \pm \frac{2 \cdot 10 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2}{10^{-9}} \rightarrow \sigma(\Delta L) = 0.02 \text{ cm}$$

Επομένως $\Delta L = (14.33 \pm 0.02) \text{ cm}$ όπως προκύπτει από τον πίνακα 1.

Από τη θεωρία γνωρίζουμε ότι η απόσταση μεταξύ κ μέγιστων σε συνάρτηση με το μήκος κύματος δίνεται από τον τύπο:

$$\Delta L = \kappa \frac{\lambda}{2} \rightarrow \lambda = \frac{2\Delta L}{\kappa} = \frac{2\Delta L}{10} = \frac{\Delta L}{5}$$

Επομένως: $\lambda = 2.866 \text{ cm}$

Το σφάλμα $\sigma(\lambda)$ δίνεται από τον τύπο:

$$\sigma(\lambda) = \pm \left[\frac{\partial \lambda}{\partial \Delta L} \sigma(\Delta L) \right]^{1/2} = \pm 0,004 \text{ cm}$$

Άρα $\lambda = (2.868 \pm 0.004) \text{ cm}$

Η απόκλιση από τη θεωρητική τιμή είναι:

$$\alpha = \frac{\lambda_{\theta} - \lambda_{\pi}}{\lambda_{\theta}} 100\% \leftrightarrow \alpha = \left| \frac{2.85 - 2.868}{2.85} \right| 100\% = 0.64\%$$

Γνωρίζοντας τη συχνότητα των μικροκυμάτων μπορούμε να υπολογίσουμε την ταχύτητα διάδοσης στον αέρα:

$$U = \lambda * f = 2.868 * 10^{-2} \text{ cm} * 9 * 10^9 \text{ Hz} = (2.581 \pm 0.004) * 10^8$$

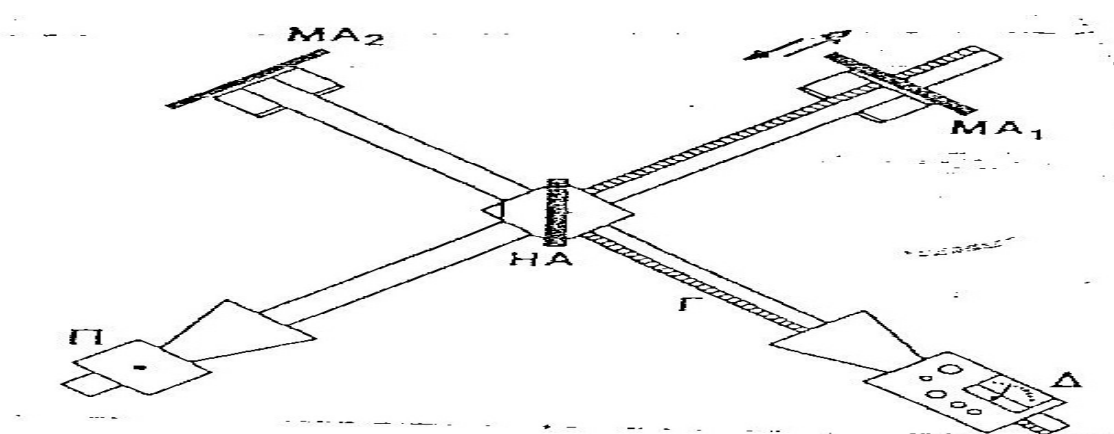
Η απόκλιση από τη θεωρητική τιμή είναι:

$$\alpha = \left| \frac{2.996 - 2.581}{2.996} \right| 100\% = 13.8 \%$$

Παρατηρούμε ότι η τιμή του μήκους κύματος και της ταχύτητας διάδοσης των μικροκυμάτων στον αέρα βρίσκονται πολύ κοντά στις αντίστοιχες θεωρητικές τιμές

Β) Προσδιορισμός λ με γραφικό τρόπο – Michelson

Πραγματοποιούμε τη διάταξη του σχήματος:



Διατηρώντας σταθερή τη θέση του μεταλλικού ανακλαστήρα MA₂, μετακινούμε το μεταλλικό ανακλαστήρα MA₁. Σημειώνουμε την αρχική θέση l_m = l₀ =σταθερό, για την οποία ο μετρητής δείχνει τη μέγιστη ένδειξη και μετράμε τις αποστάσεις l_n, όπου n=2,4,6,8,10,12,14,16,18,20 για μέγιστο σήμα. Οι αντίστοιχες διαφορές L_k = (l_n - l_m) - όπου k=2,4,6,...,20 - αναγράφονται στον πίνακα 2, όπου k ο ολικός αριθμός των μεγίστων συμβολής.

α/α	αριθμός_μέγιστων συμβολής k	απόσταση μέσα στην οποία υπάρχουν τα k μέγιστα συμβολής
1	2	2.5
2	4	5.8
3	6	8.4
4	8	11.0
5	10	14.0
6	12	17.2
7	14	20.2
8	16	22.4
9	18	26.0
10	20	28.5

-πίνακας 2-

Απ τις πειραματικές τιμές του πίνακα 8 κατασκευάζουμε τη γραφική παράσταση της σχέσης L_k = f_(k), σε excel όπως φαίνεται στο σχήμα.

$$\text{Από τη θεωρία γνωρίζουμε ότι : } L_k = \frac{\kappa \lambda}{2} \leftrightarrow \lambda = \frac{2L_k}{\kappa}$$

$$\text{Για } \kappa=2, \lambda = \frac{2 \cdot 2,5}{2} = 2,5$$

$$\text{Για } \kappa=4, \lambda = \frac{2 \cdot 5,8}{4} = \frac{5,8}{2} = 2,9$$

$$\text{Για } \kappa=6, \lambda = \frac{2 \cdot 8,4}{6} = \frac{8,4}{3} = 2,8$$

$$\text{Για } \kappa=8, \lambda = \frac{2 \cdot 11,0}{8} = \frac{11,0}{4} = 2,75$$

$$\text{Για } \kappa=10, \lambda = \frac{2 \cdot 14,0}{10} = \frac{14}{5} = 2,8$$

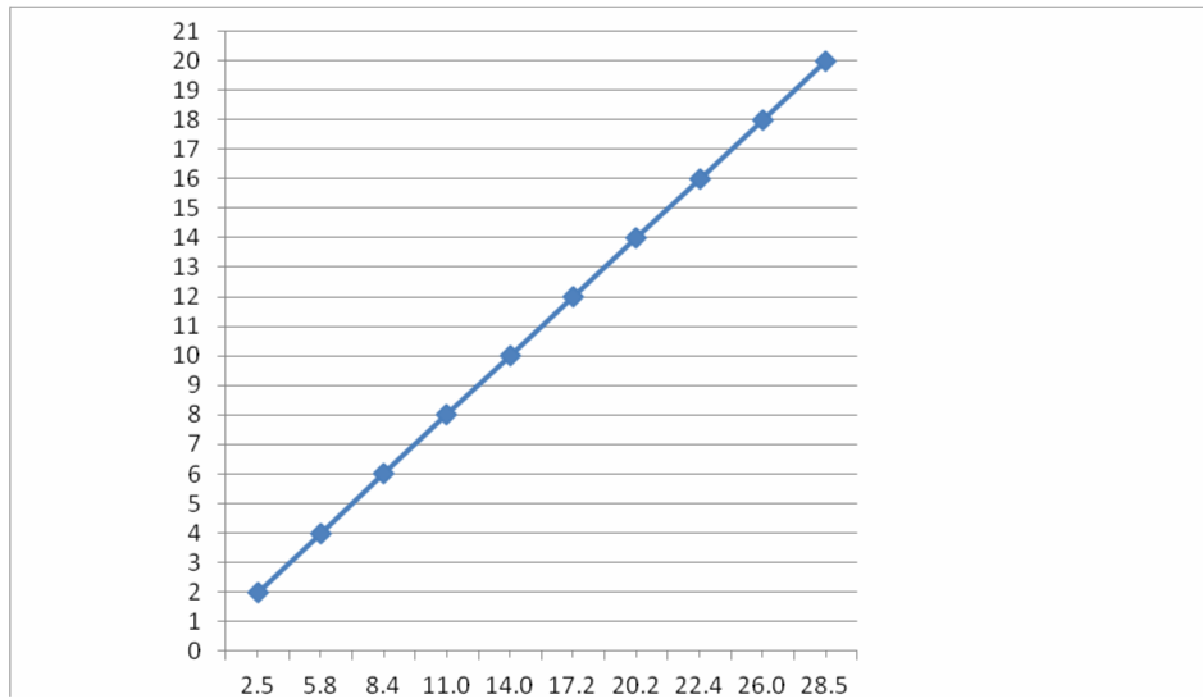
$$\text{Για } \kappa=12, \lambda = \frac{2 \cdot 17,2}{12} = \frac{17,2}{6} = 2,866$$

$$\text{Για } \kappa=14, \lambda = \frac{2 \cdot 20,2}{14} = \frac{20,2}{7} = 2,885$$

$$\text{Για } \kappa=16, \lambda = \frac{2 \cdot 22,4}{16} = \frac{22,4}{8} = 2,8$$

$$\text{Για } \kappa=18, \lambda = \frac{2 \cdot 26}{18} = \frac{26}{9} = 2,888$$

$$\text{Για } \kappa=20, \lambda = \frac{2 \cdot 28,5}{20} = \frac{28,5}{10} = 2,85$$



$$\lambda' = 1,43$$

Άρα η κλίση λ' της σχέσης $L\kappa=f(\kappa)$ είναι ίση με :

$$\lambda' = \frac{\lambda}{2} \leftrightarrow \lambda = 2 * 1,43 * 10^{-2} \text{ cm} = 2,86 * 10^{-2} \text{ cm}$$

$$\sigma(\lambda) = \sqrt{\left(\frac{\partial \lambda}{\partial \lambda'} \sigma(\lambda')\right)^2} = 1 * 10^{-2} \text{ cm}$$

$$\text{Άρα } \lambda = (2,86 \pm 1) * 10^{-2} \text{ cm}$$

Η θεωρητική τιμή του είναι ίση με $\lambda = 2,85 * 10^{-2} \text{ cm}$. Η επί τοις εκατό απόκλιση από τη θεωρητική τιμή είναι:

$$\alpha = \left| \frac{2,85 - 2,86}{2,85} \right| * 100\% = 0,6\%$$

Η ταχύτητα των μικροκυμάτων υπολογίζεται:

$$u = \lambda * f = 2,86 * 10^{-2} \text{ cm} * 9 * 10^9 \text{ Hz} = (2,574 \pm 0,01) * 10^8 \text{ m/s}$$

Η επί τοις εκατό απόκλιση είναι:

$$\alpha = \left| \frac{2,996 - 3,010}{2,996} \right| * 100\% = 0,5\%$$

Παρατηρούμε ότι υπολογίζεται το μήκος κύματος και η ταχύτητα των μικροκυμάτων με μεγάλη ακρίβεια αφού οι αποκλίσεις από τις θεωρητικές τιμές είναι πολύ μικρές. Ακόμη στο σχήμα παρατηρούμε ότι ευθεία δεν περνά από την αρχή των αξόνων όπως αναμενόταν αλλά είναι κατά 0.2 προς τα πάνω. Αυτό αν και αμελητέο οφείλεται στο προσδιορισμό της ακριβούς θέσης των μέγιστων συμβολής.

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ:

- ftp://teiser.gr/pliroforiki/MIKROKIMATIKES_DIATAKSEIS/%CC%C9%CA%D1%CF%CA%D5%CC%C1%D4%C1_%C8_.pdf
- <http://www.ceid.upatras.gr/faculty/alexiou/ahts/notes/kef09.pdf>
- <http://el.wikipedia.org/wiki/%CE%A0%CF%8D%CE%BB%CE%B7:%CE%9A%CF%8D%CF%81%CE%B9%CE%B1>
- <http://users.auth.gr/vanidhis/pdf/sinboli/8.pdf>
- <http://users.sch.gr/avelentz/diplomatiki/simbolometro.htm>
- <http://www.semfe.gr/files/users/1235/Fabry-Perot.pdf>
- ΣΗΜΕΙΩΣΕΙΣ ΑΠΟ ΤΟ ΕΡΓΑΣΤΗΡΙΟ.
- ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΚΕΣ ΣΗΜΕΙΩΣΕΙΣ ΕΠΙΒΛΕΠΟΝΤΑ ΚΑΘΗΓΗΤΗ.

