

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

ΠΤΥΧΙΑΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

**Θεωρητική μελέτη και ανάλυση Ασύρματων
Επικοινωνιών και υλοποίηση απλού δικτύου με
χρήση λογισμικού Matlab**

Μιχαήλ Ράπτης

Επιβλέπων καθηγητής: Γεώργιος Ασημακόπουλος

Αντίρριο Μάιος 2016

Εγκρίθηκε από την τριμελή εξεταστική επιτροπή
Αντίρριο, Μάιος 2016

ΕΠΙΤΡΟΠΗ ΑΞΙΟΛΟΓΗΣΗΣ

1. Ασημακόπουλος Γεώργιος
2. Τριανταφύλλου Βασίλειος
3. Ασαρίδης Ηλίας

Πίνακας περιεχομένων

Ευχαριστίες.....	4
Εισαγωγή.....	4
ABSTRACT	5
1.1 Εισαγωγή	6
1.2 Φάσμα συχνοτήτων.....	10
2.1 Αναλογική και ψηφιακή μετάδοση	14
2.1.1 Αναλογικά συστήματα.....	14
2.1.2 Ψηφιακά συστήματα.....	16
3.1 Εξισώσεις Maxwell	20
3.2 Ηλεκτρομαγνητική ισχύς	23
3.3 Ανάκλαση και διάθλαση επιπέδου κύματος επί τέλειου διηλεκτρικού	24
5.1 Εισαγωγή.....	32
5.2 Εξίσωση του Friis. Απώλεια μεταδόσεως.....	32
5.3 Εξίσωση RADAR	34
5.4 Θερμοκρασία κεραίας.....	37
6.1 Εισαγωγή.....	39
6.2 Κύμα εδάφους.....	42
6.3 Κύμα χώρου.....	43
6.4 Κύμα επιφάνειας.....	49
6.5 Σφαιρική γη - Συντελεστής αποκλίσεως.....	52
6.6 Συνθήκη οπτικής επαφής	54
6.7 Επίδραση εμποδίων στη διάδοση - Ζεύξη δια περιθλάσεως.....	57
6.8 Αποφυγή εμποδίων – Χρήση συστημάτων back-to-back και παθητικού κατόπτρου	61
6.9 Τροποσφαιρική διάδοση	63
6.10 Δείκτης διαθλάσεως της τροπόσφαιρας.....	64
6.11 Τροποσφαιρική διάθλαση.....	65
6.12 Ραδιοηλεκτρικός Ορίζοντας - Πολλαπλές Οδεύσεις	70
6.13 Τροποσφαιρικός κυματοδηγός	72
6.14 Τροποσφαιρική σκέδαση	75
6.15 Διαλείψεις και συστήματα διαφορικής λήψεως.....	80

6.16	Εξασθένιση των ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων από την ατμόσφαιρα.....	83
6.17	Ιονοσφαιρική διάδοση	86
6.18	Ιονοσφαιρική διάθλαση και ανάκλαση.....	88
6.19	Ιονοσφαιρική σκέδαση.....	92
	ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ	99

Ευχαριστίες

Αρχικά θέλω να ευχαριστήσω όλους τους καθηγητές μου για τις πολύτιμη συμβολή τους στην ολοκλήρωση των προπτυχιακών σπουδών μου που ολοκληρώνονται με την παρούσα εργασία. Πολλές ευχαριστίες οφείλω στους γονείς μου που χωρίς την αμέριστη υλική και ηθική τους υποστήριξη θα ήταν αδύνατον να καταφέρω τον σκοπό μου. Επίσης θέλω να ευχαριστήσω τον καθηγητή μου κ. Γεώργιο Ασημακόπουλο για την καθοδήγηση και την επίβλεψη της παρούσας πτυχιακής εργασίας

Εισαγωγή

Η παρούσα Πτυχιακή εργασία μελετά τις ασύρματες τηλεπικοινωνίες τόσο από θεωρητική σκοπιά όσο και από πειραματική χρησιμοποιώντας εργαλεία προσομοίωσης. Στο θεωρητικό τμήμα της εργασίας γίνεται αναφορά στον εξοπλισμό ενός ασύρματου δικτύου και των τεχνικών που εφαρμόζονται στις τηλεπικοινωνίες. Ακολουθεί εκτενής αναφορά στις ιδιότητες , χαρακτηριστικά και τις μαθηματικές εξισώσεις που περιγράφουν τα ηλεκτρομαγνητικά κύματα τα οποία θεμελιωδώς χαρακτηρίζουν τις ασύρματες επικοινωνίες. Περιγράφονται αναλυτικά οι τύποι των κεραιών και οι τρόποι διάδοσης του ηλεκτρομαγνητικού κύματος στην ατμόσφαιρα και στο επίπεδο του εδάφους.

Το πειραματικό μέρος της εργασίας αφορά την ανάπτυξη κώδικα σε λογισμικό matlab ο οποίος προσομοιώνει την λειτουργία ενός απλού ασύρματου δικτύου και παράγει μετρήσεις και τα ποσοτικά χαρακτηριστικά του.

ABSTRACT

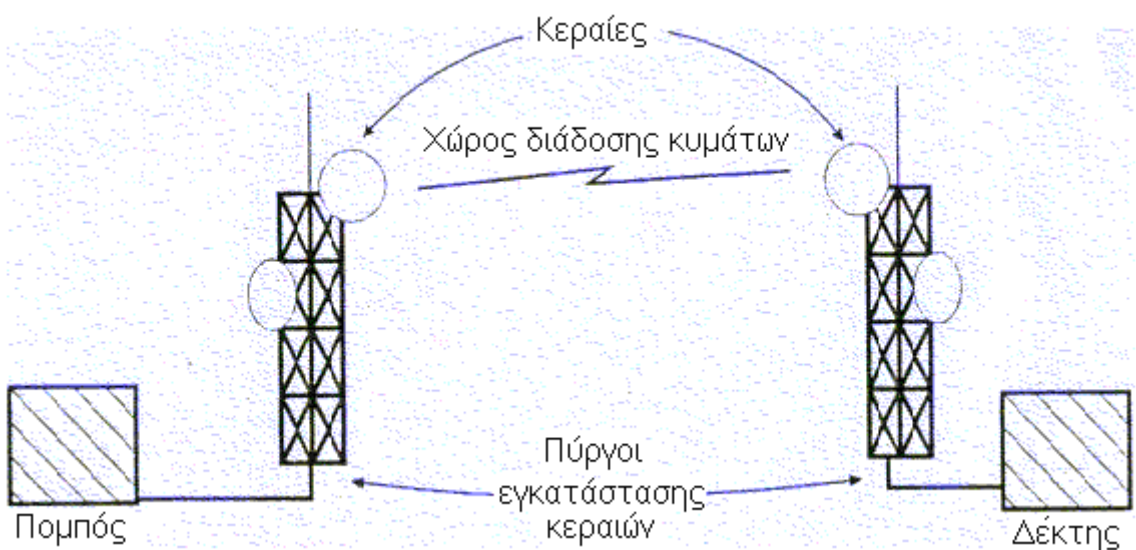
This Thesis studies the wireless communications both from a theoretical perspective and experimentally using simulation tools. In the theoretical part of the work refers to the equipment of a wireless network and the skills involved in telecommunications. The following is a comprehensive reference to the properties, characteristics and mathematical equations describing electromagnetic waves which fundamentally characterize wireless communications. Describe in detail the types of antennas and propagation modes of the electromagnetic wave in the atmosphere and at ground level.

The experimental part of the work concerns the development of a code in matlab software which simulates the operation of a simple wireless network and produces measurement and quantitative characteristics.

1.1 Εισαγωγή

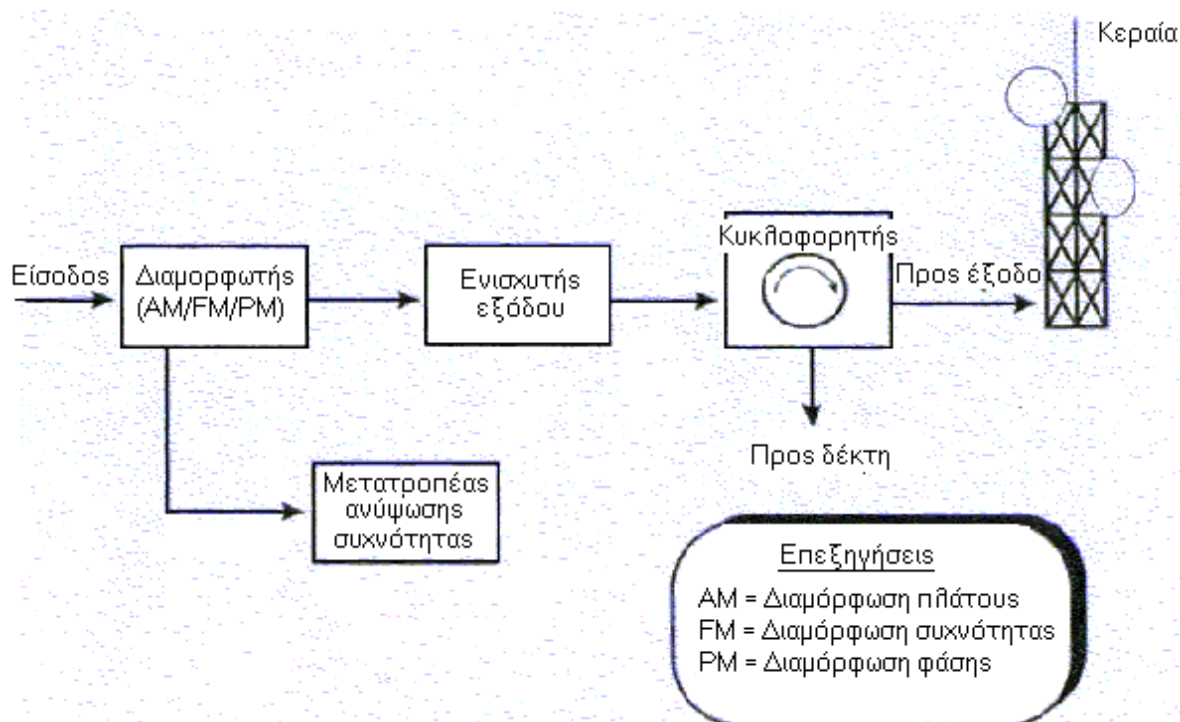
Με τον όρο ασύρματη τηλεπικοινωνία ή ραδιοζεύξεις, εννοούμε τη διάδοση των ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων (τα οποία μεταφέρουν τις πληροφορίες), στον χώρο υπεράνω της επιφάνειας της γης. Ένα σύστημα ασύρματης τηλεπικοινωνίας αποτελείται από τα εξής στοιχεία (σχήμα 1.1):

- τον **πομπό** (transmitter)
- τη **γραμμή τροφοδοσίας** (feeder) του πομπού με την κεραία εκπομπής
- την **κεραία εκπομπής** (transmitting antenna)
- το **χώρο διαδόσεως** ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων (path)
- την **κεραία λήψεως** (receiving antenna)
- τη **γραμμή σύνδεσης** (feeder) της κεραίας λήψεως με το δέκτη
- το **δέκτη** (receiver)
- τους **πύργους εγκατάστασης** (tower) των κεραιών (όπου κρίνεται απαραίτητο)



Σχήμα 1.1: Βασικά στοιχεία ενός ασύρματου ραδιοσυστήματος.

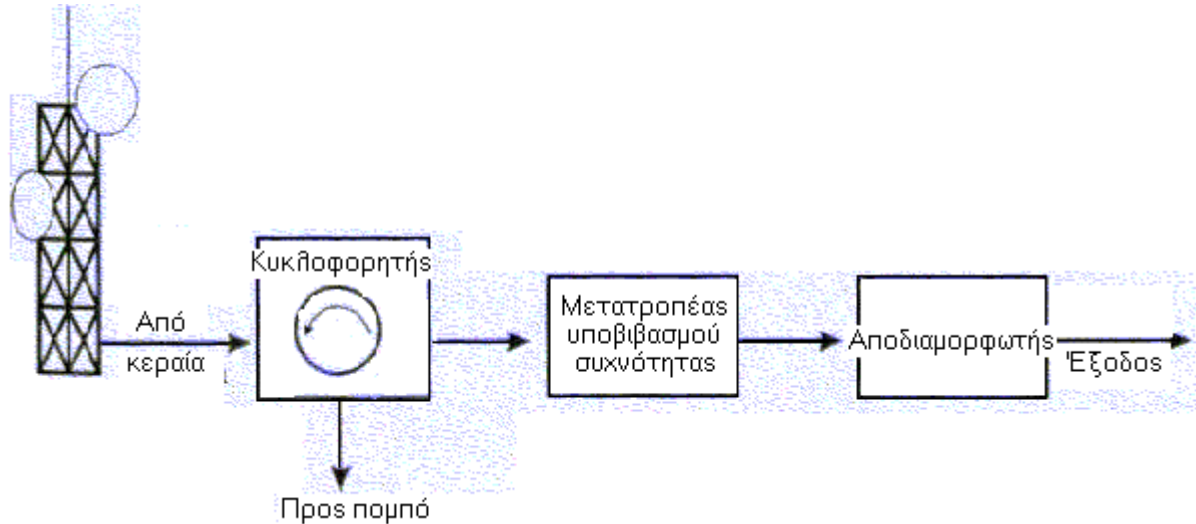
Ο πομπός (σχήμα 1.2) αποτελείται από τον διαμορφωτή (modulator) ο οποίος εφαρμόζει την προς μετάδοση πληροφορία σε ένα φέρον (carrier) σήμα, έναν προαιρετικό μετατροπέα συχνότητας (frequency up-converter) που ανυψώνει τη συχνότητα εισόδου – εξόδου, τον ενισχυτή εξόδου (output amplifier) ο οποίος ενισχύει το σήμα για μετάδοση σε μεγάλες αποστάσεις και τον συζεύκτη κεραίας που χρησιμοποιεί έναν κυκλοφορητή (circulator) για να ενώσει ή να διαχωρίσει το λαμβανόμενο από το μεταδιδόμενο σήμα έτσι ώστε να χρησιμοποιείται η ίδια κεραία για εκπομπή και λήψη.



Σχήμα 1.2: Βασικά στοιχεία ενός πομπού.

Ο δέκτης (σχήμα 1.3) αποτελείται από επίσης έναν κυκλοφορητή (circulator) για το διαχωρισμό του λαμβανόμενου από το μεταδιδόμενο σήμα χρησιμοποιώντας

την ίδια κεραία, το μετατροπέα συχνότητας (frequency down-converter) για τον υποβιβασμό της συχνότητας προς τα κάτω και τον αποδιαμορφωτή (demodulator) ο οποίος χρησιμοποιείται για την ανάκτηση της πληροφορίας από το φέρον κύμα.



Σχήμα 1.3: Βασικά στοιχεία ενός δέκτη.

Οι κεραίες εκπομπής και λήψεως πρέπει να επιλέγονται έτσι, ώστε να παρέχουν βέλτιστη απόδοση, υψηλή αξιοπιστία στη μετάδοση, ευκολία στην επιλογή συχνότητας και να εναρμονίζονται με τις διεθνείς συστάσεις. Για μετάδοση σημείου προς σημείο (point to point) οι κεραίες είναι ισχυρά κατευθυντικές σχήματος παραβολικού ή χοάνης.

Οι πύργοι εγκατάστασης των κεραιών παίζουν σημαντικό ρόλο στην επιτυχή διάδοση των ραδιοκυμάτων. Γι' αυτό, θα πρέπει να είναι ανυψωμένοι πάνω από τυχόν εμπόδια που υπάρχουν στη διαδρομή των ραδιοκυμάτων ώστε να εξασφαλίζεται η οπτική επαφή και να λαμβάνουν υπόψη τη σφαιρικότητα της γης. Οι παράγοντες που πρέπει να ληφθούν υπόψη για την επιλογή ενός πύργου είναι το κόστος, οι περιορισμοί λόγω νομοθεσίας, η κίνηση αεροσκαφών στην περιοχή, οι συνθήκες του εδάφους, ο καιρός (φόρτιση λόγω ανέμου) και τα χαρακτηριστικά των κυματοδηγών.

Η διάδοση κατά μήκος των γραμμών τροφοδοσίας εξαρτάται από τα χαρακτηριστικά των γραμμών και των συνθέτων αντιστάσεων στα άκρα τους. Η

διάδοση των ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων από την κεραία εκπομπής στην κεραία λήψεως εξαρτάται από τα χαρακτηριστικά των κεραιών εκπομπής και λήψεως και από τις φυσικές ιδιότητες της ατμόσφαιρας όπου πραγματοποιείται η διάδοση. Πρέπει να σημειωθεί ότι κατά τη διάδοση στην ατμόσφαιρα, υφίστανται μεταβολές τόσο τα πλάτη όσο και οι φάσεις των ηλεκτρικών σημάτων.

Για να μεταβιβαστεί η ηλεκτρομαγνητική ενέργεια από την κεραία εκπομπής στην κεραία λήψεως, απαιτείται η συχνότητα των ρευμάτων που πραγματοποιούν την ακτινοβολία της ενέργειας να είναι αρκετά υψηλή και μεγαλύτερη ενός ορισμένου κατώτερου ορίου, το οποίο εξαρτάται από τις διαστάσεις των κεραιών. Επίσης ο χώρος υπεράνω της γης θεωρείται ως ένα μέσο ενιαίο, ομοιογενές και ισότροπο, έτσι ώστε μια ηλεκτρομαγνητική διαταραχή που παράγεται σε ένα σημείο του ελεύθερου χώρου, διαδίδεται προς όλες τις κατευθύνσεις γύρω από το σημείο αυτό. Συνεπώς για να πραγματοποιήσουμε ταυτόχρονα δύο ή περισσότερες ραδιοηλεκτρικές ζεύξεις, απαιτούνται ειδικά τεχνάσματα ώστε να διακρίνουμε τα σήματα της μίας ζεύξεως από αυτά της άλλης. Οι τεχνικές που χρησιμοποιούνται είναι οι εξής:

- Χρησιμοποίηση ζωνοπερατών φίλτρων, τα οποία επιτρέπουν τη διέλευση χωρίς εξασθένηση κυματομορφών ορισμένων συχνοτήτων, ενώ εξασθενούν σημαντικά κυματομορφές άλλων συχνοτήτων. Για την πραγματοποίηση δύο ταυτόχρονων ραδιοζεύξεων, παράγονται δύο διαφορετικές φέρουσες συχνότητες και μετά την εκπομπή τους στον ελεύθερο χώρο υπάρχουν ταυτόχρονα και τα δύο ηλεκτρομαγνητικά κύματα. Έτσι, τοποθετούμε στην είσοδο του δέκτη ένα φίλτρο, το οποίο επιτρέπει τη διέλευση σημάτων της επιθυμητής συχνότητας που είναι ίση ή παραπλήσια εκείνης που παράγεται στον πομπό.

- Χρησιμοποίηση κατάλληλων κατευθυντικών κεραιών εκπομπής και λήψεως. Υπάρχουν κεραιές εκπομπής, οι οποίες εκπέμπουν ισχυρά ηλεκτρομαγνητικά κύματα εντός ενός περιορισμένου κώνου, ενώ εκτός αυτού τα εκπεμπόμενα κύματα είναι τόσο εξασθενημένα που δεν επιδρούν σε άλλους δέκτες. Το ίδιο συμβαίνει και με τις κεραιές λήψεως. Η δυσκολία που προκύπτει από τον περιορισμό της ενέργειας εντός μιας προκαθορισμένης γωνίας, εξαρτάται από τις απαιτούμενες διαστάσεις των κεραιών σε συνάρτηση με τη συχνότητα του ηλεκτρομαγνητικού κύματος. Για παράδειγμα, η γωνία ακτινοβολίας μιας κεραιάς στο οριζόντιο επίπεδο, δίνεται προσεγγιστικά από τη σχέση $\alpha = 60\lambda/l$ μοίρες, όπου λ είναι το χρησιμοποιούμενο μήκος κύματος και l η οριζόντια διάσταση της κεραιάς. Έτσι, για μια στενή δέσμη ακτινοβολίας της τάξεως της 1 μοίρας, απαιτείται $l = 60\lambda$. Συνεπώς αν η

χρησιμοποιούμενη συχνότητα είναι $f = 1 \text{ MHz}$, τότε προκύπτει $l = 18 \text{ Km}$ (!), ενώ αν $f = 1 \text{ GHz}$ θα είναι $l = 18 \text{ m}$ (ισχύει $\lambda = c/f$, όπου $c = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$ είναι η ταχύτητα του φωτός). Από τα παραπάνω προκύπτει ότι για κεραίες μεγάλης κατευθυντικότητας πρέπει να χρησιμοποιούνται οι υψηλότερες συχνότητες του φάσματος των ραδιοσυχνοτήτων.

- Τα ηλεκτρομαγνητικά κύματα ορισμένης συχνότητας υφίστανται ισχυρή απόσβεση κατά τη διάδοσή τους πέραν ορισμένων αποστάσεων. Έτσι είναι δυνατόν να χρησιμοποιηθούν ηλεκτρομαγνητικά κύματα της ίδιας συχνότητας σε ταυτόχρονες ζεύξεις, σε περιοχές όμως που δεν βρίσκονται σε οπτική επαφή.

Από τα παραπάνω, προκύπτει ότι κατά τη σχεδίαση ενός συστήματος ασύρματης τηλεπικοινωνίας, θα πρέπει να ληφθούν υπόψη τα εξής:

- Όσο υψηλότερη είναι η φέρουσα συχνότητα, τόσο μεγαλύτερο είναι το εύρος ζώνης και τόσο μικρότερες οι διαστάσεις των κεραιών για ορισμένο κέρδος (gain) των κεραιών. Αυτό όμως συνεπάγεται μικρότερη απόδοση και αξιοπιστία των ενισχυτών.
- Μεγάλες κεραίες, σημαίνει μεγάλο κέρδος αλλά και αύξηση του κόστους του σταθμού.
- Η τοποθέτηση κεραιών σε ψηλούς πύργους ή σε ψηλά βουνά, έχει ως αποτέλεσμα την κάλυψη μεγαλύτερων αποστάσεων αλλά και την αύξηση του κόστους κατασκευής και συντήρησης των σταθμών.
- Η πραγματοποίηση ραδιοζεύξεων με μεγάλο εύρος ζώνης είναι επιθυμητή διότι αυξάνεται η ικανότητα του συστήματος, όμως πολλές φορές μια δεύτερη παράλληλη ζεύξη μπορεί να αποτελεί μια καλύτερη οικονομικά και τεχνικά λύση.

1.2 Φάσμα συχνοτήτων

Το φάσμα συχνοτήτων που χρησιμοποιείται στις ασύρματες τηλεπικοινωνίες περιγράφεται στον πίνακα 1.1. Τα ηλεκτρομαγνητικά κύματα διαδίδονται στον ελεύθερο χώρο (το κενό) με ταχύτητα που είναι σταθερή και ανεξάρτητη της συχνότητας και είναι ίση με $c = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$. Το μήκος κύματος λ του

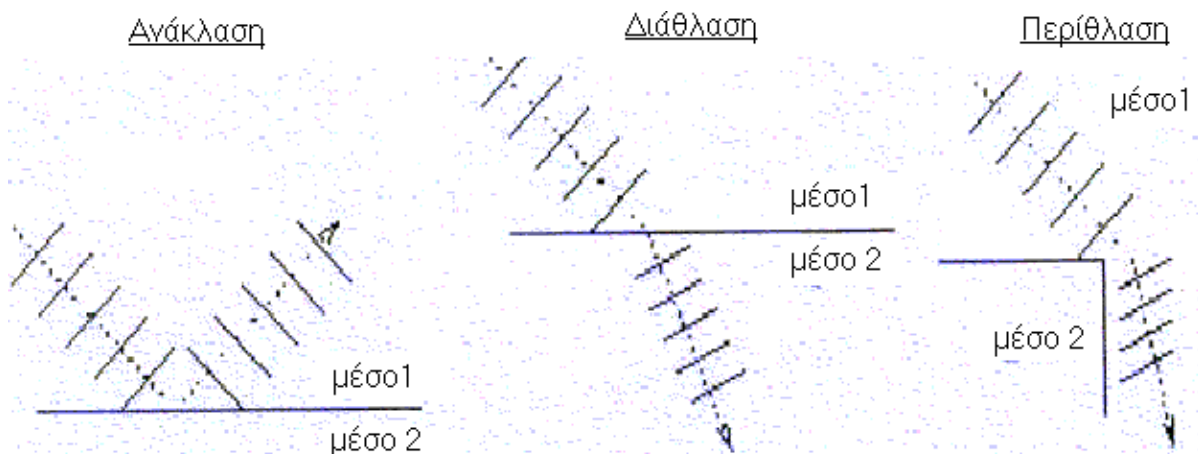
ηλεκτρομαγνητικού κύματος συχνότητας f δίνεται από τη σχέση $\lambda = c/f = 3 \cdot 10^8 / f$, όπου λ δίνεται σε m και η συχνότητα f σε $Hertz$.

Οι υψηλότερες συχνότητες του φάσματος συχνοτήτων χρησιμοποιούνται γενικά σε ζεύξεις οπτικής επαφής. Για μικρότερες συχνότητες, ο περιορισμός της οπτικής επαφής έχει μικρότερη σημασία, επειδή τα κύματα αυτά εισχωρούν – λόγω του φαινομένου της περιθλάσεως (diffraction) – σε εκείνες τις περιοχές οι οποίες θα βρίσκονταν «υπό σκιά». Το φαινόμενο της περιθλάσεως παίζει σημαντικό ρόλο στη ραδιοφωνία, αφού με τον τρόπο αυτό είναι δυνατή η ραδιοφωνική κάλυψη περιοχών που βρίσκονται υπό τη «σκιά» βουνών, οικημάτων κλπ. Επί της τροχιάς των ραδιοηλεκτρικών ακτίνων και κατά τρόπο που εξαρτάται από τις χρησιμοποιούμενες συχνότητες επιδρούν και άλλα φαινόμενα, όπως ανάκλαση (reflection), διάθλαση (refraction), διάχυση (diffusion) και απορρόφηση (absorption). Μερικά από τα προαναφερθέντα φαινόμενα περιγράφονται στο σχήμα 1.4.

Πίνακας 1.1: Ταξινόμηση ραδιοηλεκτρικών κυμάτων

Ζώνη συχνότητας	Μήκος κύματος	Ονομασία συχνότητας (κυμάτων)	Σύμβολο	Χαρακτηρισμός κυμάτων	Χρήση
3 – 30 KHz	100–10 Km	Πολύ χαμηλή (μυριομετρικά)	VLF (Very low freq.)		Τηλεπ/νίες μεγάλης αποστάσεως
30–300 KHz	10 – 1 Km	Χαμηλή (χιλιομετρικά)	LF (Low freq)	Μακρά	Ραδιοφωνία, Ραδιοναυσιπλοΐα
0,3 – 3 MHz	1Km – 100m	Μέση (εκατομετρικά)	MF (Medium freq.)	Μεσαία	Ραδιοφωνία
3 – 30 MHz	100 – 10 m	Υψηλή (δεκαμετρικά)	HF (High Frequency)	Βραχεία	Ασύρματη τηλεφωνία μεγάλων αποστάσεων
30 – 300 MHz	10 – 1 m	Πολύ υψηλή (μετρικά)	VHF (Very High Frequency)	Υπερβραχεία	FM Ραδιοφωνία, Τηλεόραση, Τηλεπ/νία μεταξύ κινητών σημείων, Ραδιοναυσιπλοΐα
0,3 – 3 GHz	100 – 10 cm	Εξαιρετικά υψηλή (δεκατομετρικά)	UHF (Ultra High Freq)	Μικροκύματα	Τηλεόραση, Τηλεπ/νία μεταξύ κινητών σημείων, Ραδιοναυσιπλοΐα, Ραντάρ
3 – 30 GHz	10 – 1 cm	Υπερύψηλη (Εκατοστομετρικά)	SHF (Super High Freq)	Μικροκύματα	Ασύρματη τηλεφωνία, ραντάρ, δορυφορικές τηλεπ/νίες

30 – 300 GHz	10 – 1 mm	Υπερβολικά υπερύψηλη (χιλιοστομετρικά)	EHF (Extra High Freq.)		
--------------	-----------	--	------------------------	--	--



Σχήμα 1.4: Φαινόμενα ανάκλασης, διάθλασης και περίθλασης.

Η εξασθένιση (attenuation) των ραδιοηλεκτρικών κυμάτων είναι συνάρτηση της χρησιμοποιούμενης συχνότητας και οφείλεται στα συστατικά της ατμόσφαιρας. Για συχνότητες μικρότερες των 3 GHz περίπου, τα αέρια της ατμόσφαιρας δεν παράγουν εξασθένιση των κυμάτων. Όμως για συχνότητες άνω των 3 GHz , η εξασθένιση που οφείλεται στην απορρόφηση ενέργειας από το ατμοσφαιρικό οξυγόνο και τους υδρατμούς, γίνεται αισθητή. Με την αύξηση της συχνότητας παρατηρείται και αύξηση της εξασθένισης, ενώ παράλληλα εμφανίζονται φαινόμενα «συντονισμού» για συχνότητες άνω των 20 GHz . Έτσι είναι δυνατόν σε ορισμένες συχνότητες άνω των 20 GHz , οι αποσβέσεις να είναι τόσο μεγάλες ώστε να προκαλούν διακοπή της ζεύξεως ακόμη και μικρού μήκους, της τάξεως μερικών km . Άλλοι παράγοντες όπως η βροχή, το χαλάζι, η ομίχλη και η νέφωση προκαλούν ισχυρές εξασθενήσεις στην περιοχή των μικροκυμάτων.

Για ραδιοζεύξεις της τάξεως μερικών χιλιάδων km επί της επιφάνειας της γης, σημαντικό ρόλο παίζει η ιονόσφαιρα, δηλαδή εκείνη η περιοχή της ατμόσφαιρας που βρίσκεται σε ύψος μεταξύ περίπου 80 και 1000 km . Για συχνότητες μέχρι περίπου 30 MHz η ιονόσφαιρα δρα σαν κάτοπτρο ή καλύτερα σαν το μέσο που προκαλεί

διάθλαση των ραδιοηλεκτρικών ακτίνων, δηλαδή προοδευτική κάμψη τους προς τα κάτω, ώστε οι ακτίνες να επιστρέφουν στη γη. Το ύψος όπου το κύμα υφίσταται ανάκλαση είναι συνάρτηση της συχνότητας του και της ηλεκτρονικής πυκνότητας της ιονόσφαιρας. Η ηλεκτρονική πυκνότητα εξαρτάται από την ηλιακή ακτινοβολία και συνεπώς η ιονοσφαιρική διάδοση είναι συνάρτηση του ημερήσιου χρόνου και της εποχής του έτους. Άρα, για να είναι εφικτή μία ζεύξη πρέπει να γνωρίζουμε τη σύνθεση και το ύψος της ιονόσφαιρας, ώστε να μεταβάλλεται η συχνότητα ζεύξεως μέσα σε διάστημα λίγων ωρών.

Από τα παραπάνω προκύπτει ότι η εκλογή συχνότητας είναι καθοριστικός παράγοντας για την υλοποίηση μιας ασύρματης ζεύξεως, έτσι ώστε να ελαχιστοποιούνται οι παρεμβολές μεταξύ των διαφόρων τηλεπικοινωνιακών συστημάτων.

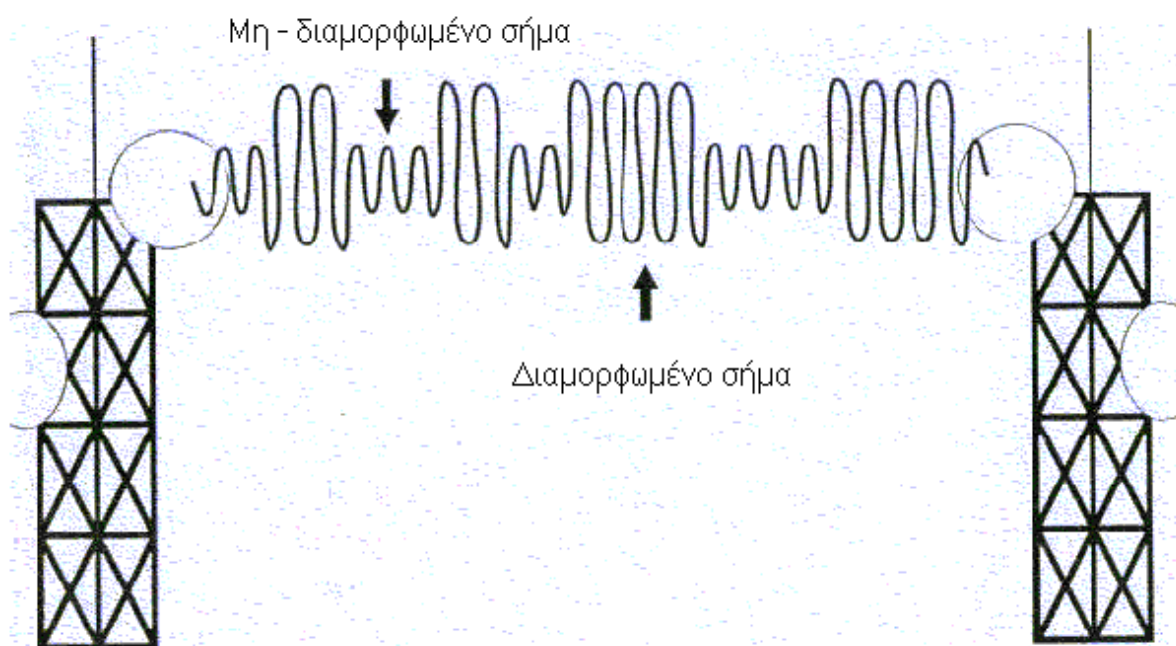
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2ο: ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΑ ΑΣΥΡΜΑΤΙΚΩΝ ΔΙΚΤΥΩΝ

2.1 Αναλογική και ψηφιακή μετάδοση

Τα μικροκυματικά ασυρματικά συστήματα κατατάσσονται ευρέως σε αναλογικά και ψηφιακά, γεγονός που εξαρτάται από την τεχνική διαμόρφωσης.

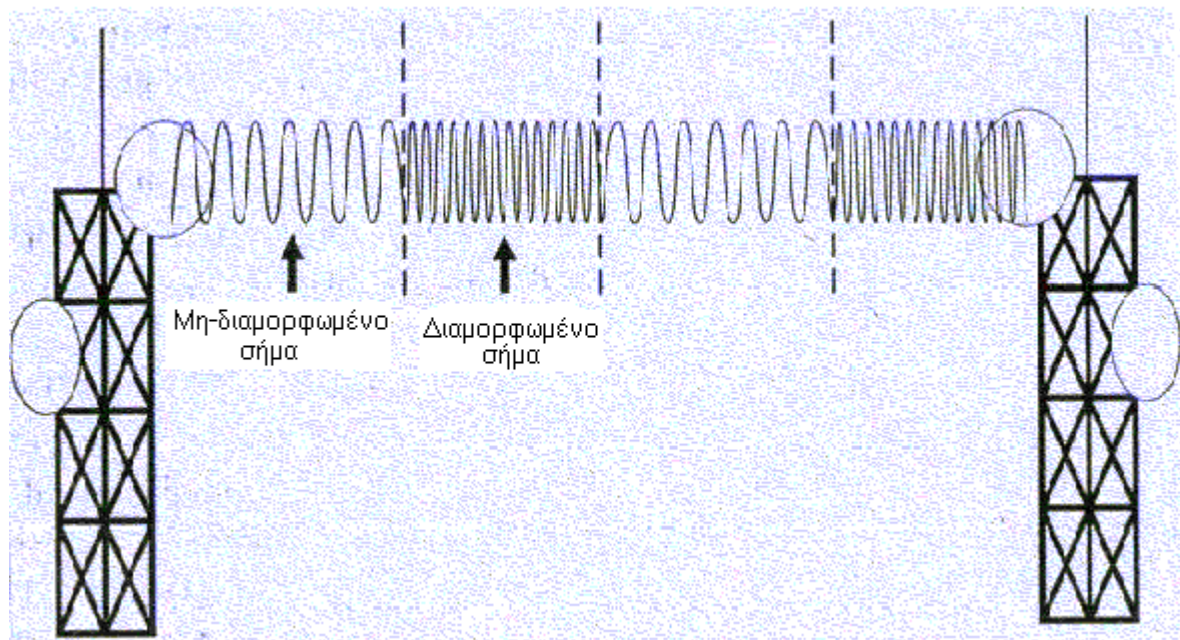
2.1.1 Αναλογικά συστήματα

Τα αναλογικά συστήματα χρησιμοποιούν είτε την διαμόρφωση πλάτους (*AM*) είτε τη διαμόρφωση συχνότητας (*FM*), με περισσότερο ευρέως χρησιμοποιούμενη την *FM*. Για εύρος ζώνης 30 MHz ενός κοινού φορέα 6 GHz , η υποθετική χωρητικότητα της *FM* τεχνολογίας είναι 2400 κανάλια ομιλίας. Άλλες χωρητικότητες καναλιών χρησιμοποιούν διαμόρφωση πλάτους (*AM*) και μετάδοση απλής πλευρικής ζώνης (*Single Side Band - SSB*). Για το ίδιο εύρος ζώνης των 30 MHz , ένα σύστημα *AM SSB*, μπορεί να μεταφέρει 6000 κανάλια. Σχηματικά, τα δύο είδη διαμορφώσεων *AM* και *FM* στα αναλογικά συστήματα παριστάνονται στα σχήματα 2.1 και 2.2.



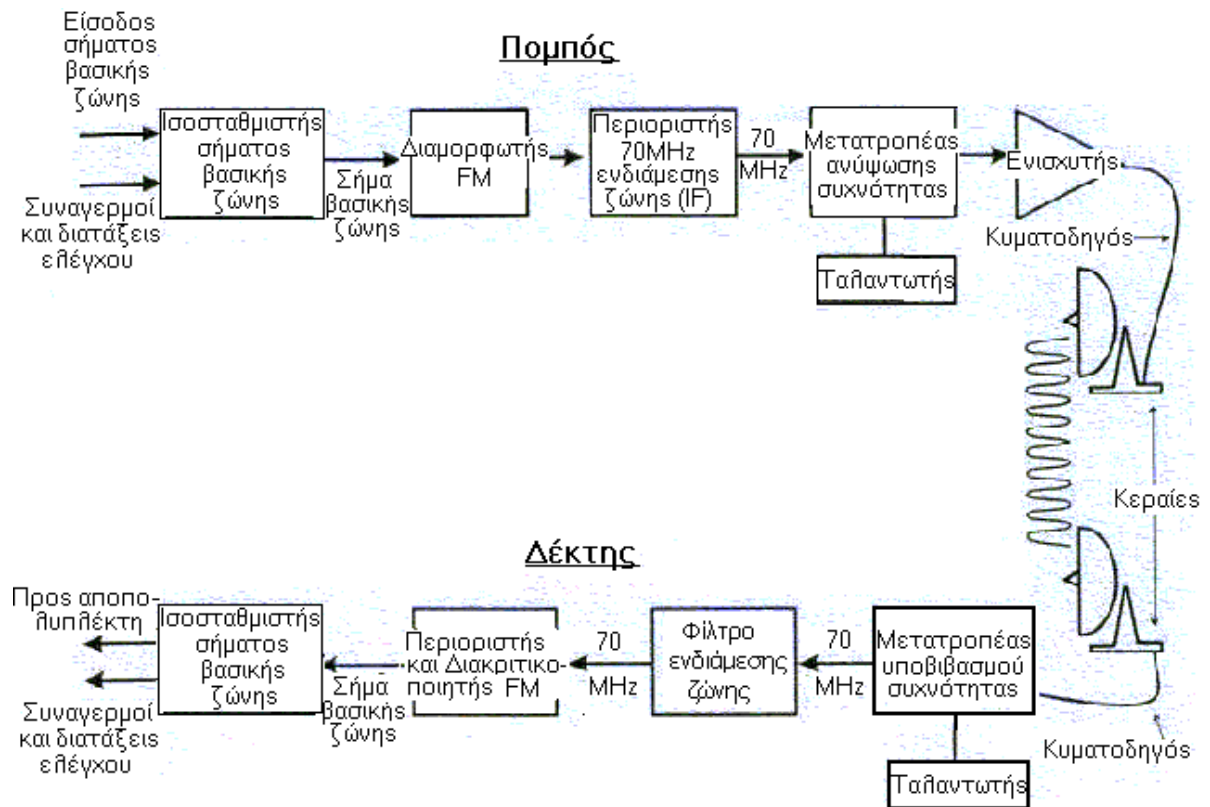
Σχήμα 2.1: Διαμόρφωση AM. Το φέρον σήμα συνδυάζεται με το διαμορφώνον σήμα ώστε να

παράγει μια αύξηση στο πλάτος η οποία παριστάνει την πραγματική πληροφορία.



Σχήμα 2.2: Διαμόρφωση FM. Το φέρον σήμα συνδυάζεται με το διαμορφώνον σήμα ώστε να παράγει έναν υψηλότερο ρυθμό συχνότητας ο οποίος παριστάνει την πραγματική πληροφορία.

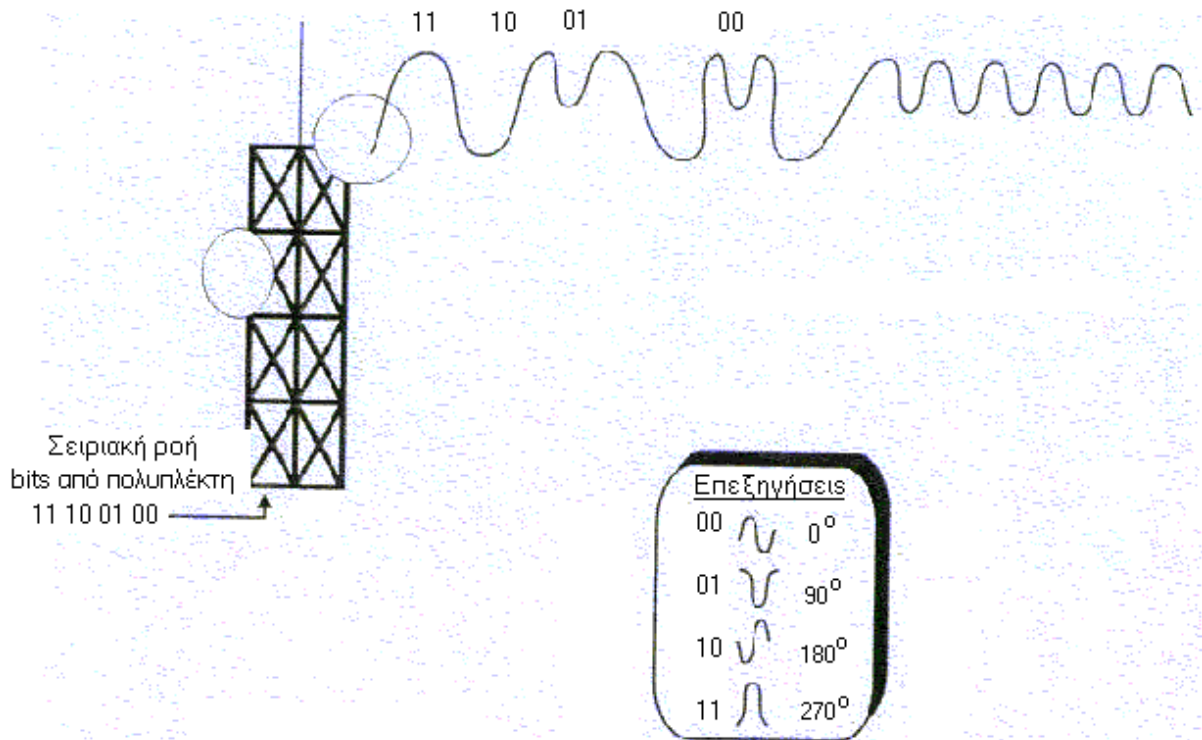
Ένα block διάγραμμα ενός πλήρους μικροκυματικού συστήματος αναλογικής διαμόρφωσης συχνότητας παριστάνεται στο σχήμα 2.3. Το σήμα βασικής ζώνης (baseband input) αφού περάσει από έναν ισοσταθμιστή (equaliser) διαμορφώνει το φέρον κύμα με τη χρήση του διαμορφωτή *FM* (*FM modulator*). Το διαμορφωμένο σήμα μετατρέπεται σε μια ενδιάμεση συχνότητα (*IF*) των *70 MHz*, το οποίο στη συνέχεια αυξάνει στη χρησιμοποιούμενη συχνότητα με τη χρήση του up-converter. Στο δέκτη πραγματοποιείται η αντίστροφη διαδικασία. Ο δέκτης λαμβάνει το διαμορφωμένο σήμα και το υποβαθμίζει στην ενδιάμεση συχνότητα (*IF*) των *70 MHz* με τη χρήση του down-converter. Στη συνέχεια το σήμα περνάει μέσα από ένα φίλτρο και έναν ενισχυτή (gain control) ώστε να εξομαλυνθεί οποιαδήποτε παραμόρφωση καθυστέρησης στα φίλτρα. Στη συνέχεια οδηγείται στον διακριτικοποιητή (discriminator) όπου ακολουθείται η διαδικασία αποδιαμόρφωσης. Συστήματα που χρησιμοποιούν αναλογική μετάδοση, μπορούν τυπικά να μεταφέρουν από 24 μέχρι 2700 κανάλια ομιλίας.



Σχήμα 2.3: Τυπικό ασυρματικό αναλογικό δίκτυο διαμορφώσεως FM.

2.1.2 Ψηφιακά συστήματα

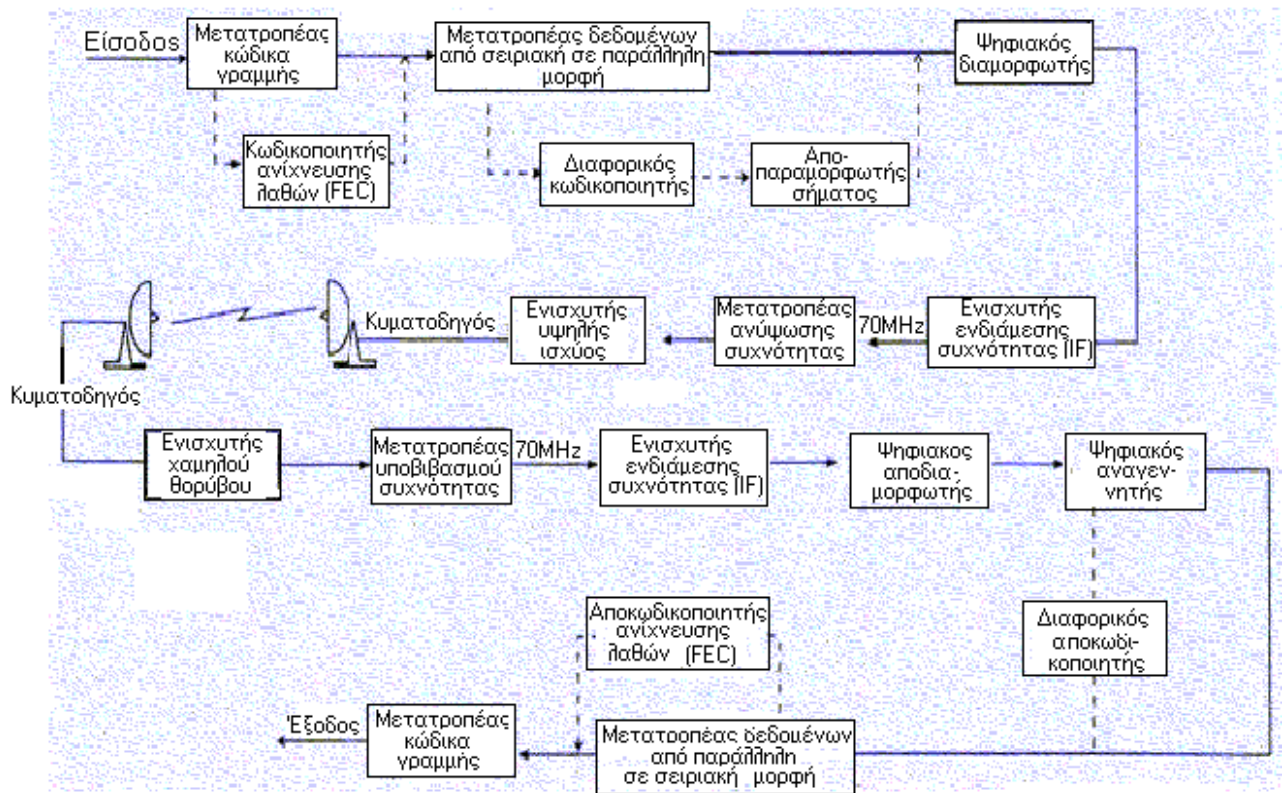
Μικροκυματικά συστήματα ψηφιακής μετάδοσης άρχισαν να χρησιμοποιούνται από τα μέσα της δεκαετίας του 1970. Στην ψηφιακή μετάδοση χρησιμοποιείται συνήθως η διαμόρφωση μετατόπισης φάσεως (phase shift keying-PSK, σχήμα 2.4) ή η διαμόρφωση τετραγωνικού παλμού (quadrature amplitude modulation=QAM). Έτσι ένας συνολικός αριθμός από 1344 κανάλια φωνής μπορούν να πολυπλεχθούν σε 30 MHz ραδιοσυχνότητας και να έχουμε μια φασματική απόκριση περίπου 3 bits/Hz. Καινούργιες τεχνικές των 64 QAM υποστηρίζουν 2014 κανάλια ομιλίας σε 30 MHz ραδιοσυχνότητας και η φασματική απόκριση είναι τώρα 4,5 bits/Hz.



Σχήμα 2.4: Διαμόρφωση μετατόπισης 4 φάσεων για τη μετάδοση 2 bits/Hz.

Στο σχήμα 2.5 παρουσιάζεται ένα ψηφιακό ασύρματο μικροκυματικό σύστημα. Μερικά από τα υποσυστήματα που παρουσιάζονται στο σχήμα είναι προαιρετικά. Ο μετατροπέας γραμμής κώδικα (line code converter) λαμβάνει ένα τυποποιημένο κώδικα γραμμής παλμοκωδικής διαμόρφωσης (PCM) και την μετατρέπει σε μορφή non-return to zero (NRZ). Επίσης μπορεί να χρησιμοποιηθεί ένας κωδικοποιητής ανιχνεύσεως και διορθώσεως λαθών [Forward Error Check (FEC) coder] αν και αυτή η διαδικασία δεν υλοποιείται πάντα. Η μετατροπή από σειριακή σε παράλληλη γίνεται από τον κατάλληλο μετατροπέα (serial to parallel converter) και διαχωρίζει τη ροή των σειριακών δεδομένων σε δύο διαφορετικές εισόδους: την (I) φάση και την τετραγωνική (Q) φάση ώστε να εκτελεστεί η τεχνική διαμόρφωσης φάσεως. Ένας προαιρετικός διαφορικός κωδικοποιητής (differential coder) χρησιμοποιείται για να ισοσταθμίσει ασάφειες στις φάσεις των δεδομένων. Η

συσκευή pre-distorter που είναι επίσης προαιρετική, χρησιμοποιείται για τη διόρθωση τυχόν παραμόρφωσης του σήματος λόγω ενίσχυσης. Ο διαμορφωτής (digital modulator) παρέχει τη συνάρτηση διαμόρφωσης του σήματος βασικής ζώνης (baseband signal). Το διαμορφωμένο σήμα στη συνέχεια μετατρέπεται σε μια ενδιάμεση συχνότητα, ενισχύεται και αποστέλλεται στον μετατροπέα συχνότητας προς τα άνω (up-converter), ο οποίος μετατρέπει το σήμα βασικής ζώνης στη χρησιμοποιούμενη συχνότητα του ραδιοσυστήματος. Το σήμα στη συνέχεια περνά από τον ενισχυτή υψηλής ισχύος (high-power amplifier) και μέσω κυματοδηγού (waveguide) οδηγείται στην κεραία για εκπομπή. Στο δέκτη ακολουθείται η αντίστροφη διαδικασία ώστε να ανακτάται η πληροφορία στην αρχική της μορφή.



Σχήμα 2.5: Τυπικό ψηφιακό ασυρματικό σύστημα.

Οι συνήθεις χωρητικότητες των ψηφιακών ασυρματικών συστημάτων που χρησιμοποιούνται σε πρακτικές ραδιοζεύξεις είναι οι εξής: 2 Mbits/s, 2x2 Mbits/s, 4x2 Mbits/s, 8x2 Mbits/s, 16x2 Mbits/s, 34 Mbits/s, 51 Mbits/s και 155 Mbits/s.

Για να αξιολογήσουμε την καλή λειτουργία μιας ραδιοζεύξεως ορίζουμε τις ακόλουθες παραμέτρους:

BER (Bit Error Rate): Ρυθμός λαθών στο χρόνο μέτρησης

EFS (Error Free Seconds): Δευτερόλεπτα χωρίς λάθη

ES (Errored Seconds): Δευτερόλεπτα με λάθη

SES (Severely Errored Seconds): Δευτερόλεπτα με πάρα πολλά λάθη

DM (Degraded Minutes): Πρώτα λεπτά με λάθη

US (Unavailable Seconds): Μη διαθέσιμα δευτερόλεπτα

Η επίδραση των λανθασμένων bits στη μετάδοση φωνής παρουσιάζεται στον πίνακα 2.1. Στις πρακτικές ραδιοζεύξεις, θεωρούμε συνήθως ως αποδεκτή τιμή του *BER* το 10^{-3} .

Ρυθμός λαθών (BER)	Υποκειμενική εντύπωση των λαθεμένων bits
10^{-6}	Όχι αντιληπτή.
10^{-5}	Σποραδικοί κρουστικοί θόρυβοι στις χαμηλές στάθμες ομιλίας, μόλις αντιληπτή
10^{-4}	Σποραδικοί κρουστικοί θόρυβοι μερικών επιδράσεων, στις χαμηλές στάθμες ομιλίας
10^{-3}	Παρενόχληση σε κάθε στάθμη ομιλίας
10^{-2}	Υψηλός βαθμός παρενόχλησης, κατανόηση ομιλίας ουσιαστικά ελαττωμένη
5×10^{-2}	Σχεδόν ακατανόητη

Πίνακας 2.1: Επίδραση των λαθεμένων bits στη μετάδοση φωνής

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3ο: ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΑ ΚΥΜΑΤΑ

3.1 Εξισώσεις Maxwell

Τα χαρακτηριστικά των ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων και η θεωρία των κεραιών 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 :

$$\begin{aligned}\nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\ \nabla \times \mathbf{H} &= \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}\end{aligned}$$

(3.1)

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

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

όπου τα εμφανιζόμενα βαθμωτά και διανυσματικά μεγέθη είναι σημειακές συναρτήσεις του χρόνου. [Σημειώνεται ότι τα διανύσματα συμβολίζονται με έντονα (**bold**) γράμματα].

Για ένα γραμμικό, ισότροπο και ομοιογενές μέσο, το \mathbf{D} είναι ανάλογο του \mathbf{E} και το \mathbf{B} ανάλογο του \mathbf{H} : $\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E}$ και $\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}$, όπου ε είναι η διηλεκτρική σταθερά και μ η μαγνητική διαπερατότητα του μέσου. Οι τιμές τους στο κενό είναι $\varepsilon_0 = (36\pi \cdot 10^9)^{-1} \text{ F/m}$ και $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ H/m}$. Σε ένα μη γραμμικό μέσο το ε και το μ είναι συναρτήσεις του \mathbf{E} και του \mathbf{H} , σε ένα ανισοτροπικό μέσο διαφέρουν εξαρτούμενα από τη διεύθυνση του πεδίου, ενώ σε ένα ανομοιογενές μέσο είναι σημειακές συναρτήσεις.

Η κυματική εξίσωση στον ελεύθερο χώρο, δηλαδή σε ένα μέσο γραμμικό, ισοτροπικό, ομοιογενές, άνευ φορτίων και ρευμάτων, μπορεί να εξαχθεί από τις εξισώσεις του Maxwell θέτοντας $\mathbf{J}=0$ και $\rho=0$. Έτσι, προκύπτουν η διανυσματική κυματική εξίσωση του ηλεκτρικού πεδίου:

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \mu \varepsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \quad (3.2)$$

και του μαγνητικού πεδίου:

$$\nabla^2 \mathbf{H} = \mu \varepsilon \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} \quad (3.3)$$

Για πεδία που μεταβάλλονται ημιτονοειδώς ως προς τον χρόνο και για κύματα στον ελεύθερο χώρο, η κυματική εξίσωση (3.2) μετατρέπεται – με αντικατάσταση της $\partial^2/\partial t^2$ με την $-\omega^2$, στην ακόλουθη εξίσωση:

$$\nabla^2 \mathbf{E} + \omega^2 \mu \varepsilon \mathbf{E} = 0 \quad (3.4)$$

ή ακόμη:

$$\nabla^2 \mathbf{E} + k^2 \mathbf{E} = 0 \quad (3.5)$$

όπου $k = \omega \sqrt{\mu \varepsilon} = \omega / c$, ονομάζεται **σταθερά διαδόσεως** ή **κυματικός αριθμός**

στον ελεύθερο χώρο, $c = \frac{1}{\sqrt{\mu \varepsilon}}$ είναι η ταχύτητα του φωτός στον ελεύθερο χώρο

ίση με $3 \bullet 10^8$ m/sec και $\mathbf{E}(x,y,z)$ είναι τώρα μια μιγαδική διανυσματική συνάρτηση χώρου (phasor) ανεξάρτητη του χρόνου. Η εξίσωση (3.5) είναι γνωστή σαν εξίσωση του **Helmholtz**.

Αν υποθέσουμε ότι η ένταση του ηλεκτρικού πεδίου \mathbf{E} είναι συνάρτηση μόνο του z και επιπλέον έχει μόνο τη συνιστώσα E_x τότε η (3.5) απλουστεύεται στη μονοδιάστατη κυματική εξίσωση:

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} + k^2 E_x = 0 \quad (3.6)$$

Μία λύση της παραπάνω εξίσωσης είναι η:

$$E_x(z) = A e^{-jkz} \quad (3.7)$$

Εάν εισάγουμε και τη μεταβολή ως προς τον χρόνο, πολλαπλασιάζοντας επί $e^{j\omega t}$, το ηλεκτρικό πεδίο δίνεται από τη σχέση:

$$E_x(z,t) = \text{Re}[A e^{j(\omega t - kz)}] = A \cos(\omega t - kz) = E_{xo} \cos(\omega t - kz) \quad (3.8)$$

όπου E_{xo} είναι η τιμή του $E_x(z,t)$ για $z=0$ και $t=0$ (το Re σημαίνει *Real Part*, δηλαδή το πραγματικό μέρος του μιγαδικού). Ο όρος $A e^{-jkz}$ παριστάνει ένα επίπεδο κύμα που οδεύει κατά τη θετική διεύθυνση του άξονα z με σταθερή ταχύτητα $c = \omega/k$. Η περίοδος του συνημιτονοειδούς αυτού κύματος κατά μήκος του άξονα z ονομάζεται μήκος κύματος λ και ισχύει η σχέση $k\lambda = 2\pi$, απ' όπου προκύπτει η σχέση $\lambda = 2\pi/k = (2\pi/\omega)c = c/f$ και η $k = 2\pi/\lambda$. Έτσι, σε κάθε σημείο του χώρου, έχουμε μια ημιτονοειδή μεταβολή ως προς το χρόνο με περίοδο $T = 1/f$ και σε κάθε χρονική στιγμή t έχουμε μια ημιτονοειδή μεταβολή στον χώρο με περίοδο λ .

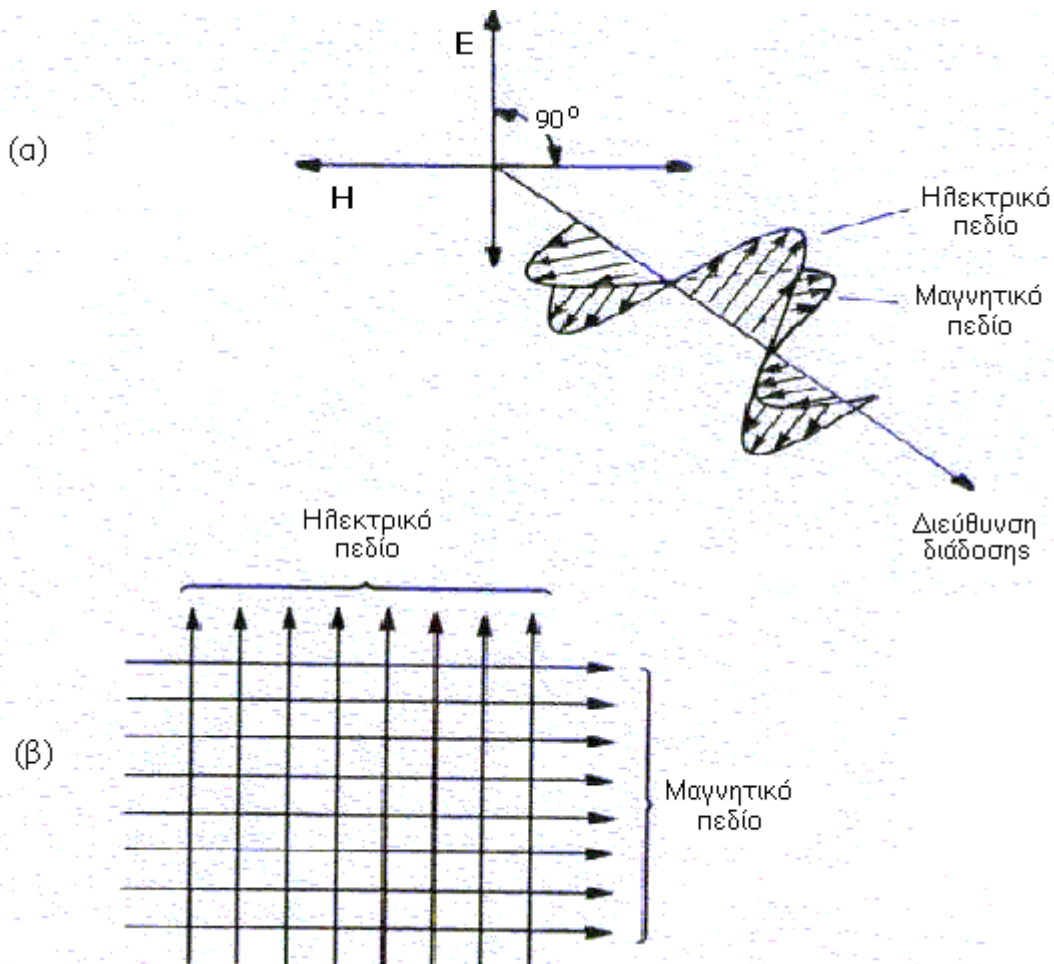
Αντίστοιχα, για την ένταση του μαγνητικού πεδίου προκύπτει:

$$\mathbf{H} = \mathbf{a}_y \frac{E_{xo}}{\eta} e^{j(\omega t - kz)} \quad (3.9)$$

όπου \mathbf{a}_y είναι το μοναδιαίο διάνυσμα κατά τον άξονα y και $\eta = \sqrt{\mu/\epsilon} = 120\pi = 377\Omega$ είναι η χαρακτηριστική αντίσταση του ελεύθερου χώρου (του κενού). Αν θεωρήσουμε βαθμωτά μεγέθη η (3.9) γίνεται:

$$H_y = \frac{1}{\eta} E_x \quad (3.10)$$

Παρατηρούμε ότι στο επίπεδο κύμα, το ηλεκτρικό και το μαγνητικό πεδίο είναι κάθετα μεταξύ τους και κάθετα στη διεύθυνση διαδόσεως της ηλεκτρομαγνητικής ενέργειας (σχήμα 3.1):



Σχήμα 3.1: α) Διάδοση ηλεκτρομαγνητικού κύματος. β) Πρόσωση του κύματος σε μεγάλη απόσταση από την πηγή

3.2 Ηλεκτρομαγνητική ισχύς

Ας θεωρήσουμε έναν οποιονδήποτε όγκο V που περικλείεται από την κλειστή επιφάνεια S . Το μέσον εντός του V θεωρείται ισοτροπικό και ομοιογενές με διηλεκτρική σταθερά ϵ , μαγνητική διαπερατότητα μ και αγωγιμότητα σ . Η στιγμιαία ροή ισχύος δια μέσου της κλειστής επιφάνειας S δίνεται από τη σχέση:
$$\oint_S \mathbf{P} \cdot d\mathbf{S} = \oint_S \mathbf{E} \times \mathbf{H} \cdot d\mathbf{S} = -\frac{\partial}{\partial t} \int_V \left(\frac{\mathbf{H} \cdot \mathbf{B}}{2} + \frac{\mathbf{E} \cdot \mathbf{D}}{2} \right) dV - \int_V \mathbf{J} \cdot \mathbf{E} dV \quad (3.11)$$

Στην παραπάνω εξίσωση οι όροι $\mathbf{H} \cdot \mathbf{B}/2$ και $\mathbf{E} \cdot \mathbf{D}/2$ παριστάνουν πυκνότητα ενέργειας που είναι αποθηκευμένη στο μαγνητικό και στο ηλεκτρικό πεδίο στον χώρο V :

$$W_\mu = \int_V \frac{\mathbf{H} \cdot \mathbf{B}}{2} dV = \int_V \frac{\mu}{2} H^2 dV \quad (3.12)$$

$$W_e = \int_V \frac{\mathbf{E} \cdot \mathbf{D}}{2} dV = \int_V \frac{\epsilon}{2} E^2 dV \quad (3.13)$$

Ο όρος $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} = \sigma E^2$ δηλώνει την ισχύ απωλειών ανά μονάδα όγκου στον χώρο V .

Επομένως η εξίσωση (3.11) δηλώνει ότι η στιγμιαία ροή ισχύος διαμέσου της κλειστής επιφάνειας S ισούται με την ταχύτητα μείωσης της αποθηκευμένης ενέργειας στο πεδίο στον χώρο που περικλείεται από την S μείον την ισχύ απωλειών στον όγκο V . Το διάνυσμα $\mathbf{P} = \mathbf{E} \times \mathbf{H}$ ονομάζεται **διάνυσμα του Poynting** και δίνει τη στιγμιαία ροή ισχύος ανά μονάδα επιφάνειας. Η ροή ενέργειας πραγματοποιείται προς τη διεύθυνση που είναι κάθετη στα διανύσματα \mathbf{E} και \mathbf{H} , δηλαδή κατά τη διεύθυνση διαδόσεως.

Στις περισσότερες περιπτώσεις θεωρίας και πρακτικής των κεραιών, βασική σημασία έχει η μέση τιμή της επιφανειακής πυκνότητας ισχύος κατά τη χρονική περίοδο ενός κύκλου και όχι η στιγμιαία τιμή της. Αυτό οδηγεί στον ορισμό ενός **μγαδικού διανύσματος Poynting**:

$$\mathbf{P}_c = \frac{1}{2} (\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*) \quad (3.14)$$

το οποίο μπορεί να χρησιμοποιηθεί για τον υπολογισμό της μέσης χρονικής τιμής της επιφανειακής πυκνότητας ισχύος:

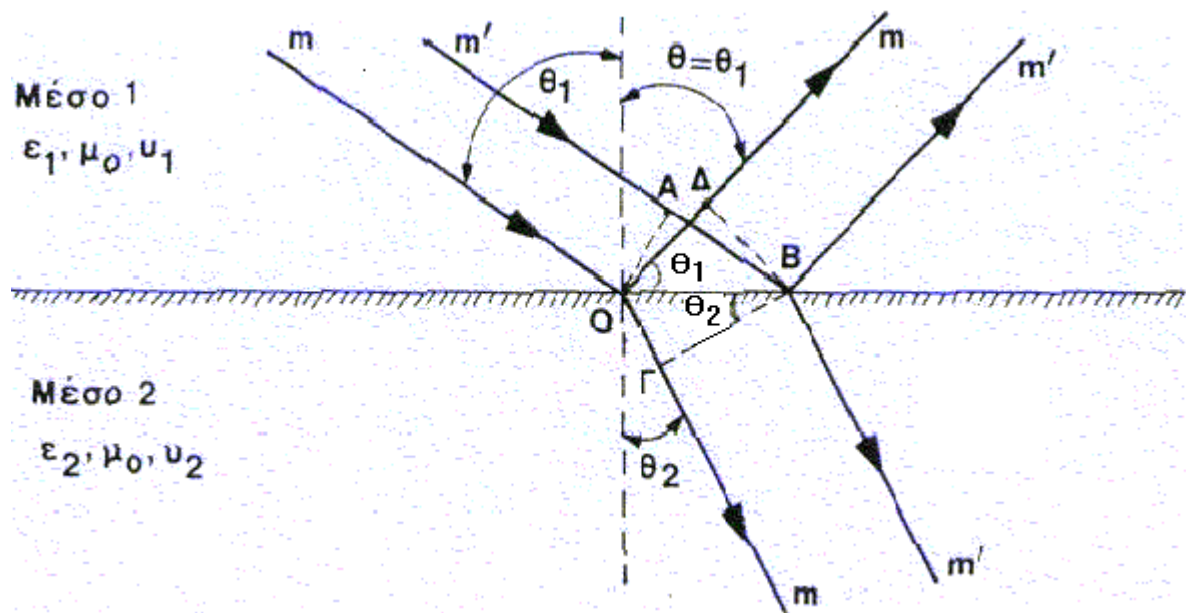
$$\mathbf{P}_{av} = \frac{1}{2} \text{Re}(\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*) \quad (3.15)$$

Η μέση χρονική τιμή του διανύσματος Poynting για την περίπτωση του επιπέδου κύματος με μοναδιαία συνιστώσα του ηλεκτρικού πεδίου την $E_x(z)$ στον ελεύθερο χώρο δίνεται από τη σχέση:

$$\mathbf{P}_{av} = \frac{1}{2} \frac{E_{xo}^2}{\eta} \quad (3.15\alpha)$$

3.3 Ανάκλαση και διάθλαση επιπέδου κύματος επί τέλειου διηλεκτρικού

Έστω ότι ένα επίπεδο ηλεκτρομαγνητικό κύμα προσπίπτει σε επιφάνεια η οποία διαχωρίζει δύο διαφορετικά ηλεκτρικώς μέσα και η οποία δεν είναι παράλληλη προς το επίπεδο το καθοριζόμενο από τα πεδία \mathbf{E} και \mathbf{H} . Τότε μέρος του κύματος θα ανακλασθεί και μέρος του κύματος θα μεταδοθεί υφιστάμενο όμως διάθλαση, δηλαδή η διεύθυνση διαδόσεως του θα μεταβληθεί (σχήμα 3.2).



Σχήμα 3.2: Παράσταση μεταδιδόμενων και ανακλώμενων ηλεκτρομαγνητικών ακτίνων.

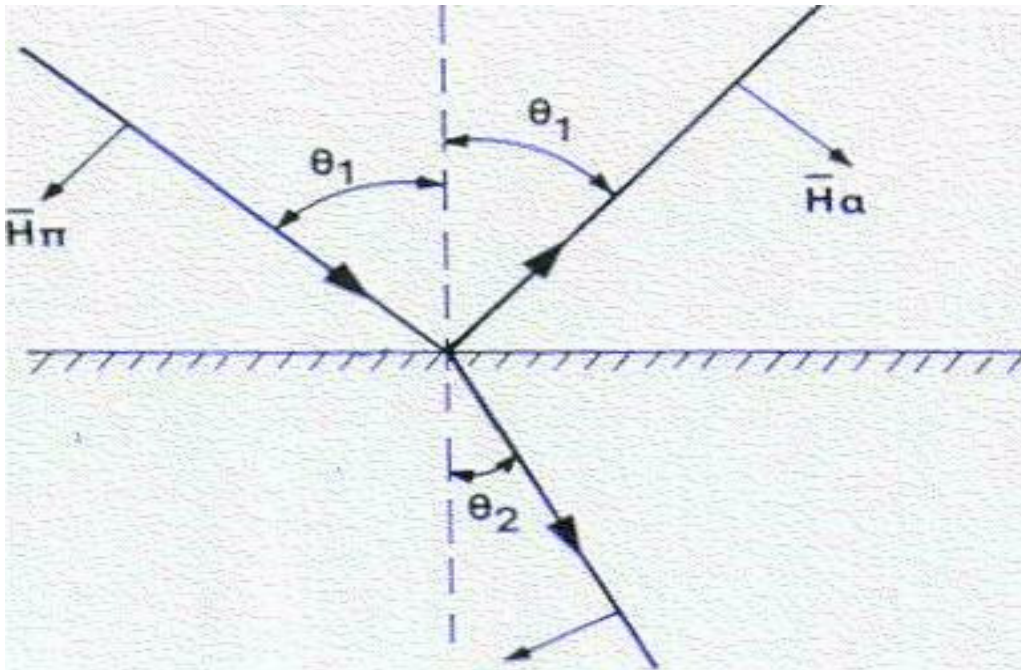
Η εξίσωση που συνδέει τη γωνία προσπτώσεως θ_1 και τη γωνία διαθλάσεως θ_2 δίνεται από το **νόμο του Snell:**

$$\frac{\sin \theta_1}{\sin \theta_2} = \frac{\sqrt{\varepsilon_2}}{\sqrt{\varepsilon_1}} \quad (3.16)$$

Επίσης από το σχήμα προκύπτει ότι $OA=AB$ και συνεπώς $\sin\theta=\sin\theta_1$ ή $\theta=\theta_1$, δηλαδή η γωνία ανακλάσεως θ είναι ίση με τη γωνία προσπτώσεως θ_1 .

Θα εξετάσουμε παρακάτω δύο περιπτώσεις ανάκλασης και διάθλασης: η μία αναφέρεται στην περίπτωση κατά την οποία το ηλεκτρικό πεδίο E είναι κάθετο επί του επιπέδου προσπτώσεως (**οριζόντια πόλωση**) και η άλλη όπου το E κείται επί του επιπέδου προσπτώσεως (**κατακόρυφη πόλωση**).

I. Οριζόντια πόλωση: Στην περίπτωση αυτή το διάνυσμα του ηλεκτρικού πεδίου E είναι κάθετο επί του επιπέδου προσπτώσεως και παράλληλο προς την επιφάνεια διαχωρισμού (Σχήμα 3.3):



Σχήμα 3.3: Παράσταση πεδίων στην περίπτωση οριζόντιας πόλωσης.

Σύμφωνα με την οριακή συνθήκη κατά την οποία η εφαπτομενική συνιστώσα του ηλεκτρικού πεδίου E είναι συνεχής επί της επιφάνειας διαχωρισμού των δύο μέσων, θα ισχύει $E_{\pi}+E_{\alpha}=E_{\mu}$ ή $E_{\mu}/E_{\pi}=1+(E_{\alpha}/E_{\pi})$ και αποδεικνύεται ότι ισχύει η ακόλουθη **εξίσωση του Fresnel**:

$$\frac{E_{\alpha}}{E_{\pi}} = \frac{\sqrt{\varepsilon_1} \cos \theta_1 - \sqrt{\varepsilon_2} \cos \theta_2}{\sqrt{\varepsilon_1} \cos \theta_1 + \sqrt{\varepsilon_2} \cos \theta_2} \quad (3.17)$$

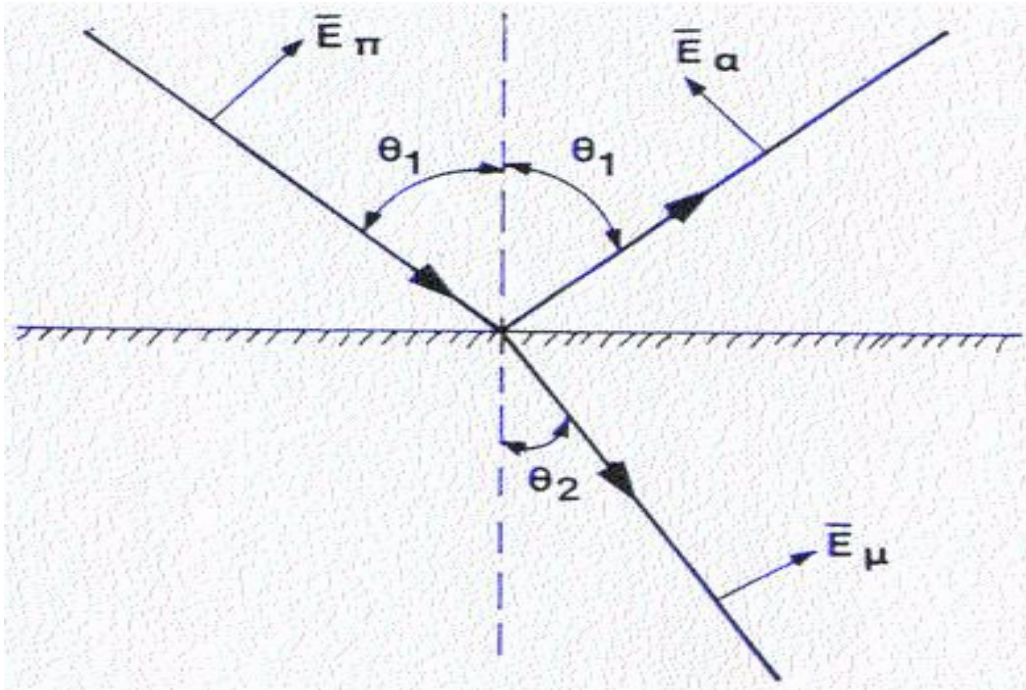
Αν θέσουμε $R_o = E_\alpha / E_\pi$ και αν λάβουμε υπόψη το νόμο του Snell, η παραπάνω εξίσωση μπορεί να γραφεί διαφορετικά:

$$R_o = \frac{E_\alpha}{E_\pi} = \frac{\cos \theta_1 - \sqrt{\varepsilon_2 / \varepsilon_1 - \sin^2 \theta_1}}{\cos \theta_1 + \sqrt{\varepsilon_2 / \varepsilon_1 - \sin^2 \theta_1}} \quad (3.18)$$

όπου R_o είναι ο **συντελεστής ανακλάσεως** για κάθετη ή οριζόντια πόλωση, ενώ $T_o = E_\mu / E_\pi$ είναι ο **συντελεστής μεταδόσεως**:

$$T_o = 1 + R_o = \frac{2 \cos \theta_1}{\cos \theta_1 + \sqrt{(\varepsilon_2 / \varepsilon_1) - \sin^2 \theta_1}} \quad (3.19)$$

II. Κατακόρυφη πόλωση: Το διάνυσμα του ηλεκτρικού πεδίου E κείται στο επίπεδο προσπτώσεως (σχήμα 3.4):



Σχήμα 3.4: Παράσταση πεδίων στην περίπτωση παράλληλης πόλωσης.

Σύμφωνα με την οριακή συνθήκη κατά την οποία η εφαπτομενική συνιστώσα του ηλεκτρικού πεδίου E είναι συνεχής επί της διαχωριστικής επιφάνειας, θα ισχύει $(E_\pi - E_\alpha) \cos \theta_1 = E_\mu \cos \theta_2$ ή $E_\mu / E_\pi = [1 - (E_\alpha / E_\pi)] (\cos \theta_1 / \cos \theta_2)$ και αποδεικνύεται ότι ισχύει η ακόλουθη **εξίσωση του Fresnel**:

$$\frac{E_\alpha}{E_\pi} = \frac{\sqrt{\varepsilon_2} \cos \theta_1 - \sqrt{\varepsilon_1} \cos \theta_2}{\sqrt{\varepsilon_2} \cos \theta_1 + \sqrt{\varepsilon_1} \cos \theta_2} \quad (3.20)$$

Από το νόμο του Snell και θέτοντας $E_a/E_\pi=R_k$ η εξίσωση (3.20) μετατρέπεται στην ακόλουθη:

$$R_k = \frac{E_a}{E_\pi} = \frac{(\varepsilon_2 / \varepsilon_1) \cos \theta_1 - \sqrt{(\varepsilon_2 / \varepsilon_1) - \sin^2 \theta_1}}{(\varepsilon_2 / \varepsilon_1) \cos \theta_1 + \sqrt{(\varepsilon_2 / \varepsilon_1) - \sin^2 \theta_1}} \quad (3.21)$$

όπου R_k είναι ο **συντελεστής ανακλάσεως** για παράλληλη ή κατακόρυφη πόλωση. Όσον αφορά τον **συντελεστή μεταδόσεως** για παράλληλη ή κατακόρυφη πόλωση, δίνεται από την εξίσωση:

$$T_k = \frac{E_\mu}{E_\pi} = (1 - R_k) \frac{\cos \theta_1}{\cos \theta_2} \quad (3.22)$$

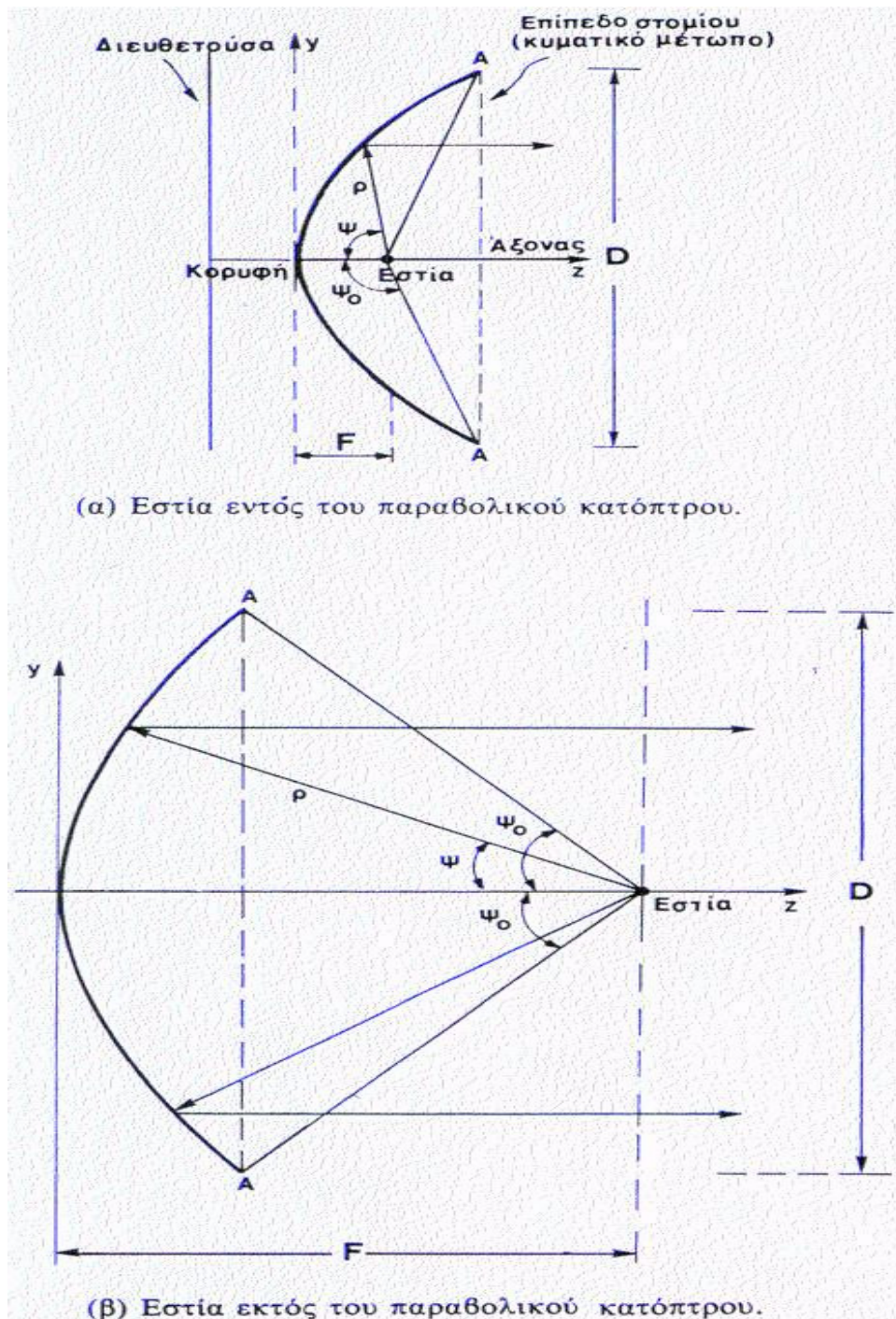
Από την εξίσωση (3.21) προκύπτει ότι για μια ορισμένη τιμή της γωνίας θ_1 , ο αριθμητής και συνεπώς ο συντελεστής ανακλάσεως R_k μηδενίζεται. Προκύπτει ότι αυτό συμβαίνει όταν:

$$\tan \theta_1 = \frac{\sqrt{\varepsilon_2}}{\sqrt{\varepsilon_1}} \quad (3.23)$$

Όταν ισχύει η παραπάνω σχέση, η γωνία θ_1 ονομάζεται **γωνία Brewster**. Συνεπώς, όταν έχουμε πρόσπτωση κύματος κατακόρυφης πόλωσης με γωνία προσπτώσεως ίση με τη γωνία Brewster, δεν υφίσταται ανακλώμενο κύμα. Η ιδιότητα αυτή χρησιμοποιείται στην πράξη προς αποφυγή ανεπιθύμητων ανακλάσεων. Από την εξίσωση (3.18) προκύπτει ότι ο αριθμητής δεν μπορεί να μηδενιστεί και συνεπώς δεν υπάρχει αντίστοιχη γωνία Brewster για κάθετη ή οριζόντια πόλωση. Στην περίπτωση αυτή, για κάθε τιμή της γωνίας προσπτώσεως θ_1 το κύμα θα υφίσταται ανάκλαση.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4ο: ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΑ ΣΤΟΙΧΕΙΑ ΚΕΡΑΙΩΝ

Η κεραία, τόσο σαν πομπός όσο και σαν δέκτης, είναι ένα σύστημα αγωγών κατάλληλης μορφής και διαστάσεων, το οποίο διαρρέεται από ρεύματα υψηλής συχνότητας. Ένας συνηθισμένος τύπος κεραίας που χρησιμοποιείται ευρέως σε επίγειες ασυρματικές ζεύξεις είναι η παραβολική κεραία και παριστάνεται στο σχήμα 4.1.



Σχήμα 4.1: Δισδιάστατη παράσταση παραβολικού ανακλαστήρα.

Η ακτινοβολούμενη συνολική μέση ισχύς από μία κεραία, μπορεί γενικά να ορισθεί ως η καταναλισκόμενη ισχύς σε μια υποθετική, ισοδύναμη αντίσταση, η οποία ονομάζεται **αντίσταση ακτινοβολίας**. Εάν I είναι η μέγιστη τιμή του ρεύματος στην κεραία, η αντίσταση ακτινοβολίας ορίζεται από τη σχέση:

$$W_a = \frac{1}{2} R_a I^2 \quad (4.1)$$

Η **συνάρτηση κατευθυντικότητας** $D(\theta, \phi)$ μιας κεραίας κατά τη διεύθυνση (θ, ϕ) ορίζεται ως ο λόγος της ακτινοβολούμενης ισχύος ανά μονάδα στερεάς γωνίας κατά τη διεύθυνση (θ, ϕ) δια της ακτινοβολούμενης συνολικής μέσης ισχύος ανά μονάδα στερεάς γωνίας. Η ισχύς ανά μονάδα στερεάς γωνίας $U(\theta, \phi)$ ορίζεται ως:

$$U(\theta, \phi) = r^2 P_r \quad (4.2)$$

όπου P_r είναι η **πυκνότητα ισχύος** σε απόσταση r από την κεραία. Η ακτινοβολούμενη συνολική μέση ισχύς ανά μονάδα στερεάς γωνίας δίνεται από τη σχέση:

$$U_o = \frac{W_a}{4\pi} \quad (4.3)$$

η οποία είναι και η ακτινοβολούμενη ισχύς ανά μονάδα στερεάς γωνίας από μια υποθετική ισοτροπική κεραία, που ακτινοβολεί ομοιόμορφα προς όλες τις κατευθύνσεις την αυτή συνολική ισχύ W_a , όπως και η θεωρούμενη κεραία. Συνεπώς η συνάρτηση κατευθυντικότητας δίνεται γενικότερα από τη σχέση:

$$D(\theta, \phi) = \frac{U(\theta, \phi)}{U_o} = \frac{U(\theta, \phi)}{W_a / 4\pi} = \frac{4\pi r^2 P_r}{W_a} \quad (4.4)$$

Η μέγιστη τιμή της συναρτήσεως κατευθυντικότητας, δηλαδή η τιμή της κατά τη διεύθυνση της μέγιστης ακτινοβολίας, η οποία είναι και πρακτικώς πιο χρήσιμη, ονομάζεται **κατευθυντικότητα της κεραίας**. Η κατευθυντικότητα είναι ένα μέτρο του πόσο αποτελεσματική είναι η κεραία στο να συγκεντρώνει σε μια δεδομένη κατεύθυνση την ακτινοβολούμενη ισχύ.

Συχνά αντί της συνάρτησης κατευθυντικότητας χρησιμοποιείται η **συνάρτηση κέρδους**, η οποία ορίζεται ως ο λόγος της πυκνότητας ισχύος σε ένα ορισμένο σημείο (μέση χρονική τιμή του διανύσματος Poynting) σε μία δεδομένη κατεύθυνση, προς την πυκνότητα ισχύος στο ίδιο σημείο, που παρέχεται από μια ισοτροπική κεραία που τροφοδοτείται με την ίδια συνολική ισχύ εισόδου, με την οποία τροφοδοτείται και η

κεραία της οποίας ζητείται η συνάρτηση κέρδους. Δηλαδή η συνάρτηση κέρδους $G(\theta, \phi)$ δίνεται από τη σχέση:

$$G(\theta, \phi) = \frac{P_r}{(W_a + W_{ap}) / 4\pi r^2} = \frac{4\pi r^2 P_r}{W_T} \quad (4.5)$$

όπου $W_T = W_a + W_{ap}$ είναι η συνολική ισχύς τροφοδοσίας της κεραίας και η W_{ap} περιλαμβάνει όλες τις ωμικές απώλειες. Η μέγιστη τιμή της συνάρτησης κέρδους ορίζει το λεγόμενο **κέρδος** της κεραίας:

$$G = \frac{4\pi r^2 P_{r(\mu\epsilon\gamma.)}}{W_T} \quad (4.6)$$

Συχνά το κέρδος, όπως και η κατευθυντικότητα, εκφράζονται σε decibel, δηλαδή:

$$G = 10 \log \frac{4\pi r^2 P_{r(\mu\epsilon\gamma.)}}{W_T} \quad (4.7)$$

Όταν είναι γνωστό, το κέρδος μιας κεραίας σε μια δεδομένη κατεύθυνση, η μέση χρονική στιγμή του διανύσματος Poynting (πυκνότητα ισχύος) σε εκείνη τη κατεύθυνση, σε απόσταση r από την κεραία εκπομπής, προσδιορίζεται [με βάση την εξίσωση (4.6)] από την έκφραση:

$$P_r = \frac{W_T G}{4\pi r^2} \quad (4.8)$$

Θα πρέπει να σημειωθεί ότι το κέρδος μιας κεραίας εξαρτάται από τη συχνότητα εκπομπής.

Ο λόγος της ακτινοβολούμενης ισχύος από την κεραία προς τη συνολική ισχύ εισόδου στην κεραία ορίζει τον **βαθμό αποδόσεως** (radiation efficiency) της κεραίας:

$$a = \frac{W_a}{W_T} = \frac{G}{D} \quad (4.9)$$

Η ικανότητα μιας κεραίας λήψεως να απορροφά ισχύ χαρακτηρίζεται από την παράμετρο A_R , η οποία καλείται **ενεργός επιφάνεια της κεραίας**. Η A_R ορίζεται ως ο λόγος μεταξύ της απορροφούμενης ισχύος W_R στο φορτίο υπό συνθήκες μέγιστης μεταφερόμενης ισχύος και προσαρμογής και της ισχύος ανά μονάδα επιφάνειας P του προσπίπτοντος ηλεκτρομαγνητικού κύματος:

$$A_R = \frac{W_R}{P} \quad (4.10)$$

Ο λόγος **ενεργός επιφάνεια προς κατευθυντικότητα** (ή κέρδος) μιας κεραίας δίνεται από τη σχέση:

$$\frac{A}{D} = \frac{\lambda^2}{4\pi} \quad (4.11)$$

ή για $R_{an}=0$, από τη σχέση:

$$\frac{A}{G} = \frac{\lambda^2}{4\pi} \quad (4.12)$$

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5ο: ΕΞΙΣΩΣΕΙΣ ΜΕΤΑΔΟΣΗΣ ΣΤΟΝ ΕΛΕΥΘΕΡΟ ΧΩΡΟ

5.1 Εισαγωγή

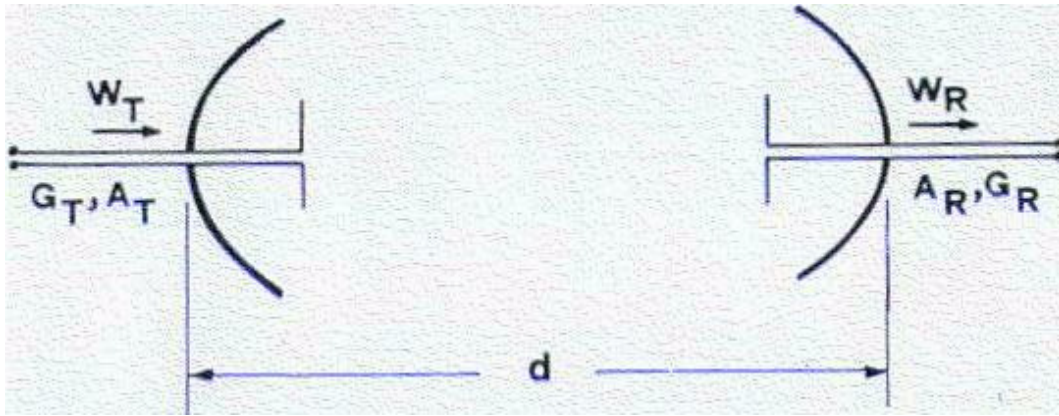
Τα μεγέθη που αναπτύχθηκαν στα προηγούμενα μας επιτρέπουν να προσδιορίσουμε τη σχέση μεταξύ της ισχύος W_R , την οποία η κεραία λήψεως παρέχει στον δέκτη και της ισχύος W_T , την οποία η πηγή παρέχει στην κεραία εκπομπής, σε ένα ασύρματο τηλεπικοινωνιακό σύστημα. Η σχέση αυτή εκφράζεται από την εξίσωση του **Friis** και την εξίσωση **ραντάρ**, ανάλογα με τον τύπο του συστήματος.

5.2 Εξίσωση του Friis. Απώλεια μεταδόσεως

Από τις εξισώσεις (4.8) και (4.10) και για απόσταση d μεταξύ των κεραιών τοποθετημένων στον ελεύθερο χώρο (σχήμα 5.1), η ισχύς στην είσοδο του δέκτη δίνεται από την ακόλουθη σχέση:

$$W_R = A_R P = A_R \frac{W_T G_T}{4\pi d^2} = W_T \frac{A_R G_T}{4\pi d^2} \quad (5.1)$$

όπου G_T είναι το κέρδος της κεραίας εκπομπής. Η εξίσωση αυτή είναι γνωστή σαν **εξίσωση μεταδόσεως** στον ελεύθερο χώρο ή **εξίσωση του Friis**.



Σχήμα 5.1: Σχηματική παράσταση προσανατολισμού κεραιών εκπομπής και λήψεως.

Η εξίσωση (5.1) μπορεί να γραφεί σε διαφορετικές μορφές αν λάβουμε υπόψη τις εξισώσεις (4.11) και (4.12) για τα αντίστοιχα μεγέθη εκπομπής και λήψεως. Έτσι καταλήγουμε στις ακόλουθες σχέσεις στις οποίες εμφανίζονται μόνον τα κέρδη ή μόνον οι ενεργές επιφάνειες των δύο κεραιών:

$$W_R = W_T \frac{G_T G_R \lambda^2}{(4\pi d)^2} \quad (5.2)$$

$$W_R = W_T \frac{A_T A_R}{d^2 \lambda^2} \quad (5.3)$$

Οι παραπάνω εξισώσεις προσδιορίστηκαν δεχόμενοι ότι στην κεραιά λήψεως, σε απόσταση d από την κεραιά εκπομπής φτάνει ένα επίπεδο ηλεκτρομαγνητικό κύμα και δεν μπορούν να χρησιμοποιηθούν όταν η απόσταση d είναι μικρή. Οι εξισώσεις αυτές ισχύουν μόνο για τον ελεύθερο χώρο, όταν οι αποστάσεις μεταξύ των κεραιών και από τον γήινο χώρο είναι τέτοιες ώστε να ισχύει η σχέση:

$$d > 2a^2/\lambda \quad (5.4)$$

όπου a είναι η μεγαλύτερη γραμμική διάσταση μιας των δύο κεραιών.

Από την εξίσωση (5.2) προκύπτει ο λόγος $W_T/W_R = (4\pi d)^2/(G_T G_R \lambda^2)$ ο οποίος ονομάζεται **απώλεια μεταδόσεως** (transmission loss) στον ελεύθερο χώρο και συνήθως εκφράζεται σε dB :

$$A_0(dB) = 10 \log \frac{W_T}{W_R} = A_b(dB) - G_{R(dB)} - G_{T(dB)} \quad (5.5)$$

όπου:

$$A_b = 10 \log(4\pi d / \lambda)^2 \quad (5.6)$$

ονομάζεται **βασική απώλεια μεταδόσεως** (basic transmission loss). Εάν εκφράσουμε την απόσταση d σε km και το μήκος κύματος λ σε εκατοστά, η εξίσωση (5.5) μετατρέπεται στην ακόλουθη πρακτική έκφραση:

$$A_{0(dB)} = 122 + 20 \log d(km) - G_{R(dB)} - G_{T(dB)} - 20 \log \lambda_{(cm)} \quad (5.7)$$

Από τη σχέση (4.12) και αντικαθιστώντας το λ με c/f προκύπτει η σχέση:

$$G = A \frac{4\pi f^2}{c^2} \quad (5.8)$$

η οποία δηλώνει ότι για μια κεραία δεδομένης γεωμετρικής επιφάνειας και αποδοτικότητας, το κέρδος θα είναι τόσο μεγαλύτερο όσο υψηλότερη είναι η συχνότητα. Επίσης, από τις σχέσεις (5.7) και (5.8) προκύπτει ότι η απώλεια μεταδόσεως στον ελεύθερο χώρο μεταξύ δύο κεραιών σε σταθερή απόσταση και δεδομένης γεωμετρικής επιφάνειας και αποδοτικότητας, ελαττώνεται αυξανόμενης της συχνότητας.

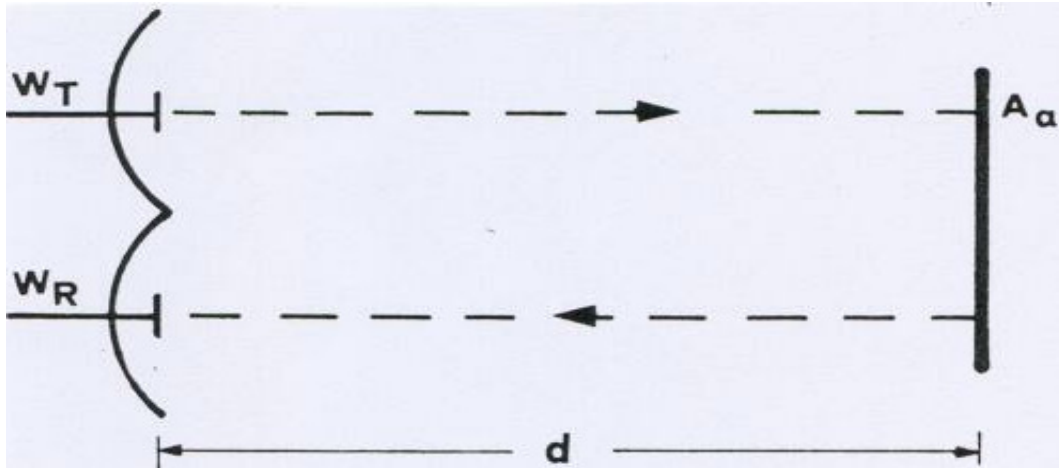
Αν θεωρήσουμε ότι $W_{R(min)}$ είναι η ελάχιστη ισχύς λήψεως στους ακροδέκτες της κεραίας λήψεως ικανή να δώσει ακόμη ένα σήμα χρήσιμο και W_T είναι η ισχύς μεταδόσεως στους ακροδέκτες της κεραίας εκπομπής, τότε η **μέγιστη απόσταση μεταδόσεως** στον ελεύθερο χώρο, όπως προκύπτει από την εξίσωση (5.2), θα είναι:

$$d_o = \frac{\sqrt{G_T G_R \lambda^2}}{4\pi} \sqrt{\frac{W_T}{W_{R(min)}}} \quad (5.9)$$

Συνεπώς, η απόσταση ασυρματικής ζεύξεως στον ελεύθερο χώρο θα πρέπει να είναι μικρότερη ή ίση της αποστάσεως που καθορίζεται από την εξίσωση (5.9).

5.3 Εξίσωση RADAR

Ας θεωρήσουμε ένα σύστημα radar το οποίο, σε απλουστευμένη μορφή, αποτελείται από μία κεραία εκπομπής ισχύος W_T και κέρδους G_T και μία κεραία λήψεως ισχύος W_R και κέρδους G_R (σχήμα 5.2). Η εξίσωση που δίνει την ισχύ η οποία λαμβάνεται στο δέκτη του radar από έναν στόχο, παρουσιάζει ιδιαίτερο ενδιαφέρον στη μελέτη των συστημάτων radar.



Σχήμα 5.2: Σχηματική παράσταση κεραίας εκπομπής, λήψεως και αντικειμένου (κατόπτρου).

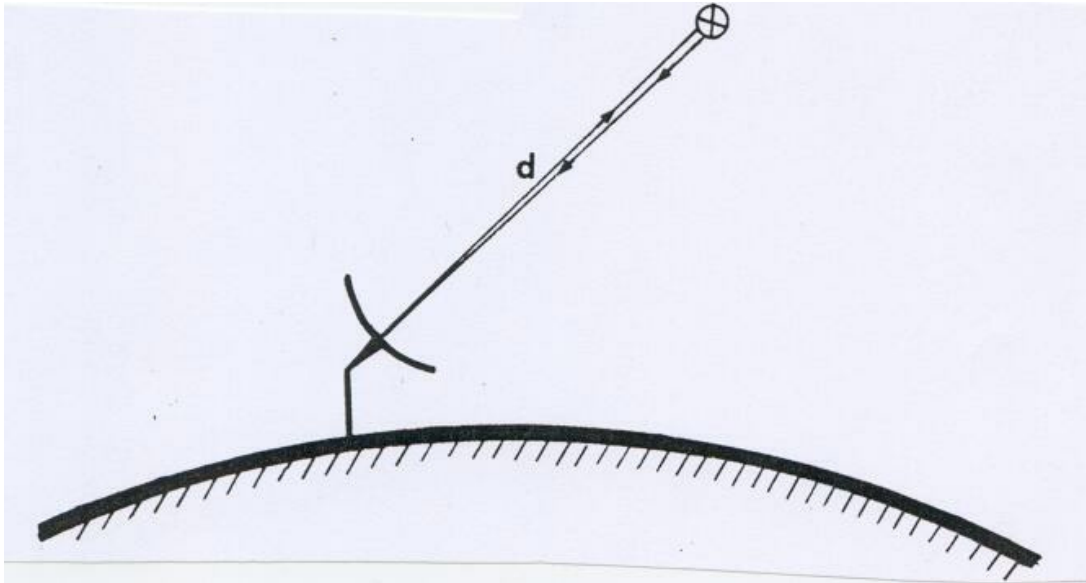
Η πυκνότητα ισχύος στη θέση που βρίσκεται το αντικείμενο, δηλαδή σε απόσταση d από την κεραία εκπομπής δίνεται από την εξίσωση (4.8):

$$P = \frac{W_T G_T}{4\pi d^2} \quad (5.10)$$

Αν το αντικείμενο είναι ένα παθητικό κάτοπτρο που παρουσιάζει μια ενεργό επιφάνεια A_a , η απορροφούμενη από αυτό ισχύς θα είναι:

$$W = \frac{W_T G_T}{4\pi d^2} A_a \quad (5.11)$$

Γενικά, κάθε αντικείμενο παρουσιάζει μια ισοδύναμη επιφάνεια ή **εγκάρσια διατομή radar σ** , η οποία ορίζεται ως η επιφάνεια που απορροφά όλη την προσπίπτουσα επ' αυτής ηλεκτρομαγνητική ενέργεια και την επαναντανακλά ομοιόμορφα προς όλες τις διευθύνσεις έτσι ώστε να παράγει στον δέκτη του radar το ίδιο σήμα, το οποίο δίνει και το πραγματικό αντικείμενο (σχήμα 5.3).



Σχήμα 5.3: Σχηματική παράσταση κεραίας εκπομπής-λήψεως και αντικειμένου σκεδάσεως.

Για παράδειγμα, για μια μεγάλη μεταλλική σφαίρα διαμέτρου D , που αντανακλά όλη την απορροφούμενη ισχύ, η εγκάρσια διατομή radar είναι ίση με τη φυσική εγκάρσια διατομή, δηλαδή το εμβαδόν κύκλου διαμέτρου D ($\pi D^2/4$). Για ένα αεροπλάνο, η εγκάρσια διατομή radar κυμαίνεται εντός μιας ευρείας ζώνης τιμών, που εξαρτάται από τη διεύθυνση του προσπίπτοντος κύματος. Για ένα αεροπλάνο μέσου μεγέθους η εγκάρσια διατομή radar έχει μια ελάχιστη τιμή περίπου 20 m^2 .

Με βάση τα παραπάνω, η απορροφούμενη από το αντικείμενο ισχύς και ανακλώμενη εκ νέου ισοτροπικά από αυτό, δηλαδή **η ισχύς σκεδάσεως**, θα δίνεται από τη σχέση:

$$W = \frac{W_T G_T}{4\pi d^2} \sigma \quad (5.12)$$

Η πυκνότητα ισχύος στην κεραία λήψεως δίνεται από τη σχέση:

$$P' = \frac{W_T G_T}{4\pi d^2} \frac{\sigma}{4\pi d^2} \quad (5.13)$$

Συνεπώς, εάν η κεραία λήψεως έχει κέρδος G_R και ενεργό επιφάνεια A_R , η ισχύς λήψεως θα είναι:

$$W_R = \frac{W_T G_T \sigma}{(4\pi d^2)^2} A_R \quad (5.14)$$

και αν λάβουμε υπόψη την εξίσωση (4.12), καταλήγουμε στην τελική σχέση:

$$W_R = W_T \frac{G_T G_R \sigma \lambda^2}{(4\pi)^3 d^4} \quad (5.15)$$

Η **μέγιστη απόσταση ανιχνεύσεως** ή **εμβέλεια του radar** μπορεί να υπολογιστεί από την προηγούμενη σχέση. Αν θεωρήσουμε ότι $W_{R(min)}$ είναι η ελάχιστη δυνατή ισχύς λήψεως, η οποία θα έδινε ακόμη σήμα αντιληπτό στον δέκτη, τότε η μέγιστη εμβέλεια του radar είναι:

$$d_{max} = \sqrt[4]{\frac{\sigma G_T G_R \lambda^2 W_T}{(4\pi)^3 W_{R(min)}}} \quad (5.16)$$

Η παραπάνω έκφραση μπορεί να εκφραστεί και συναρτήσει του ελάχιστου διακρινόμενου λόγου σήματος προς θόρυβο $(S/N)_{min}$. Αφού $W_R=S$ και $N=kTB$, όπου k είναι η σταθερά του Boltzmann, T η απόλυτη θερμοκρασία που εξαρτάται από τη θερμοκρασία θορύβου του δέκτη και B το εύρος ζώνης συχνοτήτων του συστήματος, η εξίσωση (5.16) μπορεί να γραφεί με τη μορφή:

$$d_{max} = \sqrt[4]{\frac{W_T G_T G_R \sigma \lambda^2}{(4\pi)^3 kTB(S/N)_{min}}} \quad (5.17)$$

όπου $kT_o=4 \bullet 10^{-21}$ Joule και $T_o=290$ °K.

5.4 Θερμοκρασία κεραίας

Μία κεραία μπορεί να θεωρηθεί και ως δέκτης θορύβου, αφού κάθε αντικείμενο που έχει θερμοκρασία πάνω από το απόλυτο μηδέν ακτινοβολεί. Η ποσότητα της ακτινοβολούμενης ισχύος μπορεί να παρασταθεί από μια ισοδύναμη θερμοκρασία.

Η ισχύς θερμικού θορύβου ανά μονάδα εύρους ζώνης συχνοτήτων που είναι διαθέσιμη στους ακροδέκτες μιας αντίστασης R η οποία βρίσκεται σε θερμοκρασία T , δίνεται από τη σχέση:

$$w(f) = kT \quad (5.18)$$

όπου k είναι η σταθερά του Boltzmann και T η απόλυτη θερμοκρασία.

Για μια πλήρως προσαρμοσμένη κεραία η οποία δεν παρουσιάζει ωμικές απώλειες, η ισχύς θορύβου ανά μονάδα εύρους ζώνης που μεταφέρεται στο φορτίο είναι:

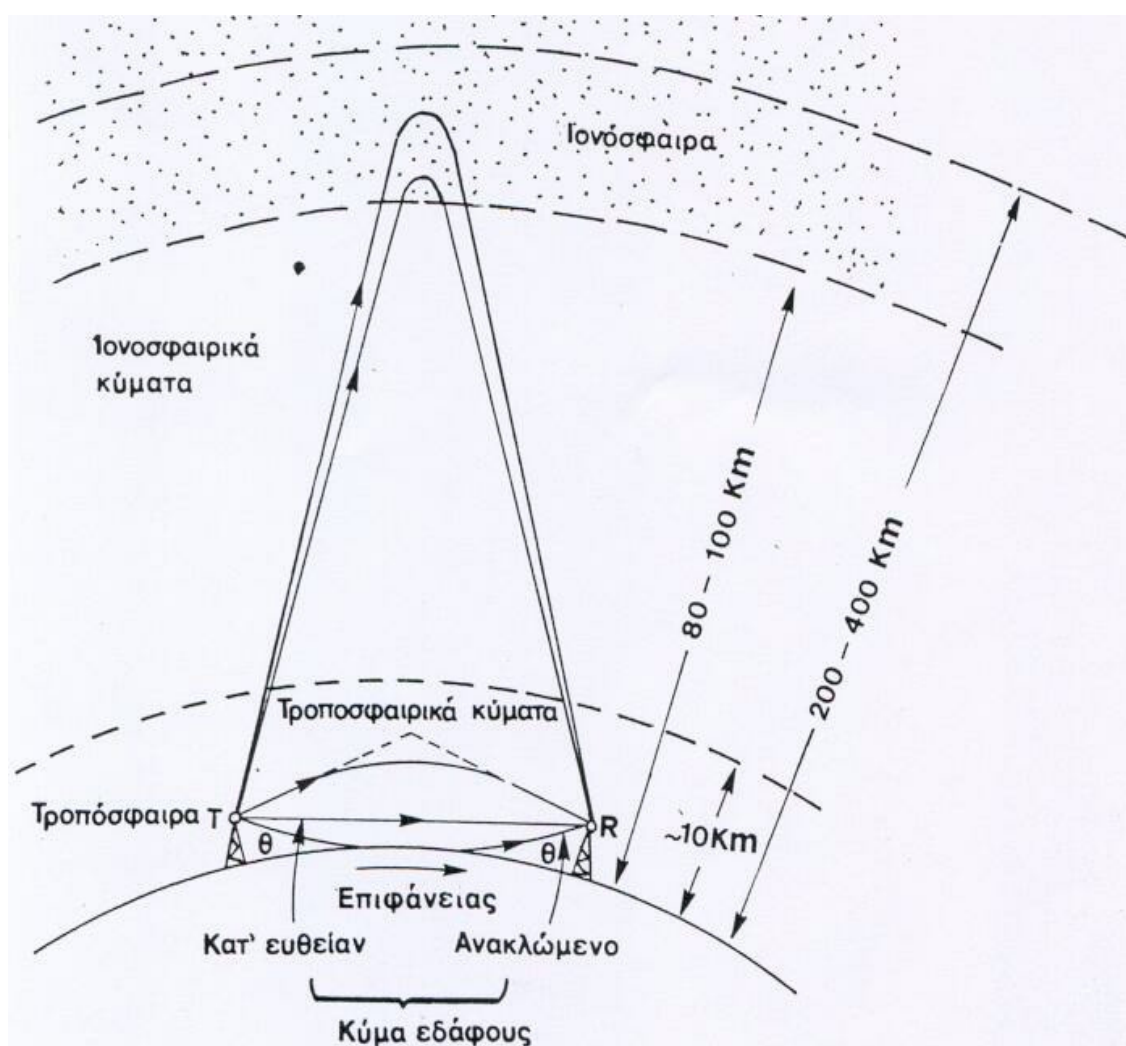
$$w = kT_a \quad (5.19)$$

όπου T_a είναι η **θερμοκρασία της κεραίας** ή θερμοκρασία της αντίστασης ακτινοβολίας της κεραίας, που προσδιορίζεται από τη θερμοκρασία του χώρου ή αντικειμένου προς το οποίο η κεραία είναι προσανατολισμένη.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 6ο: ΔΙΑΔΟΣΗ ΣΤΟΝ ΓΗΙΝΟ ΧΩΡΟ

6.1 Εισαγωγή

Η διάδοση των ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων στον πραγματικό χώρο είναι διαφορετική από αυτήν στον ελεύθερο χώρο. Αυτό οφείλεται στην παρουσία της γήινης επιφάνειας και του σφαιρικού της σχήματος, στην ανομοιογένεια των χαρακτηριστικών της ατμόσφαιρας καθώς και στην παρουσία μιας ιονισμένης περιοχής (ιονόσφαιρα) που εκτείνεται από μερικές δεκάδες μέχρι μερικές εκατοντάδες *km* υπεράνω της γης. Επομένως η μετάδοση από την κεραία εκπομπής προς την κεραία λήψεως γίνεται με διάφορους τρόπους ή **μηχανισμούς διαδόσεως**. Αυτοί οι μηχανισμοί διαδόσεως παρουσιάζονται στο σχήμα 6.1.



Σχήμα 6.1: Μηχανισμοί διαδόσεως στον πραγματικό χώρο.

Ο απλούστερος μηχανισμός διαδόσεως είναι η διάδοση στον ελεύθερο χώρο, όπου δεχόμαστε ότι οι ιδιότητές του είναι ομοιογενείς, ιστροπικές, γραμμικές και χωρίς απώλειες (μπορούμε γενικά να θεωρήσουμε ότι ο ελεύθερος χώρος προσεγγίζει τον ατμοσφαιρικό χώρο). Στον ελεύθερο χώρο το κύμα διαδίδεται επί ευθείας γραμμής και συνεπώς μπορούμε να δεχθούμε ότι και στον ατμοσφαιρικό χώρο το κύμα μεταδίδεται επί ευθείας γραμμής. Έτσι, έχουμε ένα μηχανισμό διαδόσεως στον γήινο χώρο που ονομάζεται **κατ' ευθείαν** κύμα (direct wave). Γενικά όμως το κατ' ευθείαν κύμα όταν διέρχεται στην ατμόσφαιρα μπορεί να υποστεί διάθλαση (refraction), σκέδαση (scattering) ή ακόμη και περιστροφή του επιπέδου πλώσεως. Ένας άλλος μηχανισμός διαδόσεως είναι η διάδοση **δι' ανακλάσεως επί του εδάφους** (ground-reflected wave). Το εύρος του ανακλώμενου κύματος προσδιορίζεται από τις ιδιότητες της γήινης επιφάνειας στο σημείο όπου πραγματοποιείται η ανάκλαση. Το κατευθείαν και το ανακλώμενο κύμα ονομάζονται **κύματα χώρου** (space waves). Ένας τρίτος μηχανισμός διαδόσεως είναι το **κύμα επιφάνειας** (surface wave) το οποίο ακολουθεί την πορεία (συνήθως ανώμαλη) του εδάφους. Αυτό συμβαίνει επειδή η επιφάνεια της γης δρα ως διαχωριστική επιφάνεια μεταξύ δύο μέσων διαφορετικής σταθεράς διαδόσεως, του εδάφους που θεωρείται επαρκώς αγωγίμο και της ατμόσφαιρας που θεωρείται απολύτως διηλεκτρική. Έτσι, δημιουργούνται συνθήκες κυματοδηγήσεως της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας, όπως συμβαίνει σε μια γραμμή μεταφοράς. Το κύμα επιφάνειας επιτρέπει τη διάδοση των ραδιοηλεκτρικών σημάτων συχνότητας *LF* και *MF* (μακρά και μεσαία κύματα), - τα οποία είναι συνήθως ραδιοφωνικά σήματα - έτσι ώστε τα φυσικά εμπόδια όπως όρη, λόφοι, κτίρια κλπ., να μην εμποδίζουν τη διάδοσή τους. Η εξασθένιση του κύματος επιφάνειας εξαρτάται άμεσα από τις σταθερές αγωγιμότητας και διηλεκτρικότητας του εδάφους κατά μήκος του οποίου οδεύει. Όταν οι κεραίες πομπού και δέκτη είναι τοποθετημένες επί του εδάφους, το κατευθείαν και το ανακλώμενο κύμα απαλείφονται μεταξύ τους και έτσι η μετάδοση των ραδιοηλεκτρικών κυμάτων οφείλεται αποκλειστικά στο κύμα επιφάνειας. Τα **κύματα χώρου** και τα **κύματα επιφάνειας** ονομάζονται **κύματα εδάφους** (ground waves).

Η τροπόσφαιρα, δηλαδή η περιοχή της ατμόσφαιρας που εκτείνεται από την επιφάνεια της γης μέχρι ένα ύψος *10 km* περίπου, προσφέρει ένα ακόμη μηχανισμό

διαδόσεως ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων. Η τροπόσφαιρα μπορεί να θεωρηθεί ως μέσον γραμμικό, απολύτως διηλεκτρικό και μη ομοιογενές με ιδιότητες που καθορίζονται από τις μετεωρολογικές συνθήκες. Ο δείκτης διαθλάσεως της τροπόσφαιρας (refractive index) $n = \sqrt{\epsilon_r}$ (όπου $\epsilon_r = \epsilon_{αέρα}/\epsilon_0$) μειώνεται με το ύψος, στην αρχή γραμμικά και στη συνέχεια εκθετικά και επιπλέον παρουσιάζει τοπικές διακυμάνσεις. Οι μεταβολές αυτές έχουν ως αποτέλεσμα τη διάθλαση, δηλαδή την καμπύλωση των κυμάτων - γεγονός που συνεπάγεται τη ραδιοηλεκτρική επικοινωνία μεταξύ σημείων που βρίσκονται πέραν του γεωμετρικού ορίζοντα – και ακόμη σκέδαση καθώς και μερικές ή ολικές ανακλάσεις. Τα τελευταία αυτά φαινόμενα επιτρέπουν τη δυνατότητα πραγματοποίησης ζεύξεων μεγάλων αποστάσεων της τάξεως 800-1000 km. Στην κατώτερη τροπόσφαιρα οι μετεωρολογικές συνθήκες είναι τέτοιες, ώστε να παρουσιάζεται απότομη μείωση του δείκτη διαθλάσεως με το ύψος. Σχηματίζεται τότε ένα είδος κυματοδηγού που ονομάζεται **τροποσφαιρικός κυματοδηγός** (duct), που επιτρέπει τη διάδοση μέχρι 800 περίπου km από τον πομπό. Όλα τα αναφερθέντα κύματα, που φτάνουν στον δέκτη κατόπιν διαθλάσεως, σκεδάσεως ή ανακλάσεως στην τροπόσφαιρα ονομάζονται **τροποσφαιρικά κύματα** (tropospheric waves).

Τέλος, τα κύματα που φτάνουν στον δέκτη μετά από ανάκλαση ή σκέδαση στην ιονόσφαιρα ονομάζονται **ουράνια κύματα** (sky waves) ή **ιονοσφαιρικά κύματα** (ionospheric waves). Η ιονόσφαιρα είναι εκείνη η περιοχή της ατμόσφαιρας που εκτείνεται από 80 μέχρι 600 km περίπου υπεράνω του εδάφους. Η ύπαρξη της ιονισμένης αυτής περιοχής οφείλεται στην ηλιακή δραστηριότητα. Μέσω της ιονόσφαιρας προκαλείται διάθλαση (ανάκλαση) των ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων, η οποία επιτρέπει τη διάδοση των βραχέων κυμάτων (3-30 MHz) μεταξύ σημείων που βρίσκονται σε απόσταση μερικών χιλιάδων km. Έτσι, με μία μόνο ανάκλαση από την ιονόσφαιρα μπορεί να καλυφθεί μία απόσταση περίπου 4000 km. Εκτός από τη διάθλαση, η ιονόσφαιρα μπορεί να προκαλέσει και σκέδαση των κυμάτων η οποία οφείλεται στην παρουσία ζωνών ανώμαλου ιονισμού. Το φαινόμενο αυτό επιτρέπει τη διάδοση των υπερβραχέων κυμάτων (30-100 MHz) για την πραγματοποίηση ζεύξεων της τάξεως των 2000 km.

Όλες οι συνεισφορές των κυμάτων που φτάνουν στον δέκτη μέσω των διαφόρων μηχανισμών που εξετάσαμε παραπάνω προστίθενται διανυσματικώς, δηλαδή σύμφωνα με τα σχετικά πλάτη τους και τις σχετικές φάσεις τους. Τα πλάτη

εξαρτώνται από την κατευθυντικότητα της κεραίας, από τους δείκτες διαθλάσεως των διαφόρων περιοχών, από τους συντελεστές ανακλάσεως και από τον παράγοντα αποσβέσεως. Οι σχετικές φάσεις εξαρτώνται από τις διαθλαστικές και ανακλαστικές ιδιότητες του γήινου χώρου και από τις αποστάσεις των διαφόρων διαδρομών διαδόσεως από τον πομπό στον δέκτη. Οι συνεισφορές αυτές, ανάλογα με τις φάσεις των διαφόρων κυμάτων, μπορούν να ενισχύσουν ή να εξασθενίσουν το πεδίο στον δέκτη σχετικά με το πεδίο το οποίο θα ελαμβάνετο υπό συνθήκες διαδόσεως στον ελεύθερο χώρο. Αν λάβουμε ακόμη υπόψην το γεγονός ότι οι ατμοσφαιρικοί και ιονοσφαιρικοί παράγοντες μεταβάλλονται ημερησίως και με τις μετεωρολογικές συνθήκες, το πεδίο υφίσταται διαρκείς και μερικές φορές βαθιές διακυμάνσεις.

Τέλος, πρέπει να σημειωθεί ότι η ατμόσφαιρα δρα ως ένα μέσο που προκαλεί εξασθένιση των ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων λόγω απορροφήσεως ενέργειας. Η εξασθένιση αυτή δεν είναι ίδια για όλες τις συχνότητες αλλά παρουσιάζει επιλεκτικότητα.

Με βάση τα παραπάνω και όσον αφορά τον τρόπο διαδόσεως των διαφόρων συχνοτήτων, μπορούμε να συνοψίσουμε τα ακόλουθα. Για μικρές αποστάσεις από τον πομπό, της τάξεως των $100-200\text{ km}$ ανάλογα με τη συχνότητα, κύματα όλων των συχνοτήτων μπορούν να μεταδοθούν ως κύματα επιφάνειας. Κύματα συχνότητας μεταξύ 30 MHz και περίπου 30 GHz , μεταδίδονται ως τροποσφαιρικά κύματα. Κύματα συχνοτήτων κάτω των 30 MHz (VLF , LF , MF , HF) διαδίδονται ως ιονοσφαιρικά κύματα. Μέσω της ιονόσφαιρας μεταδίδονται επίσης και τα υπερβραχέα κύματα (VHF), με το μηχανισμό της ιονοσφαιρικής σκεδάσεως. Τέλος, όλα τα κύματα συχνότητας μεγαλύτερης των 30 MHz , διαδίδονται ως κατευθειάν κύματα.

6.2 Κύμα εδάφους

Όπως αναφέρθηκε προηγουμένως, το κύμα εδάφους αποτελείται από το κύμα επιφάνειας και από το κύμα χώρου, το οποίο αποτελείται από το κατευθειάν κύμα και από το υπό του εδάφους ανακλώμενο κύμα. Σύμφωνα με τον Bullington το ηλεκτρικό πεδίο που οφείλεται στο κύμα εδάφους δίνεται από τη σχέση:

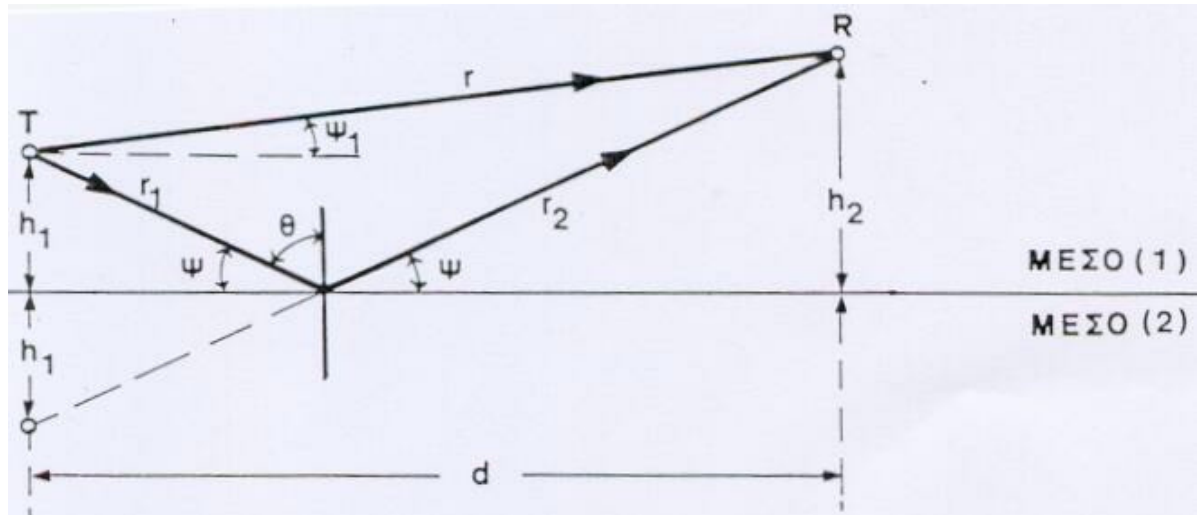
$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_o [1 + Re^{-j\Lambda} + (1 - R)Ae^{-j\Lambda}] \quad (6.1)$$

όπου ο πρώτος όρος αφορά το **κατ' ευθείαν κύμα**, ο δεύτερος το **ανακλώμενο κύμα** και ο τρίτος το **κύμα επιφάνειας**. Στην παραπάνω εξίσωση, E_0 είναι η ένταση του ηλεκτρικού πεδίου στον ελεύθερο χώρο, R είναι ο συντελεστής ανακλάσεως του εδάφους, A είναι ο συντελεστής αποσβέσεως του κύματος επιφάνειας και Δ η διαφορά φάσεως, η οποία οφείλεται στη διαφορά διαδρομής μεταξύ του ανακλώμενου και του κατ' ευθείαν κύματος.

Όταν οι κεραίες εκπομπής και λήψεως είναι τοποθετημένες ή μπορούν να θεωρηθούν τοποθετημένες ($l \ll \lambda$) επί της επιφάνειας του εδάφους, η γωνία προσπίπτουσας ψ του προσπίπτοντος ηλεκτρομαγνητικού κύματος είναι ίση με μηδέν. Τότε ο συντελεστής ανακλάσεως R ισούται με -1 και το κατευθείαν κύμα με το ανακλώμενο κύμα απαλείφονται μεταξύ τους. Στην περίπτωση αυτή, η μετάδοση του κύματος οφείλεται αποκλειστικά στο κύμα επιφάνειας. Αυτό συμβαίνει π.χ. με τη λήψη ραδιοφωνικών εκπομπών στη διάρκεια της ημέρας. Στις υψηλές ($3-30\text{MHz}$) και λίαν υψηλές ($30-300\text{MHz}$) συχνότητες, το μήκος κύματος είναι σχετικά μικρό και έτσι είναι δυνατή, οικονομικώς και τεχνικώς, η ανύψωση των κεραιών υπεράνω του εδάφους σε ύψος ίσο ή και μεγαλύτερο του $\lambda/4$. Τότε το κύμα χώρου είναι διάφορο του μηδενός και το πεδίο στην κεραία λήψεως είναι το διανυσματικό άθροισμα του κύματος χώρου και του κύματος επιφάνειας.

6.3 Κύμα χώρου

Όταν οι κεραίες εκπομπής και λήψεως που βρίσκονται σε οπτική επαφή είναι ανυψωμένες τουλάχιστον πάνω ένα μήκος κύματος από το έδαφος, ο συντελεστής A στην εξίσωση (6.1) μπορεί να θεωρηθεί αμελητέος και το σήμα λήψεως είναι το διανυσματικό άθροισμα του κατ' ευθείαν και του ανακλώμενου κύματος (σχήμα 6.2).



Σχήμα 6.2: Σχηματική παράσταση του κατ' ευθείαν και του ανακλώμενου κύματος.

Το ανακλώμενο κύμα εξαρτάται από τον συντελεστή ανακλάσεως R , και τη διαφορά φάσεως Δ η οποία οφείλεται στην διαφορά διαδρομής του ανακλώμενου και του κατ' ευθείαν κύματος. Η διαφορά φάσεως Δ δίνεται από την ακόλουθη σχέση:

$$\Delta = \frac{2\pi d}{\lambda} \sqrt{\left(\frac{h_1 + h_2}{d}\right)^2 + 1} - \frac{2\pi d}{\lambda} \sqrt{\left(\frac{h_2 - h_1}{d}\right)^2 + 1} \quad (6.2)$$

Όταν για την απόσταση d μεταξύ των κεραιών ισχύει $d > 5(h_1 + h_2)$, τότε η γωνία Δ δίνεται προσεγγιστικά από τη σχέση:

$$\Delta \approx \frac{4\pi h_1 h_2}{\lambda d} \quad (6.3)$$

Όσον αφορά τον συντελεστή ανακλάσεως του εδάφους R , δεχόμαστε αρχικά ότι η επιφάνεια του εδάφους είναι λεία και επίπεδη και επίσης ότι το έδαφος έχει πεπερασμένη αγωγιμότητα σ και διηλεκτρική σταθερά ϵ . Στην πραγματικότητα η διηλεκτρική σταθερά είναι μιγαδική και δίνεται από τη σχέση:

$$\epsilon' = \epsilon \left(1 + \frac{\sigma}{j\omega\epsilon}\right) \quad (6.4)$$

Δηλαδή ένα μερικώς αγώγιμο διηλεκτρικό μέσον μπορεί να θεωρηθεί σαν ένα διηλεκτρικό μέσον με μιγαδική διηλεκτρική σταθερά ϵ' . Στο σχήμα 6.2 το μέσον (1) είναι η ατμόσφαιρα με διηλεκτρική σταθερά $\epsilon_1 = \epsilon_0$ και το μέσον (2) είναι η γη με διηλεκτρική σταθερά $\epsilon_2 = \epsilon' = \epsilon_r \epsilon_0 - j\chi \epsilon_0$ όπου $\chi = \sigma/\omega \epsilon_0$. Η γωνία προσπτώσεως ψ (σχήμα 6.2) δίνεται από τη σχέση:

$$\tan \psi = \frac{h_1 + h_2}{d} \quad (6.5)$$

και στις περισσότερες πρακτικές εφαρμογές ισχύει $\tan \psi = \psi$, οπότε η παραπάνω εξίσωση γίνεται:

$$\psi = \frac{h_1 + h_2}{d} \quad (6.6)$$

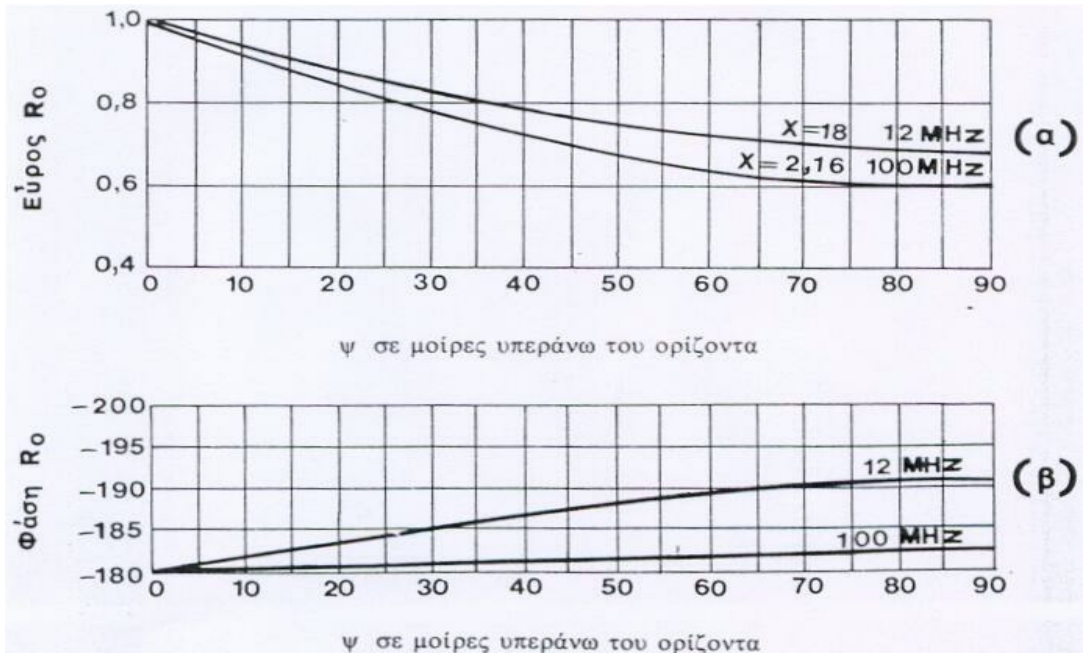
Με βάση τα παραπάνω και τις εξισώσεις (3.18) και (3.21), αποδεικνύεται ότι ο συντελεστής ανακλάσεως επιπέδου κύματος **οριζόντιας πολώσεως** προσπίπτοντος επί του εδάφους δίνεται ως εξής:

$$R_o = \frac{\sin \psi - \sqrt{(\epsilon_r - j\chi) - \cos^2 \psi}}{\sin \psi + \sqrt{(\epsilon_r - j\chi) - \cos^2 \psi}} \quad (6.7)$$

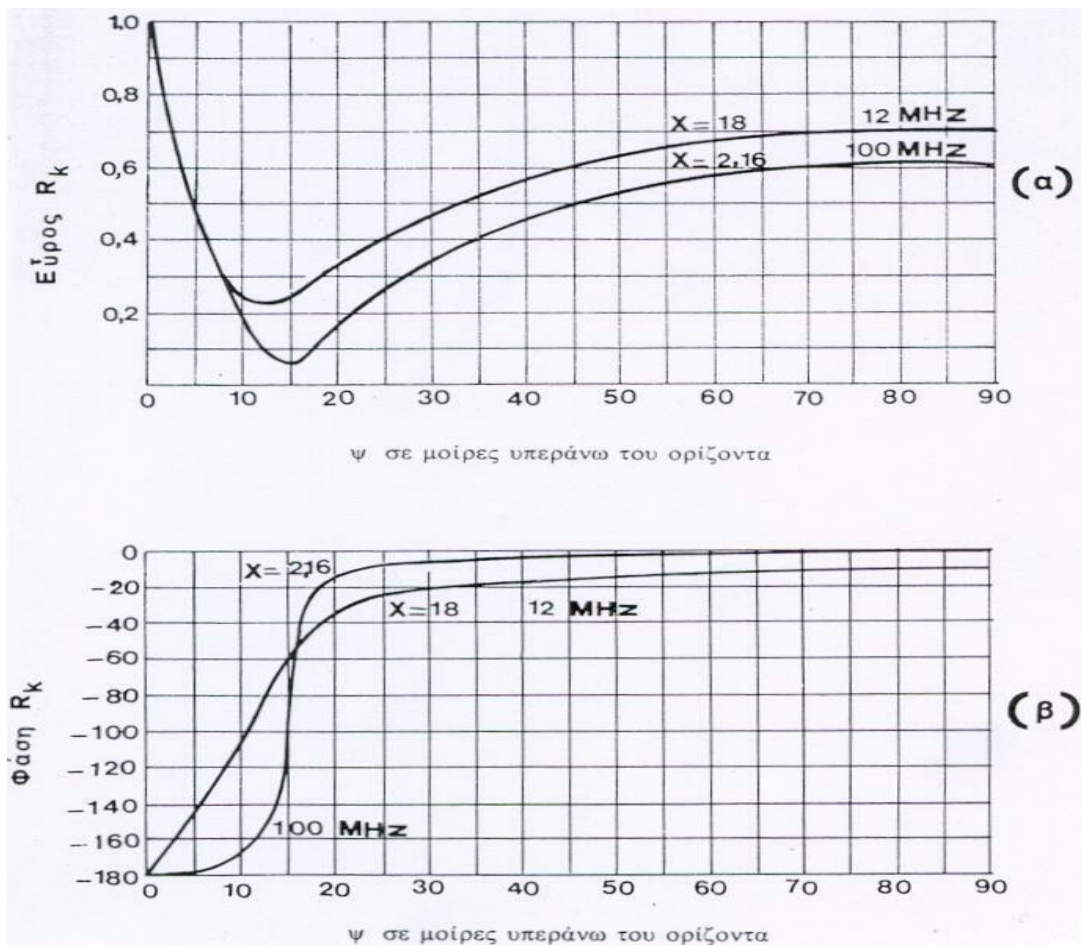
ενώ ο αντίστοιχος συντελεστής **παράλληλης πολώσεως** είναι:

$$R_x = \frac{(\epsilon_r - j\chi) \sin \psi - \sqrt{(\epsilon_r - j\chi) - \cos^2 \psi}}{(\epsilon_r - j\chi) \sin \psi + \sqrt{(\epsilon_r - j\chi) - \cos^2 \psi}} \quad (6.8)$$

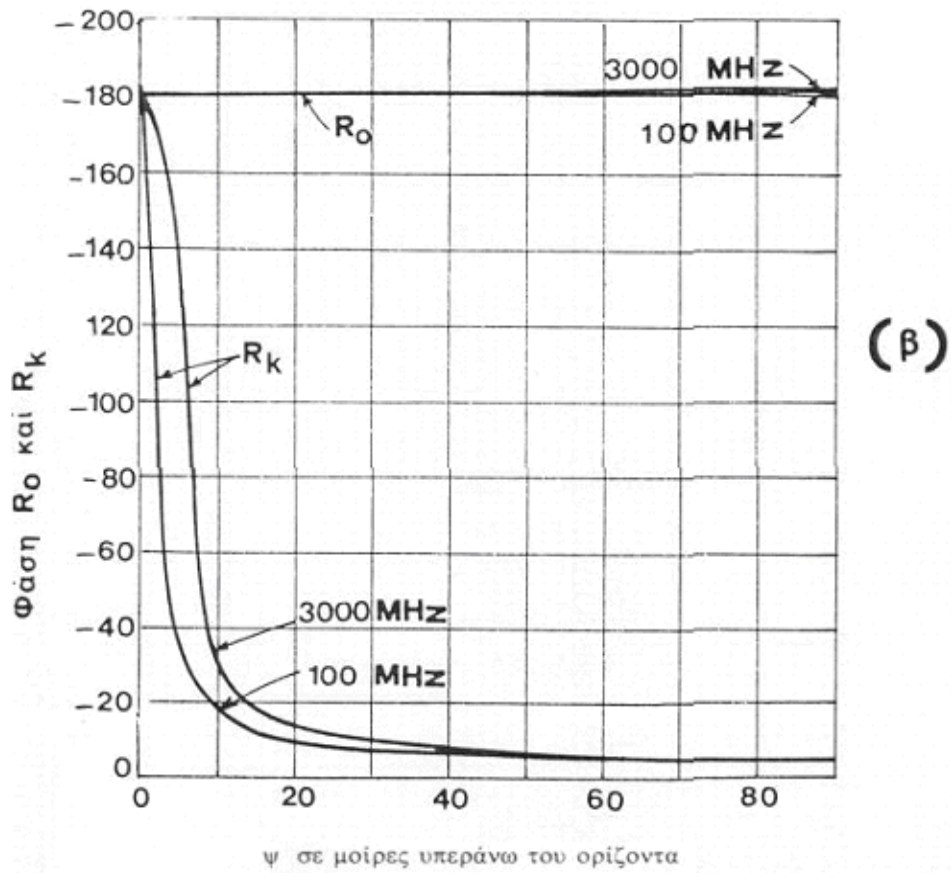
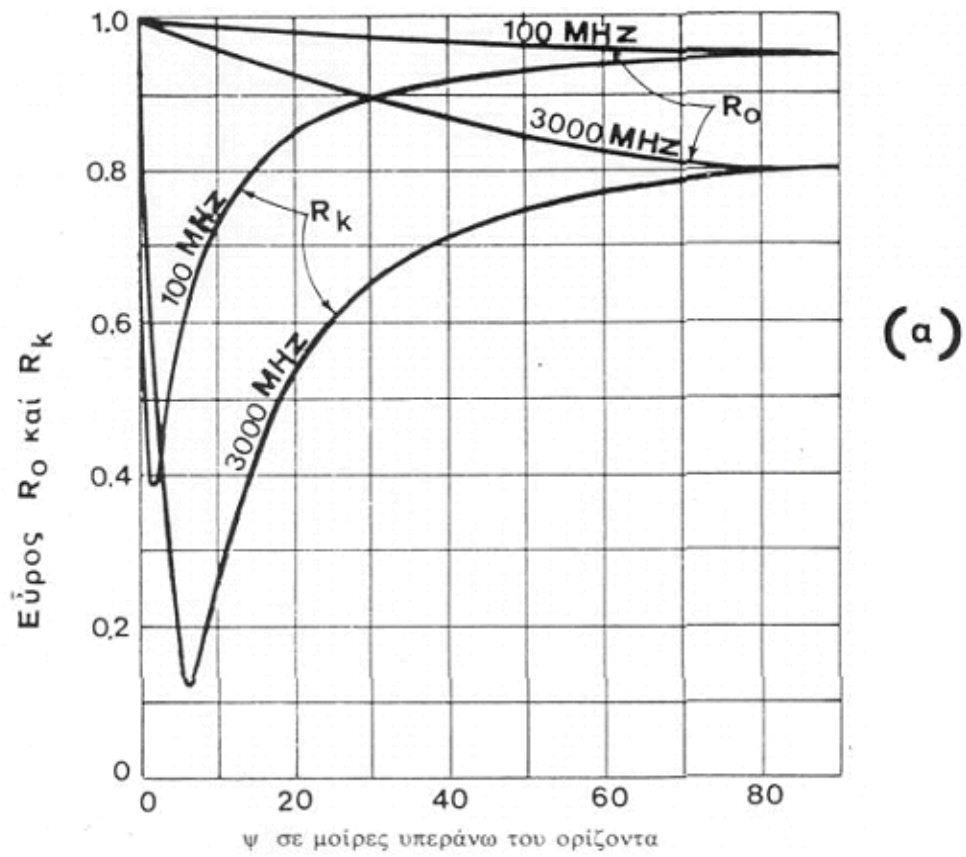
Από τις παραπάνω εξισώσεις προκύπτει ότι οι συντελεστές ανακλάσεως είναι μιγαδικοί και συνεπώς το ανακλώμενο κύμα θα διαφέρει σε εύρος και φάση από το προσπίπτον κύμα. Στα σχήματα 6.3 και 6.4 παριστάνεται η μεταβολή των συντελεστών ανακλάσεως συναρτήσει της γωνίας προσπτώσεως ψ για «καλή (αγώγιμη) γη», η οποία χαρακτηρίζεται από σχετική διηλεκτρική σταθερά $\epsilon_r=15$ και από μια ειδική αγωγιμότητα $\sigma=12 \cdot 10^{-3} \text{ Siemens/m}$. Στο σχήμα 6.5 παρουσιάζονται αντίστοιχες καμπύλες για την περίπτωση διαδόσεως υπεράνω θαλάσσιου ύδατος. Οι χαρακτηριστικές του θαλάσσιου ύδατος είναι $\epsilon_r=80$ και $\sigma=4 \text{ Siemens/m}$.



Σχήμα 6.3: Πλάτος (α) και φάση (β) του συντελεστή ανακλάσεως για «καλή» γη και οριζόντια πόλωση.



Σχήμα 6.4: Πλάτος (α) και φάση (β) του συντελεστή ανακλάσεως για «καλή» γη και κατακόρυφη πόλωση.



Σχήμα 6.5: Πλάτος (α) και φάση (β) των συντελεστών ανακλάσεως για θαλάσσια επιφάνεια.

Από τα παραπάνω σχήματα προκύπτει ότι όταν η γωνία προσπτώσεως είναι μικρή, $\psi \approx 0$, τότε $R_o \approx -1$ και $R_k \approx -1$, δηλαδή το ανακλώμενο κύμα έχει το ίδιο εύρος με το προσπίπτον αλλά παρουσιάζουν μεταξύ τους διαφορά φάσεως 180° . Αυτό συμβαίνει για όλες τις συχνότητες και όλες τις ειδικές αγωγιμότητες των διαφόρων τύπων εδάφους. Ακόμη, από τα σχήματα (6.3) και (6.5) προκύπτει ότι για το προσπίπτον κύμα **οριζόντιας πολώσεως** η φάση του ανακλώμενου κύματος διαφέρει από εκείνη του προσπίπτοντος κατά 180° περίπου για όλες τις τιμές της γωνίας προσπτώσεως ψ . Αυξανόμενη της ψ το εύρος του R_o μεταβάλλεται, χωρίς όμως να παρουσιάζει μεγάλες μεταβολές. Η μεταβολή είναι τόσο μεγαλύτερη όσο υψηλότερη είναι η συχνότητα και όσο μικρότερη είναι η αγωγιμότητα [σχήματα (6.3α) και (6.5α)].

Στην περίπτωση **κατακόρυφης πολώσεως** (σχήματα 6.4 και 6.5), προκύπτει ότι όσο αυξάνει η γωνία ψ , τόσο το εύρος όσο και η φάση του ανακλώμενου κύματος μειώνονται ταχέως. Το εύρος του συντελεστή ανακλάσεως R_k διέρχεται από ένα ελάχιστο, όταν η φάση του παίρνει την τιμή -90° . Η αντίστοιχη γωνία προσπτώσεως ψ , ονομάζεται γωνία **ψευδο-Brewster**, σε αναλογία με την περίπτωση τέλειων διηλεκτρικών. Συνεπώς όταν η γωνία προσπτώσεως είναι ίση με τη γωνία Brewster ή ψευδο-Brewster, το ανακλώμενο κύμα είναι πολύ μικρό. Η ιδιότητα αυτή χρησιμοποιείται στην πράξη για να αποφύγουμε ανεπιθύμητες ανακλάσεις. Για μεγαλύτερες τιμές της γωνίας ψ το εύρος αυξάνει και η φάση τείνει στο μηδέν.

Αν στην εξίσωση (6.1) θεωρήσουμε ότι η γωνία ψ είναι μικρή ($\psi \approx 0$), τότε $R \approx -1$ και συνεπώς προκύπτει η σχέση:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_o (1 + \text{Re}^{-j\Delta}) = E_o (1 - e^{-j\Delta}) = E_o (1 - \cos \Delta + j \sin \Delta) \quad (6.9)$$

Στην πράξη, η γωνία Δ είναι μικρή, έτσι ώστε $\cos \Delta \approx 1$ και $\sin \Delta \approx \Delta$ και λαμβάνοντας υπόψη την εξίσωση (6.3), η παραπάνω εξίσωση γίνεται:

$$|E| = E_o \Delta = E_o \frac{4\pi h_1 h_2}{\lambda d} \quad (6.10)$$

όπου E_o είναι η μέγιστη τιμή του ηλεκτρικού πεδίου στον ελεύθερο χώρο. Από την εξίσωση (4.6) και σε απόσταση d από την κεραία εκπομπής και με βάση την εξίσωση (3.15α) θα έχουμε:

$$G_T = \frac{4\pi d^2 P}{W_T} = \frac{4\pi d^2}{W_T} \frac{1}{2} \frac{E_o^2}{\eta} = \frac{2\pi d^2}{W_T} \frac{E_o^2}{120\pi} \quad (6.11)$$

και συνεπώς το ηλεκτρικό πεδίο σε V/m θα είναι:

$$E_o = \frac{\sqrt{60W_T G_T}}{d} \quad (6.12)$$

Επομένως το συνολικό ηλεκτρικό πεδίο της εξίσωσης (6.10) θα είναι:

$$|E| = \frac{\sqrt{60W_T G_T}}{d} \frac{4\pi h_1 h_2}{\lambda d} \quad V/m \quad (6.13)$$

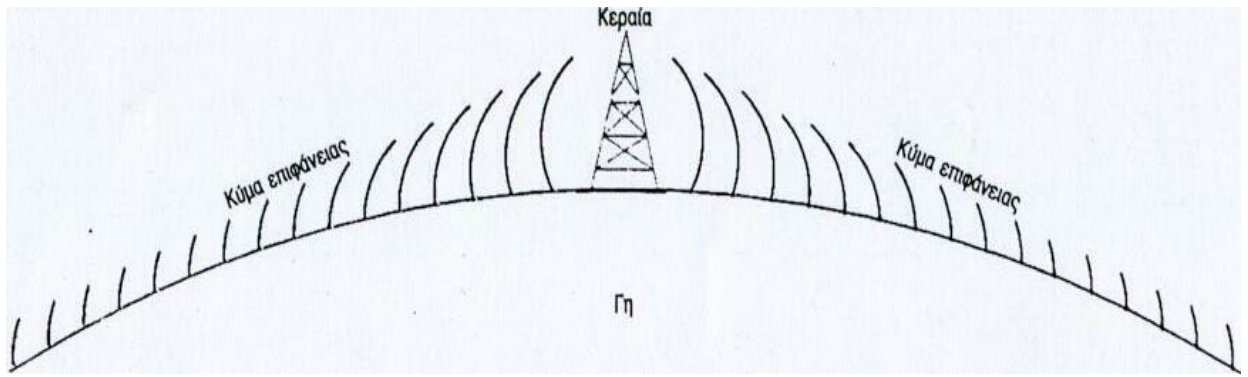
Στην παραπάνω ανάλυση το έδαφος θεωρήθηκε λείο. Στην πραγματικότητα το έδαφος είναι ανώμαλο με αποτέλεσμα το ανακλώμενο κύμα να υφίσταται σκέδαση και να μειώνεται σε εύρος ως προς το ανακλώμενο κύμα από λεία επιφάνεια. Ως μέτρο της ανωμαλίας του εδάφους, μπορούμε να θεωρήσουμε τη διαφορά φάσεως που θα προκύψει από τη διαφορά διαδρομής λόγω ανώμαλης ή λείας επιφάνειας:

$$\delta = \frac{4\pi D \sin \psi}{\lambda} \quad (6.14)$$

όπου D είναι η τυπική απόκλιση των ανωμαλιών του εδάφους ως προς το μέσο ύψος της γήινης επιφάνειας, ψ είναι η γωνία προσπτώσεως και λ το μήκος κύματος.

6.4 Κύμα επιφάνειας

Όταν τα ύψη των κεραιών είναι μικρά ως προς το μήκος κύματος, το πεδίο στην κεραία λήψεως είναι συνήθως μεγαλύτερο με κατακόρυφη πόλωση απ' ότι με οριζόντια. Αυτή είναι συνήθως η περίπτωση με τα μακρά και μεσαία κύματα αλλά όχι με τα υπερβραχέα κύματα. Το κύμα επιφανείας παριστάνεται στο σχήμα 6.6. Στην περίπτωση αυτή, ο όρος που δίνει τη συνεισφορά του κύματος επιφανείας στην εξίσωση (6.1) θα πρέπει να ληφθεί υπόψη. Αυτό συμβαίνει επειδή το έδαφος δεν είναι τέλειος ανακλαστήρας και επομένως το πεδίο πρέπει να πολλαπλασιαστεί επί ένα συμπληρωματικό συντελεστή αποσβέσεως A .



Σχήμα 6.6: Σχηματική παράσταση του κύματος επιφάνειας.

Η απόσβεση (ή εξασθένιση) του πεδίου οφείλεται στην απορρόφηση ενέργειας από το έδαφος. Ένα μέρος της ενέργειας μεταδίδεται εντός του εδάφους και προκαλεί ηλεκτρικά ρεύματα, τα οποία διαφέρουν από εκείνα που θα είχαν δημιουργηθεί στην ιδανική περίπτωση μιας τέλει επιφάνειας ανακλάσεως. Το κύμα επιφάνειας ορίζεται ως το κατακόρυφο ηλεκτρικό πεδίο για κατακόρυφη πόλωση ή το οριζόντιο ηλεκτρικό πεδίο για οριζόντια πόλωση, το οποίο συσχετίζεται με τις συνιστώσες των ρευμάτων εδάφους που δημιουργούνται λόγω της μη τέλει ανακλάσεως.

Η παράμετρος A στην εξίσωση (6.1) είναι ο συντελεστής αποσβέσεως του κύματος επιφάνειας για επίπεδη γη και κεραίες επί της γήινης επιφάνειας και εξαρτάται από την απόσταση, τη συχνότητα, τις σταθερές εδάφους και τον τύπο της πολώσεως. Επίσης λαμβάνει τιμές μικρότερες ή ίσες από τη μονάδα. Κατά προσέγγιση, δίνεται από την ακόλουθη απλή έκφραση:

$$A = \frac{-1}{1 + j \frac{2\pi d}{\lambda} (\sin \psi + z)^2} \quad (6.15)$$

όπου $z = \frac{\sqrt{\varepsilon - \cos^2 \psi}}{\varepsilon}$ για κατακόρυφη πόλωση ή $z = \sqrt{\varepsilon - \cos^2 \psi}$ για οριζόντια

πόλωση και $\varepsilon = \varepsilon_r - j60\lambda\sigma$, με ε_r τη σχετική διηλεκτρική σταθερά του εδάφους, σ την ειδική αγωγιμότητα, λ το μήκος κύματος σε m και ψ είναι η γωνία προσπτώσεως μετρούμενη από την επιφάνεια του εδάφους και η οποία είναι ίση με μηδέν για κεραίες τοποθετημένες επί της επιφάνειας του εδάφους. Συνήθως ο συντελεστής αποσβέσεως A δίνεται από καμπύλες οι οποίες είναι συναρτήσεις δύο παραμέτρων, της αριθμητικής αποστάσεως p και της φασικής σταθεράς b , που εξαρτώνται από τα χαρακτηριστικά του εδάφους. Για $\psi \cong 0$, η φασική σταθερά b και η αριθμητική

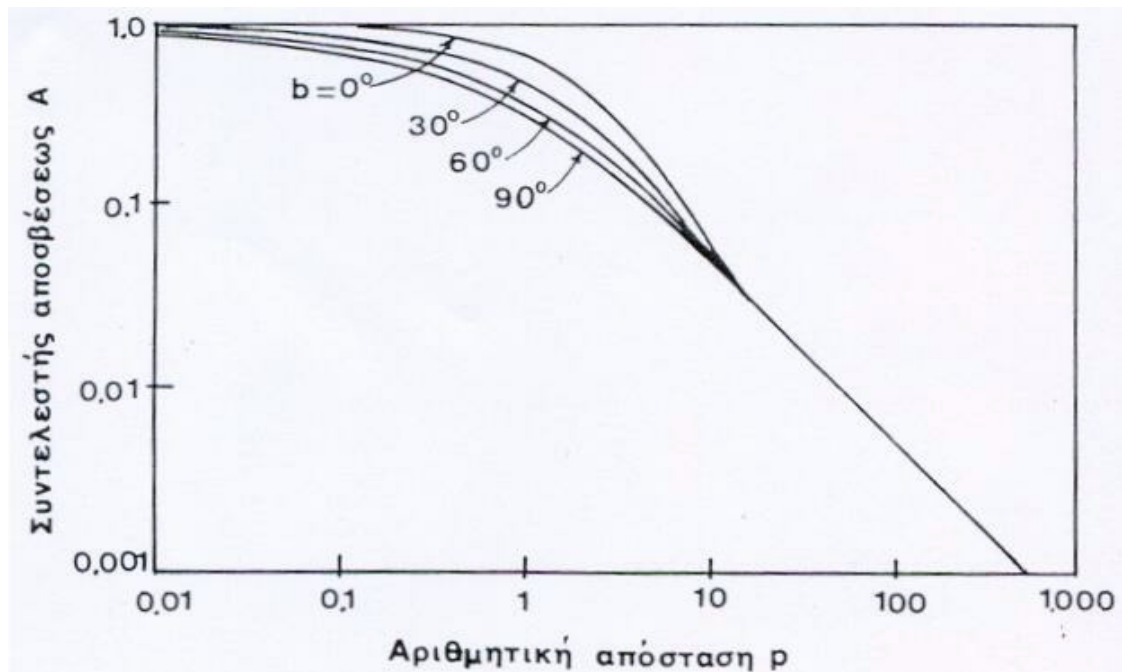
απόσταση p για κατακόρυφη πόλωση, δίνονται προσεγγιστικά από τις ακόλουθες σχέσεις:

$$b \approx \tan^{-1} \frac{\epsilon_r + 1}{\chi}, \quad p = \frac{\pi d}{\lambda \chi} \cos b \quad (6.16)$$

Οι καμπύλες που δίνουν τον συντελεστή αποσβέσεως A συναρτήσει της αριθμητικής αποστάσεως p και της φασικής σταθεράς b παριστάνονται στο σχήμα 6.7. Για πολύ μικρές τιμές της φασικής σταθεράς b ($b < 5^\circ$) ο συντελεστής αποσβέσεως A , δίνεται

$$A = A_1 \approx \frac{2 + 0,3p}{2 + p + 0,6p^2}, \quad \text{ενώ για όλες τις τιμές}$$

της φασικής σταθεράς b δίνεται από την εμπειρική σχέση $A \cong A_1 - \sin b \sqrt{p/2} e^{-(5/8)p}$.



Σχήμα 6.7: Θεωρητικές καμπύλες του συντελεστή αποσβέσεως A .

Όπως προκύπτει από το παραπάνω σχήμα για $p < 1$, ο συντελεστής αποσβέσεως είναι $A \cong 1$, ενώ για $p > 10$ είναι ανάλογος του $1/d$. Επίσης αποδεικνύεται ότι για χαμηλές συχνότητες ή για έδαφος υψηλής αγωγιμότητας η p είναι ανάλογη του $f^2 d/\sigma$, ενώ για υψηλές συχνότητες ή χαμηλές αγωγιμότητες η p είναι ανάλογη του $fd/(\epsilon_r + 1)$. Ακόμη πρέπει να σημειωθεί ότι το ίδιο έδαφος που συμπεριφέρεται σαν αγωγός σε χαμηλές συχνότητες, συμπεριφέρεται ως διηλεκτρικό με χαμηλές απώλειες σε πολύ υψηλές συχνότητες.

6.5 Σφαιρική γη - Συντελεστής αποκλίσεως

Στη μέχρι τώρα μελέτη διαδόσεως του κύματος εδάφους, θεωρήσαμε ότι η γη είναι επίπεδη. Η υπόθεση αυτή δίνει ικανοποιητικά αποτελέσματα για το ηλεκτρομαγνητικό πεδίο σε μικρές αποστάσεις που καθορίζονται από τη σχέση $d=80f^{-1/3}$, όπου f είναι σε MHz . Σε μεγαλύτερες αποστάσεις όμως, πρέπει να ληφθεί υπόψη ότι η γη είναι σφαιρική και όχι επίπεδη. Το γεγονός αυτό επηρεάζει τη διάδοση του κύματος εδάφους κατά διάφορους τρόπους και επομένως οι αναλυτικές σχέσεις που περιγράφηκαν μέχρι τώρα πρέπει να υποστούν κάποια διόρθωση.

Έτσι, αν λάβουμε υπόψη τη σφαιρικότητα της γης, το κύμα επιφάνειας δεν θα φτάνει στο σημείο λήψεως κατόπιν ευθύγραμμης διαδρομής αλλά δια περιθλάσεως περί τη γη ως και δια διαθλάσεως στα χαμηλά στρώματα της ατμόσφαιρας. Η απόσβεση του κύματος γίνεται γρήγορα αρκετά μεγάλη και προσεγγιστικά μπορεί να υπολογιστεί από τη σχέση:

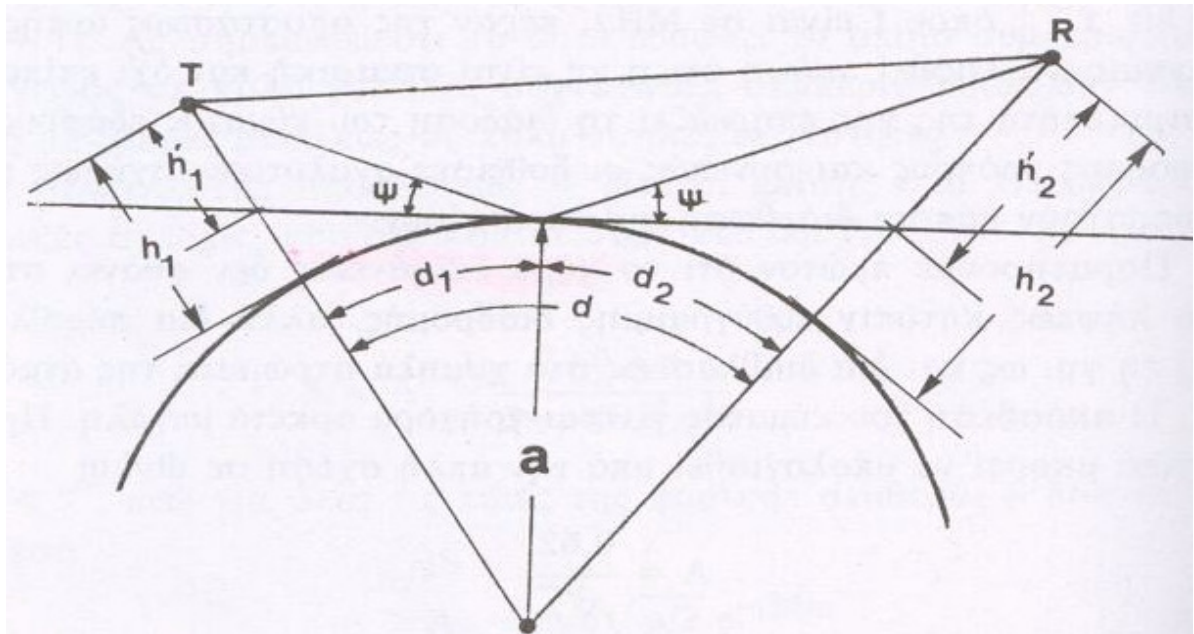
$$A = \frac{0,62}{\sqrt[3]{\lambda}} \quad (6.17)$$

όπου A είναι σε dB/km και λ σε m .

Όσον αφορά το κύμα χώρου (σχήμα 6.8) έχουμε τα εξής: το υπό του εδάφους ανακλώμενο κύμα ανακλάται τώρα από σφαιρική επιφάνεια με αποτέλεσμα η ανακλώμενη δέσμη να αποκλίνει περισσότερο από την αντίστοιχη δέσμη, η οποία θα ανακλάτο από επίπεδη επιφάνεια. Αυτό, έχει ως αποτέλεσμα το ανακλώμενο κύμα να φτάνει στο δέκτη εξασθενημένο ως προς την περίπτωση ανακλάσεως από επίπεδη γη. Η εξασθένιση αυτή μετριέται από τον **συντελεστή αποκλίσεως D** , ο οποίος είναι μικρότερος της μονάδας και δίνεται από τη σχέση:

$$D = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{2d_1 d_2}{a(h_1 + h_2)}}} \quad (6.18)$$

όπου $a=6370 km$ είναι η ακτίνα της γης.



Σχήμα 6.8: Ανάκλαση από σφαιρική επιφάνεια.

Επιπλέον τα ύψη h_1' και h_2' των κεραιών εκτομής και λήψεως υπεράνω του επιπέδου του εφαπτόμενου της γης στο σημείο ανακλάσεως, είναι μικρότερα των υψών των κεραιών h_1 και h_2 από την επιφάνεια της γης και προκύπτουν οι ακόλουθες σχέσεις για τα διορθωμένα ύψη:

$$h_1' = h_1 - \Delta h_1 = h_1 - \frac{d_1^2}{2a} \quad (6.19)$$

$$h_2' = h_2 - \Delta h_2 = h_2 - \frac{d_2^2}{2a}$$

Αν στις παραπάνω εξισώσεις αντικαταστήσουμε την ακτίνα της γης $a=6370 \text{ km}$ και τα ύψη εκφρασθούν σε m , ενώ οι αποστάσεις από το σημείο ανακλάσεως d_1 και d_2 σε km , τότε προκύπτουν οι παρακάτω σχέσεις:

$$h_1' = h_1 - \frac{d_1^2}{12,7} \quad (6.20)$$

$$h_2' = h_2 - \frac{d_2^2}{12,7}$$

Από τα παραπάνω προκύπτει ότι είναι δυνατόν να χρησιμοποιηθούν για σφαιρική γη οι σχέσεις που ισχύουν για επίπεδη γη, αν τα πραγματικά ύψη των κεραιών h_1 και h_2 αντικατασταθούν από τα διορθωμένα ύψη h_1' και h_2' που δίνονται

από τις εξισώσεις (6.19) και (6.20) και ο συντελεστής ανακλάσεως R της εξίσωσης (6.1) αντικατασταθεί από το γινόμενο RD , όπου ο συντελεστής αποκλίσεως D δίνεται από την (6.18), στην οποία στη θέση των υψών h_1 και h_2 θα τεθούν τα ύψη h_1' και h_2' αντίστοιχα:

$$D = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{2d_1 d_2}{a(h_1' + h_2')}}} \quad (6.21)$$

6.6 Συνθήκη οπτικής επαφής

Ας υποθέσουμε αρχικά ότι η επιφάνεια της γης είναι τέλεια σφαιρική και λεία και ότι η ατμόσφαιρα είναι ομοιογενής με δείκτη διαθλάσεως ίσο με εκείνον το κενού. Για να βρίσκονται δύο απομακρυσμένα σημεία σε οπτική επαφή, θα πρέπει να είναι ανυψωμένα υπεράνω του εδάφους (σχήμα 6.9), όπου δείχνεται η οριακή συνθήκη οπτικής επαφής. Τα ελάχιστα ύψη των κεραιών υπεράνω του εδάφους, ώστε να εξασφαλιστεί η οπτική επαφή, δίνονται από τις σχέσεις:

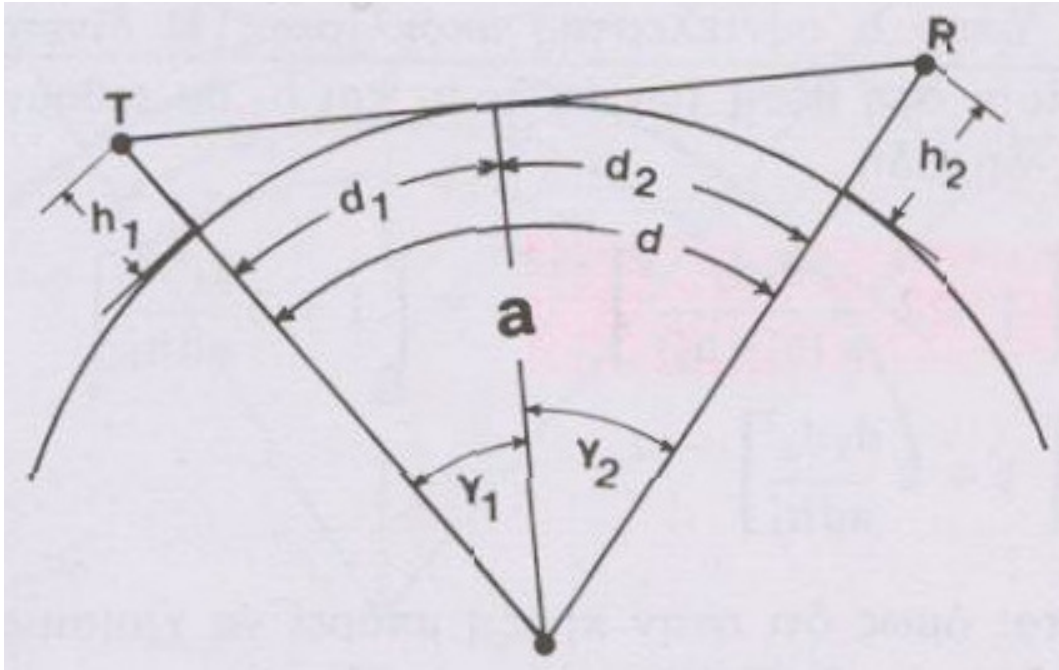
$$\cos \gamma_1 = \frac{\alpha}{\alpha + h_1}, \quad \cos \gamma_2 = \frac{\alpha}{\alpha + h_2} \quad (6.22)$$

και οι αποστάσεις d_1 και d_2 από τις σχέσεις:

$$d_1 = \sqrt{2ah_1}, \quad d_2 = \sqrt{2ah_2} \quad (6.23)$$

Επομένως, για κεραιές τοποθετημένες σε ύψη h_1 και h_2 , η **μέγιστη απόσταση ζεύξεως οπτικής επαφής** είναι:

$$d = d_1 + d_2 = \sqrt{2a}(\sqrt{h_1} + \sqrt{h_2}) \quad (6.24)$$

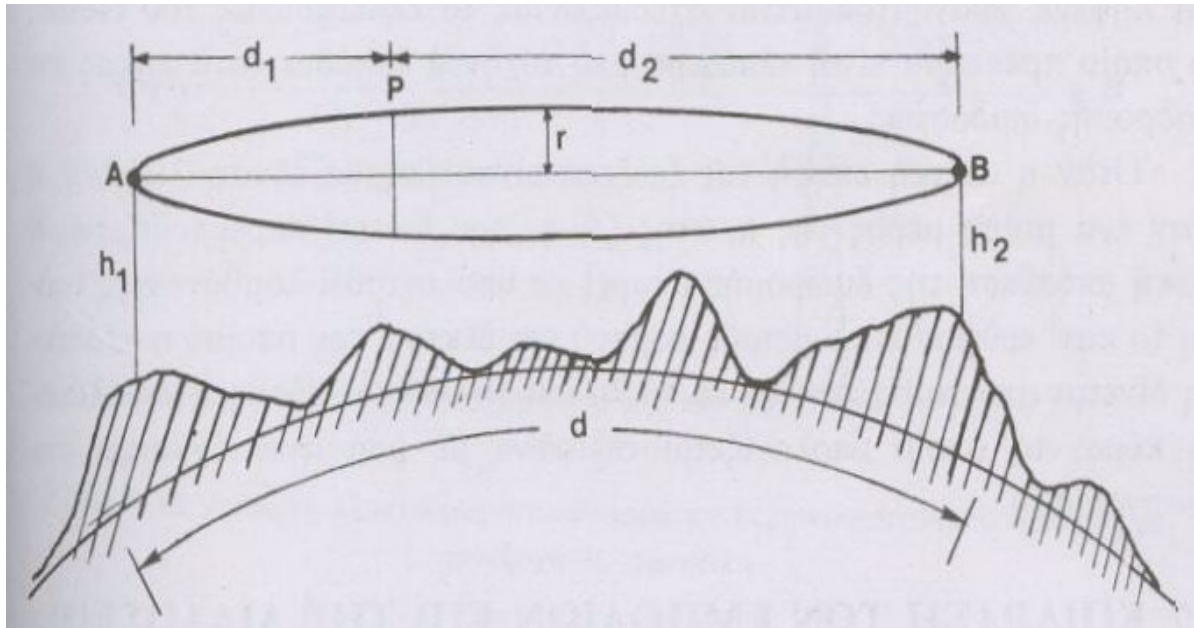


Σχήμα 6.9: Οριακή συνθήκη οπτικής επαφής.

Αντικαθιστώντας την αριθμητική τιμή της ακτίνας της γης a στην παραπάνω εξίσωση, προκύπτει η ακόλουθη σχέση για την απόσταση d σε km και τα ύψη των κεραιών h_1 και h_2 σε m :

$$d = 3,57(\sqrt{h_1} + \sqrt{h_2}) \quad (6.25)$$

Από το σχήμα 6.9 προκύπτει ότι υπό συνθήκες οριακής οπτικής επαφής, ένα μέρος της ακτινοβολούμενης ενέργειας από την κεραία εκπομπής εμποδίζεται από την επιφάνεια της γης. Η οπτική επαφή είναι εξασφαλισμένη μόνον όταν το μέγιστο μέρος της μεταδιδόμενης ενέργειας φτάνει στην κεραία λήψεως. Δεχόμεστε ότι αυτό συμβαίνει, όταν είναι ελεύθερο από εμπόδια ένα στερεό ελλειψοειδές εκ περιστροφής, το οποίο ονομάζεται **ελλειψοειδές του Fresnel** (σχήμα 6.10) και το οποίο ορίζεται ως ο τόπος των σημείων P , για τα οποία ισχύει $PA+PB = d_1+d_2+\lambda/2$.



Σχήμα 6.10: Ελλειψοειδές του Fresnel που εξασφαλίζει την οπτική επαφή.

Η τομή του ελλειψοειδούς του Fresnel με το επίπεδο που είναι κάθετο στην ευθεία AB , ονομάζεται **πρώτη ζώνη του Fresnel** και η ακτίνα του r δίνεται από τη σχέση:

$$r = \sqrt{\frac{d_1 d_2 \lambda}{d_1 + d_2}} \quad (6.26)$$

η οποία μετατρέπεται στην:

$$r = 17,3 \sqrt{\frac{d_1 d_2}{df}} \quad (6.27)$$

όπου οι αποστάσεις d_1 , d_2 και d είναι σε km , η συχνότητα f σε GHz και η ακτίνα r σε m . Η r λαμβάνει τη μέγιστη τιμή της στο κέντρο του ελλειψοειδούς όπου $d_1 = d_2 = d/2$:

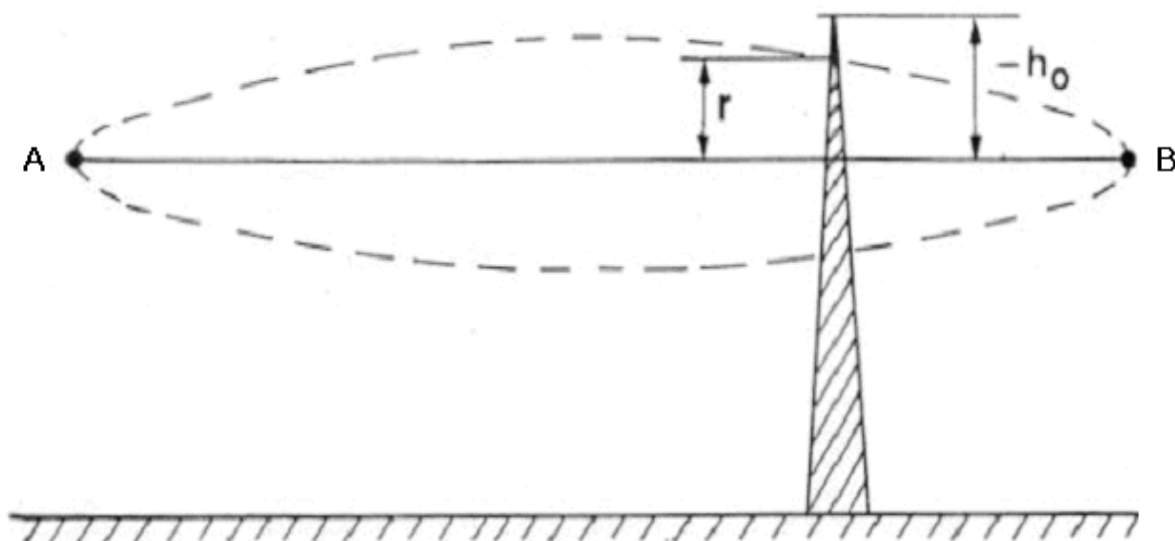
$$r = \frac{\sqrt{d\lambda}}{2} \quad (6.28)$$

Η θεώρηση του ελλειψοειδούς του Fresnel έχει ως αποτέλεσμα τη μείωση της αποστάσεως οπτικής ζεύξεως d που δίνεται από τις (6.24) και (6.25). Η απόσταση d μπορεί να μειωθεί ακόμη περισσότερο, αν υπάρχουν προεξοχές του εδάφους όπως υψώματα, λόφοι, δάση, κτίρια κλπ. Η επαλήθευση της οπτικής επαφής πραγματοποιείται σχεδιάζοντας το ελλειψοειδές του Fresnel το οποίο πρέπει να είναι ελεύθερο από εμπόδια.

Όταν η οπτική επαφή είναι πλήρως εξασφαλισμένη ή όταν ένα μικρό μέρος της πρώτης ζώνης του Fresnel παρεμποδίζεται, η **ολική απόσβεση** μπορεί να υπολογισθεί λαμβάνοντας υπόψη το κατ' ευθείαν κύμα μεταξύ πομπού και δέκτη, του οποίου η απόσβεση δίνεται από την (5.7), και το υπό του εδάφους ανακλώμενο κύμα, το οποίο υπολογίζεται με τα όσα αναπτύχθηκαν στις προηγούμενες παραγράφους.

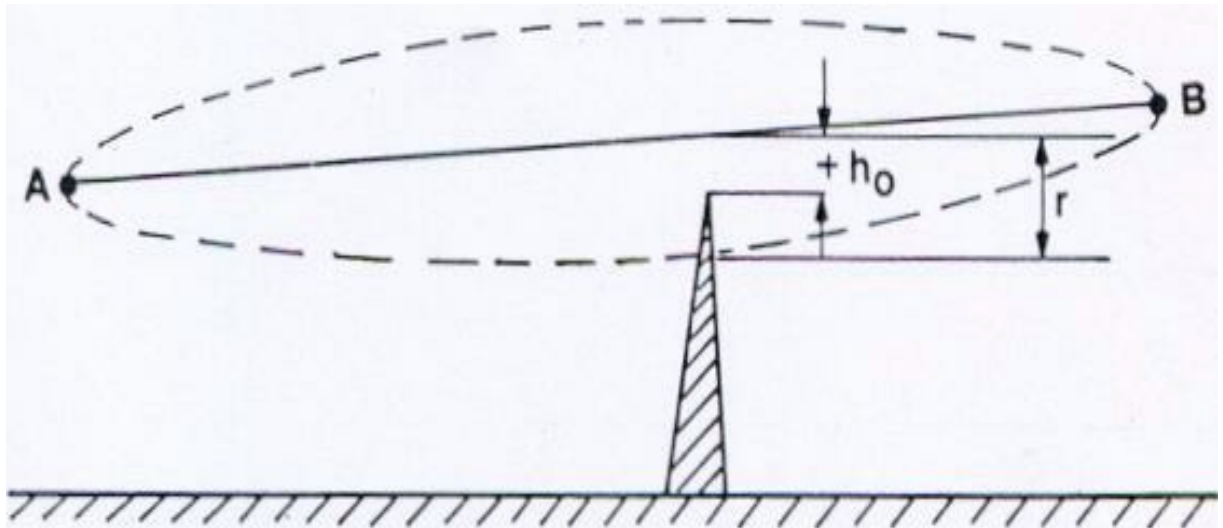
6.7 Επίδραση εμποδίων στη διάδοση - Ζεύξη δια περιθλάσεως

Στην παράγραφο αυτή θα εξετάσουμε τον προσδιορισμό του πεδίου στον δέκτη, όταν υπάρχει εμπόδιο στη διαδρομή του κύματος. Όταν ένα ηλεκτρομαγνητικό κύμα προσπίπτει επί ενός αιχμηρού εμποδίου (σχήματα 6.11 και 6.12), το πεδίο πέραν του εμποδίου είναι ασθενέστερο του πεδίου που θα είχαμε απ' ότι για διάδοση στον ελεύθερο χώρο αλλά δεν είναι μηδέν. Αυτό συμβαίνει, επειδή σύμφωνα με την αρχή του Huyghens, η περιοχή του χώρου υπεράνω του εμποδίου δρα σαν μια δευτερεύουσα πηγή διαχύσεως της ακτινοβολίας η οποία ακτινοβολεί ενέργεια σε σημεία που βρίσκονται υπό σκιάν ως προς τις κατ' ευθείαν ακτίνες.



Σχήμα 6.11: Διάδοση ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων παρουσία αιχμηρού εμποδίου με

προεξοχή h_o αρνητική.



Σχήμα 6.12: Διάδοση ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων παρουσία αιχμηρού εμποδίου με προεξοχή h_o θετική.

Με βάση την αρχή του Huyghens, το ηλεκτρικό πεδίο E στο σημείο B , το οποίο παράγεται δια περιθλάσεως από την πηγή που βρίσκεται στο σημείο A , δίνεται από τον λόγο του πεδίου E_o το οποίο θα υπήρχε στο σημείο B υπό συνθήκες διαδόσεως ελευθέρου χώρου, δια ενός **συντελεστή αποσβέσεως** ο οποίος είναι συνάρτηση του λόγου h_o/r όπου h_o είναι η προεξοχή του αιχμηρού εμποδίου ως προς την ευθεία AB (κατευθείαν ακτίνα) και r είναι η ακτίνα της πρώτης ζώνης Fresnel στην περιοχή του εμποδίου.

Από τα σχήματα 6.11 και 6.12, παρατηρούμε δύο περιπτώσεις διαδόσεως παρουσία αιχμηρού εμποδίου. Στο σχήμα 6.11 το εμπόδιο τέμνει την κατευθείαν ακτίνα AB , οπότε η προεξοχή λαμβάνεται αρνητική, ενώ στο σχήμα 6.12 το εμπόδιο δεν τέμνει την κατευθείαν ακτίνα αλλά εισχωρεί στο ελλειψοειδές του Fresnel και η προεξοχή λαμβάνεται θετική. Στη δεύτερη περίπτωση η παρουσία του εμποδίου μπορεί να οδηγήσει ακόμη και σε ενίσχυση του πεδίου, που ονομάζεται **κέρδος πεδίου από εμπόδιο** της τάξεως περίπου $1,18$ ή $1,4$ dB . Αντίθετα στην πρώτη περίπτωση, το πεδίο

είναι πάντοτε εξασθενημένο. Για $h_o=0$, ο συντελεστής αποσβέσεως είναι ίσος με 2, αφού το εμπόδιο παρακωλύει ακριβώς τον μισό χώρο.

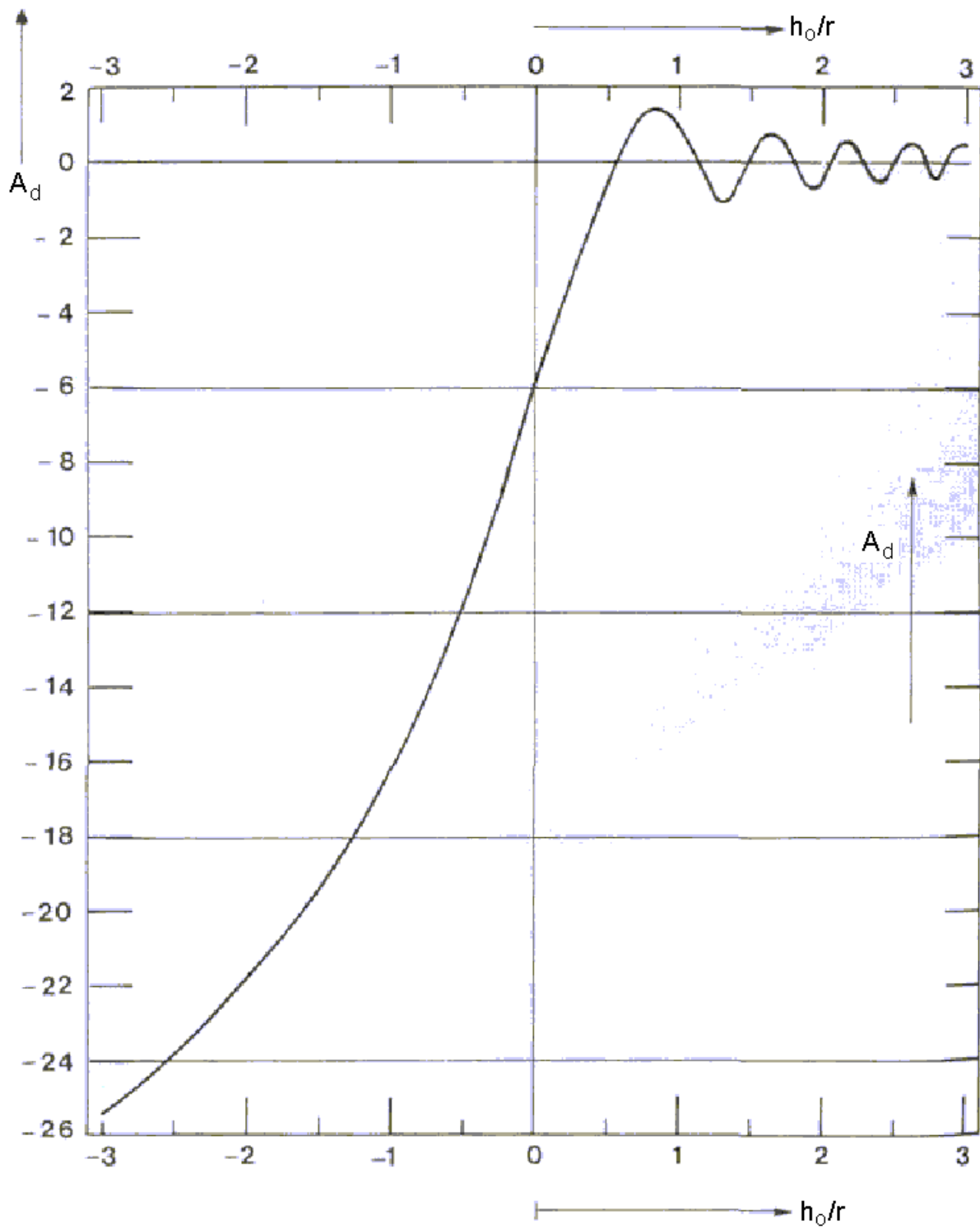
Η απόσβεση A_d σε dB του πεδίου, που οφείλεται στην παρουσία αιχμηρού εμποδίου, δίνεται στο σχήμα 6.13 και ονομάζεται **συμπληρωματική ως προς τον ελεύθερο χώρο εξασθένιση λόγω περιθλάσεως**. Όπως προκύπτει από το σχήμα 6.13 η εξασθένιση αυτή αυξάνει αυξανομένου του λόγου h_o/r . Δεδομένου ότι η ακτίνα του ελλειψοειδούς του Fresnel μειώνεται με την αύξηση της συχνότητας [εξίσ. (6.27)], η απόσβεση A_d αυξάνει αυξανομένης της συχνότητας. Αυτό σημαίνει ότι παρουσία εμποδίου μεταδίδονται δια περιθλάσεως κύματα μεγαλύτερου μήκους κύματος λ .

Το πρόβλημα που εξετάσαμε είναι ανάλογο εκείνου που συναντάμε στην πράξη, όταν το εμπόδιο είναι ένας λόφος ή ένα κτίριο, για τα οποία δεχόμαστε ότι το βάθος τους είναι αμελητέο ως προς την απόσταση της ζεύξεως. Δηλαδή, σαν αιχμηρό εμπόδιο (knife-edge) λαμβάνεται ένα οξύ αντικείμενο, μικρού βάθους, το οποίο είναι αδιαφανές στα ηλεκτρομαγνητικά κύματα. Συνεπώς μια λεία σφαιρική γη δεν μπορεί να θεωρηθεί αιχμηρό εμπόδιο (σχήμα 6.14). Στην περίπτωση αυτή η απόσβεση λόγω περιθλάσεως είναι μεγαλύτερη από την απόσβεση του πεδίου στην περίπτωση αιχμηρού εμποδίου και είναι συνάρτηση της αποστάσεως εκτός ορατότητας d_o , η οποία καθορίζεται από τα εφαπτομενικά σημεία των εφαπτομένων στην επιφάνεια τη γης από τις κεραίες εκπομπής και λήψεως (σχήμα 6.14).

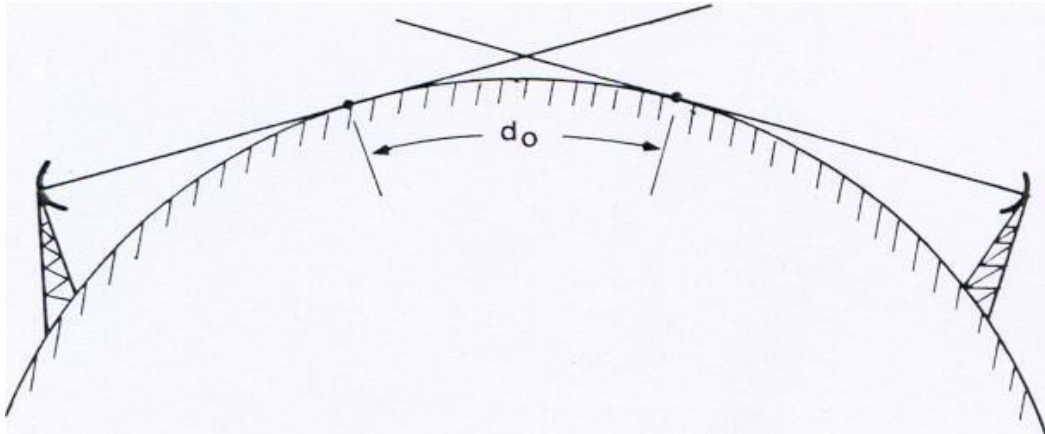
Η συμπληρωματική απόσβεση λόγω περιθλάσεως A_d ως προς την απόσβεση στον ελεύθερο χώρο, δίνεται σε dB από την προσεγγιστική σχέση:

$$A_d = 17 + \frac{260d_o}{a^{\frac{2}{3}} \lambda^{\frac{1}{3}}} = 17 + \frac{0,756d_o}{\lambda^{\frac{1}{3}}} \quad (6.29)$$

όπου d_o είναι σε km , $a=6370 km$ και λ σε m . Από την παραπάνω εξίσωση συνάγεται ότι η συμπληρωματική απόσβεση λόγω λείας, σφαιρικής γης, αυξάνει αυξανομένης της συχνότητας. Αυτό οδηγεί στο να χρησιμοποιούνται, σε ζεύξεις δια περιθλάσεως, όπως π.χ. ζεύξης μεγάλης αποστάσεως υπεράνω θαλάσσης στις οποίες δεν είναι δυνατή η τοποθέτηση ενδιάμεσων σταθμών, οι μικρότερες συχνότητες της περιοχής των υπερβραχέων κυμάτων, δηλαδή από 40 μέχρι 100 MHz περίπου.



Σχήμα 6.13: Συμπληρωματική απόσβεση σε dB ως προς τη διάδοση στον ελεύθερο χώρο.

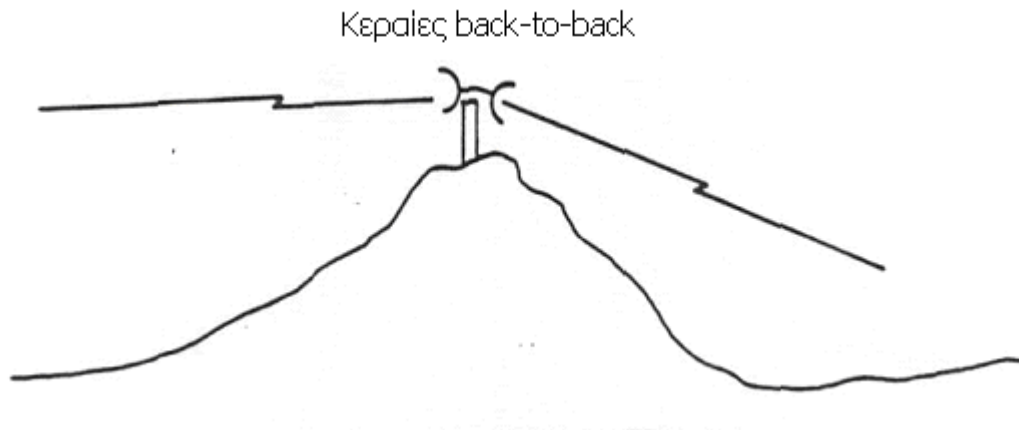


Σχήμα 6.14: Διάδοση παρουσία εμποδίου που συνίσταται από μέρος της λείας, σφαιρικής επιφάνειας της γης.

6.8 Αποφυγή εμποδίων – Χρήση συστημάτων *back-to-back* και παθητικού κατόπτρου

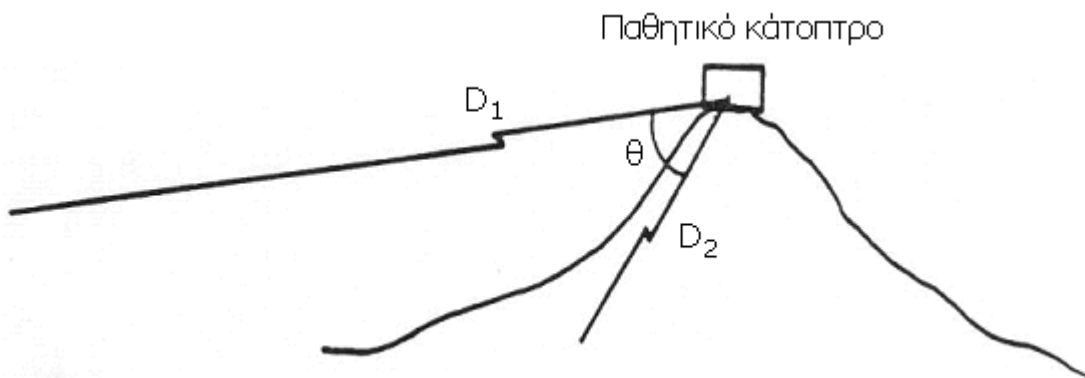
Σε πολλές περιπτώσεις ραδιοζεύξεων είναι αναγκαίο να διατηρείται η οπτική επαφή ακόμη και όταν υπάρχουν εμπόδια στη διάδοση. Για το σκοπό αυτό χρησιμοποιούνται στην πράξη δύο τεχνικές για την αποφυγή του εμποδίου και τη διατήρηση της οπτικής επαφής.

Στην πρώτη περίπτωση, τοποθετούνται στην κορυφή του εμποδίου δύο κεραίες από τις οποίες η μία «βλέπει» την κεραία του πομπού και η άλλη την κεραία του δέκτη (σύστημα *back-to-back*, σχήμα 6.15). Στην περίπτωση αυτή, η συμπληρωματική απόσβεση ως προς τον ελεύθερο χώρο, είναι συνάρτηση του μήκους του κυματοδηγού που συνδέει τις δύο κεραίες *back-to-back*. Μια ενδεικτική τιμή αυτής της απόσβεσης για τις περισσότερες πρακτικές περιπτώσεις είναι το 1 dB . Πρέπει να σημειωθεί ότι το σύστημα *back-to-back* χρησιμοποιείται, όταν η γωνία μεταξύ πομπού και δέκτη που σχηματίζεται λόγω του εμποδίου είναι μεγαλύτερη από 120° .



Σχήμα 6.15: Χρήση συστήματος κεραιών back to back.

Στη δεύτερη περίπτωση, τοποθετείται στην κορυφή του εμποδίου ένα παθητικό κάτοπτρο το οποίο είναι μία επίπεδη μεταλλική επιφάνεια που αντανακλά πλήρως την ηλεκτρομαγνητική δέσμη προς την κατεύθυνση της κεραιάς του δέκτη (σχήμα 6.16).



Σχήμα 6.16 Χρήση συστήματος παθητικού κατόπτρου (passive reflector).

Η συμπληρωματική απόσβεση λόγω εξασθένησης του παθητικού κατόπτρου δίνεται από την εξίσωση:

$$A_{PR} = 20 \log \frac{300 \frac{D_1 D_2}{f (D_1 + D_2)}}{aS \cos \frac{\theta}{2}} \quad (6.30)$$

όπου A_{PR} η εξασθένηση λόγω παθητικού κατόπτρου σε dB , D_1 , D_2 οι αποστάσεις σε km του παθητικού κατόπτρου από την κεραιά του πομπού και του δέκτη αντίστοιχα, f η συχνότητα λειτουργίας σε GHz , $a=0,8$ και S η επιφάνεια του παθητικού κατόπτρου σε m^2 . Η γωνία θ παριστάνεται στο σχήμα 6.16. Πρέπει να σημειωθεί ότι το σύστημα του παθητικού κατόπτρου χρησιμοποιείται, όταν η γωνία θ μεταξύ πομπού και δέκτη

που σχηματίζεται λόγω του εμποδίου είναι μικρότερη από 120° . Επίσης το κόστος κατασκευής του συστήματος παθητικού κατόπτρου είναι πολύ μεγαλύτερο από αυτό των κεραιών back-to-back.

6.9 Τροποσφαιρική διάδοση

Η **τροπόσφαιρα** είναι η κατώτερη περιοχή της ατμόσφαιρας, η οποία εκτείνεται σε ύψος μέχρι 10 km περίπου. Η παράμετρος της τροπόσφαιρας που παίζει σημαντικό ρόλο στη διάδοση των ραδιοκυμάτων, είναι η μεταβολή συναρτήσει του ύψους της σχετικής υγρασίας, η οποία έχει διηλεκτρική σταθερά μεγαλύτερη από τη διηλεκτρική σταθερά του κενού. Συνεπώς, θα μεταβάλλεται με το ύψος ο δείκτης διαθλάσεως της τροπόσφαιρας και επομένως η φασική ταχύτητα του κύματος. Το αποτέλεσμα, είναι η λήψη του ραδιοηλεκτρικού σήματος δια διαφόρων μηχανισμών ακόμη και πέραν του γεωμετρικού ορίζοντα. Οι μηχανισμοί που μπορεί να ασκήσει η τροπόσφαιρα στα ηλεκτρομαγνητικά κύματα είναι **διάθλαση**, **ανάκλαση** και **σκέδαση**. Ανάκλαση, ολική ή μερική, λαμβάνει χώρα όταν η τροπόσφαιρα παρουσιάζει στρωμάτωση. Εξάλλου, τοπικές αυξομειώσεις της θερμοκρασίας και της υγρασίας, δημιουργούν ζώνες σκεδάσεως της ηλεκτρομαγνητικής ενέργειας. Το φαινόμενο αυτό επιτρέπει μόνιμη ζεύξη πέραν του γεωμετρικού ορίζοντα σε απόσταση $500\text{-}600\text{ km}$ από τον πομπό.

Η μείωση του δείκτη διαθλάσεως με το ύψος έχει σαν αποτέλεσμα την καμπύλωση των ηλεκτρομαγνητικών ακτίνων προς τα κάτω με ακτίνα καμπυλότητας γενικά μεγαλύτερη από την ακτίνα της γης. Το γεγονός αυτό συνεπάγεται την υλοποίηση ζεύξεων λόγω περιθλάσεως πέραν του οπτικού ορίζοντα, της τάξεως του $20\text{-}30\%$ χωρίς απώλειες. Υπό ορισμένες συνθήκες όμως είναι δυνατόν ο δείκτης διαθλάσεως να παρουσιάζει αύξηση με το ύψος και συνεπώς παρουσιάζεται καμπύλωση των ακτίνων προς τα άνω με αποτέλεσμα την εξασθένιση του σήματος λήψεως.

6.10 Δείκτης διαθλάσεως της τροπόσφαιρας

Όπως αναφέρθηκε και στην προηγούμενη παράγραφο, η τροπόσφαιρα επιδρά στη διάδοση των ηλεκτρομαγνητικών μέσω του δείκτη διαθλάσεως, ο οποίος ορίζεται ως εξής:

$$n = \sqrt{\frac{\varepsilon_{\text{αέρα}}}{\varepsilon_0}} = \sqrt{\varepsilon_r} \quad (6.31)$$

όπου $\varepsilon_{\text{αέρα}}$ είναι η διηλεκτρική σταθερά του αέρα, ε_0 η διηλεκτρική σταθερά του κενού και ε_r η σχετική διηλεκτρική σταθερά της τροπόσφαιρας. Η ε_r της τροπόσφαιρας είναι μεγαλύτερη της μονάδας κοντά στην επιφάνεια της γης και μειώνεται με το ύψος, συνεπώς και ο δείκτης διαθλάσεως n ακολουθεί την ίδια μεταβολή, λαμβάνοντας κοντά στην επιφάνεια της γης την τιμή $1,00033$. Επειδή οι μεταβολές της τιμής του n είναι μικρές, χρησιμοποιείται συνήθως η **διαθλαστικότητα** $N=(n-1)10^6$ που δίνεται από τη σχέση:

$$N = (n-1)10^6 = \frac{77,6}{T}(p + 4810\frac{e}{T}) = 77,6\frac{p}{T} + 3,73 \cdot 10^5 \frac{e}{T^2} \quad (6.32)$$

ή ακόμη από τη σχέση:

$$N = (n-1)10^6 = 77,6\frac{p}{T} - 5,6\frac{e}{T} + 3,73 \cdot 10^5 \frac{e}{T^2} \quad (6.33)$$

όπου p είναι η πίεση σε *millibars*, e η μερική πίεση του υδρατμού σε *millibars* και T η απόλυτη θερμοκρασία σε βαθμούς *Kelvin*. Αν s είναι η ειδική υγρασία, οριζόμενη σε γραμμάρια υδρατμού ανά *kg* μάζας αέρα, τότε ισχύει η σχέση:

$$e = \frac{sp}{623 - 0,377s} \approx 0,00161sp \quad (6.34)$$

Η βαθμιαία μείωση του δείκτη διαθλάσεως με το ύψος για τη λεγόμενη **πρότυπη ατμόσφαιρα** (standard atmosphere), στην οποία η κατανομή της θερμοκρασίας και της υγρασίας με το ύψος είναι ομοιόμορφη, εκφράζεται από την εξής σχέση:

$$\frac{dn}{dh} = -39 \cdot 10^{-6} \quad (km^{-1}) \quad (6.35)$$

Οι μέσες τιμές των παραμέτρων που ορίζουν την πρότυπη ατμόσφαιρα είναι:

$$P=1013 \text{ mb}$$

$$dp/dh=-0,121 \text{ mb/m}$$

$$T=288^{\circ}K \ (t=15^{\circ}C)$$

$$dT/dh=-0,0065^{\circ}K/m$$

$$e=10 \text{ mb}$$

$$de/dh=-0,0033 \text{ mb/m}$$

Θα πρέπει να σημειωθεί ότι η γραμμική σχέση που αντιστοιχεί στην πρότυπη ατμόσφαιρα δεν μπορεί να ληφθεί, ούτε προσεγγιστικά, ότι είναι εφαρμόσιμη σε όλο το ύψος της τροπόσφαιρας. Έτσι ορίζεται η **βασική ατμόσφαιρα αναφοράς** ως εξής:

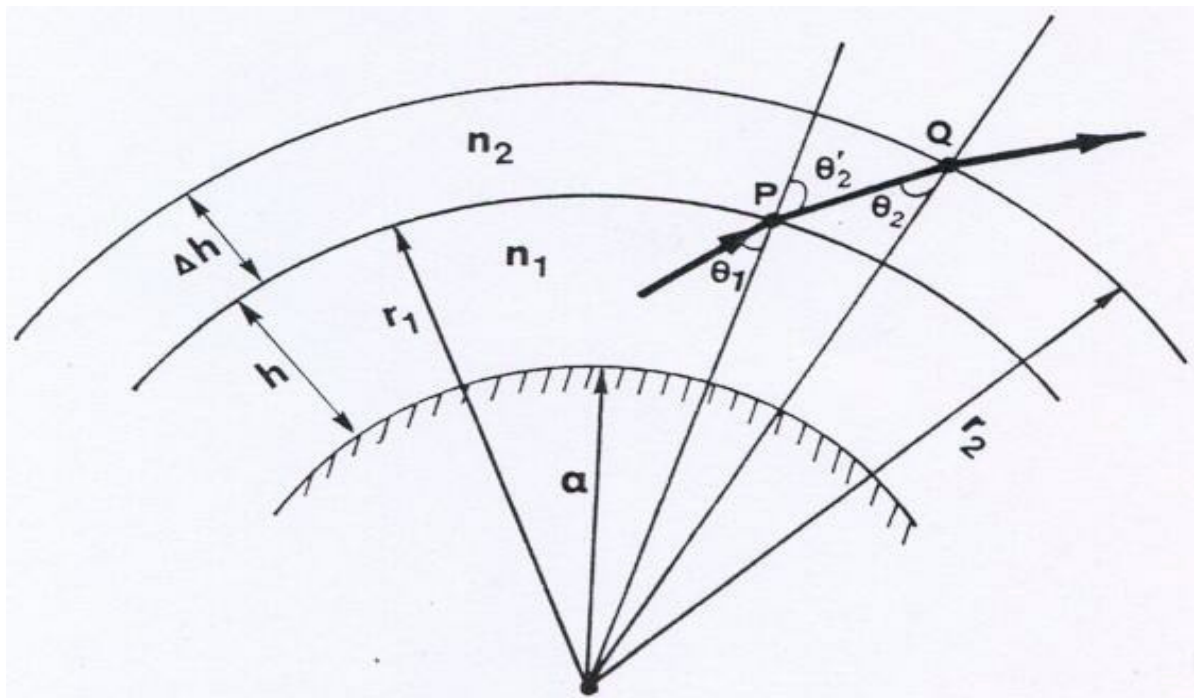
$$n(h) = 1 + 289 \cdot 10^{-6} e^{-0,136h} \quad (6.36)$$

όπου h είναι το ύψος σε km υπεράνω της στάθμης της θάλασσας. Στα πρώτα km η ατμόσφαιρα αναφοράς είναι σχεδόν ακριβώς ισοδύναμη με την πρότυπη ατμόσφαιρα.

6.11 Τροποσφαιρική διάθλαση

Ας θεωρήσουμε μία ατμόσφαιρα όπου ο δείκτης διαθλάσεως n μεταβάλλεται με το ύψος h . Οι ηλεκτρομαγνητικές ακτίνες, οι οποίες σε μια ομοιογενή ατμόσφαιρα θα ήταν ευθύγραμμες, υφίστανται τώρα καμπύλωση. Αν υποθέσουμε ότι η ατμόσφαιρα αποτελείται από στρώματα ομοκεντρικά ακτίνας r_1, r_2, r_3 , με δείκτη διαθλάσεως n_1, n_2, n_3 , αντίστοιχα (σχήμα 6.17), τότε σύμφωνα με το νόμο του Snell θα ισχύει:

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2' \quad (6.37)$$



Σχήμα 6.17: Διάθλαση κυμάτων σε ανομοιογενές μέσο.

Από το τρίγωνο OPQ και σύμφωνα με το θεώρημα του ημιτόνου, θα έχουμε:

$$\frac{\sin \theta_2}{r_1} = \frac{\sin \theta_2'}{r_2} \quad (6.38)$$

Από τις εξισώσεις (6.37) και (6.38) προκύπτει ότι:

$$r_1 n_1 \sin \theta_1 = r_2 n_2 \sin \theta_2 \quad (6.39)$$

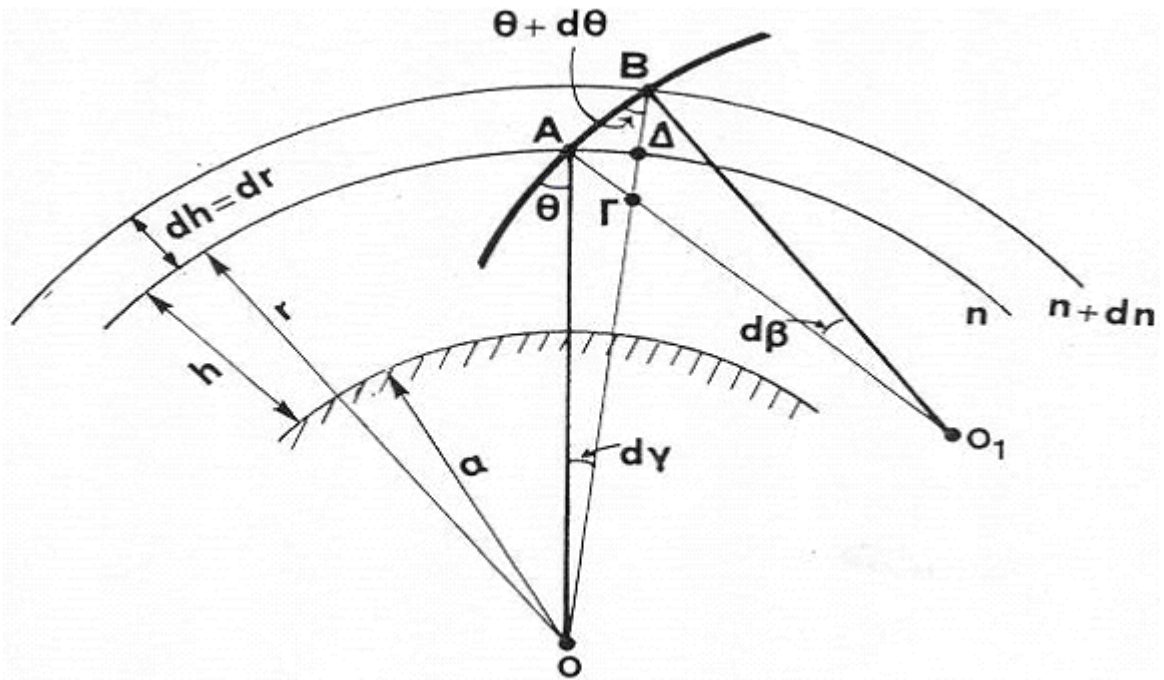
και γενικότερα μπορούμε να γράψουμε:

$$nr \sin \theta = \text{σταθερά} \quad (6.40)$$

Η εξίσωση (6.40) εκφράζει το νόμο του Bouguet ή νόμο της διαθλάσεως μέσω σφαιρικών στρωμάτων.

Από το σχήμα 6.18 και βάσει του νόμου του Bouguet, αποδεικνύεται ότι η ακτίνα καμπυλότητας της τροχιάς του ηλεκτρομαγνητικού κύματος δίνεται από τη σχέση:

$$\rho = -\frac{1}{\frac{dn}{dh}} \frac{n}{\sin \theta} \quad (6.41)$$



Σχήμα 6.18: Γεωμετρική παράσταση για τον προσδιορισμό της καμπυλότητας της τροχιάς ηλεκτρομαγνητικού κύματος.

Αν θεωρήσουμε σχεδόν οριζόντια διάδοση τότε $\sin\theta \cong 1$ και δεχόμενοι ότι $n \cong 1$, η παραπάνω εξίσωση μετατρέπεται στην ακόλουθη:

$$\frac{1}{\rho} = -\frac{dn}{dh} \quad (6.42)$$

Προκύπτει, λοιπόν, ότι η ακτίνα καμπυλότητας της τροχιάς των ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων είναι αντιστρόφως ανάλογη της μεταβολής του δείκτη διαθλάσεως με το ύψος. Για την πρότυπη ατμόσφαιρα, από τις εξισώσεις (6.35) και (6.42) προκύπτει $\rho \cong 25,6 \cdot 10^3 \text{ km} = 4a$, όπου $a = 6370 \text{ km}$ είναι η ακτίνα της γης.

Μία ευθύγραμμη ηλεκτρομαγνητική ακτίνα παρουσιάζει καμπυλότητα ίση με $-1/a$ ως προς την επιφάνεια της γης. Αν μετασχηματίσουμε τη γραμμή που παριστάνει τη σφαιρική επιφάνεια της γης σε μια ευθεία γραμμή, τότε οι τροχιές των ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων μετασχηματίζονται σε τόξα κύκλου καμπυλότητας $-1/a$. Εάν οι τροχιές παρουσιάζουν ήδη καμπυλότητα $1/\rho = -dn/dh$, τότε μετασχηματίζονται σε τόξα κύκλου καμπυλότητας:

$$\frac{1}{\rho_{i\sigma}} = \frac{1}{\rho} - \frac{1}{a} \quad (6.43)$$

Εάν, αντίθετα, είναι επιθυμητό να έχουμε τροχιές ευθύγραμμες αντί καμπυλόγραμμες, τότε θα χρησιμοποιηθεί προφανώς μια ισοδύναμη ακτίνα της γης $a_{i\sigma} = Ka$, η οποία θα λαμβάνει υπόψη την καμπυλότητα του κύματος. Δηλαδή κατ' αναλογία με την εξίσωση (6.43), θα ισχύει η σχέση:

$$\frac{1}{a_{i\sigma}} = \frac{1}{a} - \frac{1}{\rho} \quad (6.44)$$

που σημαίνει ότι η καμπυλότητα της γης μειώνεται της καμπυλότητας $1/\rho$ των ηλεκτρομαγνητικών ακτίνων. Θεωρούμε δηλαδή ότι η διάδοση γίνεται σε ατμόσφαιρα ομοιογενή και ισοτροπική, όπου ο δείκτης διαθλάσεως είναι σταθερός και η γη έχει ακτίνα Ka . Για την πρότυπη ατμόσφαιρα, από τις εξισώσεις (6.44), (6.42) και (6.35) προκύπτει:

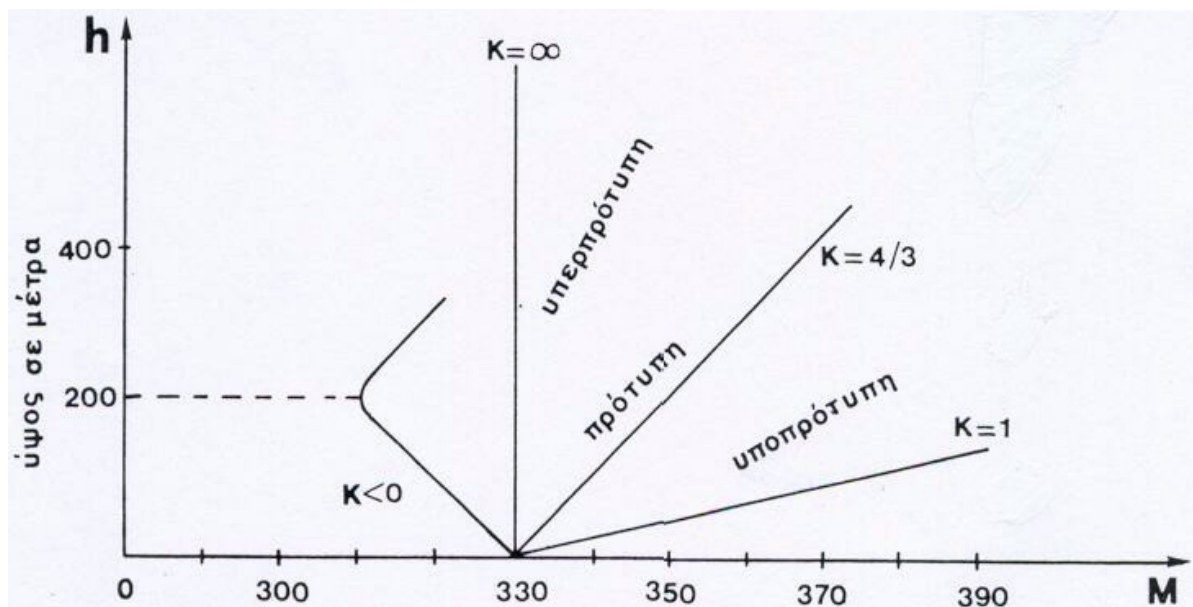
$$a_{i\sigma} = Ka = \frac{4}{3}a \approx 8490 \text{ km} \quad (6.45)$$

Η παράμετρος $K = a_{i\sigma}/a$ ονομάζεται **τροποσφαιρικός δείκτης** και παίρνει τιμές μεταξύ 0,5 και 5.

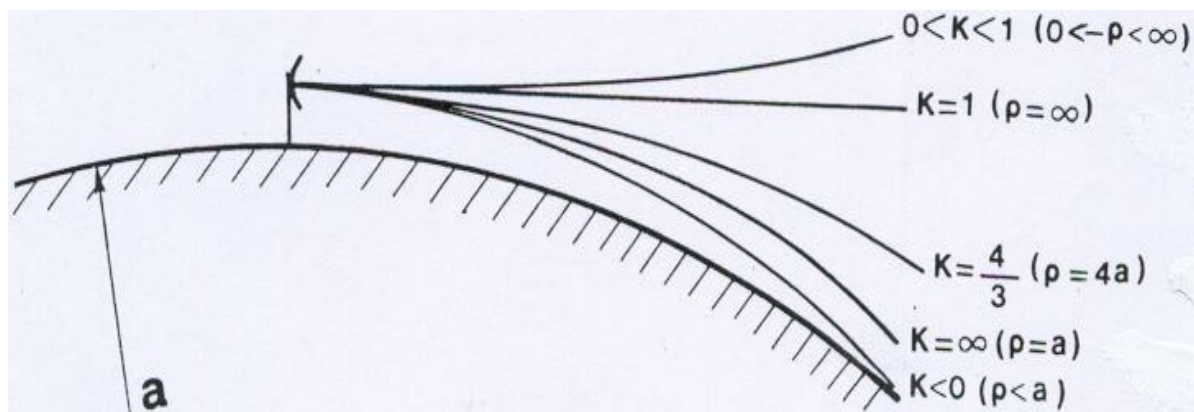
Ο τροποποιημένος δείκτης διαθλάσεως (modified refractive index) ορίζεται από τη σχέση:

$$M = (n - 1 + \frac{h}{a})10^6 \quad (6.46)$$

Για την πρότυπη ατμόσφαιρα, ο δείκτης M αυξάνει κατά περίπου 12 μονάδες ανά 100 m ύψους και έχει την τιμή $M_0 \cong 330$ κοντά στην επιφάνεια της γης. Οι διάφορες συνθήκες της τροπόσφαιρας εκφράζονται από τις καμπύλες του δείκτη M . Στο σχήμα 6.19 απεικονίζονται χαρακτηριστικές καμπύλες του τροποποιημένου δείκτη διαθλάσεως M και στο σχήμα 6.20 δείχνονται οι αντίστοιχες τροχιές των ηλεκτρομαγνητικών ακτίνων ως προς την καμπυλότητα της γης.



Σχήμα 6.19: Χαρακτηριστικές καμπύλες του τροποποιημένου δείκτη διαθλάσεως.



Σχήμα 6.20: Τροχιές ηλεκτρομαγνητικών ακτίνων που αντιστοιχούν στις συνθήκες του

Ευθύγραμμη καμπύλη M με θετική κλίση $dM/dh=0,118 \text{ m}^{-1}$ ($K=4/3$), αντιστοιχεί σε **συνθήκες πρότυπης ατμόσφαιρας** ($K=4/3$, σχήμα 6.20). Αυτό συμβαίνει όταν οι μετεωρολογικές συνθήκες προκαλούν ασθενείς μετακινήσεις αερίων μαζών με κάθετη συνιστώσα. Αν ο δείκτης διαθλάσεως M αυξάνει με το ύψος ταχύτερα απ' ό,τι στην περίπτωση της πρότυπης ατμόσφαιρας, δηλαδή η κλίση της καμπύλης $M(h)$ είναι μεγαλύτερη, τότε λέμε ότι επικρατούν **υποπρότυπες συνθήκες** (substandard). Στην περίπτωση αυτή dM/dh είναι μεγαλύτερο απ' ό,τι στην πρότυπη ατμόσφαιρα και συνεπώς $a_{i\sigma}$ και K ελαττώνονται. Στην οριακή περίπτωση της ομοιογενούς ατμόσφαιρας ($dn/dh=0$), $dM/dh=0,157 \text{ m}^{-1}$, $\rho=\infty$ και $K=1$ που σημαίνει ότι η τροχιά των ακτίνων είναι ευθύγραμμη (σχήμα 6.20). Όταν $0 < K < 1$, η καμπυλότητα $1/\rho$ είναι αρνητική και οι τροχιές των ακτίνων καμπυλώνονται προς τα άνω (σχήμα 6.20). Υποπρότυπες συνθήκες επικρατούν όταν παρουσιάζεται αύξηση της περιεκτικότητας σε υδρατμούς με το ύψος ή όταν ο αέρας θερμαίνεται υπερβολικά εξ επαφής με το έδαφος ή φτάνει ψυχρός αέρας σε ορισμένο ύψος της τροπόσφαιρας. Όταν ο δείκτης διαθλάσεως μειώνεται με το ύψος h ταχύτερα απ' ό,τι στην περίπτωση της **πρότυπης** ατμόσφαιρας, η κλίση της καμπύλης $M(h)$ μειώνεται και συνεπώς $dM/dh < 0,118 \text{ m}^{-1}$. Υπό αυτές τις συνθήκες, η ισοδύναμη ακτίνα της γης $a_{i\sigma}$ είναι μεγαλύτερη από αυτήν που αντιστοιχεί στην πρότυπη ατμόσφαιρα και $K > 4/3$. Η ακτίνα καμπυλότητας ρ της τροχιάς του κύματος είναι μικρότερη της ακτίνας ρ της πρότυπης ατμόσφαιρας και συνεπώς οι τροχιές τείνουν να πλησιάσουν τη γη περισσότερο του κανονικού (σχήμα 6.20). Στην οριακή περίπτωση όπου M

είναι σταθερό με το ύψος η κλίση της καμπύλης $M(h)$ είναι άπειρη και η ισοδύναμη ακτίνα $a_{i\sigma}$ είναι και αυτή άπειρη. Συνεπώς $K=\infty$ και $\rho=a$, δηλαδή η τροχιά του κύματος είναι παράλληλη προς την επιφάνεια της γης (σχήμα 6.20). Οι τελευταίες δύο συνθήκες αντιστοιχούν στις λεγόμενες **υπερπρότυπες συνθήκες** (superstandard) και οφείλονται γενικά σε αύξηση της θερμοκρασίας με το ύψος ή σε μείωση των υδρατμών με το ύψος. Π.χ. κατά τη διάρκεια της νύχτας όταν, λόγω ισχυράς ψύξεως της επιφάνειας της γης, ο αέρας κοντά στο έδαφος λαμβάνει θερμοκρασίες χαμηλότερες από εκείνες των υπερκείμενων μαζών αέρα.

6.12 Ραδιοηλεκτρικός Ορίζοντας - Πολλαπλές Οδεύσεις

Όπως είδαμε στην προηγούμενη παράγραφο (σχήμα 6.19) η καμπύλη του δείκτη διαθλάσεως n συναρτήσει του ύψους h , μεταβάλλεται ανάλογα με τις μετεωρολογικές συνθήκες, γεγονός που σημαίνει ότι η ατμόσφαιρα είναι ένα μεταβαλλόμενο ανομοιογενές μέσον. Αν όμως αντικαταστήσουμε την πραγματική ακτίνα της γης με την ισοδύναμη ακτίνα Ka , η μεταβαλλόμενη ανομοιογενής ατμόσφαιρα μετατρέπεται σε μια ατμόσφαιρα ομοιογενή και ισοτροπική όπου ο δείκτης διαθλάσεως είναι σταθερός. Επομένως οι εξισώσεις που προσδιορίστηκαν στα προηγούμενα θεωρώντας την ατμόσφαιρα ομοιογενή και ισοτροπική, ισχύουν και για την ομοιογενή ατμόσφαιρα, αρκεί να αντικαταστήσουμε την ακτίνα της γης a με την ισοδύναμη ακτίνα Ka . Έτσι η εξίσωση (6.24) η οποία δίνει τη μέγιστη απόσταση ζεύξεως οπτικής επαφής μετατρέπεται στην ακόλουθη:

$$d = \sqrt{2Ka}(\sqrt{h_1} + \sqrt{h_2}) \quad (6.47)$$

και οι εξισώσεις (6.19) των διορθωμένων υψών h_1' και h_2' των κεραιών εκπομπής και λήψεως, στις εξής:

$$h_1' = h_1 - \frac{d_1^2}{2Ka} \quad (6.48)$$

$$h_2' = h_2 - \frac{d_2^2}{2Ka}$$

Οι μετεωρολογικές συνθήκες που επικρατούν κατά το μεγαλύτερο ποσοστό του χρόνου είναι εκείνες της πρότυπης ατμόσφαιρας, πράγμα που σημαίνει ότι οι ηλεκτρομαγνητικές ακτίνες ακολουθούν ικανοποιητικά την καμπυλότητα της γης και επομένως μπορούν να ξεπεράσουν τα εμπόδια τα οποία θα παρεμπόδιζαν

ευθύγραμμες τροχιές κυμάτων. Συνεπώς, ο **ραδιοηλεκτρικός ορίζοντας** είναι μεγαλύτερος από τον γεωμετρικό ορίζοντα. Αντικαθιστώντας την τιμή του $K=4/3$ στην εξίσωση (6.47) προκύπτει για την πρότυπη ατμόσφαιρα:

$$d = 4,12(\sqrt{h_1} + \sqrt{h_2}) \quad (6.49)$$

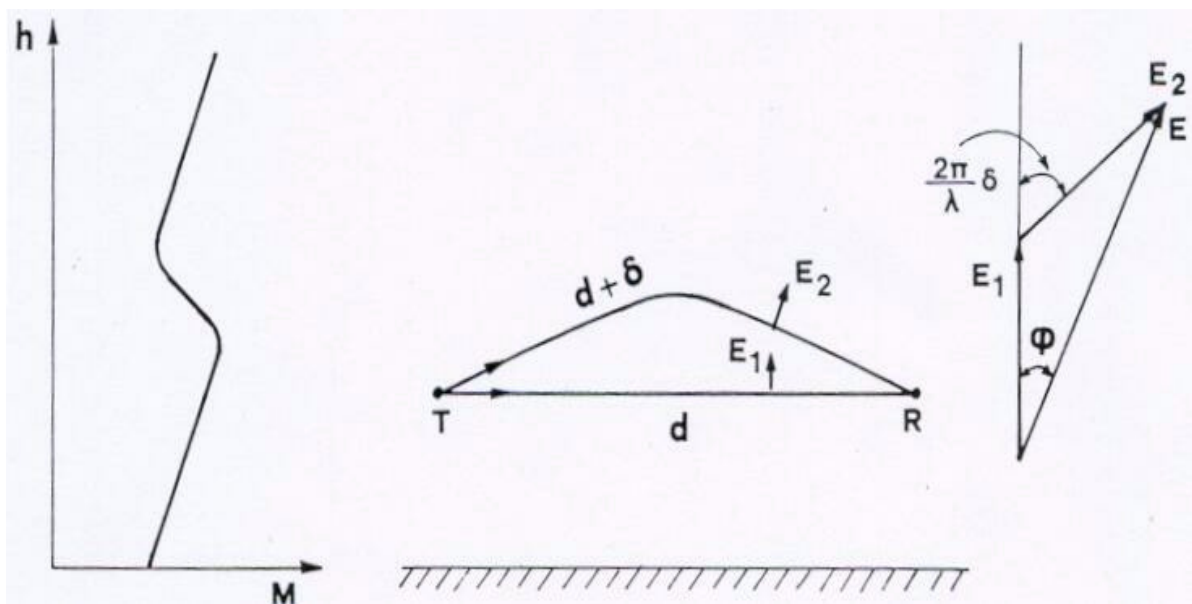
όπου d δίνεται σε km και h_1, h_2 σε m . Έτσι αντί του συντελεστή 3,57 στην εξίσωση (6.25) έχουμε τώρα τον συντελεστή 4,12.

Θα πρέπει να σημειωθεί ότι στην περίπτωση επαληθεύσεως των συνθηκών οπτικής επαφής μεταξύ των κεραιών εκπομπής και λήψεως, η αύξηση της γήινης ακτίνας που αναφέραμε προηγουμένως μπορεί να οδηγήσει σε εσφαλμένους υπολογισμούς, αφού ισχύει μεν ότι ο τροποσφαιρικός δείκτης K ισούται με $4/3$ για ποσοστό χρόνου μεγαλύτερο του 50%, όμως για χρονικά διαστήματα της τάξεως του 1% ή 2% ο δείκτης K λαμβάνει τιμές μικρότερες ή ίσες της μονάδας. Επίσης, οι ραδιοζεύξεις απαιτείται συνήθως να εξασφαλίζουν επικοινωνία για ποσοστά χρόνου της τάξεως του 99% και πλέον και συνεπώς για την επαλήθευση της οπτικής επαφής απαιτείται να λαμβάνεται $K=1$. Ακόμη, οι μεταβολές του K έχουν ως αποτέλεσμα τη μετατόπιση του σημείου ανακλάσεως και κατά συνέπεια να μεταβάλλεται η διαφορά φάσεως Δ μεταξύ του πεδίου του κατευθείαν κύματος E_d και του πεδίου του ανακλώμενου κύματος E_r , με αποτέλεσμα να μεταβάλλεται το συνισταμένο πεδίο στον δέκτη το οποίο μπορεί να πάρει όλες τις τιμές μεταξύ $E_d + E_r$ και $E_d - E_r$.

Τέλος είναι δυνατόν ορισμένες ηλεκτρομαγνητικές ακτίνες να ακολουθούν διαφορετικές διαδρομές διαφορετικού μήκους κατά τη μετάδοση από τον πομπό στο δέκτη, γεγονός που αποτελεί το φαινόμενο των πολλαπλών οδεύσεων. Αυτό συμβαίνει συνήθως χωρίς ανακλάσεις από το έδαφος και οφείλεται σε ανομοιογένειες στην ατμόσφαιρα, οι οποίες χωρίζουν την τροχιά του κατευθείαν κύματος σε επιμέρους τροχιές. Έτσι, στην κεραία λήψεως φτάνουν ακτίνες που διανύουν διαδρομές που διαφέρουν κατά δ και επομένως η φάση του συνισταμένου πεδίου δεν μεταβάλλεται γραμμικά με τη συχνότητα, προκαλώντας έτσι την παραμόρφωση των σημάτων ευρείας ζώνης.

6.13 Τροποσφαιρικός κυματοδηγός

Μια ενδιαφέρουσα περίπτωση η οποία είναι συνηθισμένη υπεράνω θαλάσσης, είναι εκείνη κατά την οποία η κλίση της καμπύλης M είναι αρνητική κοντά στην επιφάνεια της γης και μετά από ορισμένο ύψος γίνεται θετική ($K < 0$, σχήμα 6.19) ή η αρνητική κλίση εκτείνεται εντός ενός περιορισμένου ύψους, αρχίζοντας από κάποιο ύψος της ατμόσφαιρας (σχήμα 6.21). Στο διάστημα της αρνητικής κλίσεως, ο λόγος dM/dh είναι αρνητικός και συνεπώς η ισοδύναμη ακτίνα $a_{ισ}$ και το K λαμβάνουν αρνητικές τιμές, ενώ η ακτίνα της τροχιάς του κύματος είναι $\rho < a$, δηλαδή οι τροχιές των κυμάτων παρουσιάζουν μεγαλύτερη καμπυλότητα από εκείνη της γης και οι ηλεκτρομαγνητικές ακτίνες υφίστανται ανάκλαση. Διαδοχικές ανακλάσεις μεταξύ της γης και του θεωρούμενου τροποσφαιρικού στρώματος είναι δυνατές και επιτρέπουν ζεύξεις σε πολύ μεγάλες αποστάσεις.



Σχήμα 6.21: Καμπύλη του δείκτη διαθλάσεως M με αρνητική κλίση. Ακτίνες διαφορετικής διαδρομής και επίδραση επί της φάσεως του συνιστάμενου πεδίου.

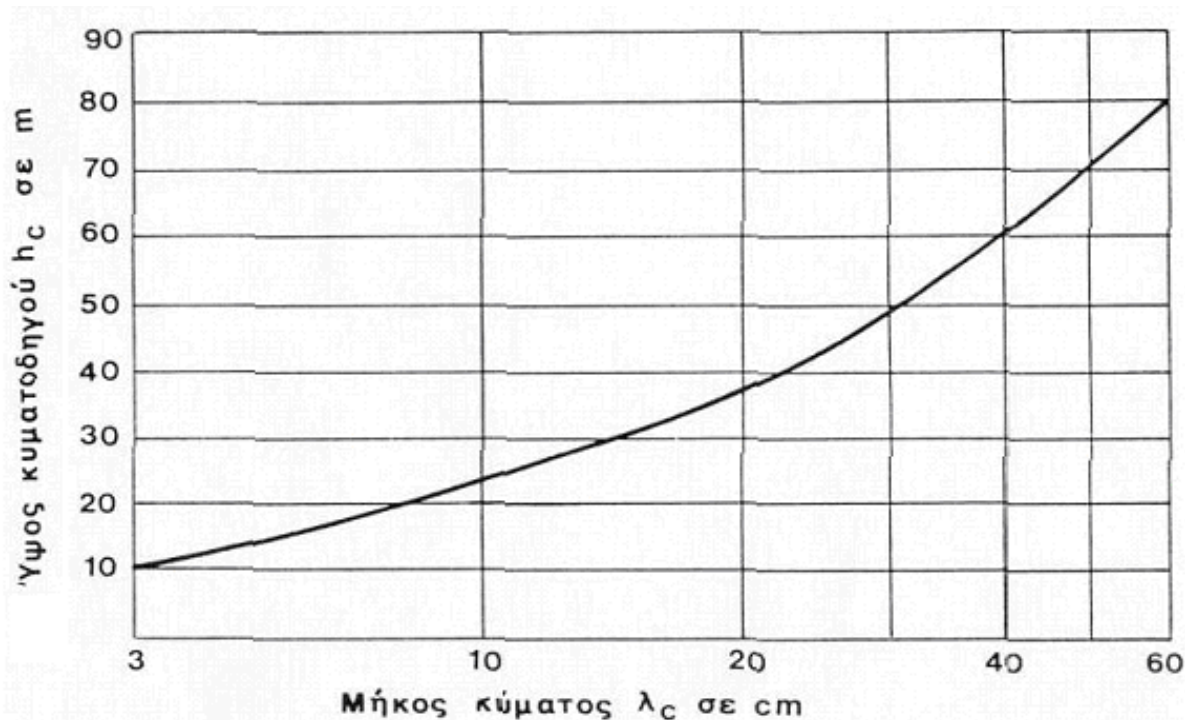
Συνεπώς οι ηλεκτρομαγνητικές ακτίνες τείνουν να παραμείνουν εντός ενός είδους κυματοδηγού, κατ' αναλογία προς τους μεταλλικούς κυματοδηγούς, ο οποίος ονομάζεται **τροποσφαιρικός κυματοδηγός** (duct) και ο οποίος σχηματίζεται από την

επιφάνεια της γης και από το θεωρούμενο τροποσφαιρικό στρώμα, όπου η απόκλιση του δείκτη διαθλάσεως M αλλάζει σημείο. Συνήθως όμως ο τροποσφαιρικός κυματοδηγός σχηματίζεται μεταξύ δύο τροποσφαιρικών στρωμάτων εντός των οποίων η απόκλιση του δείκτη διαθλάσεως M είναι αρνητική. Συνθήκες αυτού του είδους προκαλούνται συνήθως από το πέρασμα μάζης αέρα ζεστού και ξηρού υπεράνω υγρών ή υδάτινων επιφανειών (θάλασσες η ωκεανούς). Η ισχυρή εξάτμιση που επακολουθεί παράγει μια ταχύτατη μείωση των υδρατμών με το ύψος. Επί ξηράς προκαλούνται από ψύξη του εδάφους κατά τη διάρκεια της νύχτας, γεγονός που προκαλεί αναστροφή της θερμοκρασίας. Στη Μεσόγειο θάλασσα κατά τη διάρκεια του καλοκαιριού παρατηρούνται για ποσοστά χρόνου μεγαλύτερα από 70%, μετεωρολογικές συνθήκες που οδηγούν σε δραστική μείωση του δείκτη διαθλάσεως με το ύψος, δηλαδή συνθήκες που ευνοούν το σχηματισμό τροποσφαιρικών κυματοδηγών.

Όσον αφορά την επίδραση του τροποσφαιρικού κυματοδηγού επί των ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων, θα πρέπει να σημειωθεί ότι μόνο οι ακτίνες που αφήνουν την κεραία εκπομπής υπό μικρή κλίση μπορούν να κυματοδηγηθούν, ενώ οι άλλες ακτίνες εξέρχονται από τον τροποσφαιρικό κυματοδηγό προς την ατμόσφαιρα. Στην πράξη μόνο οι ακτίνες που σχηματίζουν γωνία με τον ορίζοντα της τάξεως της 1° - $1,5^\circ$ μπορούν να κυματοδηγηθούν.

Γενικά, ο τροποσφαιρικός κυματοδηγός συμπεριφέρεται όπως οι μεταλλικοί κυματοδηγοί, δηλαδή η επίδρασή του γίνεται αισθητή μόνο για μήκη κύματος μικρότερα ενός μήκους κύματος αποκοπής, το οποίο εξαρτάται από το ύψος του τροποσφαιρικού κυματοδηγού. Το ύψος αυτό λαμβάνει τιμές από μερικά m μέχρι περίπου $100 m$ και οι αντίστοιχες συχνότητες αποκοπής κυμαίνονται από $10 GHz$ μέχρι περίπου $500 MHz$ (σχήμα 6.22). Προσεγγιστικά το μήκος κύματος αποκοπής λ_c σε cm είναι $\lambda_c \cong 0,085 h_c^{3/2}$, όπου h_c είναι το ύψος του κυματοδηγού σε m .

Η παρουσία τροποσφαιρικών κυματοδηγών δύναται να προκαλέσει διαλείψεις του σήματος λήψεως και συνήθως οι υψηλότερες συχνότητες υφίστανται αυτόν τον τύπο διαλείψεων. Για την αποφυγή αυτών των διαλείψεων πρέπει η ηλεκτρομαγνητική ακτίνα μεταξύ των κεραιών εκπομπής και λήψεως να βρίσκεται όσο το δυνατόν υψηλότερα από το έδαφος και οπωσδήποτε υπεράνω του ύψους του τροποσφαιρικού κυματοδηγού που είναι δυνατόν να σχηματισθεί στην περιοχή που πραγματοποιείται η ζεύξη.

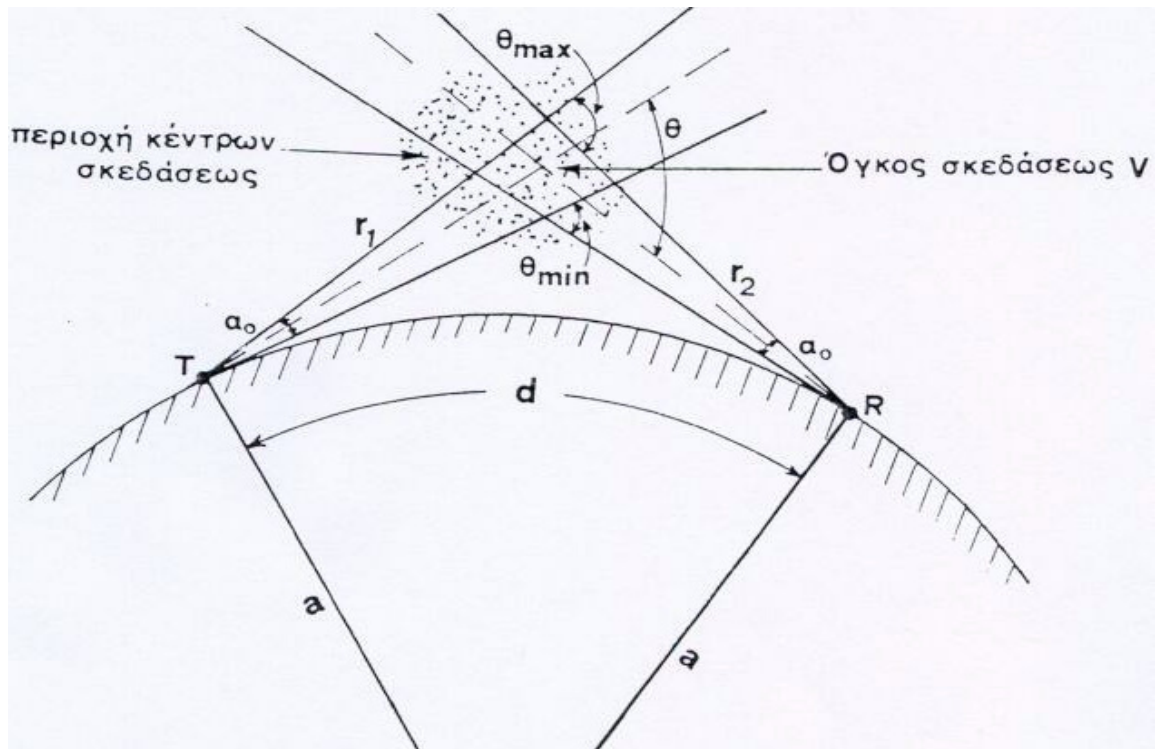


Σχήμα 6.22: Μήκος κύματος αποκοπής τροποσφαιρικού κυματοδηγού ως συνάρτηση του ύψους του.

Σε περίπτωση σχηματισμού τροποσφαιρικού κυματοδηγού, τα αποτελέσματα όσον αφορά το πεδίο λήψεως στο δέκτη είναι διαφορετικά, ανάλογα με τη θέση των κεραιών εκπομπής και λήψεως ως προς το ύψος του κυματοδηγού. Αν και οι δύο κεραιές βρίσκονται υπεράνω του τροποσφαιρικού κυματοδηγού η διάδοση της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας δεν υφίσταται καμιά επίδραση. Αν και οι δύο κεραιές βρίσκονται εντός του τροποσφαιρικού κυματοδηγού το πεδίο στην κεραία λήψεως είναι ισχυρότερο από εκείνο που θα υπήρχε αν δεν υπήρχε ο κυματοδηγός. Τέλος αν η μία κεραία βρίσκεται εντός και η άλλη εκτός του κυματοδηγού, το πεδίο στην κεραία λήψεως είναι ασθενέστερο του πεδίου που θα υπήρχε χωρίς την ύπαρξη κυματοδηγού. Η παρουσία των τροποσφαιρικών κυματοδηγών μπορεί να έχει επίδραση και επί της φάσεως του συνισταμένου πεδίου λήψεως. Πράγματι, η καμπύλωση ως προς την επιφάνεια της γης μερικών ακτίνων μπορεί να έχει σαν αποτέλεσμα τη λήψη ηλεκτρομαγνητικών ακτίνων, οι οποίες διανύουν διαφορετικές διαδρομές διαφορετικού μήκους. Από το σχήμα 6.21 είναι φανερό ότι η συνιστάμενη φάση δεν μεταβάλλεται γραμμικά με τη συχνότητα, με αποτέλεσμα την παραμόρφωση σημάτων ευρείας ζώνης.

6.14 Τροποσφαιρική σκέδαση

Ο μηχανισμός με τον οποίο διαδίδονται τα υπερβραχέα κύματα σε μεγάλες αποστάσεις πολύ πέραν του ορίζοντα, οφείλονται στο φαινόμενο σκεδάσεώς τους. Με βάση τη θεωρία της περιθλάσεως προκύπτουν, για την ένταση του ηλεκτρικού πεδίου σε σημεία πέραν του ορίζοντα της τάξεως εκατοντάδων *km*, τιμές αρκετών εκατοντάδων *dB* κάτω από τις αντίστοιχες τιμές λόγω αποσβέσεως στον ελεύθερο χώρο και συνεπώς αποκλείεται κάθε δυνατότητα επικοινωνίας σύμφωνα με τη θεωρία αυτή. Όμως, πειραματικές μετρήσεις της εντάσεως του πεδίου σε τέτοιες αποστάσεις, έχουν δείξει ότι οι αποσβέσεις είναι μικρότερες των προβλεπομένων με βάση τη θεωρία της περιθλάσεως. Πιο συγκεκριμένα, οι συμπληρωματικές αποσβέσεις ως προς τον ελεύθερο χώρο είναι της τάξεως των *70-100 dB*, γεγονός που επιτρέπει αξιόπιστες ζεύξεις μέχρι αποστάσεις *500-600 km*. Αυτή η διαφορά μεταξύ των θεωρητικών υπολογισμών βάσει της θεωρίας της περιθλάσεως και των πειραματικών δεδομένων, οφείλεται στο φαινόμενο **σκεδάσεως** (scattering) των ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων, λόγω ανομοιογενειών του δείκτη διαθλάσεως σε ορισμένες περιοχές της τροπόσφαιρας. Οι περιοχές αυτές ονομάζονται κέντρα σκεδάσεως (σχήμα 6.23) και μπορούν να θεωρηθούν σαν φυσαλίδες με διαστάσεις της τάξεως μεγέθους του μέτρου. Όταν περιβληθούν από ηλεκτρομαγνητικά κύματα προκαλούν καμπύλωση και διάχυση των ηλεκτρομαγνητικών ακτίνων προς όλες τις κατευθύνσεις. Ως αποτέλεσμα, ένα μέρος της ηλεκτρομαγνητικής ενέργειας φτάνει σε σημεία πολύ πέραν του ορίζοντα. Ο σχηματισμός των περιοχών ανομοιογένειας καθώς και η τιμή του δείκτη διαθλάσεως σε κάθε μια από αυτές μεταβάλλονται με το χρόνο και έτσι η ένταση του πεδίου που οφείλεται στο φαινόμενο τροποσφαιρικής σκεδάσεως σε σημεία πολύ πέραν του οπτικού ορίζοντα παρουσιάζει διακυμάνσεις με το χρόνο. Οι διακυμάνσεις αυτές (fading) κατατάσσονται σε αργού τύπου και ταχέως τύπου διακυμάνσεις. Στη δεύτερη περίπτωση η ένταση του λαμβανόμενου πεδίου ακολουθεί κατανομή Rayleigh και οι διακυμάνσεις αυτού του τύπου μπορούν να ελαττωθούν σημαντικά χρησιμοποιώντας συστήματα διαφορικής λήψεως. Οι διακυμάνσεις αργού τύπου ακολουθούν κατανομή log-κανονική (log-normal).



Σχήμα 6.23: Ζεύξη τροποσφαιρικής σκεδάσεως.

Με βάση το παραπάνω σχήμα προκύπτει ότι όταν μια λεπτή ηλεκτρομαγνητική δέσμη προσπίπτει σε μια περιοχή κέντρων σκεδάσεως, η διαχυόμενη προς τις διάφορες διευθύνσεις ενέργεια μεταβάλλεται σημαντικά με τη γωνία θ , η οποία ορίζεται από τον άξονα της δέσμης και τη διεύθυνση όπου θεωρείται η σκέδαση και ονομάζεται **γωνία σκεδάσεως**. Το διάνυσμα Poynting P (δηλαδή η πυκνότητα της ηλεκτρομαγνητικής ισχύος) δίνεται συναρτήσει της γωνίας θ από τη σχέση:

$$P(\theta) = \frac{P_o}{\theta^4} \quad (6.50)$$

όπου $P_o = W_T G_T / (4\pi r_1)^2$. Η παραπάνω εξίσωση δείχνει ότι, όταν η κεραία εκπομπής είναι ισοτροπική, στην παραγωγή του πεδίου σκεδάσεως σε σημεία πέραν του οπτικού ορίζοντα, συνεισφέρουν κυρίως εκείνες οι περιοχές σκεδάσεως για τις οποίες η γωνία θ είναι ελάχιστη, ενώ οι συνεισφορές των άλλων κέντρων είναι σχεδόν αμελητέες. Ο **όγκος σκεδάσεως** που συνεισφέρει ενεργά στην παραγωγή του πεδίου σκεδάσεως στο σημείο λήψεως R είναι εκείνος ο οποίος θεωρείται από τις κεραίες εκπομπής και λήψεως εντός γωνίας:

$$a_o = \frac{2}{3} \frac{d}{a} \quad (6.51)$$

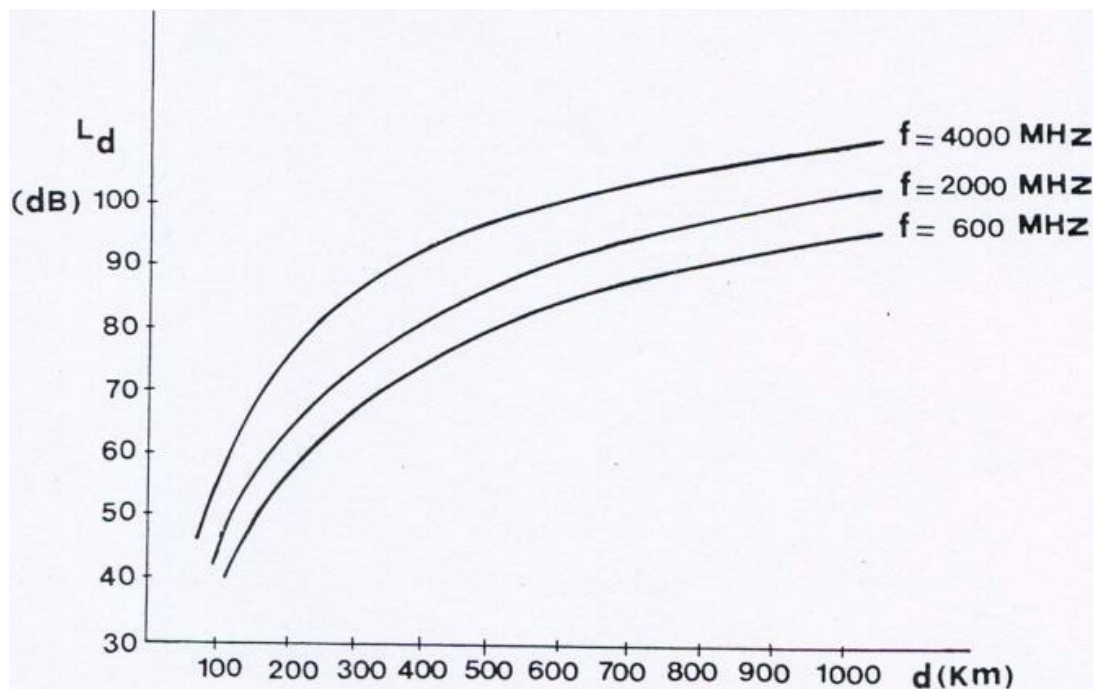
υπεράνω του ορίζοντα (σχήμα 6.23), όπου a είναι η ακτίνα της γης και d η απόσταση της ζεύξεως.

Αν στα σημεία T και R τοποθετηθούν δύο κατευθυντικές κεραίες (σχήμα 6.23) και αυξήσουμε σταδιακά το κέρδος τους, τότε ελαττώνεται η γωνία ανοίγματος α της δέσμης εκπομπής και λήψεως, δηλαδή τα εύρη δέσμης ακτινοβολίας των δύο κεραιών. Αρχικά, όταν $\alpha > \alpha_o$, έχουμε αύξηση του «φωτισμού» του χρήσιμου όγκου σκεδάσεως V και επομένως την ανάλογη αύξηση της ισχύος σκεδάσεως από τον όγκο V . Όταν $\alpha < \alpha_o$, τότε έχουμε αύξηση της ακτινοβολούμενης ισχύος από την κεραία εκπομπής και αντίστοιχη αύξηση της απορροφούμενης ισχύος από την κεραία λήψεως, όμως το πλεονέκτημα μεγαλύτερου «φωτισμού» του όγκου V , μειώνεται εν μέρει από το γεγονός ότι ο όγκος V καθίσταται μικρότερος από εκείνον ο οποίος είναι σε θέση να σκεδάσει χρήσιμα ισχύ από τον πομπό T στον δέκτη R . Το φαινόμενο αυτό παρουσιάζεται σαν μια έλλειψη αυξήσεως του κέρδους των κεραιών αυξανομένων των διαστάσεών τους και ονομάζεται **απώλεια συζεύξεως της κεραίας με το μέσον**. Η απώλεια αυτή είναι συνάρτηση του κέρδους G_o , το οποίο η κεραία θα είχε αν χρησιμοποιείτο σε ζεύξεις οπτικής επαφής και συνάρτηση της αποστάσεως d της ζεύξεως τροποσφαιρικής σκεδάσεως. Στον πίνακα 6.1 δίνονται ορισμένες τιμές σε dB της απώλειας συζεύξεως με το μέσον, της κεραίας εκπομπής L_{CT} και της κεραίας λήψεως L_{CR} και αντίστοιχες τιμές του κέρδους G_S της κεραίας που χρησιμοποιείται σε ζεύξη τροποσφαιρικής σκεδάσεως.

Πίνακας 6.1: Απώλεια συζεύξεως της κεραίας με το μέσον

$d(km)$	$G_o(dB)$	$G_S(dB)$	$L_{CT}(dB)$	$L_{CR}(dB)$
200	34	33,5	0,5	3,8
	42,5	39	3,5	7
400	34	31,2	2,8	4,5
	42,5	36,3	6,2	11
600	34	30,5	3,5	8
	42,5	34	8,5	17,5

Επιπλέον της απώλειας συζεύξεως με το μέσον, σε μια ζεύξη τροποσφαιρικής σκεδάσεως πρέπει να ληφθεί υπόψη και η **συμπληρωματική απόσβεση** ως προς εκείνη της διαδόσεως στον ελεύθερο χώρο. Αυτή εξαρτάται από την απόσταση d και είναι σχεδόν ανεξάρτητη της συχνότητας. Η συμπληρωματική απόσβεση ορίζεται για διάφορα ποσοστά χρόνου, δεδομένου ότι το πεδίο λήψεως υφίσταται διακυμάνσεις στο χρόνο. Στο σχήμα 6.24 δίνονται ενδεικτικές καμπύλες συμπληρωματικής αποσβέσεως για διάφορες συχνότητες οι οποίες αναφέρονται σε μέσες τιμές, δηλαδή τιμές που δεν υπερβαίνουν το 50% του χρόνου της ζεύξεως.



Σχήμα 6.24: Συμπληρωματική μέση απόσβεση για διάφορες συχνότητες.

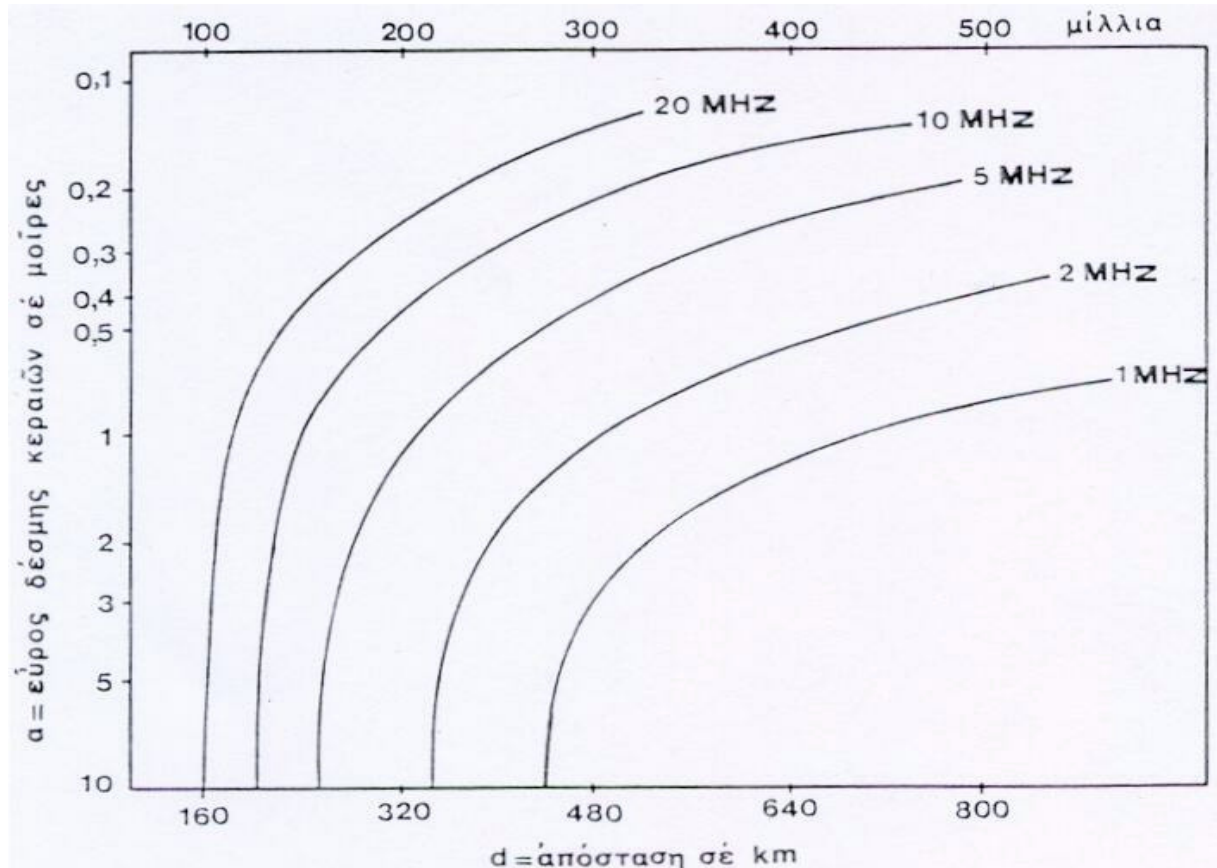
Αποδεικνύεται ότι η **συνολική μέση απόσβεση** δίνεται σε dB από την ακόλουθη σχέση:

$$L = 122 + 20 \log d - 20 \log \lambda - G_T - G_R + L_d + L_{CT} + L_{CR} = L_o + L_d + L_{CT} + L_{CR} \quad (6.52)$$

όπου L_o είναι η απώλεια μεταδόσεως στον ελεύθερο χώρο σε dB , L_d η συμπληρωματική μέση απόσβεση σε dB και L_{CT} , L_{CR} οι απώλειες συζεύξεως με το μέσον των κεραιών εκπομπής και λήψεως σε dB αντίστοιχα.

Το εύρος ζώνης μεταφοράς πληροφοριών σε μια ζεύξη τροποσφαιρικής σκεδάσεως, εξαρτάται από τον όγκο σκεδάσεως V και παρουσιάζεται ενδεικτικά στο

σχήμα 6.25. Με κεραιές χαμηλής κατευθυντικότητας ($\alpha > \alpha_0$) έχουμε το ελάχιστο εύρος ζώνης το οποίο ορίζεται από τον μέγιστο χρήσιμο όγκο σκεδάσεως, δηλαδή από τη γωνία α_0 . Για κεραιές υψηλής κατευθυντικότητας ($\alpha < \alpha_0$), ο χρήσιμος όγκος σκεδάσεως περιορίζεται από τη γωνία ανοίγματος των δεσμών των κεραιών εκπομπής και λήψεως και συνεπώς μειώνεται η διαφορά διαδρομών των ακτίνων σκεδάσεως με αποτέλεσμα να αυξάνεται το εύρος ζώνης της ζεύξεως.



Σχήμα 6.25: Εύρος ζώνης ζεύξεως τροποσφαιρικής σκεδάσεως.

Οι περιοχές συχνοτήτων που χρησιμοποιούνται σε ζεύξεις τροποσφαιρικής σκεδάσεως είναι από 150-2000 MHz ή ακόμη και 4 GHz. Κάτω των 150 MHz το κόστος των κεραιών αυξάνει κατά πολύ λόγω των απαιτούμενων μεγάλων διαστάσεων. Για την αντιστάθμιση της μεγάλης συμπληρωματικής απόσβεσης χρησιμοποιούνται κεραιές με κέρδη μεγαλύτερα των 40 dB και ισχείς εκπομπής μέχρι μερικές δεκάδες KW. Ζεύξεις τροποσφαιρικής σκεδάσεως για αποστάσεις της τάξεως των 500-600 km επιτρέπουν τη μεταβίβαση πληροφοριών που περιέχει 24 τηλεφωνικές διοδεύσεις με καλή ποιότητα σήματος προς θόρυβο. Για τη μετάδοση

τηλεοπτικής διοδύσεως έχουμε ικανοποιητική ζεύξη για αποστάσεις περίπου 200-300 km.

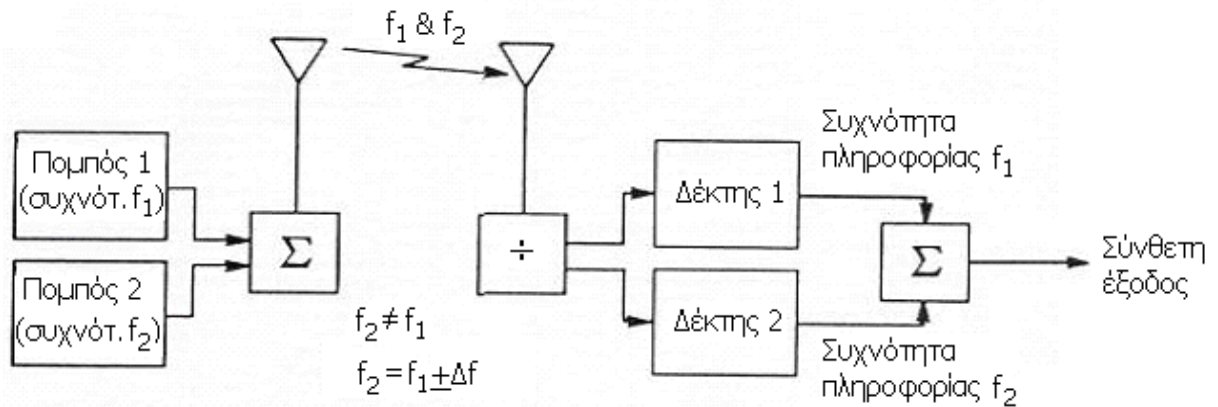
6.15 Διαλείψεις και συστήματα διαφορικής λήψεως

Όπως αναφέρθηκε στα προηγούμενα, κατά τη διάδοσή του στο μέσο, το ηλεκτρομαγνητικό κύμα υφίσταται μεταβολές τόσο στο εύρος όσο και στη φάση του, συναρτήσει του χρόνου κατά τυχαίο τρόπο. Οι μεταβολές αυτές και ιδιαίτερα εκείνες του πλάτους ονομάζονται **διαλείψεις** (fading) και εκφράζονται σε *dB* ως προς την θεωρητική στάθμη του σήματος στον ελεύθερο χώρο ή ως προς την πραγματική μέση στάθμη του σήματος, που διαφέρει από την προηγούμενη κατά μερικά *dB*. Οι διαλείψεις οφείλονται στη στιγμιαία εκτροπή της ηλεκτρομαγνητικής ενέργειας προς άλλες κατευθύνσεις ή στη συμβολή κυμάτων που φτάνουν στον δέκτη μέσω διαφορετικών οδών (πολλαπλές οδεύσεις) ή ακόμη στη συμβολή μεταξύ του κατευθείαν και του ανακλώμενου κύματος και σε μεταβολές των ατμοσφαιρικών συνθηκών κατά μήκος της ζεύξεως. Οι διαλείψεις αυξάνουν συνήθως με την αύξηση της συχνότητας και την απόσταση της ζεύξεως. Μόνο στην ιδεώδη περίπτωση ομοιόμορφης ατμόσφαιρας η μετάδοση γίνεται με το κατευθείαν κύμα, διαφορετικά το κύμα υφίσταται καμπύλωση προς τα άνω ή προς τα κάτω ανάλογα με τις ατμοσφαιρικές συνθήκες που επικρατούν. Η καμπύλωση αυτή μπορεί να οδηγήσει στον μετασχηματισμό μιας ζεύξεως οπτικής επαφής σε μια ζεύξη άνευ ορατότητας. Ο τύπος αυτός των διαλείψεων μπορεί να διαρκέσει επί αρκετές ώρες και η συχνότητά τους όπως και το βάθος τους μπορούν να μειωθούν εκλέγοντας κατάλληλα τη διαδρομή της ζεύξεως.

Διαλείψεις που οφείλονται στη συμβολή του κατευθείαν και του ανακλώμενου κύματος, είναι σημαντικές σε ζεύξεις υπεράνω θαλάσσης, λιμνών ή λείου υγρού εδάφους και μπορούν να ελαχιστοποιηθούν τοποθετώντας τη μια κεραία υψηλά και την άλλη χαμηλά. Με τον τρόπο αυτόν το σημείο ανακλάσεως τοποθετείται πλησίον της χαμηλής κεραίας και η διαφορά φάσεως μεταξύ του κατευθείαν και του ανακλώμενου κύματος παραμένει σχετικά σταθερή.

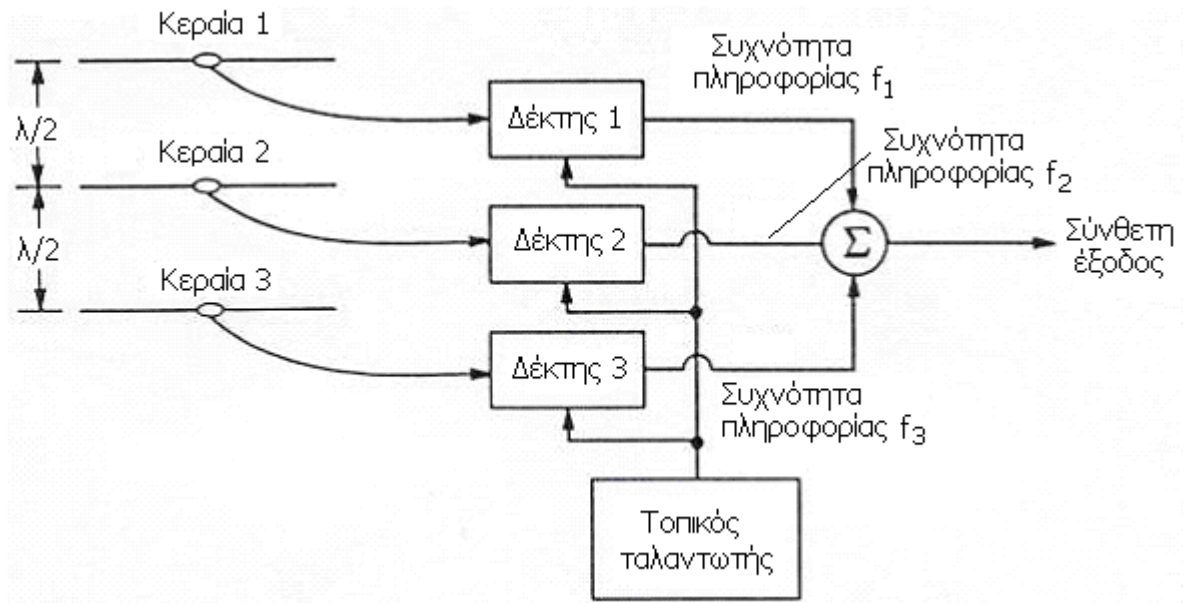
Όσον αφορά το φαινόμενο των πολλαπλών διαδρομών του κύματος το οποίο προκαλεί διαλείψεις, αυτό οφείλεται στις ανομοιογένειες του δείκτη διαθλάσεως κυρίως κατά την κατακόρυφη διεύθυνση αλλά και σε μικρότερο βαθμό, κατά την οριζόντια διεύθυνση. Λόγω διαφοράς στα μήκη των διαδρομών, το σήμα στον δέκτη είναι το άθροισμα των συνιστωσών με συγκρίσιμα πλάτη αλλά τυχαίες φάσεις. Τα πλάτη και οι φάσεις των συνιστωσών αυτών μεταβάλλονται συνεχώς λόγω των αντίστοιχων μεταβολών της ατμόσφαιρας. Η κατανομή των διαλείψεων λόγω πολλαπλών οδεύσεων πλησιάζει την κατανομή Rayleigh. Το βάθος των διαλείψεων στη χειρότερη περίπτωση, φτάνει τα 40 dB.

Για τον περιορισμό των διαλείψεων χρησιμοποιούνται στην πράξη τρεις διαφορετικές τεχνικές: η **διαφορική λήψη συχνότητας**, η **διαφορική λήψη χώρου** και η **διαφορική λήψη πολικότητας**. Στη διαφορική λήψη συχνότητας (σχήμα 6.26) ο πομπός εκπέμπει σε δύο ή περισσότερες συχνότητες συγχρόνως, οι οποίες περιέχουν την ίδια διαμορφώνουσα πληροφορία. Εφόσον οι δύο συχνότητες θα παρουσιάζουν διαφορετική διάλεια κατά τη διάδοση, η μία θα έχει πάντα ισχυρό πλάτος.



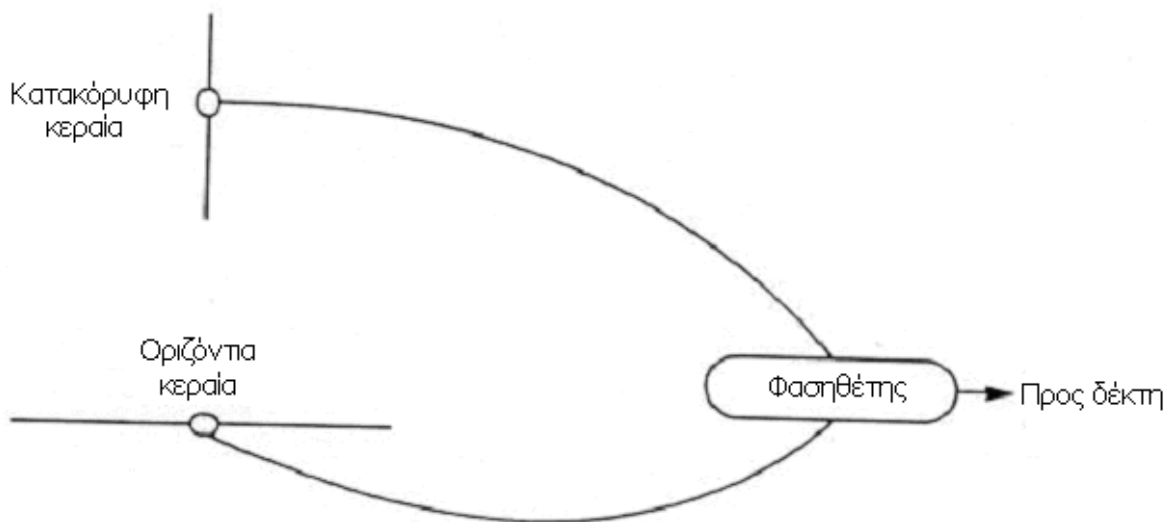
Σχήμα 6.26: Σύστημα διαφορικής λήψεως συχνότητας.

Σε ένα σύστημα διαφορικής λήψεως χώρου (σχήμα 6.27) ο πομπός εκπέμπει μία συχνότητα αλλά στη λήψη χρησιμοποιούνται δύο ή περισσότερες κεραίες λήψεως σε απόσταση μισού μήκους κύματος μεταξύ τους. Έτσι το λαμβανόμενο σήμα μπορεί να παρουσιάζει διάλεια στη μία κεραία λήψεως αλλά θα είναι ισχυρό στην άλλη κεραία.



Σχήμα 6.27: Σύστημα διαφορικής λήψεως χώρου.

Το σύστημα διαφορικής λήψεως πολικότητας (σχήμα 6.28) χρησιμοποιεί στη λήψη κεραίες, και οριζόντιας και κατακόρυφης πόλωσης. Οι έξοδοι από τις δύο κεραίες λήψεως συνδυάζονται για να παράγουν ένα σταθερό σήμα εξόδου.



Σχήμα 6.28: Σύστημα διαφορικής λήψεως πολικότητας.

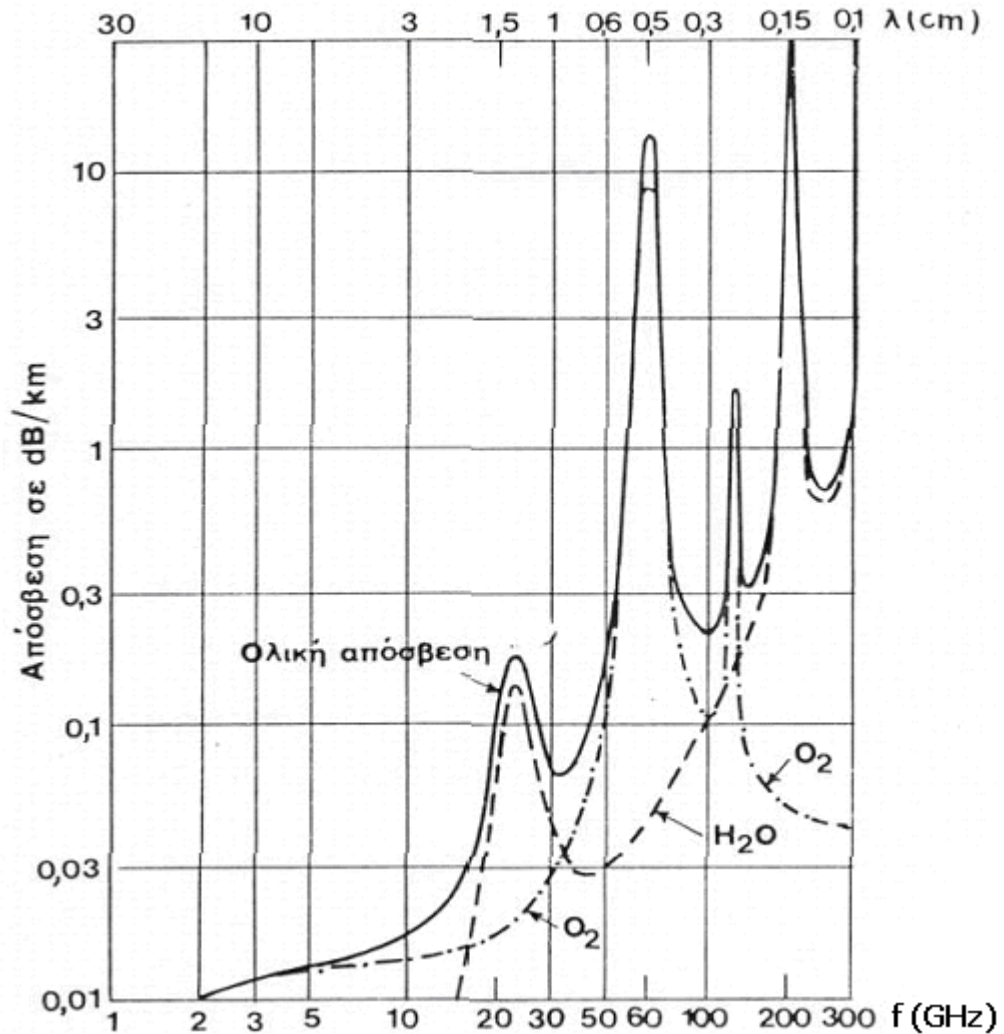
Ένας άλλος τύπος διάλειψης είναι η **επιλεκτική διάλειψη** και προέρχεται από το γεγονός ότι η διάλειψη είναι συνάρτηση της συχνότητας. Σε ένα σήμα με *AM* διαμόρφωση για παράδειγμα, η άνω και η κάτω πλευρική ζώνη διαφέρουν ελαφρώς ως προς τη συχνότητα και έτσι φτάνουν στο δέκτη με διαφορετικές φάσεις. Αυτού

του είδους η διάλεια μπορεί να αντιμετωπιστεί με εκπομπή της μιας μόνο πλευρικής ζώνης ή με τη χρήση κατάλληλων φίλτρων στον δέκτη.

6.16 Εξασθένηση των ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων από την ατμόσφαιρα

Για συχνότητες μικρότερες των 3 GHz περίπου, τα συστατικά αέρια της ατμόσφαιρας δεν προκαλούν απορρόφηση της ηλεκτρομαγνητικής ενέργειας. Αντίθετα, για συχνότητες μεγαλύτερες των 3 GHz , η εξασθένηση των κυμάτων που οφείλεται στην απορρόφηση ενέργειας από το οξυγόνο και τους υδρατμούς της ατμόσφαιρας, καθώς και στην απορρόφηση και σκέδαση ενέργειας από τη βροχή, το χαλάζι ή την ομίχλη είναι σημαντική.

Η προκαλούμενη εξασθένηση λόγω απορροφήσεως ενέργειας από τα μόρια του οξυγόνου και του υδρατμού αυξάνει εκθετικά με το μήκος της ζεύξεως και επομένως μπορεί να εκφραστεί σε dB/km . Στο σχήμα 6.29 απεικονίζεται η καμπύλη αποσβέσεως που οφείλεται στο ατμοσφαιρικό οξυγόνο και τους υδρατμούς. Από τη σχήμα αυτό παρατηρούμε ότι για το οξυγόνο έχουμε μέγιστα για μήκη κύματος περίπου 5 mm ($f=60\text{ GHz}$) και $2,5\text{ mm}$ ($f=120\text{ GHz}$). Αντίστοιχα για τους υδρατμούς τα μέγιστα παρουσιάζονται για μήκη κύματος περίπου $13,5\text{ mm}$ ($f=22,5\text{ GHz}$) και $1,5\text{ mm}$ ($f=200\text{ GHz}$).

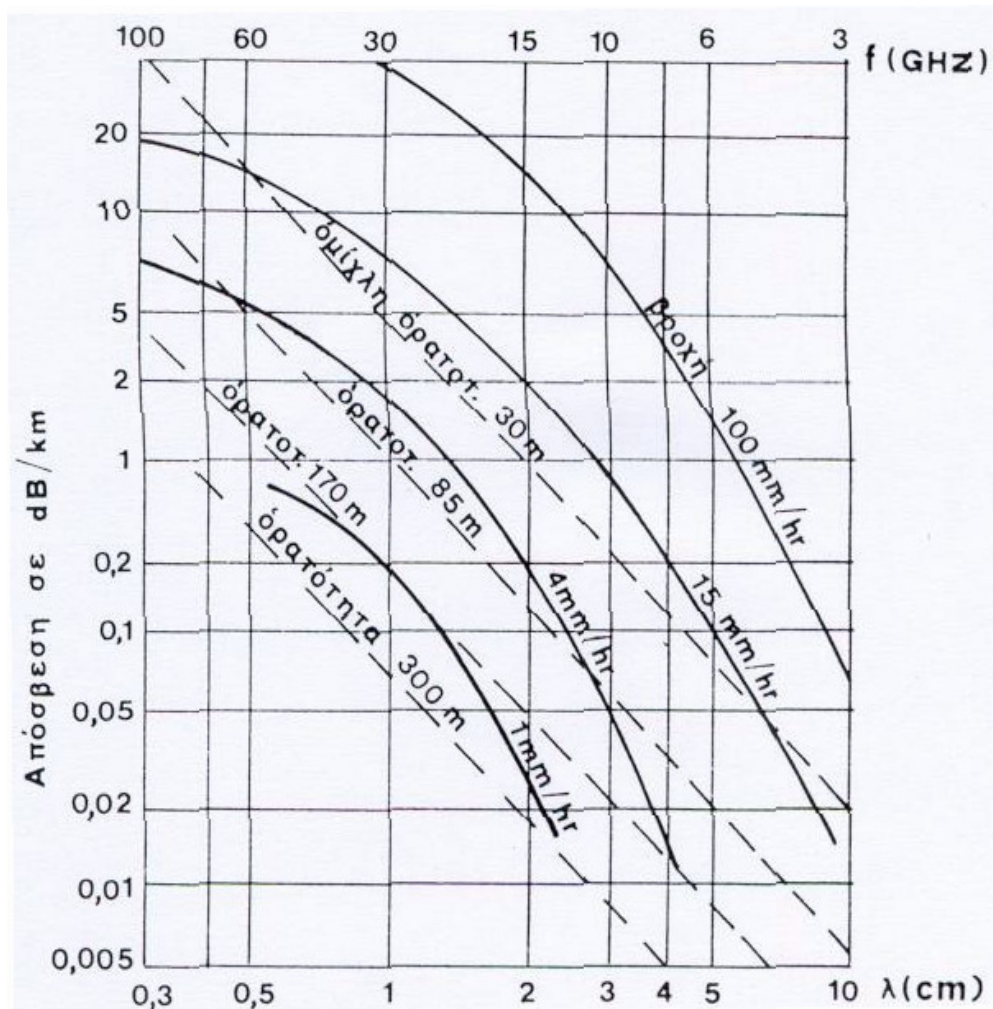


Σχήμα 6.29: Καμπύλες αποσβέσεως που οφείλεται στο ατμοσφαιρικό οξυγόνο και τους υδρατμούς.

Η εξασθένιση των ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων που οφείλεται στο οξυγόνο και τους υδρατμούς της ατμόσφαιρας εξαρτάται από τη συχνότητα, την πίεση των υδρατμών και τη θερμοκρασία. Σε μία δεδομένη ζεύξη, η πίεση των υδρατμών, δηλαδή η απόλυτη υγρασία, συνήθως μεταβάλλεται κατά μήκος της ζεύξεως και συνεπώς η απορρόφηση της ενέργειας παρουσιάζει μεταβολές συναρτήσει του χρόνου. Κατά τη διάδοση των ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων στην ατμόσφαιρα, η οποία περιέχει σταγόνες ύδατος που αιωρούνται (ομίχλη) ή πέφτουν (βροχή), δύο είναι οι μηχανισμοί που την προκαλούν, αφ' ενός μεν σκέδαση και αφ' ετέρου μετασχηματισμός σε θερμότητα της ηλεκτρομαγνητικής ενέργειας εξαιτίας των επαγομένων ρευμάτων στα σταγονίδια, λόγω της ηλεκτρικής αγωγιμότητας που

παρουσιάζουν. Στην πράξη, συνήθως μπορεί να θεωρηθεί αμελητέα η επίδραση του δεύτερου μηχανισμού.

Στο σχήμα 6.30 δίνονται καμπύλες της αποσβέσεως για διάφορες εντάσεις βροχοπτώσεως (mm/hr) και για διάφορους τύπους ομίχλης. Όπως προκύπτει από το σχήμα, η βροχή προκαλεί εξασθένιση, η οποία αυξάνει αυξανομένης της συχνότητας του κύματος και της εντάσεως της βροχοπτώσεως και εξαρτάται από το μέγεθος των σταγόνων.



Σχήμα 6.30: Απώλεια σκεδάσεως που οφείλεται στη βροχή (συνεχόμενη γραμμή) και στην ομίχλη (διακεκομμένη γραμμή).

Γενικά, τα φαινόμενα σκεδάσεως και ανακλάσεως των μικροκυμάτων στην τροπόσφαιρα οφείλονται σε ανομοιογένειες της τροπόσφαιρας, οι οποίες είναι συγκρίσιμες προς τα μήκη κύματος των ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων της περιοχής αυτής των συχνοτήτων. Λόγω της σημαντικής απορρόφησης της ηλεκτρομαγνητικής ενέργειας σε αυτά τα μήκη κύματος, δεν χρησιμοποιούνται στις συνήθειες

ραδιοζεύξεις συχνότητες μεγαλύτερες των 10 GHz περίπου για ζεύξεις αποστάσεως αρκετών δεκάδων km , όπως και συχνότητες μεγαλύτερες των 20 GHz περίπου για ζεύξεις αποστάσεως της τάξεως των 10 km .

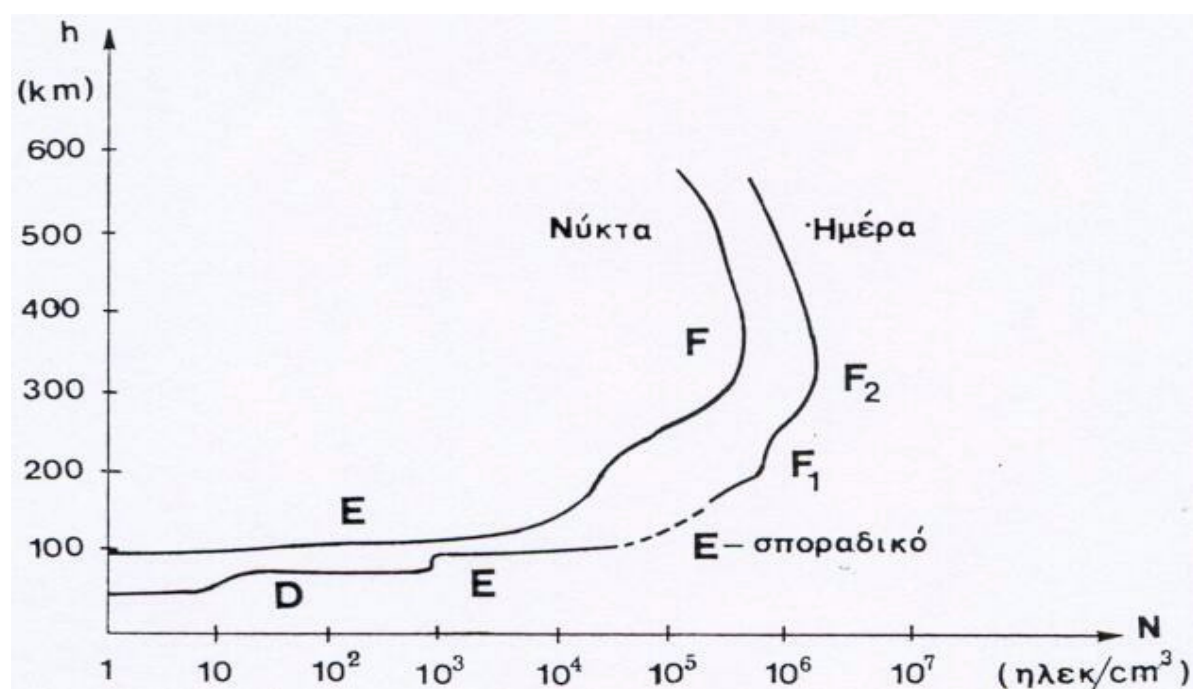
6.17 Ιονοσφαιρική διάδοση

Για συχνότητες μικρότερες των 30 MHz , όπως και μικρότερες των 100 MHz , η ιονόσφαιρα αποτελεί ένα ακόμη μέσον διαδόσεως των ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων, για ζεύξεις αποστάσεως πολύ πέραν των κυμάτων εδάφους και των τροποσφαιρικών κυμάτων. Πρέπει να σημειωθεί ότι για συχνότητες μεγαλύτερες των 30 MHz και μικρότερες των 100 MHz , ο μηχανισμός διαδόσεως είναι διαφορετικός από εκείνον με τον οποίον διαδίδονται κύματα συχνότητας μικρότερης των 30 MHz . Συχνότητες από $1,6$ μέχρι 30 MHz , διαδίδονται κατόπιν διαθλάσεως και ανακλάσεως στην ιονόσφαιρα. Αν και τα τελευταία χρόνια οι δορυφορικές ζεύξεις έχουν αντικαταστήσει τις ιονοσφαιρικές τηλεπικοινωνιακές ζεύξεις, οι τελευταίες χρησιμοποιούνται ακόμη ευρύτατα στις τηλεπικοινωνίες για τη ναυσιπλοΐα, δηλαδή μεταξύ σταθερού και κινητού σημείου μεγάλης αποστάσεως.

Η ιονόσφαιρα αποτελείται από **ιονισμένα στρώματα**, τα οποία βρίσκονται σε ύψη περίπου $80\text{-}400\text{ km}$. Η σχετικά υψηλή πυκνότητα ιόντων και ελευθέρων ηλεκτρονίων στην περιοχή αυτή, παρέχει έναν ενεργό δείκτη διαθλάσεως μικρότερο της μονάδος, με αποτέλεσμα τη διάθλαση και ανάκλαση των προσπιπτόντων κυμάτων συχνότητας $3\text{-}30\text{ MHz}$. Κάτω από 50 km ύψος, ο ιονισμός είναι αμελητέος όσον αφορά τη διάδοση των ραδιοκυμάτων. Η ιονόσφαιρα σχηματίζεται δια ιονισμού των συστατικών της ανώτερης ατμόσφαιρας από την ηλιακή ακτινοβολία, κυρίως υπεριώδεις και X ακτίνες. Η καμπύλη της πυκνότητας των ηλεκτρονίων παρουσιάζει χαρακτηριστικά μέγιστα όπως φαίνεται στο σχήμα 6.31.

Από το σχήμα προκύπτει ότι η ατμόσφαιρα παρουσιάζει στρωμάτωση. Τα υφιστάμενα ιονοσφαιρικά στρώματα είναι τα **στρώματα ή περιοχές D , E , F_1 και F_2** . Κατά τη διάρκεια της νύχτας τα στρώματα F_1 και F_2 συνδυάζονται και σχηματίζουν ένα μόνο στρώμα το F . Συχνά, ένα μέγιστο παρατηρείται στην κατώτερη περιοχή του στρώματος D μεταξύ 50 και 70 km , το οποίο δηλώνεται συνήθως ως το στρώμα C . Κατά την ημέρα, η περιοχή D εκτείνεται από περίπου 60 μέχρι 90 km . Πρέπει να

σημειωθεί ότι η επίδραση του στρώματος D προκαλεί κυρίως απορρόφηση των ραδιοκυμάτων και όχι ανάκλαση αυτών. Η περιοχή E εκτείνεται μεταξύ $100-140\text{ km}$, το στρώμα F_1 μεταξύ $180-200\text{ km}$ και το F_2 μεταξύ $230-400\text{ km}$. Εντός του στρώματος E εμφανίζονται τοπικά και προσωρινά στρώματα που ονομάζονται **E-σποραδικά**. Από τα παραπάνω προκύπτει ότι τα διάφορα ιονοσφαιρικά στρώματα οφείλονται στη διαφορετική σύσταση της ατμόσφαιρας, της οποίας τα συστατικά αέρια ιονίζονται κατά διάφορους τρόπους από την υπεριώδη ακτινοβολία και τις ακτίνες X και προκαλούν έτσι μέγιστα ιονισμού σε διάφορα ύψη. Επίσης προκύπτει ότι τα ιονοσφαιρικά στρώματα μετακινούνται κατά τη διάρκεια της ημέρας και της νύχτας και γενικότερα μεταβάλλονται με τις ιονοσφαιρικές συνθήκες, η οποίες εξαρτώνται από την ώρα της ημέρας, από την εποχή του έτους και από την ηλιακή δραστηριότητα, καθώς επίσης και από το γεωγραφικό πλάτος και μήκος.



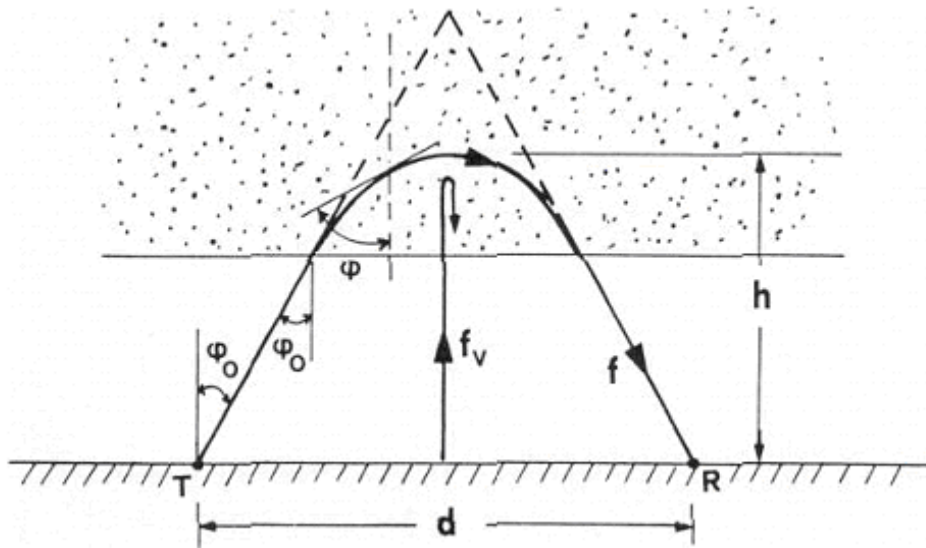
Σχήμα 6.31: Κατανομή της πυκνότητας των ηλεκτρονίων με το ύψος κατά την ημέρα και τη νύχτα.

6.18 Ιονοσφαιρική διάθλαση και ανάκλαση

Καθώς το ηλεκτρομαγνητικό κύμα εισχωρεί σε περιοχές όπου η πυκνότητα των ηλεκτρονίων είναι μεγαλύτερη, ο δείκτης διαθλάσεως μειώνεται και αντίστοιχα αυξάνεται η γωνία διαθλάσεως. Το κύμα υφίσταται τότε καμπύλωση (σχήμα 6.32). Εφαρμόζοντας το νόμο του Snell, προκύπτει:

$$n \sin \phi = n_o \sin \phi_o \quad (6.53)$$

όπου ϕ μετριέται από την κάθετο επί της επιφάνειας του ιονοσφαιρικού στρώματος στο σημείο στο οποίο η πυκνότητα των ηλεκτρονίων είναι τέτοια ώστε η τιμή του δείκτη διαθλάσεως να είναι n . Στην είσοδο της ιονόσφαιρας ο δείκτης διαθλάσεως είναι $n=n_o$ και λαμβάνεται $n_o=1$, δεδομένου ότι η πυκνότητα των ηλεκτρονίων λαμβάνεται ίση με το μηδέν.



Σχήμα 6.32: Διάθλαση ιονοσφαιρικού κύματος.

Καμπύλωση της ακτίνας έτσι ώστε να έχουμε ανάκλαση, έχουμε όταν $\sin \phi = 1$, οπότε η διαδρομή του κύματος είναι παράλληλη προς το ιονοσφαιρικό στρώμα. Στην περίπτωση αυτή η εξίσωση 6.53 μετατρέπεται στην ακόλουθη:

$$n = \sin \phi_o \quad (6.54)$$

Γενικότερα, ο δείκτης διαθλάσεως στην τροπόσφαιρα δίνεται από τη σχέση:

$$n = \sqrt{1 - \frac{81N}{f^2}} \quad (6.55)$$

όπου η πυκνότητα των ηλεκτρονίων N δίνεται σε *ηλεκτρόνια/cm³* και η συχνότητα f σε *KHz*.

Από τις παραπάνω εξισώσεις (6.54, 6.55), αποδεικνύεται ότι το υψηλότερο σημείο στο οποίο φτάνει το κύμα είναι εκείνο στο οποίο η πυκνότητα των ηλεκτρονίων N ικανοποιεί τη σχέση:

$$N = \frac{f^2 \cos^2 \phi_o}{81} \quad (6.56)$$

Εάν η πυκνότητα των ηλεκτρονίων σε ένα ορισμένο ύψος του στρώματος είναι αρκετά μεγάλη ώστε να ικανοποιείται η παραπάνω εξίσωση, τότε το κύμα θα επιστρέψει στη γη. Εάν η τιμή της N είναι μικρότερη εκείνης της εξίσωσης (6.56), τότε το κύμα θα εισχωρήσει ενδότερα στο στρώμα.

Για μια ηλεκτρομαγνητική ακτίνα συχνότητας f_v , η οποία προσπίπτει κάθετα επί της ιονόσφαιρας, οπότε $\phi_o=0$, προκύπτει από την εξίσωση (6.54) ότι ο δείκτης διαθλάσεως είναι $n=0$ και επομένως η εξίσωση (6.55) γίνεται:

$$\sqrt{1 - \frac{81N}{f^2}} = 0 \quad (6.57)$$

Η παραπάνω εξίσωση είναι η σχέση που πρέπει να πληρούται για την επιστροφή προς τη γη από το στρώμα με πυκνότητα ηλεκτρονίων N , κύματος συχνότητας f_v κάθετης προσπτώσεως. Από την παραπάνω εξίσωση προκύπτει:

$$f_v = \sqrt{81N} \quad (6.58)$$

και από τις εξισώσεις (6.56, 6.58) έπεται η ακόλουθη σχέση:

$$f = \frac{f_v}{\cos \phi_o} \quad (6.59)$$

Η παραπάνω εξίσωση συχετίζει μία ακτίνα συχνότητας f προσπίπτουσα πλαγίως με γωνία ϕ_o και μια ακτίνα συχνότητας f_v προσπίπτουσα καθέτως επί του ιονοσφαιρικού στρώματος, οι οποίες δύνανται να επιστρέψουν στη γη από το αυτό ιονοσφαιρικό στρώμα.

Ονομάζουμε **κρίσιμη συχνότητα** ή **συχνότητα αποκοπής** f_c ενός ιονοσφαιρικού στρώματος, το οποίο έχει μέγιστη πυκνότητα ηλεκτρονίων N_{max} , η μέγιστη συχνότητα ηλεκτρομαγνητικού κύματος το οποίο προσπίπτει κάθετα επί της επιφάνειας του ιονοσφαιρικού στρώματος, συχνότητα για την οποία το κύμα υφίσταται ακόμη ανάκλαση και επιστρέφει στη γη και η οποία δίνεται από τη σχέση:

$$f_c = f_{v\max} = \sqrt{81N_{\max}} \quad (6.60)$$

Για όλες τις συχνότητες f μικρότερες από την κρίσιμη συχνότητα f_c το κύμα κάθετης προσπτώσεως θα ανακλαστεί και θα επιστρέψει στη γη. Κύματα με συχνότητα μεγαλύτερη της f_c και γωνία προσπτώσεως $\phi_o=0$ δεν επιστρέφουν στη γη αλλά διαπερνούν το ιονοσφαιρικό στρώμα.

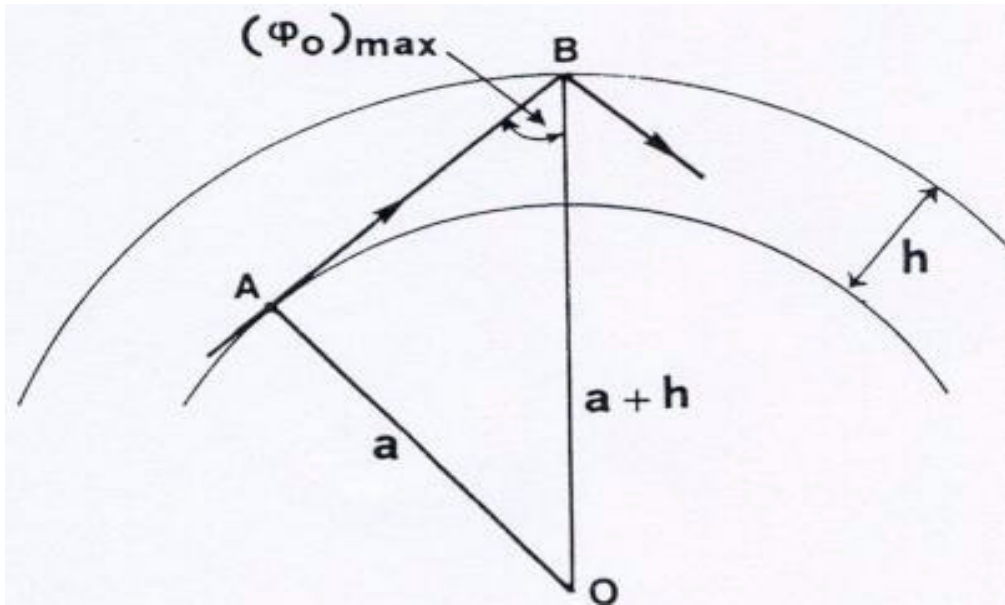
Η συχνότητα που καθορίζεται από την εξίσωση (6.60) δεν αποτελεί τη λεγόμενη **μέγιστη χρησιμοποιήσιμη συχνότητα** (maximum usable frequency) ενός στρώματος, αφού το ύψος στο οποίο διεισδύει το κύμα εξαρτάται όχι μόνο από την πυκνότητα N αλλά και από τη γωνία προσπτώσεως ϕ_o , όπως προκύπτει από τις εξισώσεις (6.58, 6.59). Από αυτές και την εξίσωση (6.60) προκύπτει ότι για μια ορισμένη γωνία προσπτώσεως ϕ_o και πυκνότητα $N=N_{max}$ η μέγιστη χρησιμοποιήσιμη συχνότητα είναι:

$$F_{MUF} = \frac{\sqrt{81N_{\max}}}{\cos \phi_o} = \frac{f_c}{\cos \phi_o} \quad (6.61)$$

Συνεπώς η μέγιστη χρησιμοποιήσιμη συχνότητα για ένα στρώμα είναι μεγαλύτερη της f_c . Η f_{MUF} αυξάνει με τη γωνία προσπτώσεως ϕ_o . Όμως η ϕ_o δεν μπορεί να υπερβεί μία μέγιστη τιμή λόγω της σφαιρικότητας της γης και της καμπυλότητας του ιονοσφαιρικού στρώματος. Από το σχήμα (6.33) προκύπτει ότι η μέγιστη τιμή της γωνίας προσπτώσεως αντιστοιχεί στην περίπτωση εφαπτομενικής προς τη γη εκπομπής και δίνεται από τη σχέση:

$$\sin \phi_{o(\max)} = \frac{a}{a+h} \quad (6.62)$$

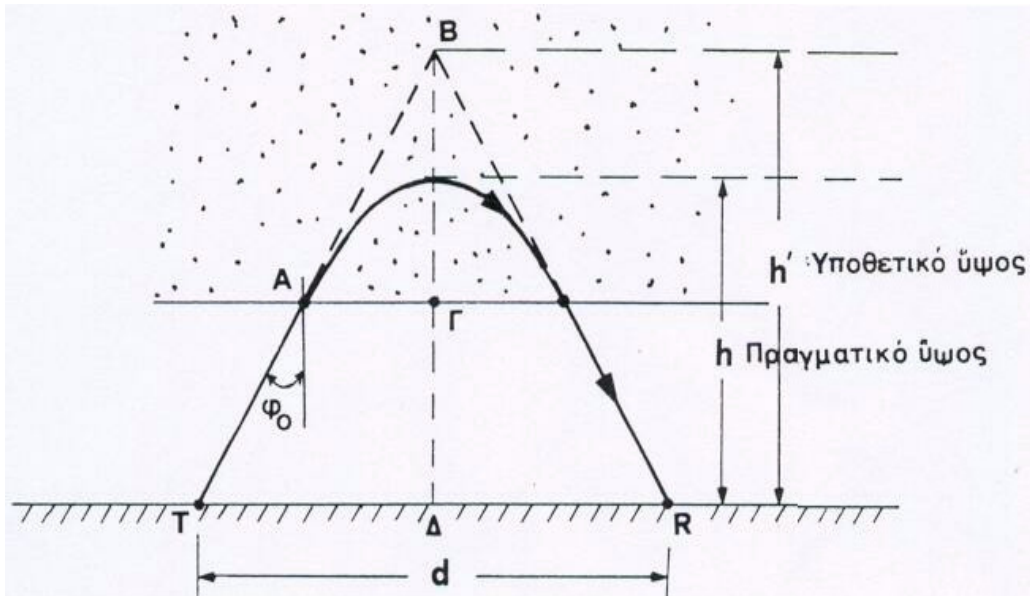
Για το στρώμα F π.χ, η $\phi_{o(\max)}$ είναι περίπου 74° και επομένως θα έχουμε $f_{MUF} = f_c / \cos 74^\circ \cong 3,6 f_c$.



Σχήμα 6.33: Μέγιστη γωνία προσπτώσεως.

Υπό ομαλές ιονοσφαιρικές συνθήκες, η f_{MUF} εξασφαλίζει αποτελεσματική ζεύξη για τουλάχιστον 50% του χρόνου λειτουργίας. Συνήθως όμως χρησιμοποιείται ως **συχνότητα λειτουργίας** της ζεύξεως, η συχνότητα f_{FOT} (Frequency of Optimum Traffic), όπου $f_{FOT} \cong 0,85f_c$. Επίσης θα πρέπει να σημειωθεί ότι η εξασθένιση του ηλεκτρομαγνητικού κύματος είναι αντιστρόφως ανάλογη της συχνότητας και επομένως για μικρότερη εξασθένιση, η συχνότητα λειτουργίας της ζεύξεως πρέπει να είναι όσο το δυνατόν μεγαλύτερη, πάντως όμως μικρότερη της f_{MUF} . Ορίζεται συνεπώς μία **ελάχιστη χρησιμοποιήσιμη συχνότητα** f_{LUF} (lowest usable frequency), με την οποία είναι ακόμη δυνατή ικανοποιητική λήψη υπό δεδομένες ιονοσφαιρικές συνθήκες. Επομένως η συχνότητα λειτουργίας τη ζεύξεως f , εκλέγεται στην περιοχή $f_{LUF} < f \leq f_{FOT}$.

Το **υποθετικό ύψος** (virtual height) ενός στρώματος δίνεται από το ύψος υπεράνω της γης, στο οποίο μπορεί να θεωρηθεί ένας υποθετικός τέλειος ανακλαστήρας που ανακλά το προσπίπτον κύμα όπως αυτό ανακλάται από την ιονόσφαιρα (σχήμα 6.34).



Σχήμα 6.34: Υποθετικό ύψος ιονοσφαιρικού στρώματος

Από το σχήμα προκύπτει ότι ο χρόνος που απαιτείται για να φτάσει το κύμα στο υψηλότερο σημείο της τροχιάς είναι:

$$t = \frac{AB}{c} \quad (6.63)$$

Από την παραπάνω σχέση προκύπτει ότι μπορούμε να αντικαταστήσουμε την πραγματική τροχιά του κύματος συχνότητας f , με μία υποθετική τροχιά που διανύει μία ηλεκτρομαγνητική ακτίνα συχνότητας f με ταχύτητα c στον ελεύθερο χώρο. Συνεπώς, το υποθετικό ύψος h' ενός στρώματος είναι το BA , το οποίο είναι το ύψος στο οποίο θα ανακλάτο το κύμα στον ελεύθερο χώρο.

Η μέγιστη δυνατή απόσταση μεταδόσεως μιας ιονοσφαιρικής ζεύξεως δίνεται από τη σχέση:

$$d = 2a \cos^{-1} \left(\frac{a}{a + h_{\max}} \right) \quad (6.64)$$

6.19 Ιονοσφαιρική σκέδαση

Έχει βρεθεί πειραματικά ότι η ιονόσφαιρα ασκεί σκέδαση επί των ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων συχνότητας 40-70 MHz περίπου. Η ιονοσφαιρική

σκέδαση αποδίδεται από μερικούς ερευνητές σε ανομοιογένειες της πυκνότητας των ηλεκτρονίων που οφείλονται στην ηλιακή ακτινοβολία και από άλλους σε ανομοιογένειες που οφείλονται σε ιονισμό που προκαλείται από μετεωρίτες πολύ μικρών διαστάσεων, οι οποίοι υπάρχουν στην ανώτερη ατμόσφαιρα.

Το εύρος ζώνης των ραδιοζεύξεων ιονοσφαιρικής σκεδάσεως είναι γενικά μικρό, της τάξεως των δεκάδων *KHz*. Το μέγιστο εύρος της μεταδιδόμενης ζώνης είναι περίπου *30 KHz*. Επομένως οι ραδιοζεύξεις αυτού του τύπου επιτρέπουν μεταβίβαση πληροφορίας που περιέχει μικρό αριθμό τηλεφωνικών διοδεύσεων.

Τα ηλεκτρομαγνητικά κύματα που υφίστανται ιονοσφαιρική σκέδαση, επιστρέφουν στη γη σε αποστάσεις από τον πομπό της τάξεως των *800-1000 km*. Αποτελεσματικές ζεύξεις μπορούν να επιτευχθούν και μέχρι περίπου *2000 km*. Η αποδοτικότητα της ζεύξεως είναι πάντως χαμηλή, δεδομένου ότι η απόσβεση μεταδόσεως είναι περίπου *100 dB* κάτω της τιμής μεταδόσεως στον ελεύθερο χώρο. Αυτό συνεπάγεται σημαντικές ισχείς ακτινοβολίας της τάξεως των δεκάδων *kW* και κεραιές με υψηλό κέρδος της τάξεως των *20 dB*. Δεδομένου ότι οι χρησιμοποιούμενες συχνότητες είναι σχετικά χαμηλές, οι κεραιές που απαιτούνται είναι μεγάλων διαστάσεων και συνεπώς υψηλού κόστους.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 7ο : ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΟ ΜΕΡΟΣ

Παρακάτω σας παραθέτω τον κώδικα προσομοίωσης του ασύρματου δικτύου.

Sim_1

```
% Simulation for different network size

clear;
% Initialize random number generator
rand('state', 0);
randn('state', 0);

global n node;
global rreq_out rreq_in rreq_forward;
global rreq_out_crosslayer rreq_in_crosslayer
rreq_forward_crosslayer;
global rrep_out rrep_in rrep_forward;
global rrep_out_crosslayer rrep_in_crosslayer rrep_forward_crosslayer
rrep_destination_crosslayer;

% Parameters
apptype = 'crosslayer_searching'; % or 'dht_searching'
log_file = 'log_crosslayer_';
max_time = 100;
ntopo = 2;
nsize = 2;
ittraffic = 5;

for isize = 10:10:(10*nsize)
    n = isize;
    maxx = sqrt(100*100*n/30);
    maxy = maxx;
    disp([' ===== Network size = ' num2str(n) ' maxx = maxy = '
num2str(maxx) ' =====']);
    for itopo = 1:ntopo
        % Reset the parameters
        parameter;
        rand('state', itopo);
        randn('state', itopo);
        % Generate a random network topology
        node = topo(n, maxx, maxy, 0);
        node = [node, zeros(n, 2)];
        Event_list = [];
        for k=1:ittraffic
            Event_list(k).instant = 1+100*k*slot_time;
            Event_list(k).type = 'send_app';
            Event_list(k).node = k;
            Event_list(k).app.type = apptype;
            Event_list(k).app.key = n+1-k;
            Event_list(k).app.id1 = k;
            Event_list(k).app.id2 = itopo;
            Event_list(k).app.route = [];
            Event_list(k).app.hopcount = 0;
            Event_list(k).net = [];
```

```

        Event_list(k).pkt = [];
    end
    % Run the simulation
    tstart = clock;
    run(Event_list', max_time, [log_file, num2str(n)]);
    disp(sprintf('--- Network size= %d, Topology id=%d, Running
time=%g \n', n, itopo, etime(clock, tstart)));
    % Log the numbers of RREQ and RREP
    n1=sum(rreq_out);
    n2=sum(rreq_in);
    n3=sum(rreq_forward);
    n4=sum(rreq_out_crosslayer);
    n5=sum(rreq_in_crosslayer);
    n6=sum(rreq_forward_crosslayer);
    n7=sum(rrep_out);
    n8=sum(rrep_in);
    n9=sum(rrep_forward);
    n10=sum(rrep_out_crosslayer);
    n11=sum(rrep_in_crosslayer);
    n12=sum(rrep_forward_crosslayer);
    n13=sum(rrep_destination_crosslayer);
    fid = fopen([log_file num2str(n) '_rreqrrep'], 'a');
    if fid == -1, error(['Cannot open log file for RREQ and
RREP']); end
    fprintf(fid, '%d %d %d %d %d %d %d %d %d %d %d %d %d \n',
[itopo; n1; n2; n3; n4; n5; n6; n7; n8; n9; n10; n11; n12; n13]);
    fclose(fid);
end
end

```

Sim_2

```

% Simulation for mobility

clear;
% Initialize random number generator
rand('state', 0);
randn('state', 0);

global n node;
global rreq_out rreq_in rreq_forward;
global rreq_out_crosslayer rreq_in_crosslayer
rreq_forward_crosslayer;
global rrep_out rrep_in rrep_forward;
global rrep_out_crosslayer rrep_in_crosslayer rrep_forward_crosslayer
rrep_destination_crosslayer;
global mobility_model pos maxspeed maxpause;
global maxx maxy;

% Parameters
apptype = 'crosslayer_searching'; % or 'dht_searching'
log_file = 'log_mobility_crosslayer_';
n = 10;
maxx = 100;
maxy = 100;
nmobility = 2;
nrepeat = 2;
interval = 10; % second
itraffic = 5;

```

```

max_time = 100 + interval * (nrepeat + 1);

for imobility = 1:nmobility
    % Use the same initial topology
    rand('state', 1);
    randn('state', 1);
    % Generate a random network topology
    node = topo(n, maxx, maxy, 0);
    node = [node, zeros(n, 2)];
    % Reset the parameters
    parameter;
    % Set parameters for mobility
    mobility_model = 'random_waypoint';
    maxpause = 1;
    maxspeed = imobility;
    disp([' ===== Maximum speed = ' num2str(maxspeed) ' =====']);
    % Initialize and start mobility
    position_init;
    clear Event_list;
    for k=1:itraffic
        clear tempe;
        tempe.instant = 1 + 100*k*slot_time;
        tempe.type = 'send_app';
        tempe.node = k;
        tempe.app.type = apptype;
        tempe.app.key = n+1-k;
        tempe.app.id1 = k;
        tempe.app.id2 = 0;
        tempe.app.route = [];
        tempe.app.hopcount = 0;
        tempe.net = [];
        tempe.pkt = [];
        for h = 1:nrepeat
            tempe.instant = tempe.instant + interval;
            tempe.app.id2 = h;
            Event_list((k-1)*nrepeat+h) = tempe;
        end
    end
    % Run the simulation
    tstart = clock;
    run(Event_list', max_time, [log_file, num2str(maxspeed)]);
    disp(sprintf('--- Maximum speed= %d, Running time=%g \n',
maxspeed, etime(clock, tstart)));
    % Log the numbers of RREQ and RREP
    n1=sum(rreq_out);
    n2=sum(rreq_in);
    n3=sum(rreq_forward);
    n4=sum(rreq_out_crosslayer);
    n5=sum(rreq_in_crosslayer);
    n6=sum(rreq_forward_crosslayer);
    n7=sum(rrep_out);
    n8=sum(rrep_in);
    n9=sum(rrep_forward);
    n10=sum(rrep_out_crosslayer);
    n11=sum(rrep_in_crosslayer);
    n12=sum(rrep_forward_crosslayer);
    n13=sum(rrep_destination_crosslayer);
    fid = fopen([log_file num2str(maxspeed) '_rreqrrep'], 'a');
    if fid == -1, error(['Cannot open log file for RREQ and RREP']);
end
end

```



```

    fprintf(fid, '%d %d %d %d %d %d %d %d %d %d %d %d %d \n',
[maxspeed; n1; n2; n3; n4; n5; n6; n7; n8; n9; n10; n11; n12; n13]);
    fclose(fid);
end

```

Process sim_1

```

% Process data generated by sim1.m (different network size)

z=1.960;    % 95% confidence interval % z=2.576;    % 99% confidence
interval
z2 = 0.5;  % confidence interval mark length

log_file = 'log_crosslayer_';
ntopo = 2;
nsize = 2;
itraffic = 5;

successrate = [];
responsetime = [];
responsetimez = [];
hopcount = [];
hopcountz = [];
rreqrrep = [];
for isize = 10:10:(10+10*(nsize-1))
    n = isize;
    fid = fopen([log_file, num2str(n)], 'r');
    if fid == -1, error('Cannot open log file'); end
    a = fscanf(fid, '%d %d %g %d %d %d \n', [6, inf]);
    fclose(fid);
    a = sortrows(a', [1 2 3]);
    b = [];
    j = 0;
    for i = 1:(size(a, 1)-1)
        if sum(a(i, [1 2 5 6]))==a(i+1, [1 2 5 6]))==4 & a(i, 4)==0
            % got reply
            ttime = a(i+1, 3) - a(i, 3);
            thop = a(i+1, 4);
            j = j + 1;
            b(j, :) = [a(i, 1) a(i, 2) ttime thop];
            i = i + 1;
        end
    end
    k = n/10;
    successrate(k) = j/(itraffic*ntopo);
    if isempty(b)
        responsetime(k) = 0;
        responsetimez(k) = 0;
        hopcount(k) = 0;
        hopcountz(k) = 0;
    else
        responsetime(k) = mean(b(:, 3));
        responsetimez(k) = z*std(b(:, 3), 1, 1)/sqrt(j);
        hopcount(k) = mean(b(:, 4));
        hopcountz(k) = z*std(b(:, 4), 1, 1)/sqrt(j);
    end
    fid = fopen([log_file, num2str(n) '_rreqrrep'], 'r');
    if fid == -1, error('Cannot open log file'); end

```

```

    a = fscanf(fid, '%d %d %d %d %d %d %d %d %d %d %d %d %d %d \n',
[14, inf]);
    fclose(fid);
    a = sortrows(a', [1]);
    rreqrrep(k, :) = mean(a(:, 2:14), 1);
end

```

```

colordef none, whitebg

```

```

figure(1);
hold on;
set(gca, 'Box', 'on');
PT = plot(10:10:nsize*10, successrate * 100, 'bo-', 'LineWidth', 2,
'MarkerFaceColor', 'b', 'MarkerSize', 5);
Xla = xlabel('Network size');
set(Xla, 'FontSize', 12);
Yla = ylabel('Success rate (%)');
set(Yla, 'FontSize', 12);

```

```

figure(2);
hold on;
set(gca, 'Box', 'on');
PT = plot(10:10:nsize*10, responsetime, 'bo-', 'LineWidth', 2,
'MarkerFaceColor', 'g', 'MarkerEdgeColor', 'k', 'MarkerSize', 5);
Xla = xlabel('Network size');
set(Xla, 'FontSize', 12);
Yla = ylabel('Response time (sec.)');
set(Yla, 'FontSize', 12);
for x=1:nsize
    i = 10+10*(x-1);
    line([i, i], [responsetime(x)-responsetimez(x),
responsetime(x)+responsetimez(x)], 'LineWidth', 0.5, 'Color', 'k',
'LineStyle', '-');
    line([i-z2, i+z2], [responsetime(x)-responsetimez(x),
responsetime(x)-responsetimez(x)], 'LineWidth', 1, 'Color', 'k');
    line([i-z2, i+z2], [responsetime(x)+responsetimez(x),
responsetime(x)+responsetimez(x)], 'LineWidth', 1, 'Color', 'k');
end

```

```

figure(3);
hold on;
set(gca, 'Box', 'on');
PT = plot(10:10:nsize*10, hopcount, 'bo-', 'LineWidth', 2,
'MarkerFaceColor', 'g', 'MarkerEdgeColor', 'k', 'MarkerSize', 5);
Xla = xlabel('Network size');
set(Xla, 'FontSize', 12);
Yla = ylabel('Hop count');
set(Yla, 'FontSize', 12);
for x=1:nsize
    i = 10+10*(x-1);
    line([i, i], [hopcount(x)-hopcountz(x),
hopcount(x)+hopcountz(x)], 'LineWidth', 0.5, 'Color', 'k',
'LineStyle', '-');
    line([i-z2, i+z2], [hopcount(x)-hopcountz(x), hopcount(x)-
hopcountz(x)], 'LineWidth', 1, 'Color', 'k');
    line([i-z2, i+z2], [hopcount(x)+hopcountz(x),
hopcount(x)+hopcountz(x)], 'LineWidth', 1, 'Color', 'k');
end

```

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

Ξενόγλωσση Βιβλιογραφία

- [1] Claude E. Shannon, A mathematical theory of communication, Bell System Technical Journal, 1948.
- [2] Haykin S. Communication Systems , Wiley
- [3] John Proakis. Digital Communications , Kindle Edition

Ελληνόγλωσση Βιβλιογραφία

- [4] Δημήτριος Αλέξανδρος Τουμπακάρης, Θεωρία Πληροφορίας, Σημειώσεις ομότιτλου μαθήματος, Πάτρα, 2010
- [5] Ιστοσελίδα Wikipedia, <http://www.wikipedia.org>
- [6] Ιστοσελίδα Matlab, <http://www.mathworks.org>
- [7] Ιστοσελίδα http://www.inf.teilam.gr/OLD/course_material
- [8] Ιστοσελίδα www.ece.upatras.gr/gr/personnel/faculty.html?id=180
- [9] Ιστοσελίδα www.csd.uoc.gr/~hy430/HY430-2004_1.ppt
- [10] Σ. Λούβρος, Ι. Κούγιας. Το Δίκτυο Κινητής τηλεφωνίας GSM, Εκδόσεις Νέων Τεχνολογιών , 2010 .
- [11] Κωνσταντίνου , Καψάλης, Κωττής , Εισαγωγή στις Τηλεπικοινωνίες, Εκδόσεις Παπασωτηρίου , 1995
- [12] Παρασκευάς Μ , Μουρτζόπουλος Γ. , Συμπύεση Ηχητικών Σημάτων από την ADPCM στο MPEG-4, Ομάδα Ήχου, Εργαστήριο Ενσύρματης Τηλεπικοινωνίας Τμήμα Ηλεκτρολόγων Μηχανικών & Τεχνολογίας Υπολογιστών Πανεπιστήμιο Πατρών