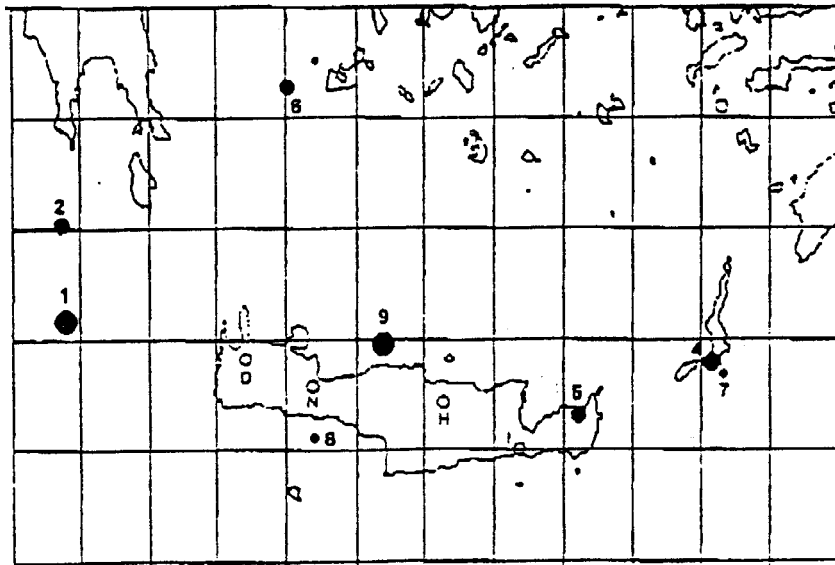


**Σ.Τ.Ε.Φ. ΗΡΑΚΛΕΙΟΥ
ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ ΧΑΝΙΩΝ
ΤΜΗΜΑ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΚΗΣ**

ΠΤΥΧΙΑΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

**ΕΦΑΡΜΟΓΗ ΤΗΣ ΤΕΧΝΙΚΗΣ ΤΗΣ ΑΜΟΙΒΑΙΑΣ
ΠΛΗΡΟΦΟΡΙΑΣ ΣΤΗΝ ΑΝΙΧΝΕΥΣΗ ΑΝΩΜΑΛΗΣ
ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΗΣ ΣΥΜΠΕΡΙΦΟΡΑΣ.
ΕΦΑΡΜΟΓΗ ΣΤΑ ΔΕΔΟΜΕΝΑ ΤΟΥ ΤΗΛΕΜΕΤΡΙΚΟΥ
ΔΙΚΤΥΟΥ ΚΡΗΤΗΣ.**



Εισηγητής: Δρ. Φίλιππος Βαλλιανάτος
Επιμέλεια: Νίκος Βαβουράκης
Πελαγία Σφακιανάκη

ΧΑΝΙΑ 1999

Αφιερωμένη στους γονείς μας

Νίκος, Πελαγία.

ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Η παρούσα πτυχιακή εργασία αποτελεί μια προσπάθεια εφαρμογής της μεθόδου της αμοιβαίας πληροφορίας μεταξύ στοχαστικών μεταβλητών στα δεδομένα που αποκτήθηκαν την τριετία 1995-1997 από το Τηλεμετρικό Δίκτυο Κρήτης. Το Τηλεμετρικό Δίκτυο Κρήτης δημιουργήθηκε από το Τ.Ε.Ι. Ηρακλείου και αποτελείται από αρκετούς σταθμούς υπαίθρου. Στους σταθμούς αυτούς παίρνονται μετρήσεις που αφορούν το ηλεκτρομαγνητικό πεδίο της Κρήτης. Τα δεδομένα που θα μελετήσουμε είναι οι μετρήσεις αυτές και είναι αποθηκευμένα σε αρχεία που έχουν ταξινομηθεί ανάλογα με το σταθμό και την ημερομηνία που αποκτήθηκαν. Στο 1ο κεφάλαιο της εργασίας υπάρχει αναλυτική περιγραφή του δικτύου και της θεωρίας που εφαρμόζει.

Στο 2ο και το 3ο κεφάλαιο αναπτύσσεται το θεωρητικό υπόβαθρο της εργασίας.

Στο 2ο κεφάλαιο γίνεται μια διεξοδική αναφορά στο φαινόμενο των ηλεκτρομαγνητικών διαταραχών στο γήινο περιβάλλον. Αναλύεται το γεωηλεκτρομαγνητικό περιβάλλον του πλανήτη μας, η ιονόσφαιρα, το μοντέλο κυματοδηγού γης – ιονόσφαιρας. Θεωρώντας την κοιλότητα συντονισμού γης – ιονόσφαιρας αναλύουμε τους συντονισμούς Schumann. Αναφορικά με τον κυματοδηγό γης – ιονόσφαιρας, που αποτελεί το ‘περιβάλλον εργασίας’ της πτυχιακής μας, παραθέτουμε στοιχεία για την ELF μετάδοση σ’ αυτόν, για τη διέγερσή του από παλμικές ELF πηγές και για τη VLF διάδοση όταν ο κυματοδηγός αυτός είναι εκθετικός και ισοτροπικός. Τέλος, περιγράφουμε το φάσμα του γεωμαγνητικού πεδίου στην περιχή συχνοτήτων από 10^{-5} έως 10^5 Hz.

Στο 3ο κεφάλαιο παρουσιάζεται η μέθοδος επεξεργασίας των δεδομένων. Παρατίθενται στοιχεία για την εντροπία πληροφορίας, στην οποία βασίζεται η έννοια της αμοιβαίας πληροφορίας. Αποδεικνύεται δηλαδή πώς προκύπτει ο δείκτης της αμοιβαίας πληροφορίας που χρησιμοποιούμε για την ανάλυση των ηλεκτρομαγνητικών δεδομένων και στην ουσία είναι ένας δείκτης του βαθμού συσχέτισης των στοχαστικών μεταβλητών στις οποίες εφαρμόζεται. Επίσης, αναφέρονται οι λόγοι για τους οποίους επιλέχθηκε αυτή η μέθοδος για την επεξεργασία των συγκεκριμένων στοιχείων.

Στο 4ο κεφάλαιο βρίσκεται η καρδιά της πτυχιακής μας εργασίας. Στο κεφάλαιο αυτό γίνεται η ανάλυση των δεδομένων. Προηγούμενα όμως, εξηγούμε τη σχεδίαση του βασικότερου προγράμματος (από τα πολλά που γράφτηκαν σε γλώσσα προγραμματισμού Pascal για την επεξεργασία των δεδομένων), του προγράμματος υπολογισμού αμοιβαίας πληροφορίας. Στη συνέχεια αναφέρονται ένα προς ένα τα πειράματα που έγιναν με τη χρήση συνθετικών δεδομένων. Τα πειράματα αυτά έγιναν για την πλήρη κατανόηση της έννοιας της αμοιβαίας πληροφορίας αλλά και για τη δοκιμασία των προγραμμάτων που σχεδιάστηκαν και την αξιολόγησή τους.

Ακολουθεί η ανάλυση της επεξεργασίας των πραγματικών δεδομένων. Τα πραγματικά δεδομένα αποτελούνται τόσο από τις μετρήσεις του Τηλεμετρικού Δικτύου Κρήτης από 1/1/1995 έως 31/12/1997 όσο και από τις μετρήσεις τριών Βρετανικών σταθμών, του Eskdalemuir, του Hartland και του Lerwick. Οι μετρήσεις των σταθμών αυτών αφορούν το ηλεκτρομαγνητικό πεδίο μιας

παγκόσμιας κλίμακας, στο ίδιο χρονικό διάστημα. Παρατίθενται λοιπόν τα αποτελέσματα μιας επεξεργασίας που αποτελείται από τον υπολογισμό του υπόβαθρου ηλεκτρομαγνητικού θορύβου καθενός Ελληνικού σταθμού (από τους πέντε του Τηλεμετρικού Δικτύου που χρησιμοποιούμε λόγω επαρκούς πλήθους μετρήσεων), και τη σύγκριση των δεδομένων καθενός από τους τρεις Βρετανικούς σταθμούς με κάθε Ελληνικό ξεχωριστά. Επίσης έχει πραγματοποιηθεί μια πρώτη προσέγγιση ενός θέματος (που πάντως απαιτεί περαιτέρω επιστημονική μελέτη) που αφορά το ηλεκτρομαγνητικό υπόβαθρο των σταθμών του Τηλεμετρικού Δικτύου μερικές ημέρες πριν και μερικές μετά από μια σεισμική δόνηση, κάτι που πιθανώς να σχετίζεται με βραχυπρόθεσμη πρόβλεψη σεισμικών δονήσεων και υπερβαίνει κατά πολύ τις γνώσεις και τις ικανότητές μας.

Η παρούσα πτυχιακή εργασία πραγματοποιήθηκε κατά το χρονικό διάστημα από την Άνοιξη του 1998 μέχρι και τις πρώτες ημέρες του Ιανουαρίου του 1999. Χρησιμοποιήθηκαν αρκετά βιβλία και επιστημονικά περιοδικά, κυρίως για τη θεωρητική κάλυψή της. Ωστόσο, το μεγαλύτερο (και κυριότερο) μέρος της αποτελεί το λογισμικό που δημιουργήθηκε ειδικά για την επεξεργασία των δεδομένων. Για το λόγο αυτό, κι επειδή θεωρούμε ότι η παράδοση ενός απλού κειμένου δεν επαρκεί για να δώσει την πλήρη εικόνα της δουλειάς μας, το κείμενο της πτυχιακής συνοδεύεται από ένα cd όπου περιέχονται όλα τα αρχεία δεδομένων, τα προγράμματα και οι κυματομορφές που πραγματοποιήθηκαν.

Τέλος, οφείλουμε να ευχαριστήσουμε τον εισηγητή της εργασίας αυτής, τον κ. Φίλιππο Βαλλιανάτο, για την αμέριστη συμπαράσταση και άδολη αρωγή που μας προσέφερε, χωρίς την οποία η ολοκλήρωση της εργασίας θα ήταν ανέφικτη.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1ο

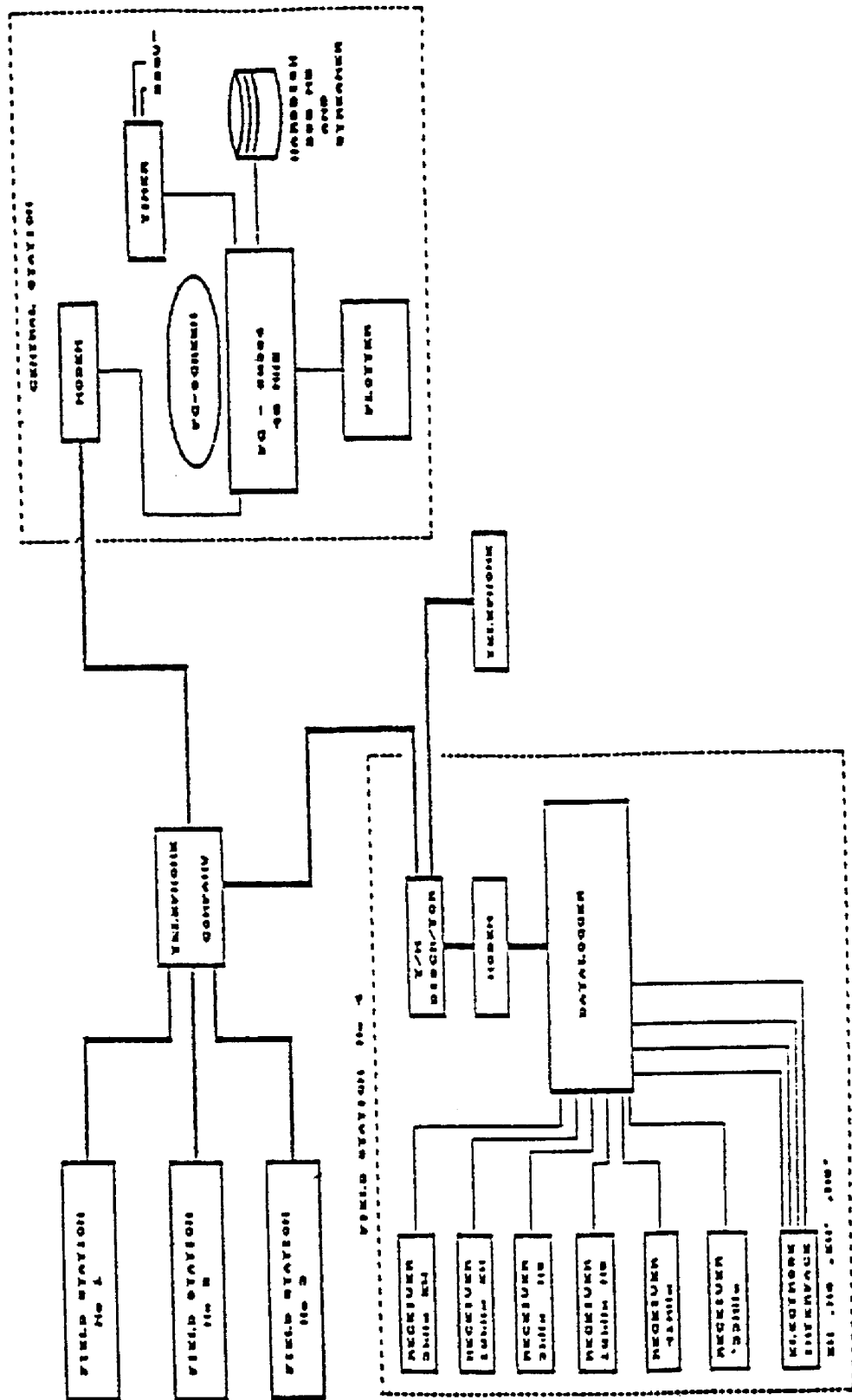
ΤΟ ΤΗΛΕΜΕΤΡΙΚΟ ΔΙΚΤΥΟ ΚΡΗΤΗΣ

1.1 Εισαγωγή.

Στο κεφάλαιο αυτό παρουσιάζεται το Τηλεμετρικό Δίκτυο Κρήτης του Τ.Ε.Ι Ηρακλείου / Παραρτήματος Χανίων. Το δίκτυο αυτό αναπτύχθηκε με σκοπό τη συνεχή καταγραφή των μεταβολών του Γήινου ηλεκτρομαγνητικού πεδίου στην περιοχή της Κρήτης, στις περιοχές: Ηρακλείου (Νομός Ηρακλείου), Ιεράπετρας (Νομός Λασιθίου), Ροδοπού (Νομός Χανίων), Νίπος Αποκορώνου (Νομός Χανίων) και Βάμου Αποκορώνου(Νομός Χανίων). Ο κεντρικός σταθμός συλλογής δεδομένων έχει εγκατασταθεί στην πόλη των Χανίων.

Κάθε σταθμός υπαίθρου μετρά τις μεταβολές του Γήινου ηλεκτρικού πεδίου χρησιμοποιώντας συντονισμένες βροχοκεραίες στα 3kHz και 10kHz (χαμηλές συχνότητες) σε δύο ορθογώνιες διευθύνσεις (E-W Ανατολή-Δύση και N-S Βορράς-Νότος). Ταυτόχρονα γίνεται και καταγραφή του ηλεκτρικού πεδίου στις συχνότητες 41 MHz και 53 MHz (υψηλές συχνότητες). Οι μετρήσεις αυτές ψηφιοποιούνται και αποθηκεύονται στη μνήμη ενός datalogger. Στη συνέχεια, οι μετρήσεις αυτές μεταφέρονται και αποθηκεύονται στο Κεντρικό σταθμό μέσω συνήθων τηλεφωνικών γραμμών. Στο σχήμα 1 δίνουμε σε απλό σχεδιάγραμμα τη μορφή του τηλεμετρικού δικτύου.

Η επιλογή της διερεύνησης του φάσματος των μεταβολών του Γήινου ηλεκτρικού πεδίου έγινε με βάση τα δεδομένα της διεθνούς βιβλιογραφίας(π.χ. Gohkberg), σύμφωνα με τα οποία το φάσμα αυτό διαταράσσεται πριν από σεισμικές εξάρσεις.



ΣΧΗΜΑ 1.1.1:
Σχεδιάγραμμα Τηλεμετρικού Δικτύου Τμήματος Ηλεκτρονικής Τ.Ε.Ι.
Ηρακλείου/Παράρτημα Χανίων

1.2 Περιγραφή του σταθμού υπαίθρου.

Στο σχήμα 1 παρουσιάζεται η δομή του σταθμού υπαίθρου. Συγκεκριμένα σε κάθε σταθμό υπαίθρου υπάρχουν:

1. Τέσσερις δέκτες οι οποίοι μετρούν τις μεταβολές του Γήινου ηλεκτρομαγνητικού πεδίου στα 3 KHZ και 10 KHZ και στις διευθύνσεις Ανατολή – Δύση (E - W) και Βορράς – Νότος (N - S). Οι δέκτες αυτοί περιλαμβάνουν ενισχυτές ευρείας ζώνης και χαμηλού θορύβου καθώς και ενεργά φίλτρα διέλευσης ζώνης συχνοτήτων (switching band pass filters) τα οποία συντονίζονται μέσω κρυσταλλικών ταλαντωτών. Η τελική βαθμίδα του δέκτη είναι ένας μετατροπέας RMS σε DC τάση. Η έξοδος του κάθε δέκτη είναι μια συνεχής τάση το μέτρο της οποίας είναι ανάλογο με την ηλεκτρομαγνητική διέγερση στην κεραία σχήμα 1.2.1. Οι κεραίες που κατασκευάστηκαν για τους παραπάνω δέκτες είναι συντονισμένες βροχοκεραίες στις συχνότητες των 3 και 10 KHZ. Η τάση στην έξοδο κάθε συντονισμένης βροχοκεραίας δίνεται από την σχέση:

$$V = K.E \quad (1.2.1)$$

Όπου

$$K = 2\pi ANQ/\lambda \quad (1.2.2)$$

A είναι το εμβαδό της κεραίας, N είναι ο αριθμός των περιελίξεων του σύρματος της κεραίας, Q είναι ο παράγοντας ποιότητας της κεραίας και λ είναι το μήκος κύματος της έντασης E του ηλεκτρικού πεδίου. Ο λόγος SNR του σήματος προς το θόρυβο δίνεται από τη σχέση:

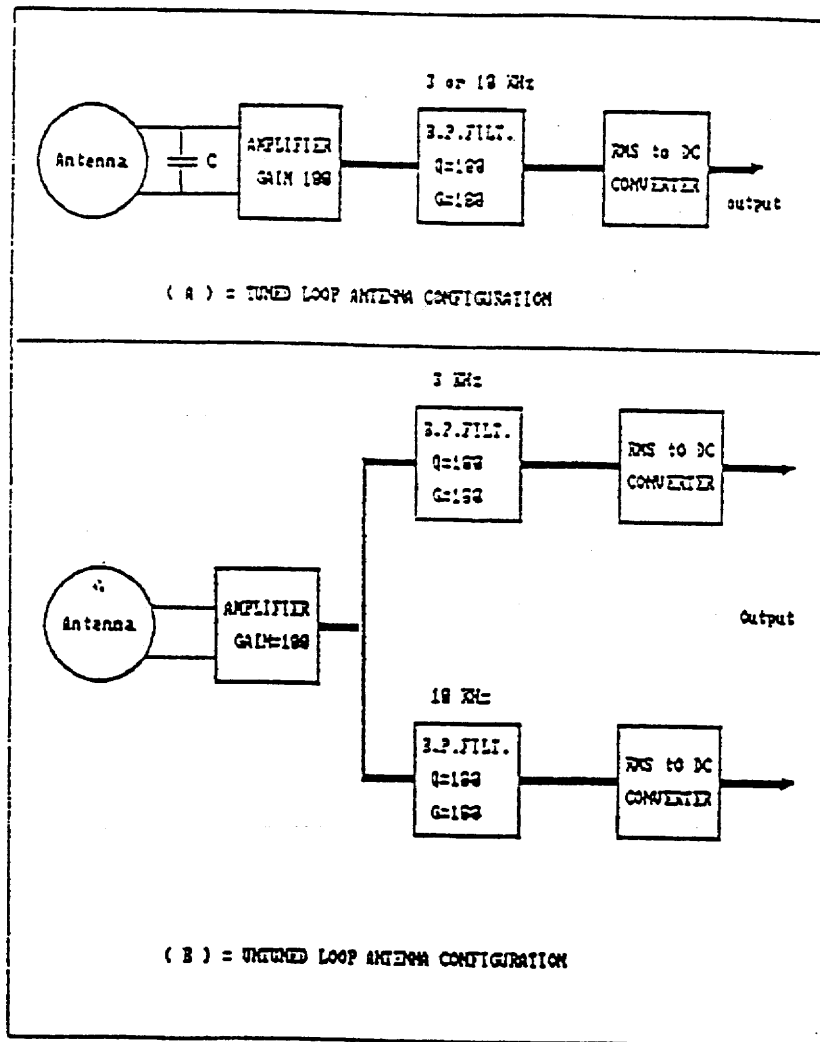
$$SNR = [66.3 N A E / \sqrt{(\Delta f)}] [\sqrt{(Q f / L)}] \quad (1.2.3)$$

Όπου Δf είναι το εύρος συχνοτήτων στο δέκτη και L είναι ο συντελεστής αυτεπαγωγής της κεραίας.

Για να μεγιστοποιήσουμε τις απαιτήσεις που έχουν να κάνουν με το κέρδος και το λόγο σήμα προς θόρυβο, επιλέγουμε διάμετρο σύρματος στα 0.3mm και κεραία διαμέτρου 1m, που μας δίνουν N = 165 περιελίξεις για τη συντονισμένη στα 3 kHz κεραία και N = 56 περιελίξεις για αυτή των 10 kHz, κι επομένως K = 0.1. Το Q είναι 12 και το SNR είναι 10 και για τις δύο συχνότητες.

Στο πρώτο στάδιο του πειράματος χρησιμοποιήθηκαν μη συντονισμένες κεραίες. Η διάταξή τους φαίνεται στο σχ. 1.2.1. Οι τύποι (1) και (2) συνεχίζουν να ισχύουν αλλά πλέον ο παράγοντας Q είναι 1.

Για τις μη συντονισμένες κεραίες ο παράγοντας $K = 2\pi AN/\lambda$ είναι ανάλογος της συχνότητας του συντονισμένου δέκτη. Το τελευταίο δείχνει ότι αν οι εγγραφόμενες τάσεις εξόδου έχουν το ίδιο πλάτος για όλες τις



μετρούμενες συχνότητες, τότε η διαταραχή του ηλεκτρικού πεδίου είναι αντιστρόφως ανάλογη προς τη μετρούμενη συχνότητα.

Σχήμα 1.2.1 : Διάταξη των δεκτών χαμηλών συχνοτήτων.

Για τις μη συντονισμένες κεραίες ο παράγοντας $K = 2\pi AN/\lambda$ είναι ανάλογος της συχνότητας του συντονισμένου δέκτη. Το τελευταίο δείχνει ότι αν οι εγγραφόμενες τάσεις εξόδου έχουν το ίδιο πλάτος για όλες τις μετρούμενες συχνότητες, τότε η διαταραχή του ηλεκτρικού πεδίου είναι αντιστρόφως ανάλογη προς τη μετρούμενη συχνότητα.

2. Δύο δέκτες οι οποίοι μετρούν τις μεταβολές του Γήινου ηλεκτρικού πεδίου στα 41MHZ και στα 53MHZ. Οι δέκτες αυτοί χρησιμοποιούν τη τεχνική της διπλής ετεροδύνωσης και η έξοδος τους είναι μια συνεχή τάση της οποίας το μέτρο είναι ανάλογο με το πλάτος της έντασης E του ηλεκτρικού πεδίου στη κεραία. Οι κεραίες που

χρησιμοποιούνται για τις συχνότητες αυτές είναι οριζόντια λλ2 δίπολα συντονισμένα στα 41MHZ και στα 53MHZ, αντίστοιχα.

3. Ένα DATALOGGER το οποίο αποτελεί το βασικό όργανο για το διάβασμα των αναλογικών πληροφοριών από τους δέκτες του σταθμού υπαίθρου. Το datalogger μετατρέπει το αναλογικό σήμα των δεκτών σε ψηφιακό και το αποθηκεύει στη μνήμη του. Το Datalogger που χρησιμοποιούμε στο τηλεμετρικό μας δίκτυο είναι το υψηλής τεχνολογίας Datalogger 21X της εταιρείας Campell Scientific, (USA). Οι προδιαγραφές του Datalogger φαίνονται στον πίνακα που ακολουθεί.

ΠΙΝΑΚΑΣ 1.2.1

ΠΡΟΔΙΑΓΡΑΦΕΣ DATALOGGER	
ΜΟΝΤΕΛΟ:	21X, CAMPBELL SCIENTIFIC, USA
ΑΝΑΛΟΓΙΚΕΣ ΕΙΣΟΔΟΙ:	Οχτώ (8) διαφορετικές (differential) Δεκαέξι (16) απλές (single ended)
ΑΝΤΙΣΤΑΣΗ ΕΙΣΟΔΟΥ:	200GΩ
ΑΝΑΛΟΓΙΚΟΣ/ΨΗΦΙΑΚΟΣ	
ΜΕΤΑΤΡΟΠΕΑΣ:	14Bits
ΑΙΣΘΗΣΙΑ ΚΑΙ ΔΙΑΚΡΙΤΙΚΗ ΙΚΑΝΟΤΗΤΑ:	Στα + - 5V, 333.0μV + - 0.5V, 33.3μV + - 50mV, 3.33μV + - 15mV, 1.0μV + - 5mV, 0.33μV
ΠΡΟΓΡΑΜΜΑΤΙΣΜΟΣ:	Υποστηρίζεται με απλή συμβολική γλώσσα.
ΜΝΗΜΗ:	ROM = 24Kbytes RAM = 40 Kbytes
ΤΡΟΦΟΔΟΣΙΑ:	12 V dc / 5mA

Τα κυριότερα πλεονεκτήματα του είναι :

- A. Ικανότητα προγραμματισμού για την αποθήκευση των δεδομένων στη τελική μνήμη ή σε μονάδα memory card, ή ακόμη και σε μονάδα μαγνητικής εγγραφής (μαγνητόφωνο).
- B. Ικανότητα επικοινωνίας μέσω modem και τηλεφωνικής γραμμής ή και με ραδιοζεύξη με το Κεντρικό σταθμό.
- Γ. Μεταφορά δεδομένων με αξιοπιστία 99.998 % λόγω του ειδικού πρωτοκόλλου επικοινωνίας που διαθέτει.
- Δ. Εξαιρετικά χαμηλή κατανάλωση ισχύος .
- Ε. Λαμβάνει μετρήσεις με υψηλή διακριτική ικανότητα λόγω του αναλογικού / ψηφιακού μετατροπέα των 14 Bits.
- Z. Ικανότητα να προσθέτει αυτόματα την ημερομηνία και την ώρα σε κάθε δειγματοληψία.

Η. Προστασία κάθε εισόδου από κεραυνούς.

Θ. Αποθηκεύει 19328 σημεία χαμηλής διακριτικής ικανότητας (4δεκαδικά ψηφία) ή 9664 σημεία υψηλής διακριτικής ικανότητας(5 δεκαδικά ψηφία) σε κυκλική μνήμη.

Στο τηλεμετρικό δίκτυο, οι λειτουργικές παράμετροι του Datalogger συνοψίζονται στα παρακάτω:

Α. Τρόπος λειτουργίας : απλής εισόδου (single ended), μη διαφορικός

Β. Είσοδος στα $\pm 5000\text{mV}$ με διακριτική ικανότητα 1mV (low format).

Γ. Δειγματοληψία: 1 μέτρηση / sec.

Δ. Στη τελική μνήμη αποθηκεύονται η ημερομηνία και η ώρα.

Ε. Ικανότητα αποθήκευσης στη μνήμη δεδομένα διάρκειάς 40 ωρών χωρίς αλληλοεπικάλυψη.

Ζ. Η τροφοδοσία του Datalogger επιτυγχάνεται από ενσωματωμένες επαναφορτιζόμενες μπαταρίες $12\text{V}/3.5\text{Ah}$. Η φόρτιση των συσσωρευτών γίνεται με μικρό φορτιστή ή με μικρό ηλιακό στοιχείο.

Η. Σε όλα τα Datalogger που λειτουργούν στο τηλεμετρικό δίκτυο έχει τοποθετηθεί περιφεριακή μονάδα αποθήκευσης τύπου memory card για την εφεδρική αποθήκευση των σημάτων που λαμβάνονται από τους δέκτες των σταθμών.

- 4. Σε κάθε σταθμό υπαίθρου το Datalogger συνδέεται με τη τηλεφωνική γραμμή μέσω κατάλληλου modem. Τα modem που χρησιμοποιούνται είναι το μοντέλο DC 112 της εταιρείας που κατασκευάζει το Datalogger. Το modem αυτό συνδέεται με τη σειριακή πόρτα του Datalogger και επικοινωνεί είτε με V-21(300bits/sec) ή με V-22 (1200bits/sec)σε full duplex. Για να ελατωθεί η ηλεκτρική κατανάλωση, το modem αυτό έχει ειδική κατασκευή και δεν ακολουθεί το RS-232 πρωτόκολλο σε σχέση με το επίπεδο τάσης.**
- 5. Η σύνδεση του modem με τη τηλεφωνική γραμμή γίνεται μέσω ειδικής διάταξης. Σε μερικούς σταθμούς η κατασκευή αυτή είναι ένας χρονοδιακόπτης ο οποίος όταν πρόκειται να επικοινωνήσει ο σταθμός υπαίθρου με το κεντρικό σταθμό απομονώνει την υπάρχουσα τηλεφωνική συσκευή και συνδέει απ' ευθείας το modem με τη τηλεφωνική γραμμή. Στους υπόλοιπους σταθμούς υπαίθρου υπάρχει ηλεκτρονική συσκευή, (modem - telephone - Switch), η οποία αναγνωρίζει αν η κλίση που δέχεται προέρχεται από απλή τηλεφωνική συσκευή ή από modem και ανάλογα συνδέει τη τηλεφωνική γραμμή με την υπάρχουσα τηλεφωνική συσκευή ή με το modem του σταθμού υπαίθρου.**

1.3 Κεντρικός σταθμός.

Ο Κεντρικός Σταθμός είναι εγκατεστημένος στο Τμήμα Ηλεκτρονικής του Τ.Ε.Ι. Ηράκλειο / Παράρτημα Χανίων. Ο σταθμός αυτός αποτελείται από ένα υπολογιστή PC 80386 DX στα 40MHz με μαθηματικό συνεπεξεργαστή, με οθόνη έγχρωμη υψηλής διακριτικής ικανότητας. Για την απεικόνιση των σημάτων σε χαρτί χρησιμοποιείται ένα plotter με 8 έγχρωμες γραφίδες ,(βλέπε σχήμα 1.1.1). Ο κεντρικός σταθμός διαθέτει επίσης μια επιλεγόμενη τηλεφωνική γραμμή, ένα modem τύπου CCITT, V21/V22 και ένα ψηφιακό χρονοδιακόπτη ο οποίος θέτει σε λειτουργία τον Υπολογιστή δύο φορές το 24ωρο, για μισή ώρα περίπου κάθε φορά, με στόχο την επικοινωνία με τους σταθμούς υπαίθρου και τη μεταφορά και αποθήκευση σε περιφεριακές μνήμες των δεδομένων που αντιστοιχούν στις μεταβολές του γήινου ηλεκτρικού πεδίου.

Για την επικοινωνία του Κεντρικού Σταθμού με το Datalogger κάθε σταθμού υπαίθρου, η εταιρεία Campbell έχει αναπτύξει κατάλληλο λογισμικό (telcom) το οποίο έχει τις παρακάτω δυνατότητες:

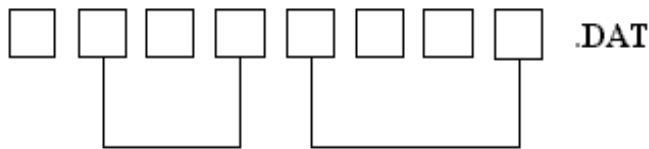
- A. Μεταφέρει στον Η/Υ του Κεντρικού Σταθμού τα δεδομένα της μνήμης του Datalogger από τη προηγούμενη επικοινωνία μέχρι τη στιγμή της τρέχουσας επικοινωνίας.
- B. Μεταφέρει τα δεδομένα στο Κεντρικό Σταθμό σε ομάδες των 512Bytes Ακολουθούμενα με ένα πρωτόκολλο ασφαλείας. Αυτό σημαίνει ότι, αν για κάποιο λόγο τα δεδομένα μεταφερθούν με λάθος, (π.χ. λόγω κακής τηλεφωνικής σύνδεσης), τότε το πρόγραμμα telcom ζητά από το Datalogger να ξαναστείλει το ίδιο πακέτο δεδομένων.
- Γ. Επεμβαίνει για να διορθώσει ή να αλλάξει το πρόγραμμα καθώς και την ημερομηνία και την ώρα του Datalogger.

Το πρόγραμμα telcom είναι ενσωματωμένο στο κυρίως πρόγραμμα του Κεντρικού Σταθμού το οποίο αναπτύχθηκε από τα μέλη της ερευνητικής ομάδας. Το κυρίως πρόγραμμα εκτελεί τις παρακάτω λειτουργίες:

- A. Επικοινωνεί με όλους τους σταθμούς υπαίθρου δύο φορές το 24ωρο, στις 13:00 και στις 01:00 ώρα GMT. Η διαδικασία που ακολουθεί το πρόγραμμα είναι η ακόλουθη:
 - Στις παραπάνω ώρες ο χρονοδιακόπτης θέτει σε λειτουργία τον Η/Υ.
 - Ο Η/Υ εκτελεί αυτόματα το κυρίως πρόγραμμα, το οποίο με τη σειρά του καλεί το πρώτο σταθμό υπαίθρου. Αν η επικοινωνία είναι επιτυχής, τότε το κυρίως πρόγραμμα εκτελεί το πρόγραμμα telcom και στο σκληρό δίσκο του Η/Υ αποθηκεύονται τα δεδομένα του Datalogger με το όνομα του σταθμού και με επέκταση .DAT. Αν η επικοινωνία είναι ανεπιτυχής, τότε το κυρίως πρόγραμμα κάνει το πολύ δέκα προσπάθειες για επιτυχή επικοινωνία. Μετά από την επιτυχή επικοινωνία ή μετά από τις δέκα ανεπιτυχείς προσπάθειες επικοινωνίας με το πρώτο σταθμό υπαίθρου, το κυρίως πρόγραμμα επιχειρεί επικοινωνία με το δεύτερο σταθμό υπαίθρου όπου και επαναλαμβάνει τη

προαναφερθείσα διαδικασία. Η διαδικασία αυτή γίνεται για όλους τους σταθμούς υπαίθρου.

- Κάθε πρόβλημα που εμφανίζεται κατά την επικοινωνία του Κεντρικού Σταθμού με κάποιο σταθμό υπαίθρου καταγράφεται σε αρχείο που φέρει το όνομα του σταθμού υπαίθρου και έχει επέκταση .ERR.
- Διαχωρίζει τα δεδομένα κάθε σταθμού ανά δωδεκάωρο το οποίο και αποθηκεύει στο σκληρό δίσκο του Η/Υ με όνομα 8 χαρακτήρων και με επέκταση DAT.



↑ ↑ ↑
Αρχικό ΗΜΕΡΑ ΔΩΔΕΚΑΩΡΟ
Γράμμα (001 – 366) (0000 ή 1200)
Σταθμού :
N=ΝΙΠΟΣ
R=ΡΟΔΟΠΟΣ
H= ΗΡΑΚΛΕΙΟ
I=ΙΕΡΑΠΕΤΡΑ
V=ΒΑΜΟΣ

- Συμπιέζει τα δεδομένα κάθε σταθμού και αποθηκεύει αυτά, για λόγους ασφάλειας, σε μαγνητική κασέτα.
- Απεικονίζει στην οθόνη του Η/Υ ή σε χαρτί του plotter τα δεδομένα όλων των δεκτών κάθε σταθμού ξεχωριστά ή ακόμη και τα δεδομένα όλων των σταθμών ανά δωδεκάωρο.

1.4 ΑΡΧΗ ΜΕΤΡΗΣΕΩΝ

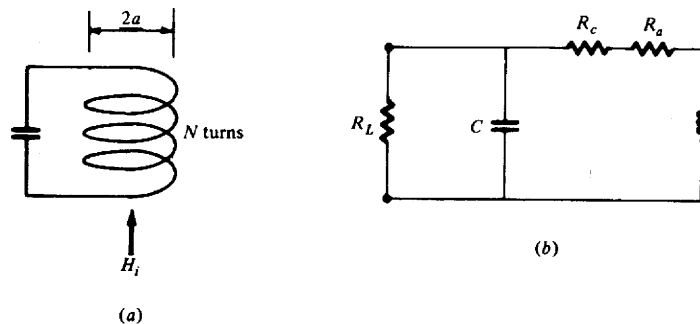
1.4.1 Οι ιδιότητες μιας βροχοκεραίας σαν δέκτης.

Το σχήμα (1.4.1α) δείχνει μία μικρή βροχοκεραία αποτελούμενη από N σπείρες που έχουν κυκλικό πυρήνα, ακτίνας $a \ll \lambda_0$. Η χαμένη ακτινοβολία του πηνίου είναι R_c και η αντίσταση ακτινοβολίας R_a δίνεται από την εξίσωση (1.4.1):

$$R_a = 320 \pi^6 \left(\frac{a}{\lambda_0} \right)^4 \quad (1.4.1)$$

r_0 : ακτίνα κύκλου

και L είναι ο συντελεστής αυτεπαγωγής της βροχοκεραίας. Ο συνήθης τρόπος χρησιμοποίησης μιας βροχοκεραίας είναι σαν ένα μέρος συντονισμένου κυκλώματος στο δέκτη. Έτσι υποθέτουμε ότι ο βρόγχος είναι συντονισμένος μ' ένα πυκνωτή C και ότι ένα φορτίο R_L ίσο με την εμπέδηση εισόδου στην κατάσταση συντονισμού έχει συνδεθεί παράλληλα με τον C , όπως το σχήμα 1.4.1b.



Σχήμα 1.4.1 Μια συντονισμένη βροχοκεραία.

Η αντίσταση εισόδου της συντονισμένης κεραίας είναι:

$$Z_{in} = \frac{(R + j\omega L)/j\omega C}{R + j\omega L - (j/\omega C)} = \frac{(R + j\omega L)/j\omega C}{R + j\omega L(1 - \omega_0^2/\omega^2)}$$

(1.4.2)

όπου $R=R_c+R_a$, $\omega_0^2=1/LC$. Ο συντελεστής ποιότητας Q της βροχοκεραίας είναι $Q = R/\omega L$. Για ω κοντά στη συχνότητα συντονισμού ω_0 , μπορούμε να αντικαταστήσουμε το:

$$1 - \omega_0^2/\omega^2 = (\omega^2 - \omega_0^2)/\omega^2 = \frac{(\omega - \omega_0)(\omega + \omega_0)}{\omega^2}$$

με

$$2\omega_0(\omega - \omega_0)/\omega_0^2 = 2\Delta\omega/\omega_0.$$

Σ' όλους τους άλλους όρους στην Z_{in} μπορούμε να αντικαταστήσουμε την ω με ω_0 στην

$$\begin{aligned} Z_{in} &\approx \frac{1 + jQ}{j\omega_0 C [1 + (j2Q\Delta\omega/\omega_0)]} \approx \\ &\approx \frac{Q^2 R}{1 + (2jQ\Delta\omega/\omega_0)} \end{aligned}$$

σχέση 1.4.2 και έχουμε:

$$(1.4.3)$$

όπου στην σχέση 1.4.3 έχουμε δεχθεί ότι για ένα μικρό βρόγχο το Q είναι αρκετά μεγάλο και έχουμε αντικαταστήσει το $\omega_0 C$ με $R/\omega_0 L R = 1/QR$. Σε συντονισμό η αντίσταση εισόδου είναι ουσιαστικά ίση με $Q^2 R$ και η R_L διαλέγεται ίση με αυτή την τιμή για να επιτευχθεί η μέγιστη μεταφερόμενη ισχύς. Επισημαίνουμε ότι εάν χρησιμοποιήσουμε ακριβώς την έκφραση (1.4.2), υποδεικνύεται ότι η Z_{in} είναι μια καθαρή αντίσταση ίση με $Q^2 R$ αλλά στη συχνότητα:

$$\omega = \omega_r = \omega_0 \left(1 - \frac{1}{Q^2} \right)^{1/2} \quad (1.4.4)$$

Συνήθως το Q είναι κανονικά αρκετά μεγάλο έτσι ώστε να είναι $\omega_r \approx \omega_0$.

Υποθέτοντας ότι όταν έχουμε μαγνητικό πεδίο H_i καταμήκος του άξονα της βροχοκεραίας. Το ανοικτό κύκλωμα παράγει τάση που δίνεται από:

$$V_{oc} = -j\omega\mu_0 H_i N \pi \alpha^2$$

Χρησιμοποιώντας το θεώρημα Thevenin βρίσκουμε ότι η μεταφερόμενη ισχύς στην R_L σε συντονισμό είναι:

$$P_{rec} = \frac{Q^2 |V_{oc}|^2}{8R_L} = \frac{Q^2 k_0^2 Z_0^2 N^2 (\pi\alpha^2)^2 |H_i|^2}{8R_L}$$

(1.4.5)

Το αποτέλεσμα αυτό παράγεται χωρίς χρήση ούτε της ενεργής επιφάνειας A_e ούτε του ενεργού ύψους h της βροχοκεραίας. Είναι προφανές ότι καταλήγουμε στο ίδιο αποτέλεσμα με τη βοήθεια των παραμέτρων A_e και h .

Ο παράγοντας R_α/R όταν η βροχοκεραία χρησιμοποιείται για εκπομπή, πρέπει να ληφθεί υπόψιν εξαιτίας των απολειών του πηνίου. Η μέγιστη κατευθυντικότητα είναι 1.5 και έτσι η μέγιστη απολαβή (gain) της βροχοκεραίας είναι:

$$G = \frac{1.5R_\alpha}{R}$$

(1.4.6)

και η ενεργός επιφάνεια θα δίδεται από την σχέση:

$$A_e = \frac{\lambda_0^2}{4\pi} G = 1.5 \frac{R_\alpha \lambda_0^2}{4\pi R} \quad (1.4.7)$$

Η προσπίπτουσα ισχύς ανά μονάδα επιφάνειας είναι $\frac{1}{2} Z_0 |H_i|^2$ και η προσλαβόμενη ισχύς, όταν έχουμε προσαρμοζόμενο φορτίο είναι:

$$P_{rec} = \frac{1.5 R_\alpha \lambda_0^2}{2R} Z_0 |H_i|^2 \quad (1.4.8)$$

Είναι γνωστό ότι η αντίσταση ακτινοβολίας R_α δίνεται από τη σχέση:

$$R_\alpha = 20(k_0^2 N \pi \alpha^2)^2$$

Χρησιμοποιώντας την εξίσωση (1.4.8) και παρατηρώντας ότι: $R = R_L / Q^2$ $Z_0 = 120\pi$ βρίσκουμε ότι η (1.4.8) είναι ταυτόσημη με την εξίσωση (1.4.5), πράγμα που αναμένεται.

Το ακτινοβολούμενο ηλεκτρικό πεδίο από μία βροχοκεραία με ρεύμα εισόδου I_0 είναι:

$$E_\phi = \frac{jk_0 I_0 Z_0}{4\pi r} e^{-jk_0 r} (-jk_0 N \pi \alpha^2 \sin \theta)$$

Άρα το ενεργό ύψος h είναι:

$$h = -jk_0 N \pi \alpha^2 \sin \theta a_\phi = -j\omega \mu_0 Y_0 N \pi \alpha^2 \sin \theta a_\phi$$

Αν $\mathbf{H}_i = H_i \mathbf{a}_\theta$ τότε $\mathbf{E}_i = Z_0 H_i \mathbf{a}_\phi$, και η παραγόμενη τάση ανοικτού κυκλώματος στην βροχοκεραία θα είναι:

$$V_{oc} = h \cdot E_i = -j\omega \mu_0 H_i N \pi \alpha^2$$

η οποία είναι η ίδια με αυτήν που βρήκαμε νωρίτερα από το χρονικό ρυθμό της αλλαγής της μαγνητικής ροής κατά μήκος του βρόγχου. Συνεπώς η ισχύς στο δέκτη θα δίνεται τότε από την εξίσωση (1.4.5), όπως βρήκαμε νωρίτερα.

1.4.2 Κύκλωμα αρχής μετρήσεων

Τάση ανοικτού κυκλώματος στην βροχοκεραία V_{oc} , όπως φαίνεται στο σχήμα 1.4.2:

$$V_{oc} = -j\omega \mu_0 H N \pi \alpha^2 e^{-i\omega t}$$

Όπου:

ω :κυκλική συχνότητα

μ_0 :σχετική διαπερατότητα φερίτη της βροχοκεραίας

H: το μαγνητικό πεδίο

N:αριθμός σπειρών βροχοκεραίας

a :ακτίνα σπείρας της βροχοκεραίας

Η τάση στα άκρα α, β :

Όπου:

$$V_{\alpha\beta} = jV_{oc} Q_A = \omega \mu_0 H N \pi a^2 Q_A e^{-i\omega t}$$

Q_A :συντελεστής ποιότητας κεραίας

Η τάση στο σημείο γ :

$$V_{\gamma} = G V_{\alpha\beta} = \omega \mu_0 H N \pi a^2 Q_A G e^{-i\omega_0 t}$$

Όπου:

G:το κέρδος του ενισχυτή

Η φασματική Πυκνότητα Ισχύος:

$$\Phi_{\nu\gamma} = \omega^2 \mu_0^2 N^2 \pi^2 a^4 Q_A^2 Q_F^2 G_F^2 G^2 \Phi_H(f)$$

Όπου:

G_F :το κέρδος του φίλτρου

Q_F : ο συντελεστής ποιότητας του φίλτρου

$\Phi_H(f)$:φασματική πυκνότητα ισχύος

και τέλος η RMS τάση εξόδου $V_{out\ put (rms)}$:

$$\begin{aligned}
 V_{output(rms)} &= \sqrt{\langle V^2(t, f_0, \Delta f) \rangle} = \\
 &= \sqrt{\lim_{T \rightarrow 0} \frac{1}{T} \int_0^T V^2(t, f_0, \Delta f) dt} \approx \\
 &\approx \sqrt{\Phi_{v\gamma}(f_0) \Delta f_F} \stackrel{\Delta f_F \rightarrow 0}{=} \\
 &= \omega \mu_0 N \pi \alpha^2 Q_A Q_F G_{tot} \sqrt{\Phi_H(f) \Delta f_F}
 \end{aligned}$$

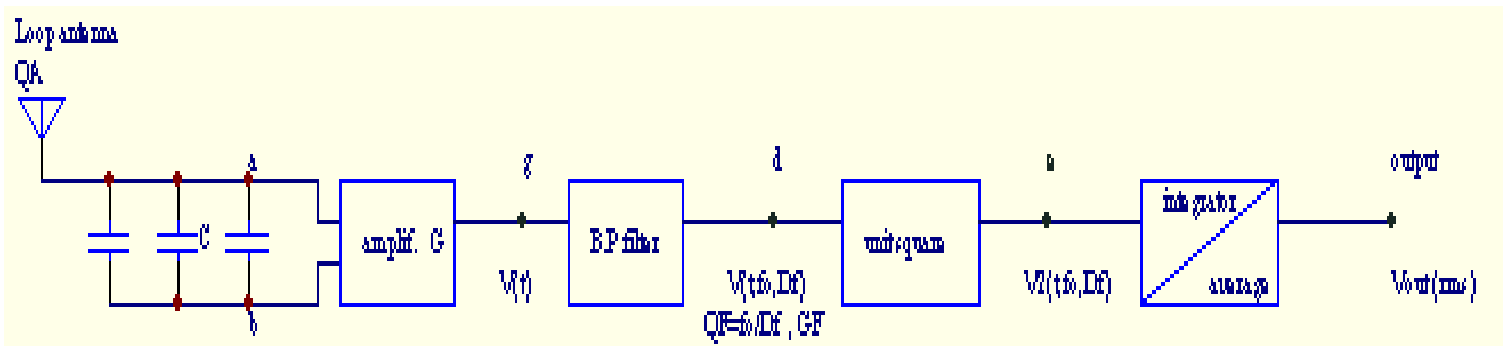
Όπου:

G_{tot} : το συνολικό κέρδος της διάταξης

$\langle V^2(t, f_0, \Delta f) \rangle$: η μέση τιμή των τετραγώνων της τάσης συναρτήσει των $t, f_0, \Delta f$ – μέση χρονική τιμή.

Δf_F : Εύρος συχνοτήτων του δέκτη.

F_0 : Συχνότητα συντονισμού φίλτρου



ΣΧΗΜΑ 1.4.2 : Κύκλωμα αρχής μετρήσεων.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2ο

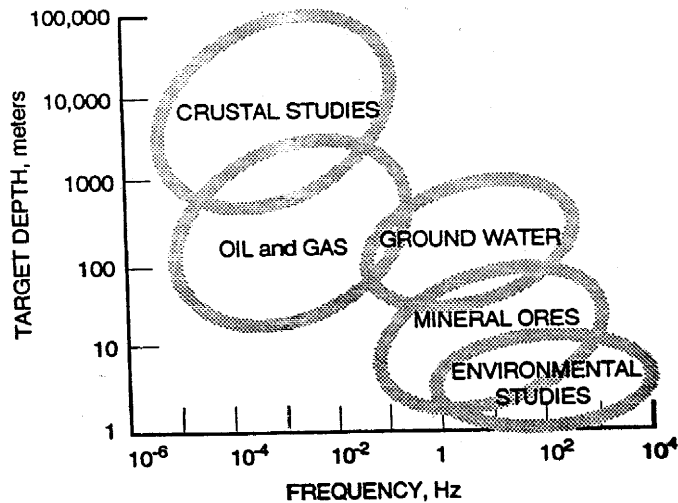
ΠΗΓΕΣ ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΩΝ ΔΙΑΤΑΡΑΧΩΝ ΣΤΟ ΓΗΙΝΟ ΠΕΡΙΒΑΛΛΟΝ

2.1 ΓΕΩΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΟ ΠΕΡΙΒΑΛΛΟΝ ΠΛΑΝΗΤΗ ΓΗΣ.

2.1.1 Εισαγωγή.

Η Γη διαθέτει ένα φυσικό ηλεκτρομαγνητικό περιβάλλον. Με τη βοήθεια του μπορούμε να αποκτήσουμε χρήσιμες πληροφορίες για το υλικό κάτω από την επιφάνεια της καθώς και για τον ηλεκτρικό του χαρακτήρα. Το περιβάλλον ηλεκτρομαγνητικό πεδίο της Γης προκαλείται από πολλές αιτίες, οι κυριότερες απ' τις οποίες είναι *βιομηχανικές, ατμοσφαιρικές, ωκεάνιες, ηλεκτροχημικές, ακουστικές και «κοσμικές» πηγές*. Είναι απαραίτητο να γνωρίζουμε τη φύση αυτών των μεταβλητών συνιστωσών του ηλεκτρομαγνητικού περιβάλλοντος έτσι ώστε να έχουμε την καλύτερη δυνατή χρήση τους και την καλύτερη δυνατή γνώση για το πως θα τις χαρακτηρίσουμε κατά περίπτωση σαν θόρυβο.

Η διείσδυση ενός ηλεκτρομαγνητικού πεδίου στη Γη εξαρτάται τόσο από τη συχνότητα όσο και από την αγωγιμότητα της Γης. Συγκεκριμένα προβλήματα εξερεύνησης χαρακτηρίζονται συχνά από συγκεκριμένες περιοχές σε βάθος ενδιαφέροντος και πιθανή ειδική αντίσταση της Γης η οποία αποτελεί και το αντικείμενο της εξερεύνησης. Επομένως, το ενδιαφέρον μας στα περιβάλλοντα ηλεκτρομαγνητικά πεδία θα καλύψει διαφορετικό εύρος συχνοτήτων για διαφορετικά αντικείμενα εξερεύνησης. Το σχήμα 2.1.1 συγκεκριμενοποιεί τις εμβέλεις συχνοτήτων με το μεγαλύτερο ενδιαφέρον.



Σχήμα 2.1.1 : Εμβέλειες συχνοτήτων κατάλληλες στη χρήση ηλεκτρομαγνητικών πεδίων για την εξερεύνηση διαφόρων αντικειμένων.

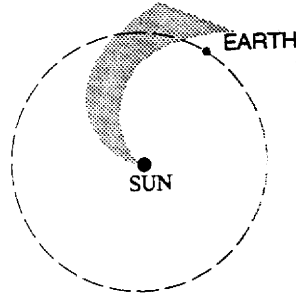
2.1.2 Γεωρεύματα εξωγενούς προέλευσης.

Το περιβάλλον ηλεκτρομαγνητικό πεδίο σε συχνότητες μικρότερες του 1 Hertz έχει ιδιαίτερη σημασία, κυρίως επειδή μπορεί να χρησιμοποιηθεί ως πηγή ενέργειας για τη συστηματική έρευνα της Γης σε μεγάλο βάθος. Σ' αυτές τις χαμηλές συχνότητες, το περιβάλλον ηλεκτρομαγνητικό πεδίο προέρχεται σχεδόν αποκλειστικά από σύνθετες αλληλεπιδράσεις ανάμεσα στο μόνιμο μαγνητικό πεδίο της Γης και στη ροή του πλάσματος από τον ήλιο.

Μαζί με την ηλεκτρομαγνητική ενέργεια που ακτινοβολείται από τον ήλιο, περίπου 1% από την ενέργεια που παίρνεται από τον ήλιο είναι σε μια ειδική μορφή ύλης. Αυτή καθώς απομακρύνεται από τον ήλιο δημιουργεί τον *ηλιακό άνεμο*. Ο ηλιακός άνεμος είναι ένα πλήρως ιονισμένο ηλεκτρικά ουδέτερο πλάσμα. Αποτελείται από πρωτόνια, διπλά φορτισμένα ιόντα ηλίου, ένα μικρό αριθμό άλλων θετικά φορτισμένων μορίων και αρκετά ηλεκτρόνια έτσι ώστε το πλάσμα να καταλήγει ηλεκτρικά ουδέτερο.

Ένα σημαντικό χαρακτηριστικό ενός πλάσματος είναι η στενή μηχανική και ηλεκτρική ζεύξη. Κάθε «μόριο» στο πλάσμα έχει μάζα και φορτίο. Το ηλιακό πλάσμα για το οποίο συζητούμε, έχει πολύ διαφορετικούς λόγους φορτίου προς μάζα στα θετικά φορτία σε σύγκριση με τα αρνητικά φορτία (τα θετικά φορτία αποτελούνται από πρωτόνια και άτομα ηλίου ενώ τα αρνητικά από ηλεκτρόνια). Κάθε μόριο ανταποκρίνεται σε δυνάμεις Newton και Coulomb σύμφωνα με αυτό το λόγο. Απαιτείται και οι δύο δυνάμεις να είναι ισορροπημένες όταν το πλάσμα βρίσκεται σε ισορροπία. Αυτό οδηγεί σε ζεύξη ανάμεσα στη ροή της μάζας και τη ροή φορτίου, έτσι ώστε κάθε δράση του πλάσματος να προκαλεί ηλεκτρικό ρεύμα, και κάθε ροή φορτίου να προκαλεί πίεση της μάζας κι αυτό τελικά να προκαλεί κίνηση. Είναι σημαντικό να αναγνωρίσουμε στην παρούσα συζήτηση ότι η κίνηση της μάζας του πλάσματος γύρω από τη Γη απαιτεί ένα σχετικό ηλεκτρικό ρεύμα.

Ο ηλιακός άνεμος μεταβάλλεται σε μεγάλο βαθμό στο χρόνο και στο χώρο. Ταξιδεύει αργά σε σχέση με την ταχύτητα της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας από τον ήλιο. Η ταχύτητά του κυμαίνεται ανάμεσα στα 300 και τα 700 Km/sec. Λόγω αυτής της αργής ταχύτητας, η Γη εισχωρεί στον ηλιακό άνεμο με μια γωνία που εξαρτάται από την ταχύτητά του, όπως φαίνεται στο σχήμα 2.1.2. Ο ηλιακός άνεμος μπορεί να διαρκέσει από πολλές ώρες μέχρι και αρκετές ημέρες ώσπου να εισχωρήσει σ' αυτόν η Γη.



Σχήμα 2.1.2 : Επί μέρους δρόμος ενός πίδακα ηλιακού πλάσματος που κατευθύνεται από τον ήλιο στη Γη.

Ο ηλιακός άνεμος παρουσιάζει κάποιες χαρακτηριστικές συμπεριφορές, έτσι ώστε να μην είναι τελείως απρόβλεπτος σε συμπεριφορά. Τόσο η ταχύτητα όσο και η πυκνότητα του ηλιακού ανέμου μεταβάλλονται στο χρόνο, αλλά οι αλλαγές τείνουν να συσχετίζονται με την περίοδο της περιστροφής του ήλιου (27 με 32 ημέρες ανάλογα με το γεωγραφικό πλάτος του ήλιου).

Μια σημαντική δομή του ηλιακού ανέμου είναι οι ηλιακές εκρήξεις. Οι “φωτοβολίδες” αυτές στην επιφάνεια του ήλιου εκτοξεύουν πλάσμα υψηλής ταχύτητας. Ένα τέτοιο μικρό κομμάτι ταχύτατα κινούμενου πλάσματος συγκρούεται στο πέρασμά του με το διάχυτο πλάσμα που κινείται πιο αργά και δημιουργεί ένα «τοξωτό» κύμα. Αυτό το μέτωπο κύματος φτάνει στην τροχιά της Γης περίπου 5 με 10 ώρες πριν από το κυρίως σώμα αερίου που αποτελεί την διαταραχή. Επειδή η ταχύτητα της ηλιακής διαταραχής είναι υψηλή, αυτή αλληλεπιδρά ισχυρά με το μαγνητικό πεδίο της Γης. Τότε είναι που συμβαίνουν οι *μαγνητικές καταιγίδες*. Σε μια μαγνητική καταιγίδα, η αρχική φάση προκαλείται από την είσοδο της ηλιακής διαταραχής στο μαγνητικό πεδίο της Γης. Η υψηλότερη από το κανονικό πυκνότητα του πλάσματος στο τοξωτό κύμα, προστίθεται στο κανονικό μαγνητικό πεδίο της Γης. Καθώς το κυρίως σώμα του πλάσματος αλληλεπιδρά με το μαγνητικό πεδίο της Γης, πιο περίπλοκες αλλαγές συμβαίνουν στο μαγνητικό πεδίο, δημιουργώντας την κύρια φάση της μαγνητικής καταιγίδας.

Καθώς η Γη ταξιδεύει μέσα στον ηλιακό άνεμο, είτε κατά τη διάρκεια ήρεμων περιόδων είτε κατά τη διάρκεια περιόδων με ταραχές, το μαγνητικό πεδίο της θα αλληλεπιδρά με το πλάσμα. Καθώς ο ηλιακός άνεμος ρέει γύρω από τη Γη, το πλάσμα αλληλεπιδρά με το μαγνητικό πεδίο της Γης με τέτοιο τρόπο που δημιουργείται μια κοιλότητα μέσα στην οποία δεν μπορεί να εισχωρήσει ο ηλιακός

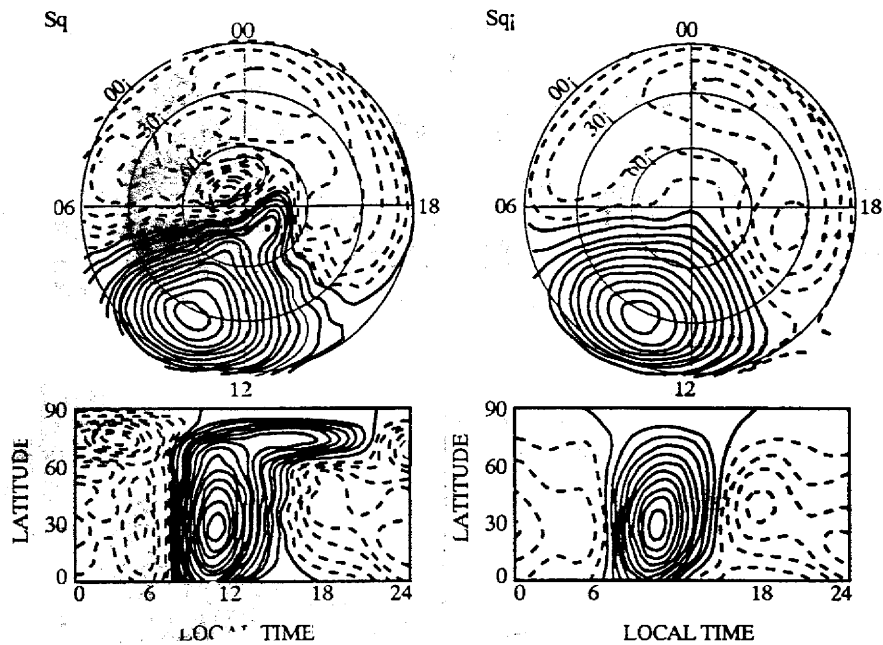
άνεμος. Επειδή η ταχύτητα που ταξιδεύει ο ηλιακός άνεμος είναι σχεδόν πάντα μεγαλύτερη της ταχύτητας του ήχου, ένα κρουστικό κύμα, δημιουργείται στο προστινό μέρος της μαγνητοσφαιρικής κοιλότητας. Η συνήθης απόσταση ανάμεσα στο κέντρο της Γης και το πλησιέστερο σημείο όπου συμβαίνει μαγνητόπαυση δηλαδή η επιφάνεια στην οποία δεν μπορεί να διεισδύσει ηλιακός άνεμος, είναι 10 γήινες ακτίνες ($10 R_E$). Το πάχος του κρουστικού κύματος σ' αυτή την τοποθεσία, όπου θα είναι το λεπτότερο, είναι περίπου $3 R_E$. Η περιοχή ανάμεσα στην εξωτερική επιφάνεια κρούσης και στη μαγνητόπαυση ονομάζεται μαγνητικό περίβλημα.

A) Μεταβολές σε Μαγνητικό Πεδίο κατά το Χρόνο Μαγνητικής Ηρεμίας.

Ακόμα και κατά τη διάρκεια του χρόνου που δεν έχουμε διαταραχές, το μαγνητικό πεδίο δέχεται επιδράσεις από την αλληλεπίδραση του ηλιακού ανέμου με το μαγνητικό πεδίο της Γης οι οποίες δείχνουν προβλέψιμη συμπεριφορά προκαλούμενη από την περιστροφή της Γης, που ισοδυναμεί με την κίνηση ενός σημείου παρατήρησης στην επιφάνεια της μέσω μιας δομής μαγνητικού πεδίου που δεν είναι συμμετρική περί το κέντρο της. Σε μέρες χωρίς διαταραχή, οι ημερήσιες αλλαγές στο μαγνητικό πεδίο προκαλούνται κυρίως από ρεύματα που ρέουν στο επίπεδο E της ιονόσφαιρας. Αυτή η μεταβολή στις συνιστώσες μαγνητικού πεδίου κατά τις ήσυχες ημέρες ονομάζεται διαταραχή S_q . Σε μεγάλο μέρος τους, τα πεδία που αποτελούν την S_q μοιάζουν να οφείλονται σε υψηλής ταχύτητας παλινδρομικούς ανέμους που παράγονται από τη θέρμανση που προκαλεί ο ήλιος στην ατμόσφαιρα, προκαλώντας ένα μερικό S_q^0 , της ημερήσιας μεταβολής S_q . Ωστόσο, είναι σαφές ότι ένα σημαντικό μέρος της μεταβολής S_q , ειδικά σε υψηλά γεωγραφικά πλάτη, οφείλεται σε επαγωγή από τα μαγνητικά πεδία στη μαγνητόσφαιρα και το μαγνητικό περίβλημα. Αυτή η συμβολή του S_q συμβολίζεται ως S_q^P . Το σχήμα 2.1.3 δείχνει παγκόσμιες γραμμές ροής ρεύματος (καθεμία αναπαριστώντας ροή 10.000 αμπέρ) στο ύψος του E ιονοσφαιρικού στρώματος.

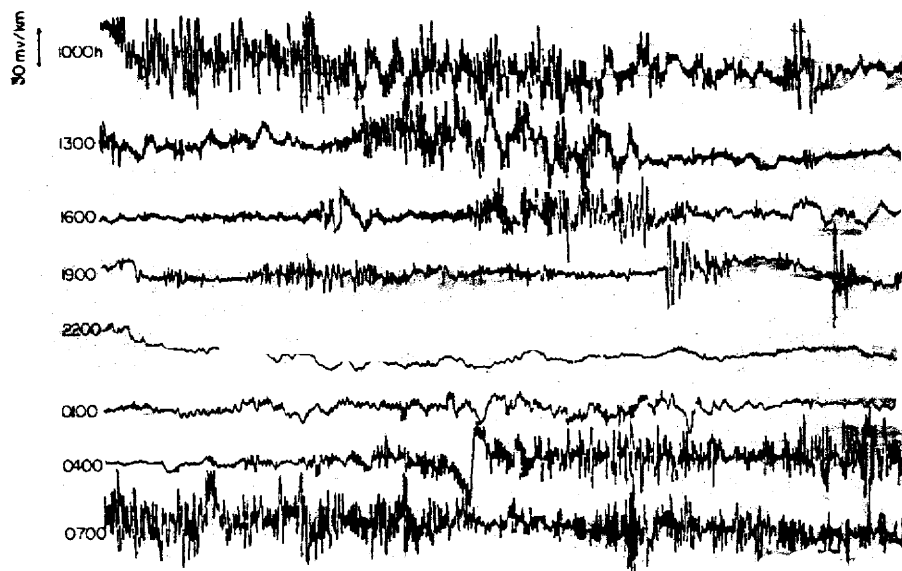
Ένα αρκετά όμοιο φαινόμενο σχετιζόμενο με τον ημερήσιο κύκλο της σελήνης και προκαλούμενο από σεληνιακές παλίρροιες στην ατμόσφαιρα και την ιονόσφαιρα, παρατηρείται. Τα οδηγούμενα από τη σελήνη ρεύματα είναι λιγότερα ισχυρά από τα οδηγούμενα από τον ήλιο περίπου κατά 20 %.

Ένα αξιοσημείωτο χαρακτηριστικό αυτών των παγκόσμιων φαινομένων για το ρεύμα είναι η συμπεριφορά τους στις περιοχές του ισημερινού. Η κοιλότητα του ισημερινού είναι η ακριβής τοποθεσία στη Γη όπου το σταθερό μαγνητικό πεδίο της Γης είναι ακριβώς παράλληλο στην επιφάνεια της Γης. Πάνω από την κοιλότητα του ισημερινού, τα οδηγούμενα από ήλιο και σελήνη σε ήσυχες ημέρες ιονοσφαιρικά ρεύματα διαμορφώνουν μια στενή ζώνη μέσα στην οποία το ρεύμα είναι υψηλής συγκεντρώσεως. Αυτό το χαρακτηριστικό είναι γνωστό σαν ισημερινό *electrojet*.



Σχήμα 2.1.3 : Πρότυπο ιονοσφαιρικού ρεύματος που χρησιμοποιείται για την εξήγηση των παρατηρούμενων αλλαγών σε μαγνητικό πεδίο σε μια ήσυχη ημέρα. Τα σχήματα στη δεξιά πλευρά περιλαμβάνουν μόνο ρεύματα προκαλούμενα από παλιρροιακά φαινόμενα, ενώ τα σχήματα αριστερά περιλαμβάνουν και πολικά ρεύματα μεταφοράς. Το ρεύμα ανάμεσα σε δυο συνεχόμενα γραμμές είναι 10.000 amperes στην κατεύθυνση της φοράς των δεικτών του ρολογιού και 10.000 amperes στην αντίθετη κατεύθυνση της φοράς των δεικτών του ρολογιού για τις διακεκομμένες γραμμές. (Matsushita, 1975).

Το *electrojet* είναι μόνο μερικές εκατοντάδες χιλιόμετρα πλατύ, αποτελούμενο από μια ζώνη στην ιονόσφαιρα πάνω από την κοιλότητα του ισημερινού με πολύ μεγάλη αγωγιμότητα, και γι' αυτό, με πολύ αυξημένη ικανότητα να άγει ρεύμα όταν ένα ηλεκτρικό πεδίο είναι παρών. Ένα ρεύμα Hall ρέει στην τρίτη ορθογώνια διεύθυνση κάθετα στις διευθύνσεις που ορίζουν το μαγνητικό και ηλεκτρικό πεδίο. Στην κοιλότητα του ισημερινού, αυτή η τρίτη ορθογώνια διεύθυνση είναι κατακόρυφη. Το πεπερασμένο πάχος της ιονόσφαιρας δημιουργεί περιορισμούς στην ροή ρεύματος στην κάθετη διεύθυνση. Έτσι, τα ανώτερα και κατώτερα όρια της ιονόσφαιρας φορτίζονται ως αποτέλεσμα του φαινομένου Hall. Έχει δειχθεί τόσο θεωρητικά όσο και πειραματικά ότι σαν αποτέλεσμα, η ενεργός αγωγιμότητα στη διεύθυνση του ηλεκτρικού πεδίου αυξάνει. Το επιπλέον ρεύμα στη διεύθυνση του ηλεκτρικού πεδίου ονομάζεται *ρεύμα Cowling*.

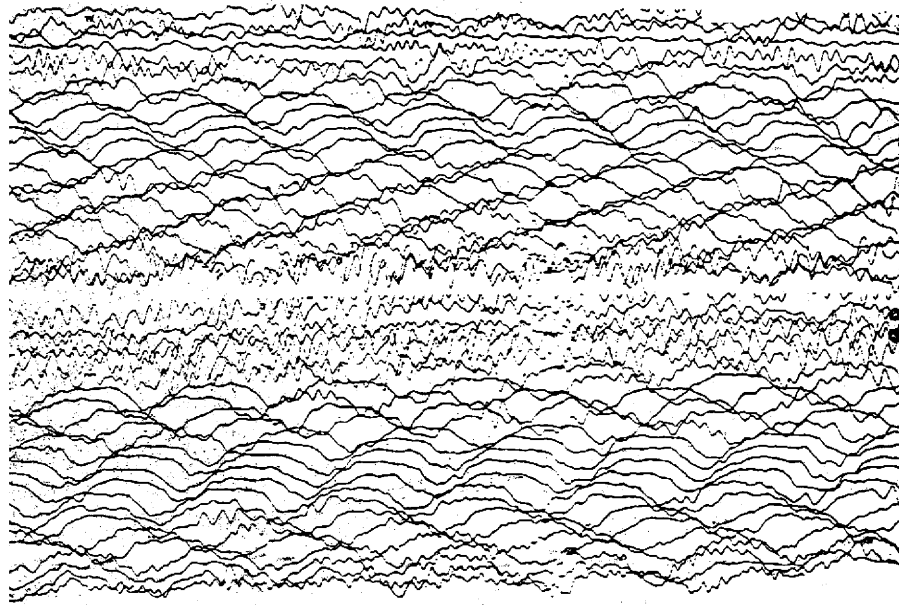


Σχήμα 2.1.4 : 24ωρη καταγραφή των μεταβολών στο ηλεκτρικό πεδίο (συνιστώσα βορρά – νότου) στην περίοδο από 1 έως 200 δευτερόλεπτα καταγραφόμενα στο Cecil Green Observatory στο Bergen Park, Colorado. Κάθε οριζόντια καταγραφή παριστά ένα τρίωρο χρονικό παράθυρο.

B) Μικροπαλμοί.

Μέχρι τώρα, μιλήσαμε για μαγνητικά πεδία εξωτερικής προέλευσης τα οποία είναι παγκόσμιας κλίμακας και έχουν περιόδους μιας ημέρας ή και παραπάνω. Πιο γρήγορες μεταβολές σε μαγνητικό πεδίο οφείλονται σε μικρότερης κλίμακας διαταραχές στο εξωτερικό μαγνητικό πεδίο. Αυτές οι μεταβολές έχουν ομαδοποιηθεί και ονομάζονται *μαγνητικοί μικροπαλμοί*. Οι μικροπαλμοί είναι χρονικές μεταβολές στο μαγνητικό πεδίο της Γης που είναι σχεδόν περιοδικές (quasi-periodic) με κύριες συχνότητες στην περιοχή από millihertz (mHz) μέχρι μερικά hertz (Hz). Τα πλάτη αυτών των μικροπαλμών είναι αρκετά μικρά, συνήθως του ενός nanotesla. Υπενθυμίζουμε ότι το σταθερό πεδίο της Γης έχει τιμή από 35.000 έως 55.000 nanoteslas, ανάλογα με το σημείο της Γης όπου μετράται.

Το όνομα “*μικροπαλμοί*”, πρωτοχρησιμοποιήθηκε στα μέσα του 19ου αιώνα εξαιτίας της μικρής περιόδου και του χαμηλού πλάτους των μαγνητικών μεταβολών, τα οποία έκαναν τα μαγνητογράμματα που καταγράφονταν στα μαγνητικά παρατηρητήρια να είναι το λιγότερο ασαφή. Καθώς πιο ευαίσθητοι, ευρύτερης ζώνης, μαγνητογράφοι άρχισαν να χρησιμοποιούνται, αυτά τα μικρής κλίμακας χαρακτηριστικά βρέθηκε ότι ήταν αρκετά ενδιαφέροντα. Για παράδειγμα, το 24ωρο μαγνητόγραμμα που φαίνεται στο σχήμα 2.1.4 για μια επίπεδη απόκριση του συστήματος γύρω από τη ζώνη μικροπαλμών αλλά απορρίπτοντας τις μεγαλύτερες περιόδους, έχει χαρακτηριστικά που μοιάζουν να είναι κοινά σε τέτοιες εγγραφές. Μια άλλη 24ωρη καταγραφή του μαγνητικού πεδίου σε μια στενή ζώνη απόκρισης με κέντρο τα 1.6 mHz φαίνεται στο σχήμα 2.1.5.



Σχήμα 2.1.5 : Καταγραφή μεταβολών της κάθετης συνιστώσας του μαγνητικού πεδίου γύρω από μια στενή ζώνη περιόδων με κέντρο στα 600 sec, καταγραφόμενα για δύο 24ωρα με κέντρο τα τοπικά μεσάνυχτα στο Cecil Green Observatory στο Bergen Park, Colorado. Να σημειώσουμε την περιοδική αλλαγή σε μορφή Doppler που συμβαίνει τα μεσάνυχτα, τοπικής ώρας.

Ένα βασικό πρόβλημα στην αρχική μελέτη των μικροπαλμών ήταν η πολλαπλότητα μορφών των σημάτων που έδειχναν τέτοιες μαγνητικές αλλαγές. Σε μια προσπάθεια να οργανώσουμε τη γνώση μας για τα αίτια που προκαλούν τους μικροπαλμούς, μια παγκόσμια ταξινόμηση για τους γεωμαγνητικούς μικροπαλμούς υιοθετήθηκε από τη 13th General Assembly of the International Union of Geophysics and Geodesy (IUGG) το 1963 στο Berkeley της California. Διαδοχικές μελέτες έδειξαν ότι αυτή η πρώτη ταξινόμηση ήταν ανεπαρκής και γι' αυτό συμπληρώθηκε στη 2nd Scientific Assembly of the International Association of Geomagnetism and Aeronomy (IAGA) το 1973 στο Kyoto, Japan. Η ταξινόμηση αυτή φαίνεται στον Πίνακα 2.1.1.

Class	Period (sec.)	Size (nTesla)	Time of occurrence	Characteristics
Pc1	0.2-5	0.05-0.1	Daytime in Auroral zone, night and early morning at mid latitudes.	Narrow frequency band. Increased activity a few hours before and a few days after a magnetic storm
Pc2	5-10	0.1-1	Daytime	Relatively regular pulsations with distinct mean period. Period shortens with increasing activity.
Pc3	10-45			
Pc5	45-150	1-10	Morning and evening hours	Regular pulsations. Occur in local areas. Typical for periods of moderate magnetic activity.
Pc5	150-160			
PI1	1-40	0.01-0.1	Night and early morning hours	Wideband bursts. Maximum in Auroral zones. Close correlation with aurora.
IPDP	1-40	0.01-0.1	Evening hours	Wideband emissions. Maximum in subauroral zones. Occur during main phase of magnetic storms
PI2	40-150	1-5	Evening and night hours	Trains of oscillations generally on the night hemisphere. Occur with the initial phase of substorms.

Πίνακας 2.1.1 Χαρακτηριστικά Γεωμαγνητικών Παλμών (μετά το Jacobs, 1970).

Ένα τυπικό φάσμα των μεταβολών του μαγνητικού πεδίου και το αντίστοιχο φάσμα για το επαγόμενο ηλεκτρικό πεδίο στη Γη φαίνονται στο σχήμα 2.1.6. Φάσματα πυκνότητας ισχύος ηλεκτρικού πεδίου ποικίλλουν κατά πολύ στο πλάτος από τοποθεσία σε τοποθεσία επειδή είναι ανάλογα της τετραγωνικής ρίζας της ειδικής αντίστασης της Γης στην οποία μετρούνται. Μια προσεγγιστική εξάρτηση της φασματικής πυκνότητας ισχύος ($PD\{H\}$) του μαγνητικού και ηλεκτρικού πεδίου από τη συχνότητα είναι της μορφής $\omega^{-\alpha}$. Έχει παρατηρηθεί ότι:

$$PD\{H\} = a\omega^{-3/2} \quad (2.1.1)$$

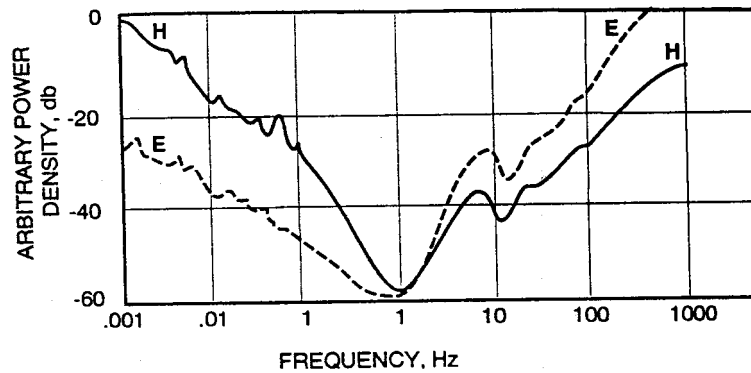
Με βάση το επιδερμικό φαινόμενο σε ομογενή και ισοτροπική Γη, η μαγνητική και η ηλεκτρική πυκνότητα ισχύος σχετίζονται ως εξής :

$$0.1 PD\{E\} / \omega PD\{H\} = \rho_{MT} \quad (2.1.2)$$

όπου ρ_{MT} είναι η ειδική αντίσταση της Γης. Συνδιάζοντας τις εξισώσεις (2.1.2) και (2.1.1) παίρνουμε την έκφραση για τη συσχέτιση της πυκνότητας ισχύος ηλεκτρικού πεδίου με τη συχνότητα :

$$PD\{E\} = (1/10\pi)a\rho_{MT}\omega^{-1/2} \quad (2.1.3)$$

όπου ο παράγοντας αναλογίας είναι $a = 1 \times 10^{-4}$ nanoteslas² / hertz. Αυτοί οι παράγοντες συσχέτισης είναι χρήσιμοι μόνο για υπολογισμούς τάξης μεγεθών, επειδή μεταβάλλονται ανάλογα με την τοποθεσία επάνω στη Γη καθώς και από εξωγενείς επιδράσεις.



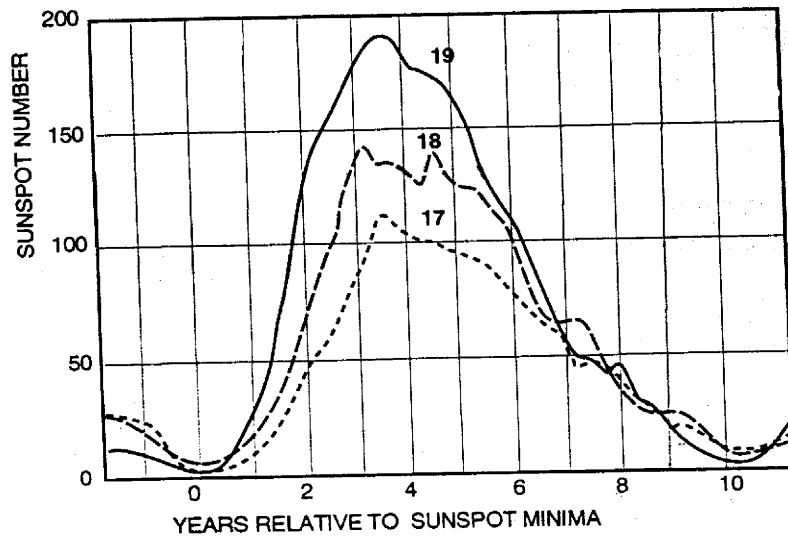
Σχήμα 2.1.6 : Τυπικά φάσματα πυκνότητας ισχύος για τις μεταβολές του Γήινου ηλεκτρικού και μαγνητικού πεδίου. Η κλίση και η λεπτομερής δομή μεταβάλλεται ανάλογα με το χρόνο και τον τόπο.

Γ) Μαγνητικές καταιγίδες.

Το μεταβαλλόμενο μέρος του μαγνητικού πεδίου δείχνει αλλαγές με το χρόνο. Ως έντονη διαταραχή του μαγνητικού πεδίου στη μορφή του θα νοείται εκείνη στην οποία αυτό αλλάζει σημαντικά από την κανονική του μορφή, κατά τις ήσυχες ημέρες. Κατά την περίοδο των διαταραχών, οι μαγνητικές μεταβολές μπορούν να φτάσουν μέχρι και μερικές χιλιάδες nanoteslas, και η διάρκεια μιας τέτοιας περιόδου μπορεί να φτάσει τις μερικές ημέρες. Οι διακυμάνσεις αυτές συχνά διαμορφώνουν μια εικόνα χάους και είναι προφανώς μη προβλέψιμες. Οι διαταραχές μπορεί να παρατηρούνται μέσα σε μια περιορισμένη περιοχή, ή σε ολόκληρο τον κόσμο. Σ' αυτή την περίπτωση, η διαταραχή ονομάζεται *μαγνητική καταιγίδα*.

Οι μαγνητικές καταιγίδες σχετίζονται με τις ηλιακές εκρήξεις. Αυτές συχνά προκαλούν μια αύξηση του ιονισμού, και άρα, της ηλεκτρικής αγωγιμότητας, στα χαμηλότερα επίπεδα της ιονόσφαιρας γύρω από το ηλιοφώτιστο ημισφαίριο. Το κατά τις ήσυχες ημέρες υπερκείμενο σύστημα ρεύματος αυξάνεται με επιπλέον ρεύματα που ρέουν χαμηλότερα στην ιονόσφαιρα από αυτά που ρέουν κατά τις ήσυχες ημέρες. Η αρχή μιας καταιγίδας είναι πιο εμφανής στην οριζόντια συνιστώσα του μαγνητικού πεδίου, η οποία θα αυξηθεί κατά δεκάδες nanoteslas σε μια καταιγίδα με ξαφνική έναρξη (SC). Σε μια καταιγίδα με σταδιακό ξεκίνημα, είναι δύσκολο να αναγνωρισθεί η ακριβής στιγμή έναρξης.

Οι καταιγίδες έχουν ταξινομηθεί ως *αδύνατες, μέτριες και μεγάλες*. Προφανώς, η βάση για την ταξινόμηση αυτή είναι το μέγεθος της μαγνητικής διαταραχής, αν και δεν υπάρχει γενική συμφωνία για τις διαφορές ανάμεσα σ' αυτές τις τάξεις. Οι αδύνατες καταιγίδες έχουν μέγιστες αλλαγές στο κάθετο πεδίο μέχρι και 150 nanoteslas, οι μεγάλες καταιγίδες έχουν αλλαγές στην κάθετη μαγνητική συνιστώσα πάνω από 500 nanoteslas και οι μέτριες καταιγίδες παρουσιάζουν αλλαγές στη δύναμη του κάθετου μαγνητικού πεδίου κάπου ενδιάμεσα.



Σχήμα 2.1.7 : Αριθμοί ηλιακών κηλίδων που συνέβησαν κατά τη διάρκεια του ηλιακού κύκλου 17 (1933-1944), του κύκλου 18 (1944-1954) και του κύκλου 19 (1954-1964).

Τα φάσματα συχνοτήτων των μαγνητικών καταιγίδων φανερώνουν κάποια μόνιμα φαινόμενα. Οι καταιγίδες συμβαίνουν συχνότερα σε περιόδους υψηλής ηλιακής δράσης. Και τα δυο φαινόμενα, η ηλιακή δράση και η συχνότητα των καταιγίδων δείχνουν μια ισχυρή τάση να συμβαίνουν σε 11χρονους κύκλους (σχήμα 2.1.7). Κατά τη διάρκεια ήσυχων περιόδων, μπορεί να υπάρξουν 6 με 12 καταιγίδες ανά χρόνο, ενώ κατά τη διάρκεια ενεργών περιόδων, ο αριθμός αυξάνεται σε 25 με 40. Επίσης υπάρχει μια τάση για τις καταιγίδες να είναι μεγαλύτερης έντασης κατά τη διάρκεια περιόδων με μεγαλύτερη ηλιακή δράση.

Ο Charpan (1964) έχει προτείνει ένα γενικό σχήμα ταξινόμησης για τις συνιστώσες μιας μαγνητικής καταιγίδας βασισμένη στους φυσικούς μηχανισμούς που εμπλέκονται. Σ' αυτό το σχήμα, τα στοιχεία μιας καταιγίδας ονομάζονται DCF, DR, DP1 και DPC. Το στοιχείο DPC είναι η διαταραχή που σχετίζεται με τον ηλιακό άνεμο ο οποίος μορφοποιεί το ρεύμα δακτυλίου στη μαγνητόσφαιρα, DR είναι η μαγνητική επίδραση της δημιουργίας του ρεύματος δακτυλίου κάτω από τη μαγνητόσφαιρα, DP1 είναι η διαταραχή στο βόρειο Σέλας, και DPC είναι η μαγνητική διαταραχή γύρω από τις πολικές περιοχές. Αυτή η ταξινόμηση ξεχωρίζει τις διαταραχές που προέρχονται από την επιφάνεια της μαγνητόσφαιρας (DCF) και αυτές που προέρχονται μέσα από τη μαγνητόσφαιρα, από αυτές που είναι μερικώς ή ολικώς ιονοσφαιρικές στο χαρακτήρα (DP1 και DR). Τα DCF και DR ρεύματα ρέουν πολύ πάνω από την επιφάνεια της Γης, κι επομένως, προσδίδουν ομογενείς μαγνητικές διαταραχές γύρω απ' όλη τη Γη. Τα DP1 ρεύματα ρέουν σε χαμηλότερα ύψη (περίπου 100 χιλιόμετρα πάνω από την επιφάνεια της Γης) και δημιουργούν πολικές μαγνητικές διαταραχές οι οποίες έχουν τοπικό χαρακτήρα.

Δ) Υποκαταιγίδες (substorms).

Η σημειογραφία DP1 χρησιμοποιείται επίσης για να επιδείξει μια κατηγορία μαγνητικών διαταραχών με μέγιστη ένταση στα γεωγραφικά πλάτη $\phi = 67.5^\circ$. Ένα χαρακτηριστικό στοιχείο αυτών των *μαγνητικών υποκαταιγίδων* είναι η μεταβολή στο χαρακτήρα του πεδίου στην επιφάνεια της Γης. Σε αποστάσεις μερικών εκατοντάδων χιλιομέτρων, η φάση της μεταβολής μπορεί να αλλάξει κατά 180° και το πλάτος μπορεί να μεταβάλλεται σε αρκετές τάξεις μεγέθους. Τα ρεύματα που δημιουργούν τις υποκαταιγίδες ρέουν στη χαμηλότερη ιονόσφαιρα σε ύψος γύρω στα 100 χιλιόμετρα.

Στις πολικές περιοχές, άλλες διαταραχές οι οποίες διαφέρουν από τις υποκαταιγίδες στις χρονικές στιγμές που αυτές συμβαίνουν και στις γεωγραφικές τοποθεσίες, είναι συνηθισμένες. Αυτές οι διαταραχές έχουν ομαδοποιηθεί στην προηγούμενη ταξινόμηση σαν DPC διαταραχές, αν και μια πιο λεπτομερής υποταξινόμηση χρησιμοποιείται επίσης, στην οποία διαφορετικά είδη αυτών των διαταραχών ονομάζονται DP2, DP3 και DP4 διαταραχές, καθεμία με τα δικά της διαγνωστικά χαρακτηριστικά. Οι διαταραχές DP2 μπορούν να συμβούν ταυτόχρονα από τους πόλους ως τον ισημερινό, με διάρκεια περίπου μιας ώρας. Οι DP2 υποκαταιγίδες θεωρείται ότι προκαλούνται από ένα σύστημα ρεύματος που αποτελείται από δύο υπερκείμενες δίνες σε γεωγραφικά πλάτη μικρότερα των 30° .

Οι DP3 διαταραχές τις περισσότερες φορές εντοπίζονται γύρω από έναν από τους δύο πόλους της Γης. Διαρκούν μόνο μερικές ώρες. Το σύστημα ρεύματος για μια DP3 διαταραχή έχει τη μορφή δύο δινών υπερκείμενων ρευμάτων σε γεωγραφικά πλάτη από 80° έως 83° , και συμβαίνουν κατά τη διάρκεια των ωρών της ημέρας.

Η DP4 διαταραχή συμβαίνει στους πόλους της Γης, και προφανώς οφείλεται σε μονό ρεύμα δίνης.

2.1.3 Βιομηχανικός - Ηλεκτρομαγνητικός θόρυβος.

Ο βιομηχανικός θόρυβος προέρχεται από δραστηριότητες του ανθρώπου, όπως για παράδειγμα η κατανομή ηλεκτρικής ενέργειας σε σπίτια και βιομηχανίες. Τεράστιες ποσότητες ηλεκτρικής ενέργειας παράγονται και χρησιμοποιούνται στις βιομηχανικές χώρες. Για παράδειγμα, η ηλεκτρική ισχύς στις Η.Π.Α. το 1993 ήταν 600.000 εκατομμύρια watts. Η κατανομή της ενέργειας, καθώς το ρεύμα ρέει στα σύρματα, δημιουργεί ένα ηλεκτρομαγνητικό πεδίο. Ακόμα και στις λιγότερο βιομηχανοποιημένες περιοχές, η εκμετάλλευση ηλεκτρικής ισχύος είναι συνήθως από 1 έως 10% αυτού του επιπέδου, και τα ηλεκτρομαγνητικά πεδία που δημιουργούνται από αυτό είναι εύκολα ανιχνεύσιμα. Μόνο σε πολύ απομακρυσμένες περιοχές, όπως η Ανταρκτική ή σε ανοιχτές εκτάσεις των ωκεανών, είναι κάποιος αρκετά μακριά από πηγές βιομηχανικού θορύβου που να μην τον ενοχλούν στην προσπάθεια για να κάνει γεωηλεκτρικές μετρήσεις. Ακόμα και σε απομακρυσμένα

μέρη, η χρήση φορητών συστημάτων τροφοδοσίας μπορούν να δημιουργήσουν ένα τοπικό πρόβλημα.

Η βιομηχανική ηλεκτρική ενέργεια γεννάται σε προσεκτικά ελεγχόμενες συχνότητες, συνήθως στα 50 ή 60 Hertz. Όσο μεγαλύτερη η χωρητικότητα ενός μονού συστήματος παραγωγής και διανομής, τόσο πιο εύκολη είναι η ρύθμιση της συχνότητάς του. Καθώς οι απαιτήσεις για ένα σύστημα αλλάζουν, όταν οι χρήστες αρχίζουν ή τερματίζουν τη χρήση ορισμένων οργάνων, απότομα τινάγματα τάσης ή ρεύματος συμβαίνουν στο σύστημα διανομής τα οποία έχουν ως αποτέλεσμα την παρουσία προσωρινών αλλαγών στη συχνότητα. Σε ένα μεγάλο σύστημα με πολλούς χρήστες, τέτοια προσωρινά τινάγματα είναι μικρά σε σχέση με την ολική χρήση. Σε μικρά συστήματα διανομής, όπως είναι μια γεννήτρια οδηγούμενη από μηχανή σε ένα ορυχείο, η φόρτιση του συστήματος μπορεί να αλλάξει απότομα προκαλώντας σημειωτέες ανωμαλίες στη συχνότητα. Η ομοιομορφία της συχνότητας είναι ένας σημαντικός παράγοντας που πρέπει να μελετηθεί στη σχεδίαση συστημάτων όπου πρέπει να απορρίπτεται ο γραμμικός θόρυβος ισχύος.

Εάν τα πεδία γραμμής διανομής ισχύος ήταν παρόντα μόνο στις κύριες συχνότητες της παραγωγής, δηλαδή στα 50 ή 60 hertz, θα παρουσιάζονταν λιγότερα προβλήματα απ' όσα στην πραγματικότητα παρουσιάζονται. Ωστόσο, ούτε οι γεννήτριες που δημιουργούν ac ισχύ για διανομή, ούτε οι εφαρμογές που την καταναλώνουν, είναι αυστηρά γραμμικές μηχανές, κι επομένως κάποια παραμόρφωση στην ιδανική ημιτονοειδή κυματομορφή του διανεμόμενου ρεύματος είναι πάντα παρούσα. Αυτή η έλλειψη γραμμικότητας παρατηρείται στη μορφή των αρμονικών συνιστωσών της κύριας συχνότητας στο ηλεκτρομαγνητικό πεδίο που παρατηρούμε από ένα σύστημα διανομής ισχύος.

Κανονικά, οι περιττές αρμονικές της κύριας συχνότητας είναι αρκετές τάξεις μεγέθους ισχυρότερες από άρτιες αρμονικές. Αυτό το φαινόμενο είναι αποτέλεσμα του γεγονότος ότι τα συστήματα ηλεκτρικής διανομής είναι μετασχηματιστές «συζευγμένοι» από τη γεννήτρια ως τον τελευταίο χρήστη. Η ροή ρεύματος σε ένα τέτοιο σύστημα πρέπει να έχει μηδενικό μέσο όρο. Οι ζυγές αρμονικές τότε θα περιέχουν μια DC στάθμη. Οι ζυγές αρμονικές παρατηρούνται σε ισχυρές στάθμες σε συστήματα ενέργειας που τροφοδοτούν ανορθωτές, ειδικά ανορθωτές στους οποίους ένα τουλάχιστο άκρο του κυκλώματός τους γειώνεται. Τέτοια DC – γειωμένα συστήματα επιστροφής χρησιμοποιούνται σε υπόγεια ορυχεία σε πολλά μέρη ανά τον κόσμο κι γι' αυτό σε γεωηλεκτρικές εξερευνήσεις σε τέτοιες περιοχές οι ζυγές αρμονικές αποτελούν αντικείμενο μελέτης.

Τα επίπεδα θορύβου των αρμονικών είναι πολύ πιο αδύνατα από αυτά του κυρίως επιπέδου. Εάν η κεντρική συχνότητα παραμορφώνεται σε σημείο να γίνεται τετραγωνικό κύμα, η οποία είναι ακραία περίπτωση παραμορφωμένης κυματομορφής, τα πλάτη των ζυγών αρμονικών φθίνουν με ρυθμό π/η , με το η να είναι ο αριθμός της αρμονικής. Παρά του ότι υπολείπονται σε πλάτος των αρμονικών συνιστωσών σε σχέση με τις βασικές, αρμονικές πολύ υψηλής τάξης μπορούν να προσθέσουν σημαντικό θόρυβο κατά μήκος ολόκληρου του φάσματος που απασχολεί τον γεωηλεκτρομαγνητισμό (ας πούμε μέχρι μερικά kilohertz).

Μερικά μέρη ενός συστήματος διανομής ισχύος περιέχουν περισσότερο θόρυβο απ' ότι άλλα. Το ηλεκτρομαγνητικό πεδίο από μια γραμμή που μεταφέρει ρεύμα είναι ανάλογο με το ρεύμα και όχι με την ισχύ. Σε ένα σύστημα διανομής, η

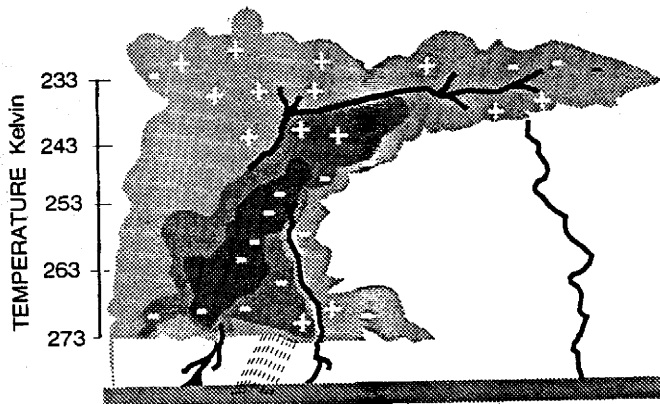
διανομή σε μακρινές αποστάσεις γίνεται με πολύ υψηλές τάσεις, εκατοντάδες χιλιάδες ή ακόμα κι ένα εκατομμύριο volts, έτσι ώστε η ποσότητα του ρεύματος που χρειάζεται για τη μεταφορά αυτής της ενέργειας να είναι μικρή. Οι μετασχηματιστές χρησιμοποιούνται για να μειώνουν την τιμή της τάσης σε μερικές χιλιάδες volts για τοπικές διανομές, και σε 110 ή 240 volts για οικιακή χρήση. Καθώς η τάση μειώνεται, το ρεύμα αυξάνεται αντιστρόφως ανάλογα. Τα περισσότερα από τα ηλεκτρομαγνητικά πεδία στο περιβάλλον που οφείλονται σε συστήματα διανομής ισχύος, προέρχονται από τους μετασχηματιστές και τα χαμηλής τάσης μέρη του δικτύου.

Άλλες πηγές για τα ηλεκτρομαγνητικά πεδία του περιβάλλοντος που οφείλονται σε ανθρώπινη παρέμβαση, είναι οι ραδιοεκπομποί. Πεδία ακτινοβολίας δημιουργούνται σε μια πολύ ευρεία περιοχή συχνοτήτων, από μερικές δεκάδες kilohertz, ή και ακόμα χαμηλότερα, μέχρι πολλά megahertz. Οι εκπομπές σε χαμηλότερες συχνότητες χρησιμοποιούνται συχνά σαν πηγές σε γεωηλεκτρικές έρευνες, ειδικά όταν οι ιδιότητες της Γης σε μικρά βάθη αποτελούν αντικείμενο ενδιαφέροντος. Γι' αυτό το σκοπό, σήματα από ισχυρούς εκπομπούς που λειτουργούν σε μερικές δεκάδες kilohertz χρησιμοποιούνται κυρίως. Τέτοιοι εκπομποί χρησιμοποιούνται για επικοινωνίες μεγάλου βεληνεκούς και για τη ναυσιπλοΐα.

Μερικές φορές, οι ραδιοεκπομποί παρεμβάλλονται σε γεωηλεκτρικές λειτουργίες. Αυτό τις περισσότερες φορές συμβαίνει όταν κάποιος προσπαθεί να μετρήσει μια συνιστώσα πεδίου τόσο κοντά σε έναν εκπομπό που η ενέργεια της ραδιοσυχνότητας υπερισχύει στις μετρήσεις.

2.1.4 Ατμοσφαιρικές ηλεκτρικές πηγές.

Ένα σημαντικό κομμάτι του περιβαλλοντικού ηλεκτρομαγνητικού πεδίου αποτελείται από ατμοσφαιρικές ηλεκτρικές εκφορτίσεις, ή αστραπές, που συνοδεύουν τις θύελλες. Αυτές συνήθως αναφέρονται ως ατμοσφαιρικά παράσιτα (*spherics*).



Σχήμα 2.1.8 : Δομή μιας θύελλας όπου φαίνονται οι τοποθεσίες συσσώρευσης φορτισμένων σωματιδίων και μεταβαλλόμενοι δρόμοι για αποφορτίσεις λόγω αστραπών.

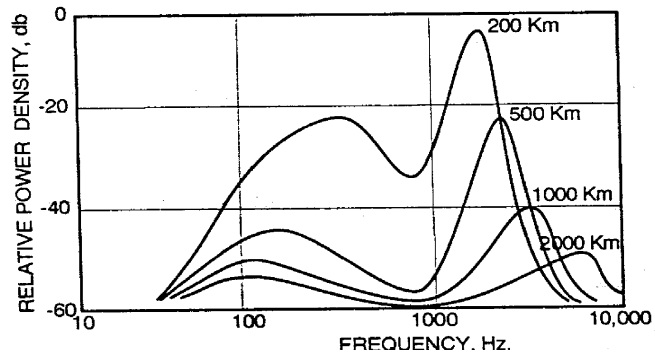
Η ηλεκτρική δραστηριότητα κατά τη διάρκεια μιας θύελλας, μιας καταιγίδας με αστραπές δηλαδή, είναι εντυπωσιακή κι επικίνδυνη, αν και υπολογίζεται πως αποτελεί μόνο το 1 % της ολικής ενέργειας που παράγεται από τη συμπύκνωση της υγρασίας στα σύννεφα.

Λεπτομέρειες για τις καταιγίδες που προκαλούνται από ηλεκτρικές φορτίσεις δεν υπάρχουν ακόμη. Η φόρτιση προκαλείται πιθανότατα από σταγονίδια νερού που παγιδεύουν μικρά ιόντα, από τη διάσπαση σταγονιδίων νερού με τέτοιο τρόπο που τα τεμάχια που απομένουν δεν περιέχουν ίδια ποσότητα θετικών και αρνητικών φορτίων, και από άλλους συχνά αδιερεύνητους φυσικούς μηχανισμούς. Φαίνεται ότι το τελικό φορτίο είναι ανεξάρτητο του μεγέθους του σταγονιδίου νερού, και ότι το φορτίο διαχωρίζεται (λόγω πόλωσης) κάτω από τη δράση της βαρύτητας και της αεροδυναμικής ώθησης στα ανοδικά ρεύματα αέρος. Περίπου 1000 Coulombs φορτίου θα είναι παρόντα σε μια πλήρως εκδηλωμένη θύελλα. Η δομή μιας τυπικής θύελλας φαίνεται στο σχήμα 2.1.8.

Κατά τη διάρκεια αίθριου καιρού, το στατικό κατακόρυφο ηλεκτρικό πεδίο εξωτερικά της επιφάνειας της Γης είναι της τάξης των 100 V/m, με μια πολικότητα τέτοια ώστε να προσομοιάζει με μια κεραία με την κορυφή της σε θετικό δυναμικό και με βάση τη γη. Κατά τη διάρκεια μιας θύελλας, το πεδίο αυτό γίνεται αρκετά μεγάλο ώστε να κάμψει τη μονωτική αντίσταση του αέρα, και έχουμε μια αστραπή. Οι αστραπές πάνω από το νερό ή σε βουνά πάνω από συστοιχίες δέντρων παράγουν ηλεκτρικά πεδία της τάξης των 100.000 volts ανά μέτρο. Σε περιοχές με πολλά δέντρα, το επίκεντρο μιας αστραπής δεν είναι καθόλου συγκεντρωμένο σε ένα μέρος, και τα ηλεκτρικά πεδία στο έδαφος είναι ελαφρώς υψηλότερα από 10.000 volts ανά μέτρο.

Η ακολουθία γεγονότων σε μια αστραπή περιέχει δύο βήματα, ένα «οδηγών» κι ένα «επιστροφής». Σε μια καταιγίδα με αστραπές στην οποία η βάση του σύννεφου είναι κοντά στην επιφάνεια της Γης, κατά το «οδηγών» βήμα, φορτίο ρέει απ' το έδαφος προς το σύννεφο, ιονίζοντας ένα μονοπάτι για το βήμα επιστροφής που ακολουθεί. Συνήθως, σε μια θύελλα σαν αυτή, 90% ή παραπάνω από τα γεγονότα γίνονται ανάμεσα στα σύννεφα και το έδαφος, με ένα μικρότερο αριθμό να ρέει από σύννεφο σε σύννεφο. Σε στεγνές θύελλες, στις οποίες η βάση του σύννεφου μπορεί να είναι σε σημαντικό ύψος πάνω από το έδαφος, η πλειοψηφία των διαταραχών μπορεί να είναι από σύννεφο σε σύννεφο. Και στις δύο περιπτώσεις, το «οδηγών» βήμα ακολουθεί ένα μονοπάτι στο οποίο η βαθμίδα δυναμικού να είναι μέγιστη και μήκους 10 με 100 μέτρα. Ο χρόνος που απαιτείται για το οδηγών βήμα για τη ροή του φορτίου είναι της τάξης του ενός millisecond. Το οδηγών βήμα προετοιμάζει μέσο του ιονισμού ενός μονοπατιού από το οποίο ένα πολύ μεγαλύτερο ρεύμα μπορεί να ακολουθήσει με το «επιστρέφων» βήμα. Συχνά βλέπουμε μια ακολουθία από επιστρέφοντα βήματα διαχωρισμένα σε χρονικά παράθυρα των μερικών δεκάτων

του δευτερολέπτου. Η ροή του ρεύματος υπολογίζεται σε εκατοντάδες ή ακόμα και σε δεκάδες εκατοντάδων amperes.



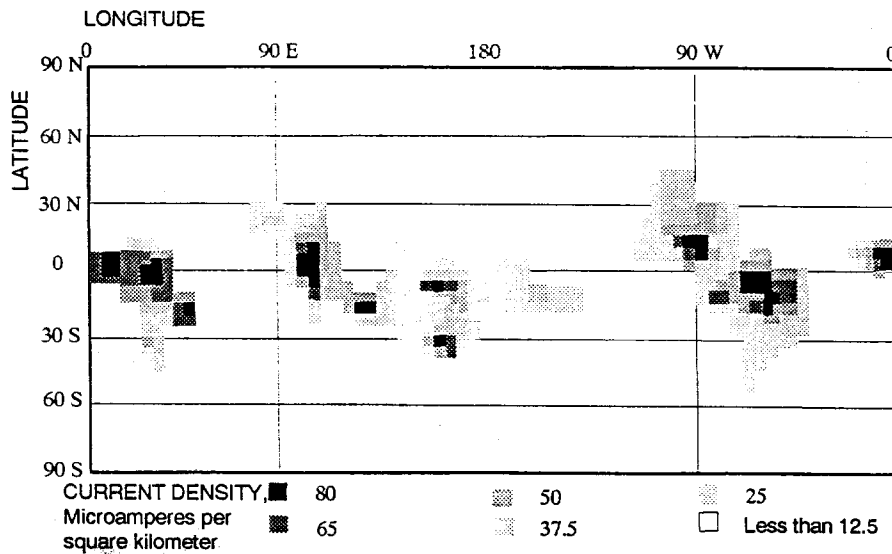
Σχήμα 2.1.9 : Τυπικές μορφές φασμάτων για ανεξάρτητες αστραπές σε διάφορες αποστάσεις από το επίκεντρο. Η αλλαγή στη μορφή προκαλείται από τη σχετικά μεγαλύτερη απώλεια ενέργειας σε συχνότητες γύρω από τα 1000 Hz απ' ότι σε υψηλότερες και χαμηλότερες συχνότητες.

Τα ηλεκτρικά και μαγνητικά πεδία που ανιχνεύονται από μια αστραπή εξαρτώνται πολύ από την απόσταση του σημείου παρατήρησης από την καταγίδα στην οποία τα πεδία δημιουργούνται. Για μια παρακείμενη καταγίδα (απόσταση μερικές δεκάδες χιλιόμετρα), πολλά ανεξάρτητα χτυπήματα μπορούν να αναγνωριστούν από την καταγραφή του ηλεκτρικού και μαγνητικού πεδίου. Κάθε καταγραφή περιέχει συνιστώσες υψηλής συχνότητας σχετιζόμενες με τη γρήγορη έναρξη της ροής ρεύματος κατά το ξεκίνημα, όπως επίσης και συνιστώσες σχετικά χαμηλών συχνοτήτων που περιέχονται στο τελευταίο κομμάτι της διαταραχής. Καθώς η ενέργεια από μια αστραπή με τη βοήθεια του κυματοδηγού Γης – ιονόσφαιρας, απλώνεται γύρω από τη Γη, η ενέργεια παγιδεύεται σε μεγάλο βαθμό ανάμεσα στην αγωγίμη επιφάνεια της Γης και στα αγωγίμα επίπεδα της ιονόσφαιρας. Οι μέσες συχνότητες τείνουν να αποσβένονται πιο γρήγορα από τις υψηλές και χαμηλές συχνότητες, προκαλώντας μια βαθμωτή αλλαγή στη μορφή του φάσματος του πεδίου με απόσταση, όπως φαίνεται στο σχήμα 2.1.9. Το φαινόμενο αυτό είναι ένα φαινόμενο διασποράς.

Λόγω αυτής της μορφής του πεδίου του χρόνου, αλλάζει καθώς ταξιδεύει. Μερικές συνιστώσες συχνότητας ελαττώνονται πιο γρήγορα από άλλες, και ένα απλό ατμοσφαιρικό παράσιτο (spherics) παίρνει έναν ταλαντωτικό χαρακτήρα.

Ατμοσφαιρικά παράσιτα (spherics) από δραστηριότητα μακρινής θύελλας παρέχουν ένα εκπληκτικά ομοιόμορφο επίπεδο δραστηριότητας, σε σημείο τέτοιο που οπουδήποτε πάνω στη Γη να θεωρείται πάντα ότι μία κοντινή καταγίδα βρίσκεται σε εξέλιξη. Υπάρχουν τρία βασικά κέντρα δραστηριότητας καταγίδων με αστραπές στην ισημερινή ζώνη της Γης η οποία έχει ένα μέσο όρο της τάξης των 100

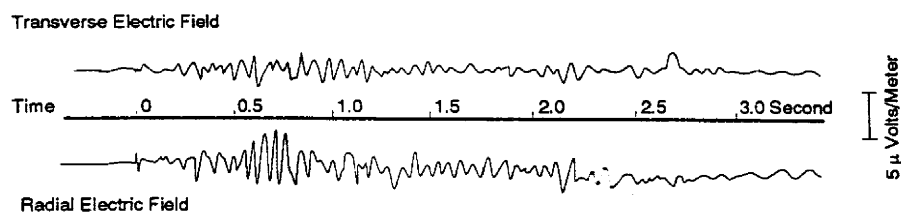
καταιγίδων το χρόνο, με μικρές περιοχές εντός αυτών των κέντρων οι οποίες έχουν ένα μέσο όρο της τάξης των 200 (και περισσότερων) ημερών με καταιγίδες το χρόνο. Τα κέντρα εντοπίζονται στη Βραζιλία, την κεντρική Αφρική και την Ινδονησία, καταναμημένα με τέτοιο τρόπο που κατά τη διάρκεια οποιασδήποτε ώρας της ημέρας υπάρχει πιθανότητα κάποια καταιγίδα σε εξέλιξη κάπου στη Γη. Η μέση ημερήσια ενέργεια που προκαλείται από τις θύελλες πάνω στην επιφάνεια της Γης φαίνεται στο σχήμα 2.1.10.



Σχήμα 2.1.10 : Ημερήσιοι μέσοι όροι ρεύματος που προκαλείται από αστραπές (Makino and Ogawa, 1984).

2.1.5 Μηχανικά παραγόμενα ηλεκτρικά πεδία.

Είναι γνωστό εδώ και πολύ καιρό ότι η μηχανική δράση μπορεί να προκαλέσει στη στερεά Γη ηλεκτρικά πεδία μεταβαλλόμενα στο χρόνο (Parkhomenko, 1971). Το ηλεκτρικό πεδίο μπορεί να εξηγηθεί από αρκετά φυσικά φαινόμενα, αν και όλα τείνουν



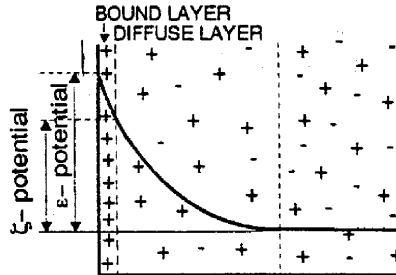
Σχήμα 2.1.11 : Καταγραφή ηλεκτρικών τάσεων προκαλούμενες από κίνηση στο έδαφος που είναι αποτέλεσμα υπόγειας πυρηνικής δοκιμής (AARDVARK) στη νότια Νεβάδα, (Η.Π.Α.). Το σημείο της καταγραφής απέχει 10 χιλιόμετρα από το σημείο της έκρηξης.

να ομαδοποιηθούν στην κατηγορία των *σεισμοηλεκτρικών* φαινομένων. Μια τυπική καταγραφή τέτοιων τάσεων που προκαλείται από την κίνηση της Γης φαίνεται στο σχήμα 2.1.11. Αυτό το σεισμοηλεκτρικό γεγονός καταγράφηκε αμέσως μετά την ολοκληρωτικά ελεγχόμενη υπόγεια εκτυρσοκρότηση μιας μικρής πυρηνικής συσκευής στο Εθνικό Κέντρο Δοκιμών των Η.Π.Α. στη νότια Νεβάδα με μια απόδοση ενέργειας της τάξης των δύο χιλιάδων τόνων ισοδύναμου TNT. Το σημείο της καταγραφής ήταν σε απόσταση 10 χιλιομέτρων από το σημείο της έκρηξης, επομένως είναι λογικό να συμπεράνουμε ότι η κίνηση του εδάφους ήταν αρκετά ισχυρή. Τα δύο ίχνη καταδεικνύουν τις τάσεις που καταγράφηκαν ανάμεσα σε δύο ζευγάρια ηλεκτροδίων τοποθετημένα στην εγκάρσια και στην ακτινωτή διεύθυνση με βάση το σημείο της έκρηξης και με απόσταση 1 Km ανάμεσα στα ηλεκτρόδια κάθε ζευγαριού. Ταλαντωτικές τάσεις με πλάτη μερικών millivolts παρατηρήθηκαν, καταγραφές που να μοιάζουν πολύ με σειсмоγράμματα. Εύκολα μπορεί να αναγνωρισθεί η πρόωρη άφιξη των κυμάτων του κορμού ακολουθούμενα από ένα σύνολο κυμάτων ουράς (coda) που περιέχουν επιφανειακά κύματα. Πολλές δεκάδες τέτοιων καταγραφών άρθησαν κατά τη διάρκεια πυρηνικών δοκιμών στη δεκαετία του 1960.

Μία πιθανή πηγή του σεισμοηλεκτρικού φαινομένου συμβατή με τις απόψεις της δεκαετίας του 1980 είναι η εμφάνιση δυναμικού εξαιτίας της ροής ρευστού (ηλεκτροκινητικό φαινόμενο). Σύμφωνα μ' αυτό εμφανίζεται διαφορά δυναμικού ανάμεσα σε δύο σημεία μέσα ή πάνω στη Γη όταν υγρά που βρίσκονται μέσα σε διάκενα σ' ένα πέτρωμα κινούνται σε σχέση με το μητρικό υπόβαθρο.

Σε κοκκώδη πετρώματα, οι ορυκτοί κόκκοι έχουν συνήθως σπάσει με τέτοιο τρόπο που οι κοκκώδεις επιφάνειες εμφανίζονται να έχουν αρνητικό φορτίο. Το ισορροπημένο φορτίο αποτελείται από έναν υπερβολικά μεγάλο αριθμό θετικών φορτίων ανάμεσα στους ορυκτούς κόκκους. Αυτό το φορτίο επιφανείας οδηγεί στην εμφάνιση του ε-δυναμικού το οποίο μπορεί να μετρηθεί ανάμεσα στην επιφάνεια ενός μετάλλου και σ' ένα σημείο μακριά από την επιφάνεια σ' ένα αγωγίμο ηλεκτρολύτη, όπως φαίνεται στο σχήμα 2.1.12. Μόρια νερού, τα οποία έχουν πολική δομή, απορροφούνται πολύ από αυτή την επιφάνεια, μαζί με θετικά ιόντα από τον ηλεκτρολύτη. Αυτό το απορροφούμενο επίπεδο πολωμένων μορίων νερού είναι σχεδόν ακίνητο, και αποτελεί ένα φορτισμένο «διπλό» επίπεδο. Το νερό πέρα από τις ορυκτές επιφάνειες είναι σχετικά ελεύθερο να κινηθεί μέσω της δομής των πόρων,

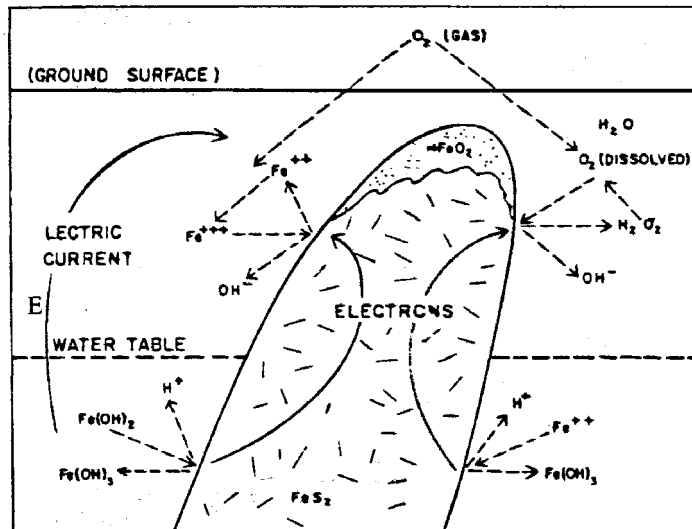
αλλά μεταφέρει ένα μη ισορροπημένο υπερβολικά αρνητικό φορτίο, που χαρακτηρίζεται από την εμφάνιση ενός ζ - δυναμικού σε σχέση με τη δεσμευμένη επίπεδη δομή νερού, όπως φαίνεται στο σχήμα 2.1.12.



Σχήμα 2.1.12 : Ορισμοί του ε-δυναμικού και του ζ-δυναμικού. Η δεσμευμένη στάθμη αποτελείται από ιόντα ισχυρά συγκρατούμενα στην ορυκτή επιφάνεια. Η στάθμη διάχυσης δεν κρατείται το ίδιο ισχυρά αλλά είναι σχετικά ακίνητη.

Όταν το έδαφος κινείται, οι ορυκτοί κόκκοι και τα υγρά στη δομή των πόρων θα χαρακτηρίζονται από διαφορετικές στιγμιαίες καταστάσεις, εξαιτίας του γεγονότος ότι τα ελαστικά κύματα διαδίδονται μέσω στερεών ορυκτών με πολύ μεγαλύτερη ταχύτητα απ' ό τι μέσω των υγρών που γεμίζουν το χώρο των πόρων. Σαν αποτέλεσμα, το υγρό θα κινηθεί σχετικά με φάση του στερεού με ένα ταλαντωτικό τρόπο. Αυτή η κίνηση του ελεύθερου υγρού στη δομή των πόρων ισοδυναμεί με ρεύμα, αν λάβουμε υπόψιν το γεγονός ότι το υγρό μεταφέρει αρνητικά φορτία. Όπως θα περίμενε κανείς, το ρεύμα διαφέρει στη φάση κατά 90° από την ταλαντωτική κίνηση του εδάφους.

Ισχυρό ηλεκτροκινητικό φαινόμενο (ΗΚΦ) αναπτύσσεται όταν η ικανότητα για την κίνηση του ηλεκτρολύτη στη δομή των πόρων είναι υψηλή. Η υψηλότερη σχετική διαπερατότητα για κίνηση του νερού στη Γη είναι μέσα στο επίπεδο του εδάφους κοντά στην υπόγεια στάθμη του νερού, όπου οι πόροι του νερού μπορούν να κινηθούν σε πόρους γεμάτους με αέρα. Έτσι, παρατηρούμε ότι δημιουργείται το ηλεκτροκινητικό φαινόμενο (ΗΚΦ) λίγο πάνω από την υπόγεια στάθμη του νερού.



Σχήμα 2.1.13 : Δημιουργία αυθόρμητης πόλωσης σε ένα μεταλλευματικό σώμα που διαπερνάται από την υπόγεια στάθμη νερού. Η οξείδωση των ορυκτών πάνω από την υπόγεια στάθμη νερού και η αναγωγή των ορυκτών κάτω από την υπόγεια στάθμη νερού παρέχουν ενέργεια για μια γαλβανική κυψέλη.

2.1.6 Εξωτερικές πηγές ηλεκτρικών πεδίων.

Ηλεκτρικά πεδία, και κατ' επέκταση ηλεκτρικά ρεύματα, εκδηλώνονται στη Γη εξαιτίας πολλών λόγων οι οποίοι μπορούν να ομαδοποιηθούν σαν εξωτερικοί στο χαρακτήρα. Αυτά τα ηλεκτρικά πεδία είναι σχεδόν αμετάβλητα στο χρόνο. Μπορούν να είναι αποτέλεσμα ενός πλατύ εύρους φαινομένων, με τα κυριότερα εξ' αυτών να είναι οι οξειδωτικές και οι αναγωγικές αντιδράσεις καθώς και παγκόσμια πρότυπα σταθερής ροής ρεύματος ανάμεσα στη στερεά Γη και την ιονόσφαιρα.

Οξείδωση και Αναγωγή σαν πηγές Αυθόρμητης Πόλωσης (Spontaneous Polarization, SP).

Τα σταθερά ηλεκτρικά πεδία είναι αποτέλεσμα της διάβρωσης των ασταθών ορυκτών, ειδικά μεταλλικών σουλφιδίων και μεταλλικών οξειδωμένων ορυκτών, όπου μάζες τέτοιων ορυκτών τέμνονται την ενεργή υπόγεια στάθμη νερού (σχήμα 2.1.13). Σε μια τέτοια περίπτωση, ορυκτά που βρίσκονταν σε ισορροπία με τους πόρους του νερού με τους οποίους ήταν σε επαφή, εισέρχονται σε ένα περιβάλλον με το οποίο δεν βρίσκονται σε ισορροπία όταν η υπόγεια στάθμη νερού πέσει. Η οξείδωση των ενεργών ορυκτών στη ζώνη πάνω από την υπόγεια στάθμη νερού συνοδεύεται από την απελευθέρωση χημικά αποθηκευμένης ενέργειας, αρκετό μέρος της οποίας εμφανίζεται σαν ηλεκτρική ενέργεια, ένα ρεύμα που προκαλεί ένα ηλεκτρικό πεδίο.

Αυτό το φαινόμενο που παρατηρείται γύρω από ένα οξειδωτικό σώμα μεταλλεύματος ήταν η βάση για την πρώτη εφαρμογή ηλεκτρικών μετρήσεων στην έρευνα για οικονομικά ορυκτά στη Γη. Η εμφάνιση τέτοιων πεδίων έχει ονομαστεί *αυθόρμητη πόλωση (spontaneous polarization)* της Γης, και η γεωφυσική τεχνική είναι γενικά γνωστή σαν *μέθοδος SP*. Η μέθοδος SP χρησιμοποιήθηκε στην εξερεύνηση ορυκτών σε μια περιστασιακή βάση για πολλά χρόνια.

Το μόνιμο ατμοσφαιρικό ηλεκτρικό πεδίο.

Ένα σύστημα ρεύματος υπάρχει σε πλανητική κλίμακα και μεταβάλλεται τόσο αργά στο χρόνο που μπορεί να θεωρηθεί ότι αποτελεί ένα συνεχές (DC) σύστημα. Όπως και με κάθε σύστημα ρεύματος, έτσι και το πλανητικό σύστημα απαιτεί ένα μηχανισμό οδήγησης, μια πηγή ενέργειας. Το πλανητικό σύστημα οδηγείται από ατμοσφαιρικές δυνάμεις που μεταδίδουν θερμότητα με μεταγωγή, οι

οποίες διαχωρίζουν τα φορτία κατακόρυφα σε νέφη *cumulus* και *cumulonimbus*, κυρίως στη ζώνη του ισημερινού και στις εύκρατες ζώνες (σχήμα 2.1.16).

Αν θεωρήσουμε την ατμόσφαιρα σαν αγωγό με δοσμένες τιμές ειδικής αντίστασης, η κατανομή φορτίου ισοδυναμεί με μια κατακόρυφη δίπολη πηγή ηλεκτρικού ρεύματος. Το ύψος στο οποίο βρίσκεται είναι περίπου 10 χιλιόμετρα, κάτι που αποτελεί μόλις το ένα δέκατο (10%) του ύψους στο οποίο βρίσκεται η βάση της αγωγίμης ιονόσφαιρας. Παρ' όλα αυτά, το κέντρο του θετικού φορτίου θα οδηγήσει το ρεύμα κυρίως προς τα πάνω επειδή το μεγαλύτερο μέρος της εγκάρσιας αντίστασης της ατμόσφαιρας βρίσκεται στα χαμηλότερα 10 χιλιόμετρα. Όταν αυτά τα ρεύματα αγωγής φτάσουν στην ιονόσφαιρα, διαχέονται οριζόντια λόγω της μεγάλης αντίθεσης της ειδικής αντίστασης της ιονόσφαιρας μ' αυτή της ατμόσφαιρας. Ο λόγος τους είναι 8 έως 10 τάξεις μεγέθους. Παρόμοια, το αρνητικό φορτίο στη βάση του νέφους θα τραβήξει ρεύμα κυρίως από τη Γη. Το παγκόσμιο σύστημα φορτίου αποτελεί έναν πυκνωτή με πλάκες του τη Γη και την ιονόσφαιρα που φορτίζεται από ρεύματα που ρέουν πάνω και κάτω από την προαναφερθείσα δίπολη πηγή.

Έχουμε αποδείξεις, οι οποίες μπορούν να χρησιμοποιούν για τον υπολογισμό χαρακτηριστικών μεγεθών αυτού του παγκόσμιου συστήματος ρεύματος. Μπορούμε να υπολογίσουμε τόσο τη χωρητικότητα όσο και την αντίσταση της ατμόσφαιρας, αναλογιζόμενοι ότι αποτελεί το διηλεκτρικό μέσο που διαχωρίζει δύο αγωγίμες σφαιρικές κυψέλες δημιουργημένες από τη χαμηλότερη επιφάνεια της ιονόσφαιρα και την επιφάνεια της Γης. Η χωρητικότητα ανάμεσα στη Γη και την ιονόσφαιρα, υποθέτοντας ότι αυτή αρχίζει από ένα ονομαστικό υψόμετρο 100 χιλιομέτρων, είναι

$$C_{\text{global}} = \epsilon_0 Ah \quad (2.1.7)$$

όπου $\epsilon_0 = 12.56 \times 10^{-12}$ Farads/meter είναι η διηλεκτρική σταθερά της ατμόσφαιρας, h είναι το υψόμετρο της βάσης της ιονόσφαιρας (10^5 m), και A είναι η επιφάνεια της Γης (1.25×10^{14} m²). Αυτές οι τιμές φανερώνουν μια παγκόσμια χωρητικότητα ανάμεσα στη Γη και την ιονόσφαιρα της τάξης των 0.5 Farads.

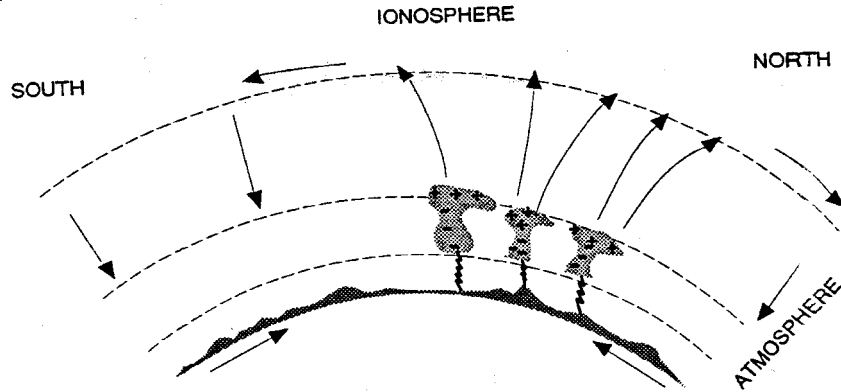
Παρόμοια, η αντίσταση διαρροής αυτού του πυκνωτή Γης – ιονόσφαιρας, μπορεί να υπολογιστεί ότι είναι

$$R_{\text{global}} = T/A \quad (2.1.8)$$

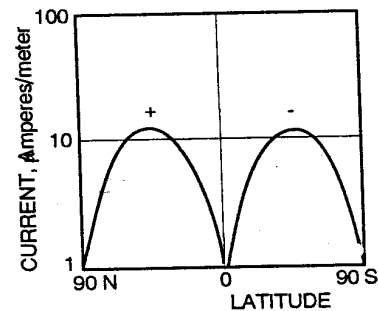
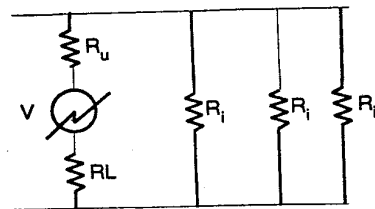
όπου το T είναι η ολοκληρωτική ειδική αντίσταση στο ύψος της ατμόσφαιρας. Αναλογιζόμενοι τα χαρακτηριστικά της αγωγιμότητας στην ατμόσφαιρα, το T έχει μια ονομαστική τιμή περίπου 330 MΩ/m². Η παγκόσμια αντίσταση διαρροής είναι περίπου 2.5 MΩ. Η σταθερά χρόνου του συστήματος Γης – ιονόσφαιρας είναι

$$\tau_{\text{global}} = R_{\text{global}} C_{\text{global}} = 1.25 \times 10^6 \text{ seconds} \quad (2.1.9)$$

Η σταθερά χρόνου είναι περίπου μισός μήνας. Αυτό βοηθά στην εξομάλυνση των χρονικών μεταβολών της τροφοδοσίας με ενέργεια του συστήματος Γης – ιονόσφαιρας που προκαλούνται από μεταβολές με χρονική διάρκεια ώρας και μέρας. Το σχήμα 2.1.10 δείχνει την παγκόσμια διανομή της ενέργειας που απελευθερώνεται από μια αστραπή.



Σχήμα 2.1.16 : Σχηματική αναπαράσταση ενός παγκόσμιου συστήματος ρεύματος προερχόμενο από cumulonimbus νέφη. Ο διαχωρισμός των φορτίων στο νέφος δημιουργεί πηγές της μορφής ηλεκτρικών διπόλων που προκαλούν ροή ρεύματος από τη Γη προς την ιονόσφαιρα κυρίως στις περιοχές του ισημερινού. Αυτά τα ρεύματα ρέουν βόρεια και νότια κατά μήκος της ιονόσφαιρας, και διαρρέουν πίσω στη Γη μέσω της ατμόσφαιρας, που έχει υψηλή αντίσταση.



Σχήμα 2.1.17 : Ισοδύναμο κύκλωμα για την παγκόσμια ροή ρεύματος. Μια τάση V δημιουργείται όταν έχουμε καταιγίδα με κεραυνούς κι αστραπές στις εύκρατες περιοχές καθώς και σ' αυτές του ισημερινού. Αυτή η τάση οδηγεί το ρεύμα προς τα πάνω μέσω της ατμόσφαιρας στην ιονόσφαιρα. Όταν φτάνει στην αγωγίμη ιονόσφαιρα, το ρεύμα ταξιδεύει βόρεια και νότια. Επιστρέφει στη Γη με διαρροή μέσω της ατμόσφαιρας που έχει μια αντίσταση, η οποία εδώ αναπαριστάται από τις αντιστάσεις R_i . Τότε, το ρεύμα

ρέει πίσω στις περιοχές που γίνονται καταιγίδες μέσω της αγωγίμης Γης. Η ποσότητα του ρεύματος φαίνεται από τις καμπύλες στη δεξιά μεριά. Εκφράζεται σε όρους του ρεύματος που επιστρέφει στη Γη σ' ένα περιφερειακό δακτύλιο με πλάτος διαμήκους 1 μέτρο.

Το σύστημα Γης – ιονόσφαιρας φορτίζεται από νέφη μεταγωγής θερμότητας που εντοπίζονται συχνά σε μια ευρεία ζώνη με κέντρο τον ισημερινό. Ωστόσο, η κυρίαρχη αντίσταση στο ισοδύναμο ηλεκτρικό κύκλωμα είναι η κατακόρυφη διαμέσου της ατμόσφαιρας. Σαν αποτέλεσμα, η κατακόρυφη διαρροή του ρεύματος επιστροφής είναι αρκετά ομοιογενής σε όλη την υδρόγειο., με μεταβολές στο ρεύμα διαρροής που ελέγχονται από τις αλλαγές στον ηλεκτρικό χαρακτήρα της ατμόσφαιρας. Για παράδειγμα, υπάρχει μια πολύ μικρή συσχέτιση του κατακόρυφου ρεύματος με την τοπική ώρα της ημέρας, αλλά δεν υπάρχει καμιά φανερή σχέση ανάμεσα στην ένταση του κατακόρυφου ρεύματος και στο γεωγραφικό πλάτος. Η ημερήσια μεταβολή μπορεί να αποδοθεί στο γεγονός ότι στην πλευρά της Γης που φωτίζεται από τον ήλιο, η βάση της ιονόσφαιρας βρίσκεται χαμηλότερα, μειώνοντας την εγκάρσια αντίσταση της ατμόσφαιρας.

Μια πλευρική ροή ρεύματος στην ιονόσφαιρα και στη Γη απαιτείται για την ολοκλήρωση του κυκλώματος μεταφοράς ρεύματος. Οι κατευθύνσεις στο δίκτυο αυτών των ρευμάτων θα απομακρύνονται σταδιακά από το στιγμιαίο κέντρο της μεταγωγής της θερμότητας, κουβαλώντας ρεύμα από όλη τη Γη πίσω στη ζώνη καιρού όπου σχηματίζονται τα νέφη μεταγωγής θερμότητας. Οι συνιστώσες ανατολής – δύσης της ροής του ρεύματος έχουν ένα μέσο όρο γύρω στο μηδέν σε μια περίοδο 24 ωρών, αφήνοντας μόνο τις συνιστώσες βορρά – νότου να συνεισφέρουν στη μακροπρόθεσμη κυκλοφορία ρεύματος. Οι αλλαγές στο σύστημα μετριάζονται από τη σταθερά χρόνου στο ατμοσφαιρικό μονοπάτι. Το ολικό σταθερό ρεύμα στο σύστημα είναι περίπου 2000 amperes.

Τα μονοπάτια επιστροφής του ρεύματος στη Γη βρίσκονται σχεδόν όλα στην επιφανειακή ζώνη αγωγιμότητας, η οποία έχει μια αγωγιμότητα που κυμαίνεται από μερικά Siemens στις εκτεθειμένες πέτρες πάνω στις ηπείρους μέχρι 10 χιλιάδες Siemens στα βάθη των ωκεανών. Το σχήμα 2.1.17 δείχνει την ολική ροή ρεύματος προς τον νότο (ή προς το βορρά) σαν συνάρτηση του γεωγραφικού πλάτους. Μαζί μ' αυτό υπάρχουν και καμπύλες που δείχνουν το ηλεκτρικό πεδίο στη Γη για ομοιόμορφη αγωγιμότητα ενός Siemens στο επίπεδο της επιφάνειας. Το ηλεκτρικό πεδίο θα είναι αναλογικά μικρότερο για άλλες τιμές αγωγιμότητας. Σ' αυτή την περίπτωση, το ηλεκτρικό πεδίο στα μέσα γεωγραφικά πλάτη είναι περίπου 10 $\mu\text{V/m}$. Αυτό είναι ένα αξιοσημείωτο αλλά όχι υπερβολικό ηλεκτρικό πεδίο σε σύγκριση με άλλες πηγές αυθόρμητης πόλωσης.

Το ηλεκτρικό πεδίο στα βάθη των ωκεανών, όπου η αγωγιμότητα είναι της τάξης των 10.000 Siemens, θα είναι αναλογικά μικρότερο, ή περίπου 1 pV/m .

Τοπικές ανομοιογένειες στην ηλεκτρική δομή του επιφανειακού αγωγίμου επιπέδου της Γης μπορούν να αυξήσουν ή να μειώσουν το ηλεκτρικό πεδίο που προκαλείται από το παγκόσμιο σύστημα ρεύματος. Τέτοιες επιδράσεις εστιαζόντων ρευμάτων θα μπορούσαν να προκαλέσουν αυθόρμητες πολωτικές ανωμαλίες οι

οποίες εμφανίζονται σε μέρη όπου είναι δύσκολο να τις εξηγήσουμε καθώς είναι αποτέλεσμα είτε διαδικασίας οξείδωσης – αναγωγής, είτε της διαδικασίας ροής δυναμικού.

2.1.7 Ηλεκτρομαγνητικά πεδία δημιουργημένα από τους ωκεανούς.

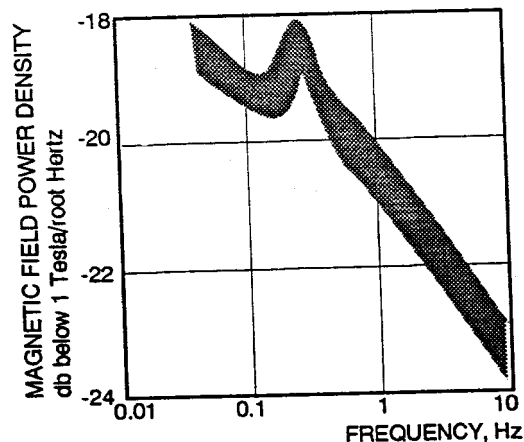
Η κίνηση του νερού της θάλασσας στο μαγνητικό πεδίο της Γης δημιουργεί ηλεκτρομαγνητικά πεδία σύμφωνα με το νόμο του Faraday :

$$\vec{E} = \vec{u} \times \vec{B}$$

(2.1.10)

όπου u είναι η ταχύτητα ενός στοιχείου της θάλασσας. Η διεύθυνση του παράγοντα E και το ρεύμα το οποίο οδηγεί είναι κάθετο στο επίπεδο που περιέχει το μαγνητικό πεδίο της Γης και την ταχύτητα του κύματος της κινούμενης θάλασσας. Η έκταση των γνώσεών μας γι' αυτά τα ηλεκτρομαγνητικά πεδία από άμεσες παρατηρήσεις είναι αρκετά περιορισμένες, καθώς έχουν γίνει πολύ λίγες παρατηρήσεις. Θεωρητικές προβλέψεις όμως για ηλεκτρομαγνητικά πεδία δημιουργημένα από κύματα ωκεανών έχουμε πολλές (Webb and Cox 1982, Larsen 1968, Cox και άλλοι 1978, Petersen and Poehls 1982).

Πολλά είδη κυμάτων δημιουργούνται στη θάλασσα, με πιο σημαντικά τα κύματα βαρύτητας, τα κύματα μεγάλου μήκους κύματος, τα παλιρροιακά, τα Rayleigh – Stoneley κύματα κ.τ.λ.



Σχήμα 2.1.19 : Άθροισμα καταγραφόμενων φασμάτων για δημιουργημένα από κύματα μαγνητικά πεδία για βάθη κυμαινόμενα από 1.5 έως 3.5 χιλιόμετρα.

Τα φάσματα του μαγνητικού και του ηλεκτρικού πεδίου που έχουν παρατηρηθεί σε ωκεανούς παρουσιάζονται στο σχήμα 2.1.19. Επειδή εμπλέκονται πολύ λίγες μετρήσεις, δεν μπορούν να θεωρηθούν ότι είναι τυπικές, ή αντιπροσωπευτικές.

2.2 ΙΟΝΟΣΦΑΙΡΑ: ΤΟ ΟΡΙΟ ΤΟΥ ΔΙΑΣΤΗΜΑΤΟΣ.

2.2.1 Ιστορικό σημείωμα.

Παρόλο που η σύνθεση των ιονισμένων στρωμάτων στην άνω ατμόσφαιρα, που είναι γνωστή ως *ιονόσφαιρα*, οφείλει την ανακάλυψη της σ' ένα τεχνολογικό βήμα (την πρώτη ραδιοφωνική εκπομπή, από την μια πλευρά του ατλαντικού στην άλλη, του G. Marconi στις αρχές του αιώνα), την ύπαρξη ενός ηλεκτρικά αγώγιμου στρώματος στην ατμόσφαιρα προέβλεψαν οι γεωφυσικοί μελετώντας το μαγνητικό πεδίο της γης και τις τακτικές μεταβολές του ακόμα και κατά την διάρκεια του προηγούμενου αιώνα. Χρειάστηκαν παραπάνω από 20 χρόνια ραδιοφωνικών επικοινωνιών και εμπειρικής άσκησης μέχρι το ανακλαστικό στρώμα να γίνει αποδεκτό ανεξάρτητα της ατμόσφαιρας απ' τους *Kennelly (H.P.A.) και Heaviside (GB)* και να γίνει το αντικείμενο μιας επιστημονικής έρευνας. Η πειραματική απόδειξη της ύπαρξης ενός ανακλαστικού στρώματος προέκυψε από δύο ανεξάρτητα γκρουπ, ένα στην Ευρώπη (E.V. Appleton και A.M.F. Barnett) και ένα στις Η.Π.Α. (G. Breit και M.A. Tuve). Ενώ ο Appleton, ο οποίος έκανε μια σειρά από σημαντικές ανακαλύψεις που αφορούν την ιονόσφαιρα που οδήγησαν στο βραβείο Nobel του 1947, βρήκε το επίπεδο Kennelly - Heaviside, το οποίο αποκαλούσε '*E-επίπεδο*' (E για τον ηλεκτρικό παράγοντα του καθοδικού κύματος) σ' ένα ύψος 100 Km χρησιμοποιώντας συμβολομετρική μεθοδολογία, οι Breit και Tuve χρησιμοποίησαν μια μέθοδο διασκόπησης ηχούς, που η αρχή λειτουργίας της μοιάζει με αυτή του ραντάρ που στέλνει έναν παλμό και από το χρόνο καθυστέρησης ανάμεσα στο μεταδιδόμενο σήμα και την ηχώ του, καθορίζεται το ύψος του ανακλαστικού στρώματος. Αυτή η μέθοδος ήταν προορισμένη να γίνει η πρότυπη τεχνική '*ιονοσφαιρική διασκόπηση*' για τις επόμενες δεκαετίες.

2.2.2 Η Ιονόσφαιρα σαν Μαγνητόπλασμα.

Η ιονοσφαιρική διασκόπηση βασίζεται στο γεγονός ότι ο δείκτης διαθλάσεως στην ιονόσφαιρα, εξαιτίας των ελευθέρων ηλεκτρικών φορτίων και της επιρροής τους στα ραδιοφωνικά κύματα, είναι μικρότερος της μονάδας. Μια αρχική διατύπωση αυτού του γεγονότος συμπεριλήφθηκε από τον Appleton στη *μαγνητοϊονική* θεωρία, σύμφωνα με την οποία, η ιονόσφαιρα είναι διασκορπιστικό, μη ισοτροπικό μέσο, δηλαδή, ο δείκτης διαθλάσεως εξαρτάται όχι μόνο από τον αριθμό των ελευθέρων ηλεκτρονίων που χαρακτηρίζουν το μέσο αλλά επίσης από τη συχνότητα του σήματος που χρησιμοποιείται στην μελέτη της. Η έλλειψη ισοτροπικότητας είναι αποτέλεσμα της ύπαρξης του γεωμαγνητικού πεδίου και των

ηλεκτρονίων που εγκλοβίζονται απ' αυτό. Τα σπουδαιότερα χαρακτηριστικά της μαγνητοϊονικής θεωρίας είναι τα εξής:

Ο δείκτης διαθλάσεως n της ιονόσφαιρας είναι μια συνάρτηση της πυκνότητας των ηλεκτρονίων N_e , της έντασης και της διεύθυνσης του μαγνητικού πεδίου B της Γης και της συχνότητας του διαδιδόμενου κύματος f , δηλαδή $n(N_e, B, f)$. Δύο χαρακτηριστικές συχνότητες του μέσου μπορούν να οριστούν:

- Η συχνότητα πλάσματος

$$f_N \sim (N_e)^{1/2}$$

- και η γυροτρονική-συχνότητα των ηλεκτρονίων

$$f_N \sim B / m_e.$$

όπου m_e είναι η μάζα των ηλεκτρονίων. Σύμφωνα με τους τύπους Appleton – Hartree, ο δείκτης διαθλάσεως της ιονόσφαιρας μπορεί να εκφραστεί ως:

$$n^2 \cong 1 - X/(1(\pm)Y)$$

όπου $X = (f_N/f)^2$ και $Y = f_B/f$: οι μαγνητοϊονικοί παράμετροι $X = (f_N/f)^2$ και $Y = f_B/f$.

Για το πρότυπο της από το έδαφος ιονοσφαιρικής διασκόπισης σε κάθετη πρόσπτωση (με εκπομπή και δέκτη στον ίδιο χώρο) η ολική ανάκλαση γίνεται για $n = 0$ (ο δείκτης διάθλασης της 'ουδέτερης' ατμόσφαιρας διαφέρει ελαφρά από την μονάδα). Η λύση της παραπάνω εξίσωσης για $n = 0$ οδηγεί στα ακόλουθα αποτελέσματα:

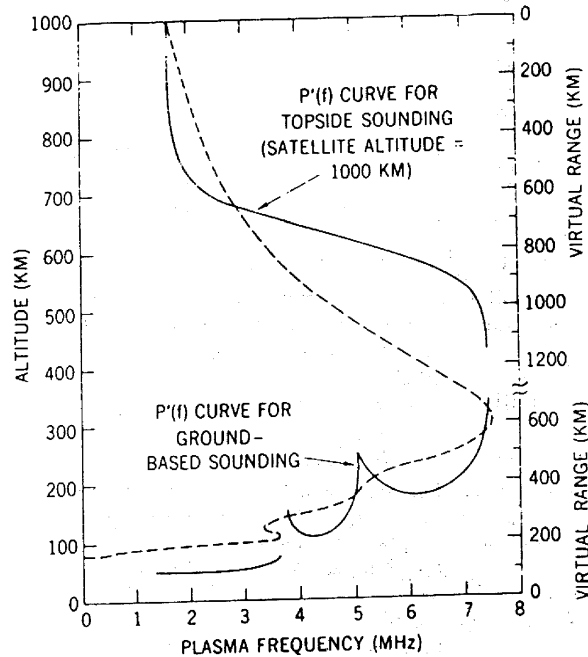
$$\begin{aligned} X = 1 & : f_0 = f_N \\ X = 1 - Y & : f_x \approx f_N + 1/2 f_B \\ X = 1 + Y & : f_z = f_x - f_B \end{aligned}$$

Εδώ f_0 είναι η συνήθης (o), f_x η σπάνια (x) συνιστώσα που ανακλάται για την ίδια συγκέντρωση ηλεκτρονίων (η δεύτερη σπάνια (z) συνιστώσα κανονικά δεν διαπερνάται με ανάκλαση στο έδαφος). Αφού ο δείκτης διάθλασης της ιονόσφαιρας είναι γενικά μικρότερος του 1, η ταχύτητα του σήματος (ομάδας) $u_g = c.n$ είναι μικρότερη της ταχύτητας του φωτός c .

Η ιονοσφαιρική ακρόαση συνίσταται στη μεταβολή της f και στον καθορισμό του ανταποκρινόμενου ύψους ανάκλασης. Μια τέτοια εγγραφή λέγεται 'ιονόγραμμα'. Το ύψος της ανάκλασης που βασίζεται στον χρόνο καθυστέρησης ανάμεσα στον εκπεμπόμενο παλμό και την ηχώ, υποθέτοντας διάδοση στην ταχύτητα του φωτός, είναι επομένως μόνο εικονικό ύψος, αφού η πραγματική ταχύτητα σήματος είναι μια συνάρτηση της 'άγνωστης' συγκέντρωσης ηλεκτρονίων N_e . Τα γεωμαγνητικά χαρακτηριστικά είναι γνωστά απ' τα θεωρητικά μοντέλα. Για να πάρουμε τις επιθυμητές

πληροφορίες σχετικά με τα χαρακτηριστικά της ιονόσφαιρας απαιτείται μια μέθοδος 'αντιστροφής'.

Αφού η ολική ανάκλαση παίρνεται για $n = 0$, η ιονοσφαιρική διασκόπιση από το έδαφος μπορεί να δώσει πληροφορίες μόνο για την 'κάτω πλευρά' της ιονόσφαιρας ή με τη βοήθεια δορυφόρου, για την 'πάνω πλευρά' της ιονόσφαιρας. Μια σύνθεση των ιονοσφαιρικών διασκοπίσεων της πάνω και της κάτω πλευράς, δείχνει τις διαδρομές των H/M κυμάτων συνάρτηση της συχνότητας $P'(f)$ και τη πραγματική κατανομή της πυκνότητας ηλεκτρονίων σαν συνάρτηση του ύψους (σχήμα 2.2.1.).



Σχήμα 2.2.1 : Συνδυασμένα ίχνη ιονογράμματος της πάνω και κάτω της πλευράς ιονόσφαιρας, αποκτούμενα σχεδόν ταυτόχρονα από τη διασκόπιση από το έδαφος και τον δορυφόρο Alouette. Η πυκνότητα ηλεκτρονίων που προκύπτει, πάνω και κάτω από την κορυφή F_2 παρουσιάζεται.

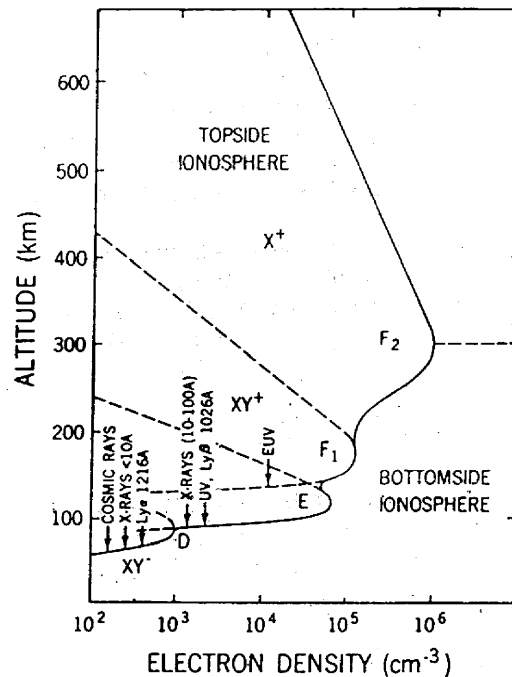
Η παραπάνω περιγραφόμενη τεχνική ήταν η κύρια πηγή πληροφοριών για την ιονόσφαιρα για πολλές δεκαετίες. Κατά την διάρκεια του IGY (Intern. Geophysical Year) περισσότεροι από 100 σταθμοί ιονοσφαιρικής διασκόπισης διασκορπίστηκαν σ' όλο τον κόσμο παρέχοντας διαρκή παρακολούθηση της ιονόσφαιρας, ενώ ο σημερινός αριθμός είναι σχετικά μικρός. Από τότε, μια πολύ ισχυρή νέα μέθοδος για τον καθορισμό των φυσικών χαρακτηριστικών της ιονόσφαιρας (όχι μόνο της συγκέντρωσης ηλεκτρονίων, αλλά επίσης τη σύνθεση και τις θερμοκρασίες του ιονοσφαιρικού πλάσματος) από το έδαφος έγινε διαθέσιμη. Η χρήση των ραντάρ ασύμφωνης σκέδασης απαιτεί υψηλή ισχύ εκπομπής και μεγάλα συστήματα κεραιών για να λάβουν τα ασθενή οπισθοσκεδαζόμενα σήματα σε συχνότητα πολύ υψηλότερη από τις χαρακτηριστικές συχνότητες του ιονοσφαιρικού πλάσματος. Ο αριθμός σταθμών - ραντάρ, ωστόσο, δεν είναι πάνω από 5

σ' όλο τον κόσμο. Αυτοί λειτουργούν κυρίως σαν εργαλεία έρευνας για συγκεκριμένα χρονικά διαστήματα.

2.2.3 Η ιονόσφαιρα στη διαστημική εποχή.

Ένα καινούργιο τεράστιο βήμα στην κατανόηση της ιονόσφαιρας ήρθε με το πέρασμα στη διαστημική εποχή όταν διαστημόπλοια μπορούσαν να κάνουν από ψηλά παρατηρήσεις όλων των σημαντικών φυσικών παραμέτρων της ιονόσφαιρας και σε συνδιασμό με παρατηρήσεις της γης, με τη μέθοδο της ασύμφωνης σκέδασης. Επιπλέον, με τη λειτουργία διαστημοπλοίων εντός της ιονόσφαιρας, η ιονόσφαιρα έγινε ένα απέραντο εργαστήριο πλάσματος για βασικές έρευνες.

Παρ' όλο που η κατανομή ηλεκτρονίων (και ιόντων εξαιτίας της ουδετερότητας του φορτίου σ' ένα πλάσμα) και η ύπαρξη διαφόρων επιπέδων ήταν γνωστή από παραδοσιακές ιονοσφαιρικές διασκοπίσεις, η ιονοσφαιρική σύνθεση, η θερμοκρασία και οι εισαγόμενοι παράμετροι που αντιπροσωπεύουν τα ιονισμένα συστατικά και η μελέτη της ιονίζουσας ακτινοβολίας από τον ήλιο, επιτεύχθηκαν μέσα από αυτές τις νέες τεχνικές παρατηρήσεις (Σχήμα 2.2.2).



Σχήμα 2.2.2 : Ιονοσφαιρικά επίπεδα με τις πηγές ιονισμού τους.

Η πρώτη θεωρητική διατύπωση για τη δομή των ιονοσφαιρικών επιπέδων δόθηκε το 1930 από τον S. Chapman. Σύμφωνα με τη θεωρία του η αλληλεπίδραση της ιονίζουσας ακτινοβολίας από τον ήλιο με ένα ουδέτερο, αλλά επίδεκτο ιονισμού σωματίδιο θα οδηγούσε στη μορφοποίηση ενός ιονισμένου στρώματος. Αυτό είναι εύκολο να δειχθεί με μελέτη της εκθετικά φθίνουσας συγκέντρωσης σωματιδίου n

με το ύψος (σύμφωνα με το βαρομετρικό νόμο) και η εκθετικά φθίνουσα ιονίζουσα ακτινοβολία Φ (ως αποτέλεσμα της απορρόφησης) με το βάθος. Έτσι η παραγωγή ζευγών ιόντων (ιόντα – ηλεκτρόνια) δίνεται από:

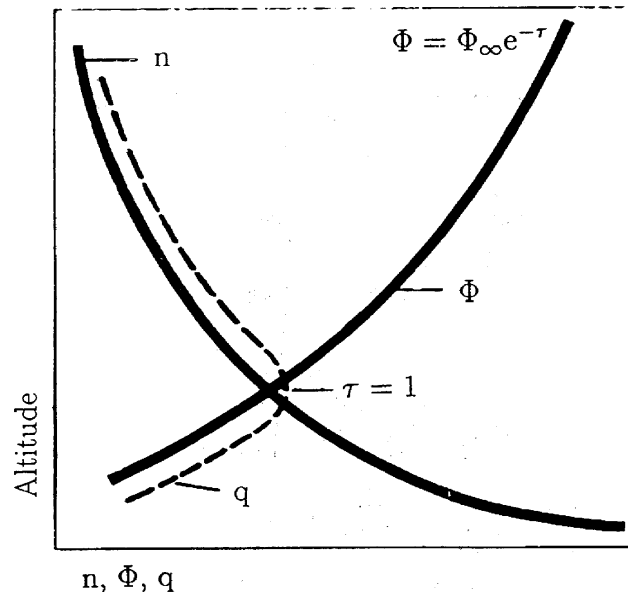
$$q = \sigma_i n \Phi$$

(σ_i η ενεργός διατομή ιονισμού), εύκολα αποδεικνύεται ότι ένα μέγιστο στο 2 σχηματίζεται, όπου το οπτικό βάθος $\tau = 1$, δηλαδή, όπου η ιονίζουσα ακτινοβολία φθίνει εκθετικά με e^{-1} (Σχήμα 2.2.3).

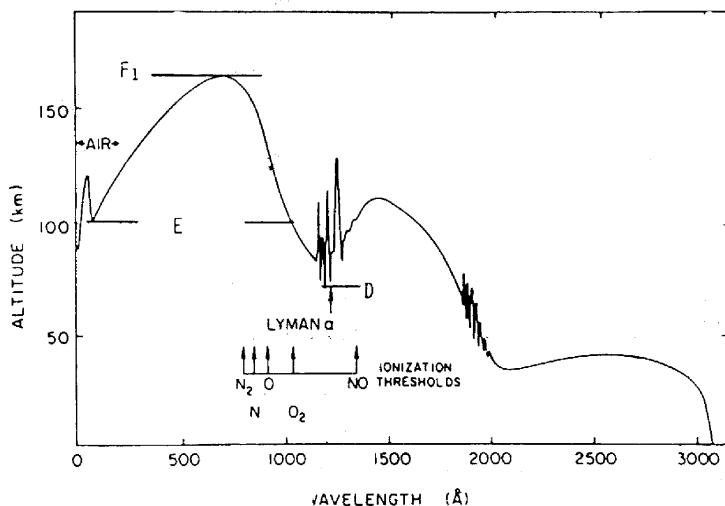
Ένα επίπεδο Charman αντιπροσωπεύει μια ισορροπία μεταξύ παραγωγής ζευγών ιόντων q και μια απώλεια ζευγών ιόντων (N_e ο αριθμός των ηλεκτρονίων, N_i ο αριθμός των ιόντων) με επανασυνδιασμό (με το α να είναι ο συντελεστής επανασυνδιασμού)

$$L = \alpha N_e N_i = \alpha N^2 \quad (N = N_i, N_e)$$

Τυπική συμπεριφορά επιπέδου Charman αντιπροσωπεύεται με την εξάρτηση των μεγίστων τιμών και του ύψους του επιπέδου από την ηλιακή γωνία του υψηλότερου σημείου. Για τον υπερκείμενο ήλιο οι μέγιστες τιμές παραγωγής / συγκέντρωσης είναι οι μεγαλύτερες όταν το ύψος του μειώνεται με την αύξηση της ηλιακής γωνίας υψηλότερου σημείου.



Σχήμα 2.2.3 : Αποτέλεσμα παραγωγής q ζευγών ιόντων λόγω αλληλεπίδρασης ηλιακής ιονισμένης ακτινοβολίας ροής Φ με ένα φυσικό ιονισμένο μέγεθος συγκέντρωσης n .



Σχ. 2.2.4: Ύψος διείσδυσης της ηλιακής ακτινοβολίας ($\tau = 1$).

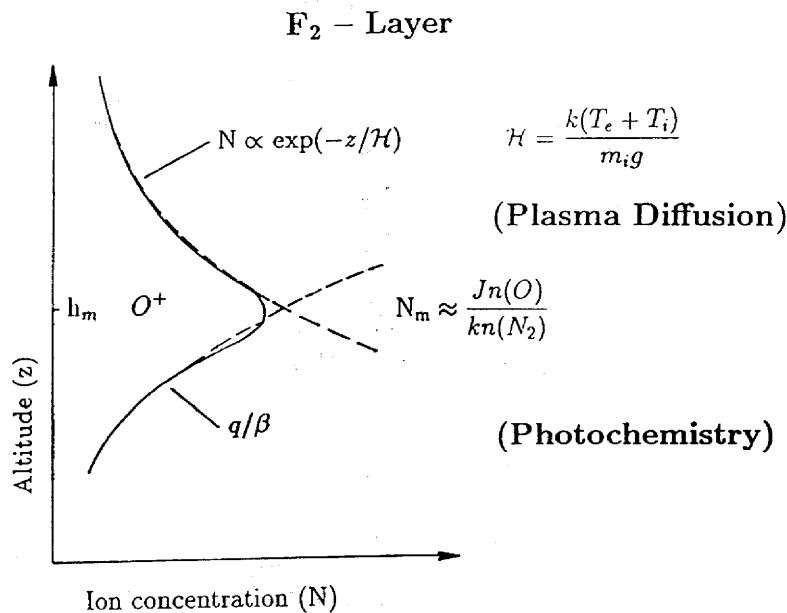
Τα ιονοσφαιρικά D, E και F₁, επίπεδα μπορούν να περιγραφούν πολύ καλά με την θεωρία Charman. Ο κύριος λόγος γι' αυτό είναι ότι τα μέγιστα ύψη τους οφείλονται στο βάθος διείσδυσης ($\tau = 1$) της ιονίζουσας ακτινοβολίας στην ατμόσφαιρά μας και το γεγονός ότι τα μοριακά ιόντα που είναι παρόντα οδηγούν σε ένα τετραγωνικό (ανεξάρτητο του ύψους) νόμο απωλειών οφειλόμενο σε διαχωριστική επανασύνδεση (Σχήμα 2.2.4).

Ενώ αρκετά ιονοσφαιρικά επίπεδα της γης (D, E, F₁) και τα ιονοσφαιρικά επίπεδα των γειτονικών μας πλανητών Άρη και Αφροδίτης είναι περίπου « Charman επίπεδα », το κύριο ιονοσφαιρικό επίπεδο (F₂) της γης δείχνει μια εντελώς διαφορετική συμπεριφορά :

Το μέγιστο του F₂ στα 300Km δεν βρίσκει αντιστοιχία στο βάθος διείσδυσης ($\tau = 1$) της ιονίζουσας ακτινοβολίας, στην πραγματικότητα αυτό εφάπτεται καλά στο υψηλότερο βάθος διείσδυσης (περίπου 160Km) της ηλιακής ιονίζουσας ακτινοβολίας. Ο λόγος γι' αυτήν τη μη τύπου Charman συμπεριφορά οφείλεται στο ότι το κύριο ιόν είναι ατομικό (O^+) για το οποίο η (ακτινοβολούσα) επανασύνδεση θα ήταν υπερβολικά αργή, έτσι ώστε άλλες χημικές διαδικασίες να προσδιορίζουν τη φωτοχημική του συμπεριφορά. Στην πραγματικότητα η παρουσία μοριακά ουδέτερων υλικών, αν και χαμηλής συγκέντρωσης, βοηθά σε μια μετατροπή (αντιδράσεις ιόντων - μορίων) από O^+ σ' ένα μοριακό ιόν NO^+ ($O^+ + N_2 \rightarrow NO^+ + N$) το οποίο εξαφανίζεται γρήγορα με διαχωριστική επανασύνδεση. Αφού η παραγωγή του O^+ εξαρτάται από την ουδέτερη συνιστώσα του O, ενώ η απώλεια εξαρτάται από το N_2 , (δηλαδή, $L = k \cdot N_2 \equiv \beta$) η ισορροπία συγκέντρωσης ιόντων:

$$q = L; \quad O^+ = \frac{J \cdot n(O)}{k \cdot n(N_2)}$$

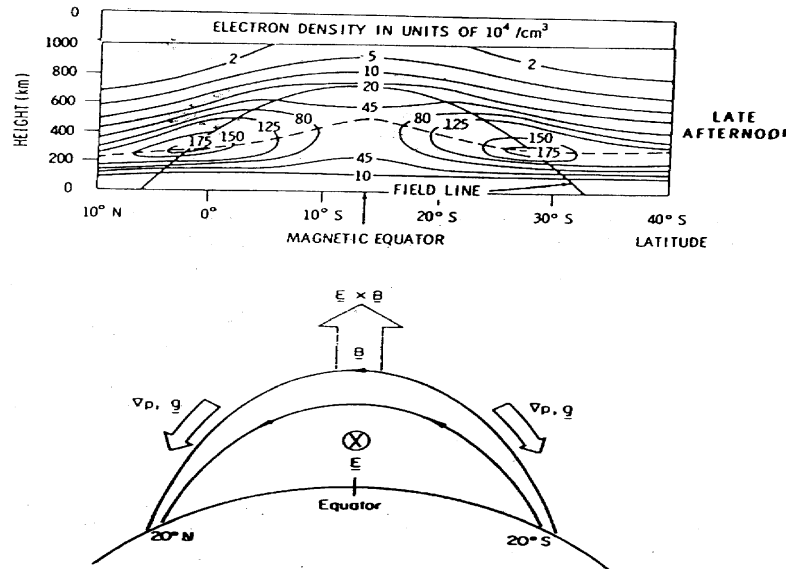
(με J ο ρυθμός ιονισμού και k οι συντελεστές του ρυθμού αντίδρασης) και οι δύο ουδέτερες συνιστώσες μειώνονται εκθετικά με το ύψος, το N_2 εξαιτίας του υψηλότερου μοριακού βάρους του θα μειώνεται γρηγορότερα από O . Γι' αυτό το λόγο το O^+ θα αυξάνεται με το ύψος. Η αύξηση του O^+ θα σταματήσει όταν μια φυσική διαδικασία μεταφοράς, πλασματική (ή αμφιπολική) διάχυση στο βαρυτικό πεδίο της γης θα επικρατεί πάνω στην ισορροπία της χημικής διανομής. Γι' αυτό το λόγο το μέγιστο θα είναι το συνδυαστικό αποτέλεσμα της χημείας και της διάχυσης πλάσματος, που συμβαίνει όπου οι σταθερές χρόνου απόκρισης είναι ίσες, δηλαδή, περίπου στα 300Km (Σχήμα 2.2.5). Αυτό το συνδυασμένο γεγονός ως αιτία για το σχηματιζόμενο επίπεδο F_2 πρωτοαναγνωρίστηκε περίπου 30 χρόνια πριν. Πέρα από το F_2 μέγιστο, η διάχυση πλάσματος ελέγχει την κατανομή των ηλεκτρονίων και των ιόντων, πρώτα O^+ , αργότερα τα ελαφρότερα He^+ και ιδιαίτερα τα H^+ στα υψηλά ύψη. Η κατανομή επίσης εξαρτάται από τη θερμοκρασία ηλεκτρονίων και ιόντων (το πρώτο θα είναι μεγαλύτερο από εκείνα των ιόντων, τα οποία διαδοχικά είναι θερμότερα από τα ουδέτερα εξαιτίας της διαφορετικής συμπεριφοράς σύγκρουσης που έχουν).



Σχήμα 2.2.5: Θεωρητική μορφή F_2 επιπέδου.

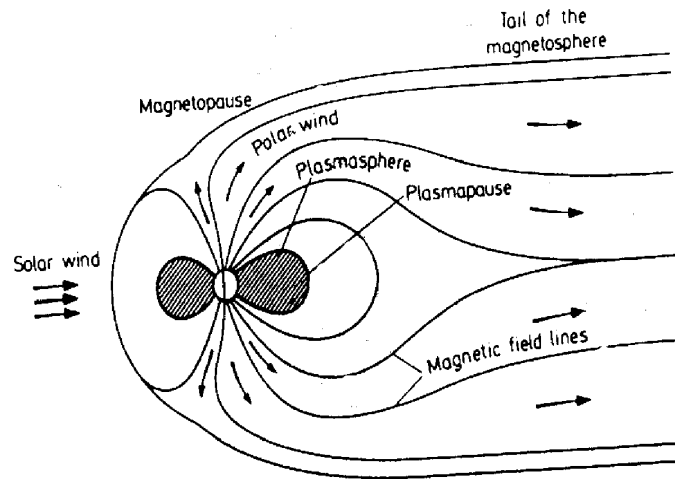
Αφού το F_2 επίπεδο είναι ισχυρά επηρεασμένο από διαδικασίες μεταφοράς, η συμπεριφορά του επίσης θα είναι ισχυρά ελεγχόμενη από το γεωμαγνητικό πεδίο

αφού ιονισμένα σωματίδια περιορίζουν την κίνηση τους σ' ένα μαγνητικό πεδίο. Λόγω των διαδικασιών μεταφοράς, το F₂ επίπεδο επίσης παρουσιάζει «ανωμαλίες» σχετικά με την απλή συμπεριφορά ενός επιπέδου Charman. Η αποκαλούμενη εποχιακή ή χειμερινή ανωμαλία, δηλαδή, το γεγονός ότι το F₂ επίπεδο έχει μια υψηλότερη συγκέντρωση το χειμώνα απ' ό,τι το καλοκαίρι, οφείλεται σ' ένα διαφορετικό O / N₂ λόγο στα δύο ημισφαίρια. Βαθμίδες πίεσης μεταφέρουν το μεγαλύτερο μέρος του ατόμου οξυγόνου από το ημισφαίριο που έχει καλοκαίρι προς το ημισφαίριο που έχει χειμώνα και αφού το O⁺ (δηλαδή, το N_e) είναι ανάλογο του λόγου O / N₂, η συγκέντρωση ιόντων / ηλεκτρονίων θα είναι υψηλότερη το χειμώνα.

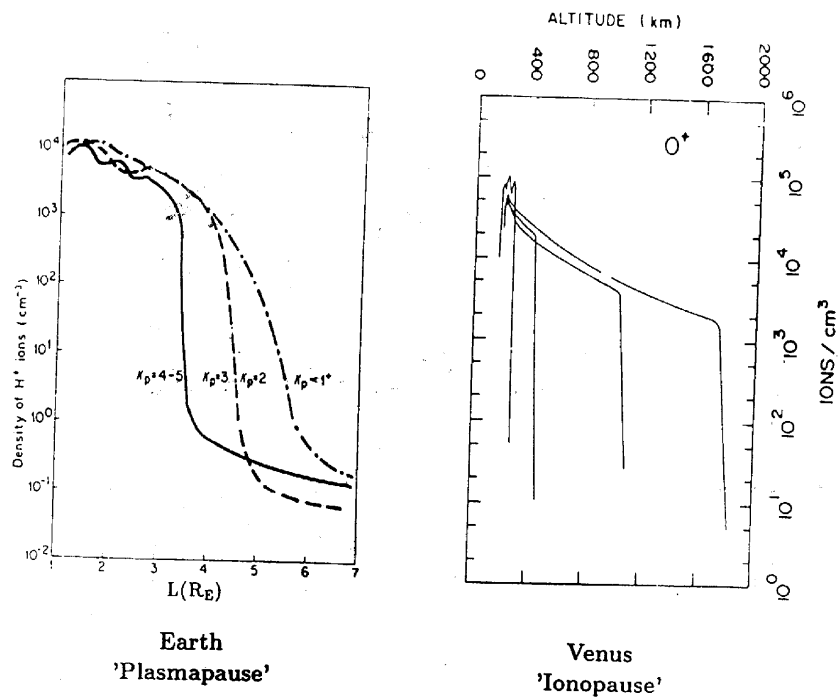


Σχήμα 2.2.6: Γεωμαγνητική (ή ισημερινή) ανωμαλία.

Ο ισχυρός μαγνητικός έλεγχος του F₂ επιπέδου είναι υπεύθυνος για μια άλλη ανώμαλη συμπεριφορά συγκρινόμενη με τις προβλέψεις της απλής θεωρίας Charman. Η «γεωμαγνητική» (ή ισημερινή) ανωμαλία αναφέρεται στο γεγονός ότι το μέγιστο όριο της συγκέντρωσης ηλεκτρονίων / ιόντων δεν είναι πάνω από τον ισημερινό αλλά περίπου 20° σε γεωγραφικό πλάτος βόρεια και νότια του μαγνητικού ισημερινού (Σχήμα 2.2.6). Ο λόγος γι' αυτή την ανωμαλία μπορεί να βρεθεί στην προκαλούμενη από την ανύψωση της ιονιζόμενης δομής κατά μήκος των μαγνητικών πεδιακών γραμμών από μία δύναμη Lorentz εξαιτίας ενός εξωτερικού ηλεκτρικού πεδίου E , το οποίο σχετίζεται με ρεύματα που ρέουν στο υψηλά αγωγίμο E-επίπεδο, με ακολουθούμενη μεταφορά του ιονισμού κατά μήκος των πεδιακών γραμμών εξαιτίας βαθμωτών πιέσεων (∇p) στο βαρυτικό πεδίο (g) και της «ώθησης» στα χαμηλά γεωγραφικά πλάτη. Το σύστημα ρευμάτων στην E περιοχή που παράγει το E πεδίο υπάρχει εξαιτίας της κίνησης των φορτίων σαν αποτέλεσμα παλιρροιακών επιδράσεων του ήλιου (και της σελήνης). Το υψηλότερο ρεύμα, το ισημερινό electrojet, είναι αποτέλεσμα της υψηλής αγωγιμότητας Cowling στον ισημερινό, ο οποίος υπάρχει εξαιτίας συνδυαστικών επιδράσεων των ρευμάτων Pedersen και Hall που ρέουν παράλληλα και κάθετα στο μαγνητικό πεδίο, αντιστοίχως. Τα S_q συστήματα ρεύματος στην υψηλά αγωγίμη E - περιοχή είναι υπεύθυνα για τις γεωμαγνητικές μεταβολές κατά τις ήσυχες ημέρες.



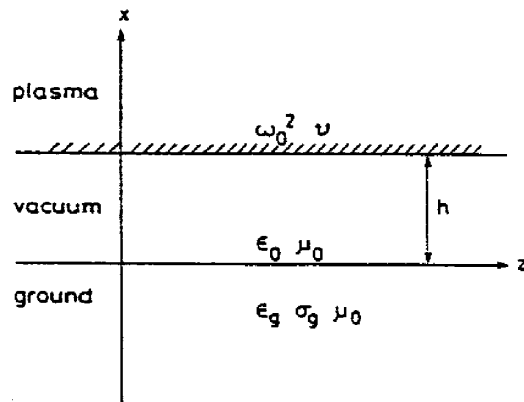
Σχήμα 2.2.7 : Σύνθεση τμημάτων ιονόσφαιρας και μαγνητόσφαιρας για τη Γη όπου φαίνεται η συμπεριστρεφόμενη πλασμόσφαιρα και η περιοχή του πολικού ανέμου σχετιζόμενη με την ανοιχτή γεωμαγνητική ουρά.



Σχήμα 2.2.8 : Άνω όρια της ιονόσφαιρας στη Γη και στην Αφροδίτη.

2.3 ΜΟΝΤΕΛΟ ΚΥΜΑΤΟΔΗΓΟΥ ΓΗΣ – ΙΟΝΟΣΦΑΙΡΑΣ.

Ένα ενδιαφέρον και σημαντικό παράδειγμα για το οποίο το ιδανικό μοντέλο μπορεί να χρησιμεύσει είναι η περιγραφή της μετάδοσης των VLF ραδιοκυμάτων στον κυματοδηγό Γης – Ιονόσφαιρας. Εδώ αμελούμε την καμπυλότητα της Γης και θεωρούμε το έδαφος σαν ένα ομογενή ημίχωρο (για $x < 0$) με αγωγιμότητα σ_g , διηλεκτρική σταθερά ϵ_g και διαπερατότητα μ_0 . Η ιονόσφαιρα θεωρείται ιδανική ως ομογενές πλάσμα εξηλεκτρονίων (για $x > h$) ηλεκτρικά. Η ενδιάμεση περιοχή (για $0 < x < h$) θεωρείται ότι είναι ελεύθερος χώρος με ηλεκτρικά χαρακτηριστικά ϵ_0 και μ_0 . Η γεωμετρία φαίνεται στο σχήμα 2.3.1.



Σχήμα 2.3.1 : Ένα ιδανικό μοντέλο κυματοδηγού Γης – Ιονόσφαιρας.

Η ιονόσφαιρα μπορεί να παρουσιαστεί σαν ένα διηλεκτρικό με απώλειες, με ενεργό μιγαδική διηλεκτρική σταθερά ϵ_i που δίνεται από τη σχέση

$$\epsilon_i = \epsilon_0 (1 - (j\omega_r / \omega)) \quad (2.3.1)$$

όπου $\omega_r = \omega_0^2 / \nu$ και ω_0 είναι η συχνότητα πλάσματος και ν η συχνότητα συγκρούσεων. Συνήθως $\omega_r \approx 10^5$, αλλά αυτή η τιμή μπορεί να παίζει κατά ένα παράγοντα ± 10 . Ισοδύναμα μπορούμε να πούμε ότι η ενεργός πραγματική αγωγιμότητα είναι $\epsilon_0\omega$ η οποία είναι της τάξης του 10^{-6} S/m.

Το υπεραπλουστευμένο μοντέλο του κυματοδηγού Γης – Ιονόσφαιρας που φαίνεται στο σχήμα 2.3.1 είναι μια ειδική περίπτωση του γενικού στρωματομένου μοντέλου (Wait). Οι παρακάτω αλλαγές στο γενικό μοντέλο είναι απαραίτητες:

$d \rightarrow h$, $\epsilon \rightarrow \epsilon_0$, $\sigma \rightarrow 0$, $\mu \rightarrow \mu_0$, $\sigma_1 \rightarrow \epsilon_0\omega_r$, $\epsilon_{1,2} \rightarrow \epsilon_0$, $\mu_{1,2} \rightarrow \mu_0$, $\epsilon_2 \rightarrow \epsilon_g$, $\sigma_2 \rightarrow \sigma_g$. Η γενική μορφή της εξίσωσης ρυθμού εκφράζεται τώρα από τη μορφή:

$$R_i(C)R_g(C)e^{-j4\pi HC} = e^{-j2\pi n}$$

$$(2.3.2)$$

$$R_i(C) = \frac{(L-j)C - (C^2L^2 - jL)^{1/2}}{(L-j)C + (C^2L^2 - jL)^{1/2}}$$

$$(2.3.3)$$

$$R_g(C) = \frac{(KG-j)C - [(K-1)G^2 - jG + C^2G^2]^{1/2}}{(KG-j)C + [(K-1)G^2 - jG + C^2G^2]^{1/2}}$$

$$(2.3.4)$$

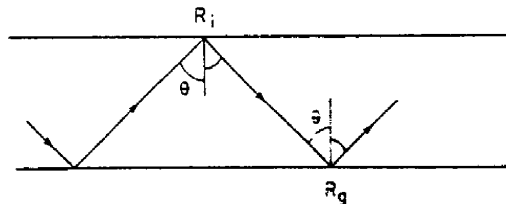
όπου:

$$K = \epsilon_g/\epsilon_0, \quad H = h/\lambda_0, \quad L = \omega/\omega_r, \quad G = \epsilon_0\omega/\sigma_g$$

Εδώ το λ_0 είναι το μήκος κύματος στον ελεύθερο χώρο.

Όταν γράφουμε την εξίσωση του τρόπου διάδοσης στη μορφή που δίνεται από την εξίσωση 2.3.2 μπορούμε να ερμηνεύσουμε την εξίσωση 2.3.3 σαν το συντελεστή ανάκλασης της ιονόσφαιρας για ένα TM επίπεδο κύμα που προέρχεται από κάτω με γωνία που το συνημίτονό της είναι C . Παρόμοια, η εξίσωση 2.3.4 μπορεί να ερμηνευθεί σαν ο συντελεστής ανάκλασης του εδάφους για ένα TM επίπεδο κύμα που προσπίπτει με γωνία της οποίας το συνημίτονο είναι C . Επιπλέον, μπορούμε να ερμηνεύσουμε τον εκθετικό παράγοντα $\exp(-j4\pi HC)$ σαν τον όρο που καθορίζει την τελική αλλαγή στο πλάτος και τη φάση για ένα επίπεδο κύμα που έχει ανακλαστεί τέλεια μια φορά στο υψηλότερο και μια φορά στο χαμηλότερο σύνορο της γεωμετρίας μας. Η ατελής ανάκλαση υπολογίζεται αν συμπεριλάβουμε τους συντελεστές ανάκλασης $R_i(C)$ και $R_g(C)$ στην εξίσωση 2.3.2.

Μια γραφική ερμηνεία της διαδικασίας πολλαπλών ανακλάσεων φαίνεται στο σχήμα 2.3.2. Οι τιμές του $C = C_\eta$ που ικανοποιούν της εξίσωσης διάδοσης ανταποκρίνονται σε δομή που μπορεί να περιγραφεί με τον καθορισμό της ακτίνας διάδοσης, σε αναλογία με φαινόμενα οπτικής (σχήμα 2.3.2), όταν η μετάθεση φάσης είναι 2π ακτίνα. Μόνο στην περίπτωση τέλει ανάκλασης, όπου $|R_g| = |R_i| = 1$, θα μπορούσαν οι τιμές του C_η να είναι πραγματικές, περίπτωση στην οποία οι γωνίες θ_η (= τόξο συνημίτονου C_η) θα ήταν επίσης πραγματικές. Τώρα είναι σαφές ότι στην περίπτωση που $|R_g| \neq 1$ και (ή) $|R_i| \neq 1$, η οποία είναι η συνήθης περίπτωση, οι παράμετροι C_η και S_η είναι μιγαδικοί. Τότε, αν ορίσουμε $\theta_\eta = \text{τόξο συνημίτονου } C_\eta$, η γωνία θ_η θα είναι επίσης μιγαδική.



Σχήμα 2.3.2 : Νοερή απεικόνιση των ακτινών που διαδίδονται μέσα στον κυματοδηγό.

Στην πραγματικότητα τα πεδία στο εσωτερικό του κυματοδηγού διαδίδονται σύμφωνα με νόμο $\exp(-\Gamma_n z)$ για μετάδοση στη θετική z διεύθυνση. Για το μοντέλο κυματοδηγού Γης – ιονόσφαιρας, αυτός ο παράγοντας μπορεί να γραφεί στη μορφή

$$\exp(-j2\pi S_n z / \lambda_0) = \exp(-2\pi u_n / h) \exp(-2\pi s_n / \lambda_0) \quad (2.3.5)$$

όπου

$$u_n = -(\text{Im } S_n) h / \lambda_0$$

$$s_n = \text{Re } S_n$$

Είναι σαφές ότι το u_n , όπως ορίστηκε, είναι ένα μέτρο της εξασθένισης του n th τρόπου διάδοσης ανά μονάδα απόστασης, και s_n είναι ένας αδιάστατος παράγοντας φάσης. Στην πραγματικότητα η ταχύτητα φάσης του τρόπου διάδοσης είναι c/s_n m/s.

Ο βασικός σκοπός είναι η εύρεση λύσεων της εξίσωσης 2.3.2 για τα C_n και S_n . Η μέθοδος του Newton μπορεί να χρησιμοποιηθεί αποτελεσματικά εδώ όταν οι αρχικές τιμές είναι διαθέσιμες. Μάλιστα όταν και το G και το L είναι μικρά σε σχέση με το 1, μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε την προσέγγιση

$$\text{Re } S_n \approx \left[1 - \left(\frac{n\lambda_0}{2h} \right)^2 \right]^{1/2} + \frac{\sqrt{G} + \sqrt{L}}{4\pi\sqrt{2}} \hat{\epsilon}_n \left[1 - \left(\frac{n\lambda_0}{2h} \right)^2 \right]^{-1/2} \quad (2.3.6)$$

$$\text{Im } S_n \approx -\frac{\sqrt{G} + \sqrt{L}}{4\pi\sqrt{2}} \hat{\epsilon}_n \left[1 - \left(\frac{n\lambda_0}{2h} \right)^2 \right]^{-1/2} \quad (2.3.7)$$

όπου:

$$\hat{\epsilon}_0 = 1 \quad \hat{\epsilon}_n = 2$$

για $\eta = 1, 2, 3, \dots$

Υπάρχει μια άλλη χρήσιμη προσεγγιστική λύση η οποία ισχύει όταν το G είναι μικρότερο αλλά το L είναι της τάξης του 1. Τότε, τουλάχιστον για τους χαμηλότερης τάξης τρόπους διάδοσης, δηλαδή για $\eta = 1, 2$ και 3 θα είχαμε:

$$\operatorname{Re} S_n \approx \bar{S}_n + \frac{1}{2\pi\sqrt{2}(h/\lambda_0)\bar{S}_n} \left[\frac{\left(n - \frac{1}{2}\right)^2}{(2h/\lambda_0)^2} \left(\sqrt{L} - \frac{1}{\sqrt{L}} \right) + \sqrt{G} \right]$$

(2.3.8)

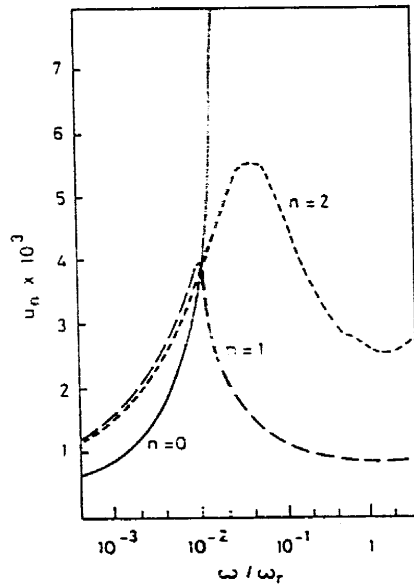
$$\operatorname{Im} S_n \approx -\frac{1}{2\pi\sqrt{2}(h/\lambda_0)\bar{S}_n} \left[\frac{\left(n - \frac{1}{2}\right)^2}{(2h/\lambda_0)^2} \left(\sqrt{L} + \frac{1}{\sqrt{L}} \right) + \sqrt{G} \right]$$

(2.3.9)

όπου

$$\bar{S}_n = \left[1 - \frac{\left(n - \frac{1}{2}\right)^2}{(2h/\lambda_0)^2} \right]^{1/2}$$

(2.3.10)

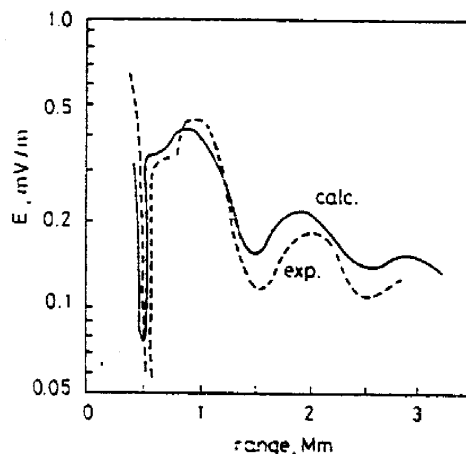


Σχήμα 2.3.3 : Κανονικοποιημένος ρυθμός εξασθένησης σαν συνάρτηση της συχνότητας για το μοντέλο του σχήματος 6.11, όπου:

**$\omega_r = \omega_0^2 / \nu$, $H = h/\lambda_0 = 4$, $G = \epsilon_0 \omega / \sigma_g = 4 \times 10^{-4}$
(για 16 kHz, $\sigma_g = 2.2 \times 10^{-3}$ s/m και $h = 75$ km).**

Για να ασχοληθούμε με μια πραγματική περίπτωση, σχεδιάζουμε τον κανονικοποιημένο ρυθμό εξασθένησης u_n του σχήματος 2.3.3 σαν συνάρτηση του L ($=\omega/\omega_r$) για τις παραμέτρους που περιγράφονται στο παραπάνω σχήμα. Εκεί φαίνονται μόνο οι τρεις πρώτοι ρυθμοί. Η συμπεριφορά για ω/ω_r πολύ μικρότερο της μονάδας ακολουθεί τον προσεγγιστικό τύπο για την εξασθένηση που δίνεται από την εξίσωση 2.3.7. Επίσης το ευρύ **ελάχιστο** κοντά στο $L = 1$ για $\eta = 1$ και $n = 2$ είναι συνεπές με ότι προβλέπεται από την εξίσωση 2.3.9, η οποία δεν είναι εφαρμόσιμη για $n = 0$ στο παρών παράδειγμα.

Τελικά, για να δείξουμε ένα παράδειγμα πραγματικών δεδομένων, στο σχήμα 2.3.4 φαίνεται η ένταση του πεδίου σαν συνάρτηση της απόστασης για έναν πομπό στο Σαν Ντιέγκο. Το σήμα, σε ένα αεροπλάνο που πετούσε προς τη Χαβάη, καταγράφηκε για μια συχνότητα 16.6 kHz (ιδιωτική επικοινωνία από J.Heritage, US Navy Laboratories, San Diego). Η υπολογιζόμενη καμπύλη βασίστηκε στη άθροιση των ρυθμών διάδοσης λαμβάνοντας υπόψιν τον κατάλληλο παράγοντα διέγερσης. Οι καμπύλες που παρουσιάζονται προσαρμόζονται καλά στα πειραματικά δεδομένα. Η προφανής μείωση στην ισχύ του πεδίου (στις μεγαλύτερες εμβέλειες) σε σχέση με την υπολογιζόμενη



καμπύλη μπορεί να αποσωθεί μερικώς στο ότι αγνοήθηκε η καμπυλότητα της Γης, σ' αυτό το απλό μοντέλο. Η θεωρία της διάδοσης μέσα στο σφαιρικό κυματοδηγό Γης – ιονόσφαιρας είναι αρκετά πιο πολύπλοκη. Πολλές άλλες δυσκολίες προκύπτουν, επίσης λόγω της επίδρασης του μαγνητικού πεδίου της Γης και της ανομοιομορφίας του πλάσματος της ιονόσφαιρας.

Σχήμα 2.3.4 : Μια πειραματική ένταση του ηλεκτρικού πεδίου σαν συνάρτηση της απόστασης, για πομπό στο Σαν Ντιέγκο σε ημερήσια πτήση για Χαβάη στα 16.6 kHz.

Οι παράμετροι που χρησιμοποιήθηκαν για τις υπολογιζόμενες καμπύλες είναι

$$\omega/\omega_r = 0.52 \text{ ή } \omega_r = 2 \times 10^5, h = 70 \text{ km, και } \sigma_g \geq 1 \text{ s/m.}$$

2.4 ΓΗ ΚΑΙ ΙΟΝΟΣΦΑΙΡΑ ΣΑΝ ΚΟΙΛΟΤΗΤΑ ΣΥΝΤΟΝΙΣΜΟΥ: ΣΥΝΤΟΝΙΣΜΟΙ SCHUMANN.

Ένα παράδειγμα μιας κοιλότητας συντονισμού δίνεται από τη Γη από μόνη της όταν αυτή θεωρηθεί σαν μια οριακή επιφάνεια και την ιονόσφαιρα σαν μια άλλη. Οι χαμηλότεροι ρυθμοί συντονισμού ενός τέτοιου συστήματος είναι προφανώς πολύ χαμηλής συχνότητας αφού το χαρακτηριστικό μήκος κύματος πρέπει να είναι της τάξης του μεγέθους της ακτίνας της Γης. Σε τέτοιες περιπτώσεις τόσο η ιονόσφαιρα όσο και η Γη παρουσιάζονται σαν αγωγοί με πραγματικές αγωγιμότητες. Το νερό της θάλασσας έχει μια αγωγιμότητα με $\sigma \sim 10^9 \text{ sec}^{-1}$ (στο CGS σύστημα), ενώ η ιονόσφαιρα έχει $\sigma \sim 10^3 - 10^6 \text{ sec}^{-1}$ (στο CGS σύστημα). Τα όρια της κοιλότητας στην πραγματικότητα δεν είναι τέλεια αγωγή υλικά, ειδικότερα δε το εξωτερικό. Παρ' όλα αυτά, εξειδικεύοντας τη φυσική πραγματικότητα θεωρούμε ένα μοντέλο δύο τέλειων αγωγίων, ομόκεντρων σφαιρών με ακτίνες a και $b = a + h$, όπου a η ακτίνα της Γης ($a \approx 6400 \text{ km}$) και h το ύψος στο οποίο τοποθετείται η ιονόσφαιρα πάνω από τη Γη ($h \approx 100 \text{ km}$). Επιπλέον, αν μας απασχολούν μόνο οι χαμηλότερες συχνότητες, μπορούμε να επικεντρώσουμε την προσοχή μας στους TM ρυθμούς, που έχουν μόνο εφαιπτόμενα μαγνητικά πεδία. Για μια σφαιρική γεωμετρία η σημειολογία TE (TM) δείχνει την απουσία ακτινωτών συνιστωσών ηλεκτρικού (μαγνητικού) πεδίου. Ο λόγος γι' αυτό είναι ότι οι TM ρυθμοί, με ακτινικό ηλεκτρικό πεδίο, μπορούν να ικανοποιήσουν την οριακή συνθήκη μηδενισμού του εφαιπτόμενου ηλεκτρικού πεδίου στα $r = a$ και $r = b$. Απ' την άλλη πλευρά, οι TE ρυθμοί, που έχουν αποκλειστικά «εφαιπτομενικά» ηλεκτρικά πεδία, πρέπει να έχουν μια ακτινωτή διαταραχή της τάξης περίπου του μισού μήκους κύματος ανάμεσα στο $r = a$ και στο $r = b$. Οι χαμηλότερες συχνότητες για τους TE ρυθμούς, είναι επομένως της τάξης του $\omega_{TE} \sim \pi c/h$, ενώ για τους χαμηλότερους TM ρυθμούς $\omega_{TM} \sim c/a$.

Το γενικό πρόβλημα των ρυθμών σε σφαιρική γεωμετρία δεν θα μας. Εδώ θα μελετήσουμε μόνο τους TM ρυθμούς και θα υποθέσουμε ότι τα πεδία παρουσιάζουν σφαιρική συμμετρία και ως εκ τούτου είναι ανεξάρτητα της ατιμουθιακής γωνίας ϕ . Αυτό το τελευταίο δεν αποτελεί πραγματικό περιορισμό. Είναι γνωστό από τη μελέτη των σφαιρικών αρμονικών ότι η σχετική ποσότητα είναι l , και όχι m . Εάν η ακτινική συνιστώσα του \mathbf{B} χαθεί και οι άλλες συνιστώσες δεν εξαρτώνται από το ϕ , η εξαφάνιση της απόκλισης του \mathbf{B} απαιτεί μόνο το \mathbf{B}_ϕ να μην εξαφανίζεται αν τα πεδία είναι πεπερασμένα στο $\theta = 0$. Ο Νόμος του Faraday απαιτεί σ' αυτή την περίπτωση να είναι $E_\phi = 0$. Έτσι οι ομογενείς εξισώσεις του Maxwell ορίζουν ότι οι TM ρυθμοί που είναι ανεξάρτητοι του ϕ εμπεριέχουν μόνο τα E_r , E_θ και B_ϕ . Οι δύο εξισώσεις του Maxwell μπορούν να συνδυαστούν, αφού υποθέσουμε το εξάρτηση από το χρόνο $e^{-i\omega t}$, μέσα στην εξίσωση :

$$\frac{\omega^2}{c^2} B - \nabla \times \nabla \times B = 0 \quad (2.4.1)$$

(Σημείωση: Ο παραπάνω τύπος είναι στο CGS σύστημα).

όπου η διαπερατότητα του μέσου ανάμεσα στις σφαίρες λαμβάνονται ως μονάδα. Η αζιμουθιανή συνιστώσα της εξίσωσης (2.4.1) είναι

$$\frac{\omega^2}{c^2} (rB_\phi) + \frac{\partial^2}{\partial r^2} (rB_\phi) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left[\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta rB_\phi) \right] = 0 \quad (2.4.2)$$

Το δεύτερο μέρος της (2.4.2) μπορεί να μετασχηματιστεί στη μορφή:

$$\frac{\partial}{\partial \theta} \left[\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta rB_\phi) \right] = \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial (rB_\phi)}{\partial \theta} \right) - \frac{rB_\phi}{\sin^2 \theta}$$

Η εξάρτηση του θ δίνεται από τα σχετικά πολώνυμα Legendre $P_l^m(\cos \theta)$ με $m = \pm 1$. Είναι φυσικό επομένως να γράψουμε την παραγόμενη επίλυση στη μορφή:

$$B_\phi(r, \theta) = \frac{u_l(r)}{r} P_l^1(\cos \theta) \quad (2.4.3)$$

Αντικαθιστώντας στην (2.4.2) καταλήγουμε στην διαφορική εξίσωση για $u_l(r)$:

$$\frac{d^2 u_l(r)}{dr^2} + \left[\frac{\omega^2}{c^2} - \frac{l(l+1)}{r^2} \right] u_l(r) = 0$$

$$(2.4.4)$$

με $l = 1, 2, 3, \dots$ να ορίζει τη γωνιακή εξάρτηση των ρυθμών.

Οι χαρακτηριστικές συχνότητες προκύπτουν από την εξίσωση (2.4.4) όταν επιβάλλονται οι οριακές συνθήκες που είναι κατάλληλες για απόλυτα αγωγίμα σύνορα στα $r = a$ και $r = b$. Τα ακτινικά και εφαπτομενικά ηλεκτρικά πεδία είναι:

$$E_r = \frac{ic}{\omega r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta B_\phi) = -\frac{ic}{\omega r} l(l+1) \frac{u_l(r)}{r} P_l(\cos \theta)$$

$$E_\theta = -\frac{ic}{\omega r} \frac{\partial}{\partial r} (r B_\phi) = -\frac{ic}{\omega r} \frac{\partial u_l(r)}{\partial r} P_l^1(\cos \theta)$$

(Σημείωση: Ο παραπάνω τύπος είναι στο CGS σύστημα).

Ο μηδενισμός του E_θ στα $r = a$ και $r = b$ δηλώνει ότι η οριακή συνθήκη για το $u_l(r)$ είναι:

$$d u_l(r) / dr = 0 \quad \text{για } r = a \text{ και } r = b \quad (2.4.5)$$

Η επίλυση της (2.4.4) είναι οι σφαιρικές συναρτήσεις Bessel. Οι οριακές συνθήκες (2.4.5) οδηγούν σε συνθετικές εξισώσεις για τις χαρακτηριστικές συχνότητες συντονισμού. Η οριακή περίπτωση είναι χρήσιμη. Το ύψος h της ιονόσφαιρας είναι αρκετά μικρό σε σχέση με την ακτίνα a έτσι ισχύει: $h/a \ll 1$. Οι όροι $l(l+1)/r^2$ στην (2.4.4) μπορούν να προσεγγισθούν από την τιμή τους για $r = a$. Οι επιλύσεις της (2.4.4) είναι τότε $\sin(qr)$ και $\cos(qr)$, όπου το q^2 δίνεται από την αγκύλη με τα τετράγωνα στην (2.4.4) υπολογιζόμενο για $r = a$. Με τις οριακές συνθήκες (2.4.5), η λύση είναι :

$$u_l(r) \approx A \cos [q(r-a)]$$

όπου $qh = \eta\pi$, $\eta = 0, 1, 2, \dots$. Για $\eta = 1, 2, \dots$ οι συχνότητες των ρυθμών είναι προφανώς μεγαλύτερες από το $\omega = \eta\pi c/h$ και είναι στην περιοχή συχνοτήτων των TE ρυθμών. Μόνο για $\eta = 0$ υπάρχουν πολύ χαμηλής συχνότητας ρυθμοί. Η συνθήκη $q = 0$ είναι ισοδύναμη με το $u_l(r) = \text{σταθερά}$ και

$$\omega \approx \sqrt{l(l+1)} \frac{c}{n}$$

$$(2.4.6)$$

όπου η ισότητα είναι ακριβώς στο όριο $h/a \rightarrow 0$. Η ακριβής επίλυση δείχνει ότι σε πρώτη τάξη στο h/a το σωστό αποτέλεσμα έχει αντικατασταθεί από το $(a+0.5 h)$. Τα πεδία είναι

$$E_\theta = 0, \quad r^2 E_r \propto P_l(\cos \theta), \quad r B_\phi \propto P_l^1(\cos \theta).$$

Οι συχνότητες συντονισμού (2.4.6) ονομάζονται *συντονισμοί Schumann*. Είναι ιδιαίτερα χαμηλές αυτές οι συχνότητες: με $a = 6400$ km, οι πέντε πρώτες συχνότητες συντονισμού είναι $\omega/2\pi = 10.6, 18.3, 25.8, 33.4, 40.9$ Hz. Οι συντονισμοί Schumann δηλώνονται σαν κορυφές στο φάσμα ισχύος θορύβου πολύ χαμηλών συχνοτήτων που διαδίδονται γύρω από τη Γη. Οι κεραυνοί, που περιέχουν ένα ευρύ φάσμα συχνοτήτων, ενεργούν ως πηγές ακτινικών ηλεκτρικών πεδίων. Οι συχνότητες κοντά στους συντονισμούς Schumann διαδίδονται κατά προτίμηση επειδή είναι ρυθμοί συντονισμού της κοιλότητας Γης – ιονόσφαιρας. Οι πρώτες παρατηρήσεις αυτών των μεγίστων στο φάσμα ισχύος θορύβου έγιναν το 1960, αν και υπάρχουν ενδείξεις ότι ο *Nikola Tesla* μπορεί να τα παρατήρησε από το 1900. Ένα τυπικό φάσμα ισχύος θορύβου φαίνεται στο σχήμα 2.4.1. Οι συντονισμοί είναι εύκολα ορατοί. Μετατοπίζονται ελαφρώς και αλλάζουν μορφή από μέρα σε μέρα, αλλά έχουμε ένα μέσο όρο συχνοτήτων των 8,14,20,26,32,37 και 43 Hz για τα πρώτα επτά μέγιστα. Αυτές οι συχνότητες δίνονται με αρκετή ακρίβεια από τη σχέση $5.8[l(l+1)]^{0.5}$ Hz, με το συντελεστή να είναι 0.78 φορές το $c/2\pi a$ ($=7.46$ Hz). Η έλλειψη ακριβούς σχέσης δεν εκπλήσσει, αφού, όπως ήδη σημειώσαμε, η υπόθεση των απόλυτα αγώγιμων τειχών είναι αρκετά μακριά από την πραγματικότητα. Οι τιμές Q υπολογίζονται να είναι της τάξης του 4 έως 10 για τους πρώτους συντονισμούς, ανταποκρινόμενες στην κάπως αργή ελάττωση του πλάτους ταλάντωσης. Η επίδραση της προοδευτικής ελάττωσης του πλάτους ταλάντωσης σε μια συχνότητα συντονισμού είναι στη σωστή κατεύθυνση για να λογαριάσουμε τις διαφορές ανάμεσα στις παρατηρούμενες τιμές και την (2.4.6), αλλά η απλή μετατόπιση που φαίνεται από τη σχέση

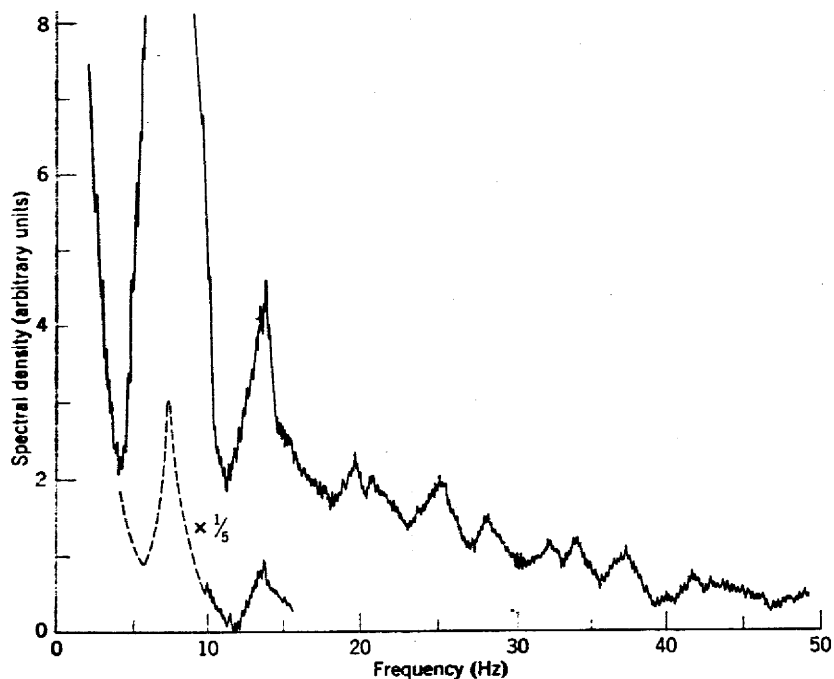
$$\omega^2 \approx \omega_0^2 \left[1 - \frac{(1+i)}{Q} \right]$$

(2.4.7)

είναι μόνο για τα μισά από όσα παρατηρούμε. Η διαταραχή $[l(l+1)]^{0.5}$ των συχνοτήτων συντονισμού είναι ωστόσο, αρκετά εντυπωσιακή.

Η απλή εικόνα μιας συντονιστικής κοιλότητας με καλά ορισμένα, αλλά με απώλειες, τείχη, πρέπει να ληφθεί υπόψιν όταν εκτιμούμε τα κύρια χαρακτηριστικά των συντονισμών Schumann, αν και δεν καλύπτει όλες τις ποιοτικές απαιτήσεις.

Στις 9 Ιουλίου του 1962, μια πυρηνική έκρηξη προκλήθηκε σε υψηλό υψόμετρο πάνω από το νησί *Johnston* στον Ειρηνικό ωκεανό. Ένα αποτέλεσμα αυτού του τεστ ήταν η δημιουργία παρατηρήσιμων μεταβολών στην ιονόσφαιρα και στις ζώνες ακτινοβολίας σε παγκόσμια κλίμακα. Απότομες μειώσεις στις συχνότητες συντονισμού Schumann, της τάξης του 3 – 5 %, παρατηρήθηκαν στη Γαλλία και σε άλλους σταθμούς αμέσως μετά την έκρηξη. Οι αλλαγές φθίνουν σταδιακά σε μερικές ώρες.



Σχήμα 2.4.1 : Τυπικό φάσμα ισχύος θορύβου σε χαμηλές συχνότητες (ολοκληρωμένα πάνω από 30 sec), παρατηρούμενο στο Lavangsdalen, στη Νορβηγία, στις 19 Ιουνίου 1965. Οι χαρακτηριστικοί συντονισμοί Schumann στα 8,14,20 και 26 Hz, συν τα μέγιστα στα 32,37 και 43 Hz, καθώς και οι μικρότερες δομές είναι ορατές.

2.5 ELF ΜΕΤΑΔΟΣΗ ΣΤΟΝ ΚΥΜΑΤΟΔΗΓΟ ΓΗΣ – ΙΟΝΟΣΦΑΙΡΑΣ.

2.5.1 Εισαγωγή.

Η ELF (Extremely Low Frequency δηλ. υπερβολικά χαμηλή συχνότητα) διάδοση των ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων στο χώρο ανάμεσα στη Γη και την ιονόσφαιρα έχει γίνει το αντικείμενο θεωρητικών και πειραματικών μελετών εδώ και πολλά χρόνια. Στις περισσότερες αρχικές αναλύσεις η ιονόσφαιρα παρουσιάζονταν ως ιδεατό σαφές όριο ασυνέχειας ή ως με τη βοήθεια διακριτών στρωμάτων. Τελευταία, λεπτομερή δεδομένα για τους συντονισμούς στην κοιλότητα Γης – ιονόσφαιρας, (POLK, 1982), έχουν γίνει διαθέσιμα.

Μια ιδιαίτερα ενδιαφέρουσα και σημαντική συνεισφορά στη θεωρία λαμβάνοντας υπ' όψιν ρεαλιστικά μοντέλα ιονόσφαιρας προήλθαν από τους GREIFINGER και GREIFINGER (1978,1979) οι οποίοι υιοθέτησαν ένα μοντέλο με ύψος σε δύο βαθμίδες με τέσσερις ρυθμιζόμενες παραμέτρους και αμελώντας το

μαγνητικό πεδίο της Γης. Δύο επιπλέον παράμετροι χρειάζονται όταν δεν αγνοηθεί το μαγνητικό πεδίο της Γης. Ο SENTMAN (1990) αυτή την αναλυτική προσέγγιση την επέκτεινε στη σφαιρική γεωμετρία και εφάρμοσε τα αποτελέσματα στην ερμηνεία των συντονισμών Schumann στην κοιλότητα Γης – ιονόσφαιρας.

Σ' αυτό το κεφάλαιο θα παρουσιαστεί μια εναλλακτική προσέγγιση για τον υπολογισμό της ιδιοτιμής του κυματοδηγού όταν η εξάρτηση του δείκτη διάθλασης από το ύψος $\eta(z)$ είναι μια ομαλή συνάρτηση του ύψους z πάνω από την επιφάνεια της Γης. Χωρίς να αλλοιώνεται η φυσική εικόνα, υιοθετούμε μια επίπεδη γεωμετρία, και πεπερασμένη αγωγιμότητα για τη Γη.

2.5.2 Θεωρητική θεμελίωση.

Έστω το δισδιάστατο μοντέλο. Η επιφάνεια της Γης (για $z=0$) θεωρείται επίπεδη και χαρακτηρίζεται από μια επιφανειακή εμπέδηση Z_g . Η περιοχή $z > 0$ είναι ένα ισοτροπικό διηλεκτρικό με απώλειες το οποίο έχει έναν εξαρτώμενο από το z δείκτη διάθλασης $\eta(z)$ για $0 < z < \infty$. Ένας TM ρυθμός (εγκάρσιος μαγνητικός) με μια μοναδική μαγνητικού πεδίου συνιστώσα H_y διαδίδεται στη x διεύθυνση και δεν υπάρχει μεταβολή στην y διεύθυνση. Σαν αποτέλεσμα, κι εξαιτίας της υπόθεσης ισοτροπικού μέσου, το ηλεκτρικό πεδίο έχει μόνο δύο συνιστώσες, τις E_x και E_z .

Για χρονική εξάρτηση $\exp(j\omega t)$, όπου το ω είναι η γωνιακή συχνότητα, οι εξισώσεις Maxwell (για μια περιοχή χωρίς πηγές) γράφονται:

$$\text{curl } \mathbf{E} = -j\mu_0\omega\mathbf{H} \quad (2.5.1)$$

$$\text{curl } \mathbf{H} = j\varepsilon_0\eta^2\omega\mathbf{E} \quad (2.5.2)$$

όπου μ_0 και ε_0 είναι η μαγνητική διαπερατότητα και η διηλεκτρική επιδεκτικότητα του κενού αντίστοιχα. Τώρα για την ειδική περίπτωση που συζητάμε,

$$H_y = H_0 \exp(-jpx) \quad (2.5.3)$$

όπου H_0 είναι σταθερά και jp είναι η σταθερά διάδοσης την οποία θα προσδιορίζουμε. Από τις (2.5.1) και (2.5.2) προκύπτει

$$dE_x/dy + jpE_z = -j\mu_0\omega H_y \quad (2.5.4)$$

$$-dH_y/dz = j\varepsilon_0\eta^2\omega E_x \quad (2.5.5)$$

$$-jpH_y = j\varepsilon_0\eta^2\omega E_z \quad (2.5.6)$$

Απαλείφοντας τα E_x και E_z από τις (2.5.4) – (2.5.6) οδηγούμαστε στην:

$$(d/dz) [(nk_0)^{-2} dH_y/dz] + [1 - p^2 (nk_0)^{-2}] H_y = 0 \quad (2.5.7)$$

(όπου $k_0^2 = \epsilon_0 \mu_0 \omega^2$).

Η σχέση (2.5.7) είναι ισοδύναμη με την ολοκληρωτική σχέση:

$$(nk_0)^{-2} dH_y / dz = - \int_0^z [1 - p^2 (nk_0)^{-2}] H_y dz \quad (2.5.8)$$

Η αριστερή πλευρά της εξίσωσης (2.5.8) είναι $E_x / (j\mu_0\omega)$ σύμφωνα και με την εξίσωση (2.5.5). Επικαλούμενοι την οριακή συνθήκη

$$E_x = Z_g H_y |_{z=0} \quad (2.5.9)$$

Έχουμε:

$$E_x(z) = Z_g H_y(0) - j\mu_0\omega \int_0^z [1 - p^2 / (k_0^2 n^2(z'))] H_y(z') dz' \quad (2.5.10)$$

Στην (2.5.10) η εξάρτηση από το z και το z' είναι πια άμεση.

2.5.3 Μερικές απαραίτητες προσεγγίσεις.

Μέχρι αυτό το σημείο δεν έχουμε κάνει προσεγγίσεις. Ας επικαλεστούμε την αναμενόμενη φυσική ιδιότητα ότι ο μιγαδικός δείκτης διάθλασης αυξάνει μονότονα με το ύψος z . Αυτό έχει σαν συνέπεια στην περιοχή όπου $|k_0 n|^2 \gg |p|^2$ σημάγεται ότι:

$$(d^2/dz^2 + k_0^2 n^2) E_x = 0 \quad (2.5.11)$$

και

$$-j\mu_0\omega H_y = dE_x/dz \quad (2.5.12)$$

του οποίου η φυσική σημασία είναι ότι έχουμε να κάνουμε με διαδιδόμενα προς τα άνω επίπεδα κύματα. Για να επιλύσουμε το πρόβλημα, μια εκθετική μεταβολή του n^2 επιλέγεται για να χαρακτηρίσουμε την περιοχή γύρω από το επίπεδο $z = h_1$ τέτοιες ώστε

$$n^2(z) = n_1^2 \exp[(z - h_1) / s_1]$$

(2.5.13)

όπου $n_1^2 = \eta^2(h_1)$ και s_1 είναι ένας παράγοντας κλίμακας. Η λύση για το E_x είναι γνωστή (WAIT,1972) και μπορεί να γραφεί με τη βοήθεια της συνάρτησης MacDonalld :

$$E_x = \text{σταθερά} \times K_0(v) \quad (2.5.14)$$

όπου

$$v = v_0 \exp [(z-h_1)/(2s_1)] \quad (2.5.15)$$

και

$$v_0 = j2n_1k_0s_1 \quad (2.5.16)$$

Καθώς $z \rightarrow \infty$, το E_x γίνεται πάρα πολύ μικρό. Επίσης είναι χρήσιμο να σημειώσουμε ότι

$$E_x / H_y = (\mu_0 / \varepsilon_0)^{1/2} n_1^{-1} K_0(v) / K_1(v) \quad (2.5.17)$$

το οποίο για μεγάλα z καταλήγει στην απλή σχέση:

$$E_x / H_y \cong \frac{(\mu_0 / \varepsilon_0)^{1/2}}{n_1} \quad (2.5.18)$$

Σε ύψος z λίγο χαμηλότερα από το h_1 (όπου $|v| \ll 1$), η εξίσωση (2.5.14) μπορεί να απλοποιηθεί χρησιμοποιώντας την προσέγγιση για τη συνάρτηση MacDonalld όταν το όρισμα της είναι μικρό. Έτσι

$$E_x \cong -\cos t. \times [\ln(v/2) + C] \quad (2.5.19)$$

όπου $C = 0.5772\dots$. Τότε, με τη χρήση της (2.5.15)

$$E_x \cong -\cos t. [(z - h_1) / (2s_1) - \ln(2/|v_0|) + C + j \arg v_0] \quad (2.5.20)$$

Τα αντίστοιχα μαγνητικά πεδία δίνονται από τη σχέση:

$$H_y = -(j\mu_0\omega)^{-1} dE_x / dz \cong \cos t. \times (j\mu_0\omega)^{-1} / (2s_1)$$

$$(2.5.21)$$

2.5.4 Προσαρμογή εμπέδησης.

Το βήμα κλειδί, όπως προτάθηκε από τον Greifingers το 1978, είναι η προσαρμογή των επιλύσεων για E_x όπως δίνεται από τη σχέση (2.5.20), με αυτή για το E_x της σχέσης (2.5.10), σ' αυτή τη χαμηλού ύψους περιοχή. Ενδογενώς αυτές προσαρμόζουν τις λύσεις για το H_y . Προτιμούμε να προσαρμόσουμε τις εμπειρίες για κάθε τρόπο διάδοσης χρησιμοποιώντας την έννοια του “εγκάρσιου συντονισμού” όπως έχει χρησιμοποιηθεί στη μικροκυματική θεωρία. Για να διευκολύνουμε αυτό το βήμα, χρειάζεται να επικαλεστούμε μερικές φυσικές υποθέσεις και προσεγγίσεις. Πρώτα απ' όλα, μπορούμε να επιλέξουμε το h_1 να είναι το ύψος όπου $\ln(2/|u_0|) - C=0$ ή $|u_0| = 2/1.7811\dots \approx 1.12$. Έπειτα χρησιμοποιώντας τις (2.5.20) και (2.5.21),

$$E_x / H_y \cong -j\mu_0\omega [z - h_1 + j2s_1 \arg v_0] \quad (2.5.22)$$

Όταν η (2.5.22) έχει συνδιαστεί με τη (2.5.10), παίρνουμε:

$$\begin{aligned} & [z - h_1 + j2s_1 \arg v_0] \cong \\ & \int_0^z \left[1 - p^2 / (k_0^2 n^2(z')) \right] H_y(z') / H_y(z) dz' \\ & - [Z_g / (j\mu_0\omega)] H_y(0) / H_y(z). \end{aligned} \quad (2.5.23)$$

Τώρα $n_1 \approx |n_1| \exp(-j\pi/4)$ σε συμφωνία με την υπόθεση ότι τα ρεύματα αγωγής κυριαρχούν επί των ρευμάτων μετατόπισης στο επίπεδο $z = h_1$. Επίσης, αν επικεντρώσουμε την προσοχή μας στον χαμηλότερο κυρίαρχο ρυθμό διάδοσης, τα $H_y(z')/H_y(z)$ και $H_y(0)/H_y(z)$ μπορούν να αντικατασταθούν από το 1 στην περιοχή που μελετάται. Τότε η (2.5.23) απλοποιείται στην:

$$[z - h_1 + j(\pi / 2)s_1] \cong$$

$$z - (p^2 / k_0^2) \int_0^z n^{-2}(z') dz' - Z_g(j\mu_0\omega)$$

(2.5.24)

όπου φυσικά οι τιμές του z' απαλοίφονται. Επιλύοντας για τη σταθερά διάδοσης έχουμε:

$$p^2 / k_0^2 \cong$$

$$\frac{[h_1 - j(\pi / 2)s_1 - Z_g / (j\mu_0\omega)]}{\int_0^{z \sim \infty} n^{-2}(z') dz'}$$

(2.5.25)

Το πάνω όριο του ολοκληρώματος εδώ μπορεί να αντικατασταθεί από το άπειρο εξαιτίας της γρήγορης απόκρισης του ολοκληρώματος μερικές μετά το h_1 όπως σημείωσαν οι GREIFINGER and GREIFINGER (1978). Έτσι έχουμε μια σαφή έκφραση με το z_1 για τον υπολογισμό της σταθεράς διάδοσης jp , έχοντας ορίσει την έκφραση του δείκτη διάθλασης και την επιφανειακή εμπέδηση Z_g .

2.5.5 Τελική απλοποίηση.

Στην συνέχεια θα ασχοληθούμε με το ολοκλήρωμα της σχέσης (2.5.25) υποθέτοντας την έκφραση:

$$n^2(z) = 1 - j \exp[(z - h_0) / s_0]$$

(2.5.26)

όπου το h_0 είναι το επίπεδο όπου τα ρεύματα αγωγής και τα ρεύματα μετατόπισης είναι ίσα, δηλαδή $n^2(h_0) = 1-j$. Εδώ το s_0 είναι ένα ύψος αναφοράς όχι απαραίτητα το ίδιο με το s_1 . Σ' αυτή την περίπτωση έχουμε:

$$\begin{aligned}
 & \int_0^{\infty} n^{-2}(z') dz' = \\
 & = \int_0^{\infty} \left[1 - j \exp \left[(z' - h_0) / s_0 \right]^{-1} \right] dz' = \\
 & = \int_{\exp(-h_0/s_0)}^{\infty} \left[(1 - jy) y \right]^{-1} dy = \\
 & = s_0 \left[\ln y - \ln (1 - jy) \right] \Big|_{y = \exp(-h_0/s_0)}^{\infty} = \\
 & = h_0 + j(\pi/2)s_0 + s_0 \ln \left[1 - j \exp(-h_0/s_0) \right] \cong \\
 & \cong h_0 + j(\pi/2)s_0 - j \exp(-h_0/s_0) \cong \\
 & \cong h_0 + j(n/2)s_0
 \end{aligned}$$

(2.5.27)

το οποίο είναι συνεπές με το αποτέλεσμα των GREIFINGER and GREIFINGER (1978) οι οποίοι έκαναν παρόμοιες προσεγγίσεις. Τότε βρίσκουμε, για $Z_g=0$, ότι

$$(p/k_0)^2 \cong [h_1 - j(\pi/2)s_1] / [h_0 - j(\pi/2)s_0]$$

(2.5.28)

το οποίο είναι ταυτόσημο με τη δική τους αξιοθαύμαστα απλή αλγεβρικά μορφή για την ερμηνεία της ELF ιδιοτιμών p/k_0 την οποία και παρέστησαν με το S. Ο ρυθμός εξασθένισης φυσικά, είναι το πραγματικό μέρος του jp σε Nepers/m, ενώ η ταχύτητα φάσης είναι $\omega/\text{Re}[p]$ σε m/sec.

2.6 ΔΙΕΓΕΡΣΗ ΚΥΜΑΤΟΔΗΓΟΥ ΓΗΣ – ΙΟΝΟΣΦΑΙΡΑΣ ΑΠΟ ΠΑΛΜΙΚΕΣ ELF ΠΗΓΕΣ.

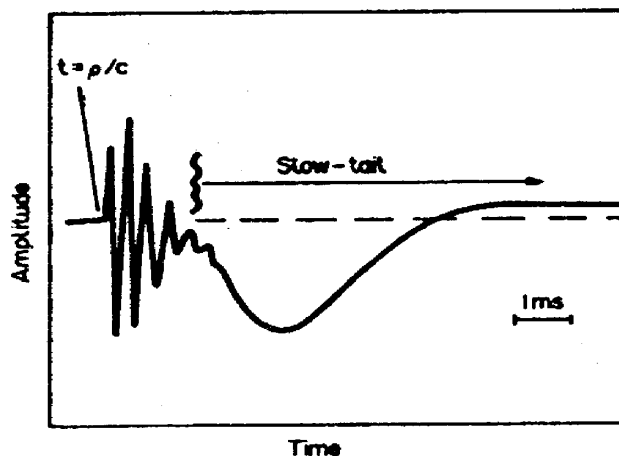
2.6.1 Εισαγωγή.

Το πρόβλημα της διάδοσης παλμικού ELF στον κυματοδηγό Γης – ιονόσφαιρας έχει μελετηθεί για πολύ καιρό σε σχέση με το τελευταίο χρονικά τμήμα της διαταραχής που παράγεται από εκκενώσεις λόγω αστραπών. Το σχήμα 2.6.1 δείχνει μια τυπική μορφή μιάς διαταραχής(atmospheric) καταγεγραμμένης σε απόσταση r , μερικών εκατοντάδων χιλιομέτρων από την εκκένωση λόγω αστραπής : ο χρόνος $t = r/c$ ανταποκρίνεται στην άφιξη μιας συχνότητας ω που τείνει στο άπειρο στο σημείο καταγραφής και η οποία διαδίδεται χωρίς διασπορά. Το αρχικό ταλαντωτικό τμήμα της διαταραχής μορφοποιείται από ένα VLF κύμα, και το τελευταίο τμήμα, όπως λέει ένας κανόνας για τη μορφή ενός ασύμμετρου διπολικού παλμού, με ELF κύματα (AL'PERT, 1974). Οι HEPBURN και PIERCE (1953), εξήγαγαν μια ενεργό πραγματική τιμή της αγωγιμότητας των χαμηλότερων ορίων της ιονόσφαιρας από πειραματικά δεδομένα, υποθέτοντας ότι το μέσο χρονικό παράθυρο t_s ανάμεσα στις στιγμές της άφιξης των ταλαντωτικών 'μετώπων' μιας διαταραχής(atmospheric) και του μέγιστου πλάτους της 'ουράς' ποικίλλει ανάλογα με την απόσταση από την πηγή μ' ένα γραμμικό τρόπο. Μια πιο λεπτομερής και αναλυτική προσέγγιση του προβλήματος έγινε από τον WAIT το 1960, το 1962 και το 1970. Αυτός υπολόγισε την απόκριση του κυματοδηγού Γης – ιονόσφαιρας σε μια διπολική πηγή εκφραζόμενη σαν μια δέλτα συνάρτηση και σε παλμούς καθορισμένης αναλυτικής μορφής. Η ιονόσφαιρα θεωρήθηκε ομογενής αγωγός (με συγκεκριμένη ενεργό αγωγιμότητα σ) εντοπισμένη πάνω από το ύψος των 70 χιλιομέτρων κατά τη διάρκεια της ημέρας και σε 90 χιλιόμετρα κατά τη διάρκεια της νύχτας. Αυτό το απλό μοντέλο επέτρεψε στον Wait να πάρει μια ικανοποιητικά ποιοτική σχέση ανάμεσα στις υπολογιζόμενες μορφές των ELF παλμών και σ' αυτές που παρατηρήθηκαν στην πραγματικότητα. Το πρότυπο αυτό προβλέπει ένα διαχωριστικό χρονικό παράθυρο t_s που μεταβάλλεται με την απόσταση από την πηγή (ένα κατακόρυφο ηλεκτρικό δίπολο) σύμφωνα με το νόμο:

$$t_s^{1/2} = A + B\rho \quad (2.6.1)$$

όπου η σταθερά A ορίζεται από το πλάτος του παλμού της πηγής, και η σταθερά B εξαρτάται από τις παραμέτρους σ και h .

Ο JONES (1970a) ανέλυσε τη διάδοση της ELF κυματομορφής των atmospheric στο πεδίο του χρόνου υπολογίζοντας αριθμητικά το ολοκλήρωμα του ανάστροφου μετασχηματισμού Fourier. Ο Jones χρησιμοποίησε ένα ημερήσιο ιονοσφαιρικό μοντέλο που οδήγησε σε μια καλύτερη συσχέτιση ανάμεσα στις υπολογιζόμενες παραμέτρους της ELF διάδοσης δηλαδή της εξάρτησης από τη συχνότητα της ταχύτητας φάσης και του συντελεστή εξασθένισης και στα παρατηρούμενα δεδομένα και στις διαταραχές τύπου atmospheric και στους



συντονισμούς Schumann. Σαν πηγή χρησιμοποιήθηκε το μοντέλο του WILLIAMS (1959) σύμφωνα με το οποίο έχουμε μία ανάστροφη διάρρηξη σε απάντηση μιας κατακόρυφης εκκένωσης λόγω αστραπής. Η αριθμητική ανάλυση του Jones φανέρωσε ότι ο τετραγωνικός νόμος (2.6.1) για την εξάρτηση του διαχωριστικού χρονικού παραθύρου t_s από την απόσταση από την πηγή είναι αποδεκτός μόνο για ορισμένα όρια των αποστάσεων.

ΣΧΗΜΑ 2.6.1 : Τυπικό παλμογράφημα μιας διαταραχής τυπού atmospheric.

2.6.2 Μοντέλο κυματοδηγών για κύματα ELF.

Η διάδοση ELF ραδιοκυμάτων στον κυματοδηγό Γης – ιονόσφαιρας περιγράφεται αρκετά καλά με την χρήση σχετικά απλών μοντέλων της αγωγιμότητας στα χαμηλότερα επίπεδα της ιονόσφαιρας. Ας υποθέσουμε ότι οι απαραίτητες ανομοιογένειες είναι απύσες στη διαδρομή της διάδοσης, και ας θεωρήσουμε αποστάσεις της τάξης της ακτίνας της Γης. Σ' αυτή την περίπτωση, όπως φαίνεται και στις εργασίες του BANNISTER (1984,1985,1986), άφθονα πειραματικά δεδομένα στη διάδοση ELF κυμάτων από ελεγχόμενες γειωμένες πηγές συμφωνούν με την προσεγγιστική θεωρία των GREIFINGER and GREIFINGER (1978,1979,1986) όταν εφαρμόζεται σε ένα προφίλ ιονοσφαιρικής αγωγιμότητας, το οποίο προτάθηκε από τους WAIT and SPIES (1964) για VLF κύματα

$$\sigma(z) = \varepsilon_0 \omega_\tau(H) \exp [(z-H)/\zeta_0] \quad (2.6.2)$$

όπου $\omega_\tau(H) = 2.5 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$, το H είναι ένα ύψος αναφοράς, και ζ_0 είναι μια παράμετρος που καθορίζει την υψομετρική μεταβολή της αγωγιμότητας.

Στο πλαίσιο της παραπάνω θεωρίας ο κυματοδηγός θεωρείται ότι είναι επίπεδος και οριζόντια ομογενής. Τα πεδία που δημιουργούνται από μια πηγής είναι, σε μια αποδεκτή προσέγγιση για μια ιδεατά αγωγήμη Γη, πλήρως οριζόμενα από δύο παραμέτρους για τις ημερήσιες ιονοσφαιρικές συνθήκες, και από τέσσερις παραμέτρους για τις συνθήκες κατά τη διάρκεια της νύχτας. Σ' αυτή την περίπτωση μια σταθερά διάδοσης $S_0(\omega)$ για TM κύμα, το πραγματικό μέρος της οποίας αποτελεί την ταχύτητα φάσης του κύματος, και το φανταστικό μέρος το συντελεστή εξασθένισης, δίνεται από την παρακάτω έκφραση (GREIFINGER and GREIFINGER, 1978) για ημερήσιες ιονοσφαιρικές συνθήκες

$$S_0^2(\omega) = \frac{h_1(\omega) + \frac{i\pi\zeta_0}{2}}{h_0(\omega) - \frac{i\pi\zeta_0}{2}} \quad (2.6.3)$$

όπου

$$h_0(\omega) = H - \zeta_0 \ln \frac{\omega_\tau(H)}{\omega} \quad (2.6.4)$$

$$h_1(\omega) = h_0(\omega) + 2\zeta_0 \ln \frac{c}{2\zeta_0\omega}. \quad (2.6.5)$$

Τα ύψη $h_0(\omega)$ και $h_1(\omega)$ έχουν τις ακόλουθες φυσικές έννοιες: $h_0(\omega)$ είναι το εξαρτώμενο από τη συχνότητα υψόμετρο στο οποίο $\sigma(h_0) = \varepsilon_0\omega$, δηλαδή σ' αυτό ισχύει ότι το ρεύμα αγωγιμότητας γίνεται ίσο με το ρεύμα μετατόπισης, και το $h_1(\omega)$ είναι το εξαρτώμενο από τη συχνότητα υψόμετρο στο οποίο ο αντίστροφος του κυματαριθμού γίνεται ίσος με την παράμετρο κλίμακες ύψους του δείκτη διάθλασης. Οι επιδράσεις του γήινου μαγνητικού πεδίου θεωρούνται αμελητέες.

Για νυχτερινές περιβαλλοντικές ιονοσφαιρικές συνθήκες, η σταθερά S_0 δίνεται από την έκφραση:

$$S_0^2(\omega) = \frac{h_\varepsilon + \frac{i}{2k_0n_\varepsilon}}{h_0(\omega) - \frac{i\pi\zeta_0}{2}} \quad (2.6.6)$$

η οποία περιέχει δύο επιπλέον παραμέτρους: αυτές είναι το h_ε , δηλαδή το υψόμετρο της βάσης της E περιοχής, και το k_0n_ε που είναι ο τοπικός κυματαριθμός λίγο μέσα στην E περιοχή. Το μαγνητικό πεδίο της Γης που ορίζει την τιμή του k_0n_ε θεωρείται κατακόρυφο. Έτσι, η έκφραση (2.6.6) δεν είναι κατάλληλη για μαγνητικά γεωγραφικά πλάτη πολύ κοντά στο μαγνητικό ισημερινό (GREIFINGER and GREIFINGER 1979,1986, BANNISTER 1984,1985).

Η χρήση επίπεδου μοντέλου κυματοδηγού σημαίνει αυτόματα αμέλεια της κατά την περιφέρεια της Γης όδευσης του σήματος. Ωστόσο, η καμπυλότητα του κυματοδηγού μπορεί να ληφθεί υπόψιν πολλαπλασιάζοντας τις εκφράσεις για το πλάτος πεδίου με τον παράγοντα

$$\left(\frac{\rho / R}{\sin \rho / R} \right)^{1/2},$$

Όπου $R = 6.37 \times 10^3$ Km είναι η ακτίνα της Γης (GALEJS, 1972).

2.6.3 Αναλυτική προσέγγιση στον υπολογισμό της κυματομορφής παλμού ELF.

Ας εξετάσουμε την περίπτωση ημερήσιων ιονοσφαιρικών συνθηκών. Έστω μια πηγή – ένα κατακόρυφο ηλεκτρικό δίπολο – που είναι τοποθετημένη σε μια ιδεατά αγωγή επιπέδη επιφάνεια της Γης ($z = 0$) κι έχει μία στιγμιαία ηλεκτρική ροπή $I(t) dl$. Το ρεύμα $I(t) = 0$ για $t < 0$ όπως επίσης και μετά από κάποια χρονική στιγμή t . Υπολογίζουμε το $e_z(t)$, δηλαδή την κατακόρυφη συνιστώσα του ηλεκτρικού πεδίου, σαν συνάρτηση του χρόνου στην επιφάνεια της Γης σε μια απόσταση ρ από την πηγή. Βάζοντας

$$I(p) = L \{I(t)\} = \int_0^{\infty} dt e^{-pt} I(t) \quad (2.6.7)$$

όπου το σύμβολο L είναι ο συμβολισμός για τον μετασχηματισμό Laplace, και το ρ είναι ισοδύναμο με το $-i\omega$. Έπειτα για την απόκριση του TM ρυθμού κυματοδηγού έχουμε

$$e_z(t) = \frac{1}{2\pi i} \int_{\gamma-i\infty}^{\gamma+i\infty} dp e^{pt} E_z(p) \quad (2.6.8)$$

όπου (WAIT 1970, GALEJS 1972, GREIFINGER and GREIFINGER 1986)

$$E_z(p) = \frac{I(p) dl p S_0^2(p)}{2\pi \varepsilon_0 c^2 h_0(p)} K_0\left(\frac{p\rho}{c} S_0(p)\right). \quad (2.6.9)$$

Στην τελευταία εξίσωση, ή σύμφωνα με τις (2.6.3) και (2.6.5)

$$S_0^2(p) = \frac{H_0 + \zeta_0 \ln \frac{c}{2\zeta_0 p}}{H_0 - \zeta_0 \ln \frac{c}{2\zeta_0 p}} \quad (2.6.10)$$

$$h_0(p) = H_0 - \zeta_0 \ln \frac{c}{2\zeta_0 p}$$

(2.6.11)

όπου:

$$H_0 = H - \zeta_0 \ln \frac{c}{2\zeta_0 \omega_\tau(H)}. \quad (2.6.12)$$

Υπολογίζουμε την απόκριση για μια στιγμιαία πηγή παλμού $I(t) = I_0 \tau_0 \delta(t)$. Στις ELF συχνότητες ($\leq 3\text{kHz}$) η ακόλουθη ανισότητα ισχύει

$$\mu = \frac{\zeta_0}{H_0} \ln \left| \frac{c}{2\zeta_0 p} \right| \ll 1. \quad (2.6.13)$$

Αναπτύσσουμε με βάση το όρισμα $p\rho/c$ σε σειρές Taylor και στις (2.6.9) και (2.6.10) και γράφουμε τις συναρτήσεις σε σειρές της παραμέτρου μ . Εάν στην έκφραση για το $S_0(p)$ περιοριστούμε σε όρους της τάξης του μ^2 , τότε:

$$S_0(p) \approx 1 + \frac{\zeta_0}{H_0} \ln \frac{c}{2\zeta_0 p} + \frac{1}{2} \left(\frac{\zeta_0}{H_0} \right)^2 \ln^2 \frac{c}{2\zeta_0 p}. \quad (2.6.14)$$

Το παραπάνω ισχύει όταν το μ είναι πολύ μικρότερο το 1, το οποίο σημαίνει ότι $\zeta_0 \ll H_0$ και ότι $c \approx 2\zeta_0 p$ δηλαδή το ω είναι μια ενδιάμεση συχνότητα ανάμεσα σε πολύ χαμηλές και πολύ υψηλές (ELF). Τότε:

$$e_z(t) \approx -\frac{I_0 \tau_0 dl}{4\pi\epsilon_0 H_0 \zeta_0^{1/2} \rho^{3/2}} \sum_{n=0}^{\infty} \left[R_{0n}(\tau) + \left(3 + \frac{n}{2} \right) R_{1n}(\tau) \right]. \quad (2.6.15)$$

Εδώ:

$$R_{en}(\tau) = \frac{(-1)^n}{n!} \left(\frac{\zeta_0}{H_0} \right)^{n+\epsilon} \left(\frac{\rho}{c} \frac{\partial}{\partial \tau} \right)^{n+1} \left(\frac{\partial}{\partial \alpha} \right)^{n+\epsilon} \times \left[\frac{\pi^{1/2}}{\Gamma\left(\alpha + \frac{1}{2}\right)} \left(\frac{c\tau}{2\zeta_0} \right)^{\alpha-1/2} \theta(\tau) \right]_{\alpha=0}$$

(2.6.16)

με $\tau = t - \rho/c$, $\theta(\tau)$ είναι η μοναδιαία συνάρτηση Heaviside, $g = 0.1$. Η έκφραση (2.6.15) συμπίπτει με τη συνάρτηση Green του προβλήματος που μας απασχολεί με ικανοποιητική ακρίβεια. Συγκεκριμένα, για μια σταθερή πηγή που χρησιμοποιήθηκε από τον WAIT (1960,1970)

$$I(t) = \frac{I_0}{2\pi^{1/2}} \left(\frac{\tau_0}{t} \right)^{3/2} e^{-\tau_0/4t} \theta(t)$$

(2.6.17)

η μεταβατική απόκριση $e_z(t)$ βρίσκεται από τη (2.6.15) με τη χρήση συνέλιξης:

$$\int_0^\infty dt' \frac{I(t')}{I_0 \tau_0} \left(\frac{\partial}{\partial \tau} \right)^{n+1} \frac{\theta(\tau-t')}{(\tau-t')^{\alpha-1/2}} = \frac{\Gamma\left(\alpha + \frac{1}{2}\right)}{\pi^{1/2}} \tau^{\alpha-n-3/2} e^{-\tau_0/4\tau} \Psi\left(\alpha - n - 1, \frac{1}{2}, \frac{\tau_0}{4\tau}\right)$$

(2.6.18)

όπου $\Psi(a, b, z)$ είναι η συμβάλλουσα υπεργεωμετρική συνάρτηση.

Ένα μοντέλο στιγμιαίου ρεύματος που φτιάχτηκε από τον WILLIAMS (1959) και διορθώθηκε από τον JONES (1970b), ανταποκρίνεται πολύ καλά στο πραγματικό ELF φάσμα ενός μέσου χτυπήματος αποκρινόμενου σε μια αστραπή

$$I(t) dl(t) = \frac{V_0}{\omega_\tau} \sum_{K=1}^4 I_K e^{-\omega_K t} (1 - e^{-\omega_0 t}) \theta(t)$$

(2.6.19)

όπου u_0 είναι η μέγιστη ταχύτητα του μετώπου της διαταραχής, την οποία θεωρείται ότι μειώνεται εκθετικά σαν $u(t) = u_0 \exp(-\omega_0 t)$ (OGAWA 1982, UMAN 1987). Για μια τέτοια πηγή μια μεταβατική απόκριση εκφράζεται μέσω μη πλήρων συναρτήσεων Γάμα

$\chi =$

$$\int_0^\infty dt' \frac{I(t') dl(t')}{I_0 \tau_0 dl} \left(\frac{\partial}{\partial \tau} \right)^{n+1} \frac{\theta(\tau - t')}{(\tau - t')^{1/2-\alpha}} = \frac{\nu_0}{I_0 \tau_0 dl \omega_\nu} \frac{\Gamma\left(\alpha + \frac{1}{2}\right)}{\tau^{-\alpha+n+1/2}} \sum_{K=1}^4 I_K$$

$$\times [e^{-\omega_K \tau} \cdot \gamma^*\left(\alpha - n - \frac{1}{2}, \omega_K \tau\right) - e^{-(\omega_K + \omega_\nu) \tau}$$

$$\times \gamma^*\left(\alpha - n - \frac{1}{2}, -(\omega_K + \omega_\nu) \tau\right)].$$

(2.6.20)

Αν και οι εκφράσεις που αποκτήθηκαν είναι κάπως δύσχρηστες, η σειρά στη (2.6.15) συγκλίνει αρκετά γρήγορα λόγω της παρουσίας της μικρής παραμέτρου $\zeta_0 / H_0 \ll 1$. Για $\tau \geq \rho/c$ στο άθροισμα συνεισφέρουν σημαντικά μόνο οι πρώτοι όροι του αθροίσματος. Χρησιμοποιώντας μια ασύμπτωτη έκφραση για τη συνάρτηση Γάμα στην (2.6.20) για το ελάχιστο $\omega_K \tau \gg 1$ παίρνουμε:

$$\chi \sim \frac{\nu_0}{I_0 \tau_0 dl \omega_\nu} \cdot \frac{1}{\tau^{-\alpha+n+3/2}} \cdot \frac{\Gamma\left(\alpha + \frac{3}{2}\right)}{\Gamma\left(\alpha - n - \frac{1}{2}\right)} \sum_{K=3}^4 \frac{I_K}{\omega_K}.$$

(2.6.21)

Σ' αυτή την έκφραση, μια πραγματική συσχέτιση των παραμέτρων της απόκρισης του κρουστικού μοντέλου σε αστραπή (JONES, 1970b) έχει υπολογιστεί, κι επομένως οι ασύμπτωτες του παλμού ELF ορίζονται μόνο από τους δύο τελευταίους όρους του αθροίσματος στη (2.6.19) οι οποίοι περιγράφουν τις πιο αργές μεταβολές του στιγμιαίου ρεύματος. Ωστόσο, για μικρές τιμές του τ ($0 < \tau \leq \rho/2c$) στην έκφραση (2.6.15), για να επιτύχουμε αποδεκτή ακρίβεια πρέπει να λάβουμε υπ' όψιν μας ένα μεγάλο αριθμό από όρους. Για τέτοιες τιμές του τ είναι πιθανό να έχουμε μια ασύμπτωτη γύρω από το αναμενόμενο ρ της ολοκλήρωσης Laplace μέσω της μεθόδου της πολύ απότομης καθόδου. Η συνάρτηση $I(\rho)$ θα πρέπει να παρακολουθηθεί σαν φάση, αφού για τις αποστάσεις που μας ενδιαφέρουν και για πραγματικές παραμέτρους κυματοδηγών, η εξάρτηση $I(\rho)$ μπορεί να μην είναι μικρή. Κάνοντας κάποιους συγκεκριμένους υπολογισμούς βρίσκουμε :

$$e_z(t) \approx -\frac{I(p_0)dl}{4\pi\epsilon_0 c\rho(\zeta_0 H_0)^{1/2}} p_0 S_0^2(p_0) \times \exp\left\{p_0\left[t - \frac{\rho}{c}S_0(p)\right]\right\}$$

(2.6.22)

όπου το σημείο της σταθμικής φάσης p_0 , ορίζεται από την εξίσωση

$$t - \frac{\rho}{c}S_0(p_0)\left(1 - \frac{\zeta_0}{H_0}\right) + \frac{\partial}{\partial p_0} \ln I(p_0) = 0$$

(2.6.23)

και συγκεκριμένα για την πηγή (2.6.17)

$$I(p_0) = I_0\tau_0 \exp\left[-(p_0\tau_0)^{1/2}\right]$$

(2.6.24)

και για την πηγή (2.6.19)

$$I(p_0)dl(p_0) = \nu_0 \cdot \sum_{K=1}^4 \frac{I_K}{(\omega_K + p_0)(\omega_K + \omega_r + p_0)}$$

(2.6.25)

Η σχέση (2.6.22) περιγράφει έναν ELF παλμό σε αποστάσεις $\rho \geq c/\rho_0$ σ' ένα συγκεκριμένο πεδίο τιμών του τ κοντά στο μέγιστο της $e_z(t)$. Αυτό μας επιτρέπει να κάνουμε έναν προσεγγιστικό υπολογισμό του χρονικού παραθύρου $\tau_s = t_0 - \rho/c$, όπου t_0 είναι ο χρόνος στον οποίο το $e_z(t)$ παίρνει τη μέγιστη τιμή του. Βάζοντας την παράγωγο $\partial e_z/\partial t$ ίση με μηδέν, παίρνουμε:

$$t_s = \frac{\rho}{c} \left[S_0(p_{00}) \left(1 - \frac{\zeta_0}{H_0} \right) - 1 \right] - \frac{\partial}{\partial p_{00}} \ln I(p_{00})$$

(2.6.26)

όπου το μέγεθος p_{00} βρίσκεται από την εξίσωση:

$$\left(1 - 2 \frac{\zeta_0}{H_0} \right) - \left(1 - \frac{\zeta_0}{H_0} \right) p_{00} \frac{\rho}{c} \frac{\zeta_0}{H_0} S_0(p_{00}) - p_{00}^2 \frac{\partial^2}{\partial p_{00}^2} \ln I(p_{00}) = 0$$

(2.6.27)

Με παρόμοιο τρόπο, για τα τις νυχτερινές συνθήκες περιβάλλοντος έχουμε

$$e_z(t) \approx \frac{I(p_0)dl}{4\pi\epsilon_0 c\rho \left(\frac{\zeta_0 h_\epsilon}{2} + \frac{\alpha h_0 h_\epsilon}{4}\right)^{1/2}} p_0 S_0^2(p_0) \times \exp\left\{p_0 \left[t - \frac{\rho}{c} S_0(p_0)\right]\right\}$$

(2.6.28)

όπου η τιμή p_0 ορίζεται τώρα από την εξίσωση

$$t - \frac{\rho}{c} S_0(p_0) \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\zeta_0}{h_0} + \frac{\alpha}{2}\right)\right] + \frac{\partial}{\partial p_0} \ln I(p_0) = 0$$

(2.6.29)

και, σε σχέση με την (2.6.6)

$$S_0^2(p_0) = \frac{h_E}{h_0(p_0)} (1 + \alpha)$$

(2.6.30)

$$\alpha = \frac{c}{h_E} \left(\frac{\epsilon_0}{2\sigma_H p_0}\right)^{1/2}$$

(2.6.31)

και σ_H είναι η αγωγιμότητα Hall της περιοχής E. Αυτή είναι τόσο πραγματική όσο και πολύ μεγαλύτερη από την αγωγιμότητα Pedersen (GREIFINGER and GREIFINGER, 1979). Το χρονικό παράθυρο για τις νυχτερινές συνθήκες περιβάλλοντος της ιονόσφαιρας ορίζεται από την έκφραση:

$$t_s - \frac{\rho}{c} \left\{ S_0(p_{00}) \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\zeta_0}{h_0} + \frac{\alpha}{2}\right)\right] - 1 \right\} - \frac{\partial}{\partial p_{00}} \ln I(p_{00})$$

(2.6.32)

όπου το μέγεθος p_{00} ικανοποιεί την εξίσωση:

$$1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\zeta_0}{h_0} + \frac{\alpha}{2} \right) + \frac{\alpha}{8 \left(\frac{\zeta_0}{h_0} + \frac{\alpha}{2} \right)} - \frac{p_{00}}{2} \frac{\rho}{c}$$

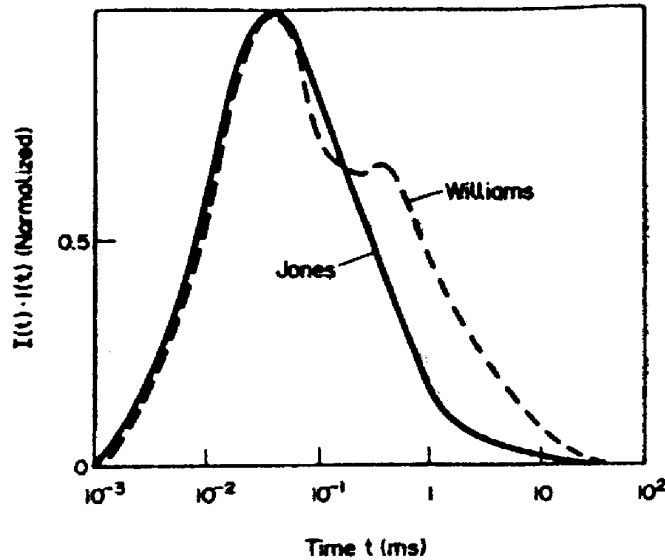
$$\times \left(\frac{\zeta_0}{h_0} + \frac{\alpha}{4} \right) S_0(p_{00}) - p_{00}^2 \frac{\partial^2}{\partial p_{00}^2} \ln I(p_{00}) = 0$$

(2.6.33)

Χάρη στον αργό χαρακτήρα της εξάρτησης $S_0(p_{00})$ από τις (2.6.26), (2.6.27) και (2.6.32), (2.6.33) μπορούμε να δούμε ότι τόσο για τις ημερήσιες όσο και για τις νυχτερινές συνθήκες και για σχετικά μικρά διαστήματα απόστασης η μεταβολή $t_s(\rho)$ δεν είναι κοντά στον τετραγωνικό νόμο για τα ιονοσφαιρικά μοντέλα (WAIT 1960,1970), αλλά στον γραμμικό νόμο που εγκαθιδρύθηκε από τους HEPBURN and PIERCE (1953). Αυτό επιβεβαιώνει τα προηγούμενα προσεγγιστικά αποτελέσματα στην εκτίμηση των παραμέτρων της χαμηλότερης ιονόσφαιρας από την παρατήρηση των αργών τελευταίων μερών των ατμοσφαιρικών (HEPBURN and PIERCE, 1953 – TAYLOR and SAO, 1970). Επίσης ανταποκρίνεται στο συμπέρασμα του JONES (1970) που προέκυψε από άμεση αριθμητική ανάλυση.

2.6.4 Αριθμητικά αποτελέσματα.

Οι παραπάνω αναλυτικές μελέτες υποστηρίχθηκαν από άμεση αριθμητική ολοκλήρωση στην (2.6.4). Οι ιδιομορφίες αυτής της τεχνικής περιγράφηκαν από τον JONES (1970a). Η σύγκριση των αποτελεσμάτων έδειξε ειδικότερα, ότι ικανοποιητική ακρίβεια επιτυγχάνεται χρησιμοποιώντας τις εξισώσεις (2.6.22), (2.6.28) που προέκυψαν με τη μέθοδο της απότομης καθόδου για την περιοχή του παλμού μπροστά και κοντά στην περιοχή των κυρίως μεγίστων. Αρκετά ικανοποιητική είναι η ανταπόκριση των αποτελεσμάτων που χρησιμοποιούν τις σχέσεις (2.6.15), (2.6.16) και (2.6.20), στην άμεση αριθμητική ολοκλήρωση, με την εξαίρεση της απομακρυσμένης περιοχής της ουράς του ELF παλμού, όπου λόγω των επιτρεπόμενων προσεγγίσεων αυτές οι εκφράσεις φανερώνουν μόνο την τάξη του μεγέθους του e_z . Ωστόσο, αυτές οι τιμές e_z για πραγματικές πηγές είναι, σαν κανόνας, αρκετά χαμηλότερα από τη στάθμη θορύβου των ELF.



Σχήμα 2.6.2 : Περιοδική μορφή του στιγμιαίου μιας αστραπής. Η συνεχής γραμμή παριστά το μοντέλο JONES (1970b) και η διακεκομμένη γραμμή το μοντέλο του WILLIAMS (1959). Οι τιμές του στιγμιαίου ρεύματος κανονικοποιούνται σε μεγέθη $2.43 \times 10^7 \text{ A m}$ και $0.75 \times 10^7 \text{ A m}$ αντίστοιχα.

Το σχήμα 2.6.2 δείχνει την περιοδική μορφή του στιγμιαίου ρεύματος της κρουστικής διέγερση μιας αστραπής, που περιγράφεται από την έκφραση (2.6.19) (JONES, 1970b). Οι ακόλουθες παράμετροι γίνονται αποδεκτές από το μοντέλο του JONES :

$$I_1 = -28.45 \text{ kA}, I_2 = 23.0 \text{ kA}, I_3 = 5.0 \text{ kA},$$

$$I_4 = 0.45 \text{ kA}, \omega_1 = 6 \times 10^5 \text{ s}^{-1}, \omega_2 = 3 \times 10^4 \text{ s}^{-1},$$

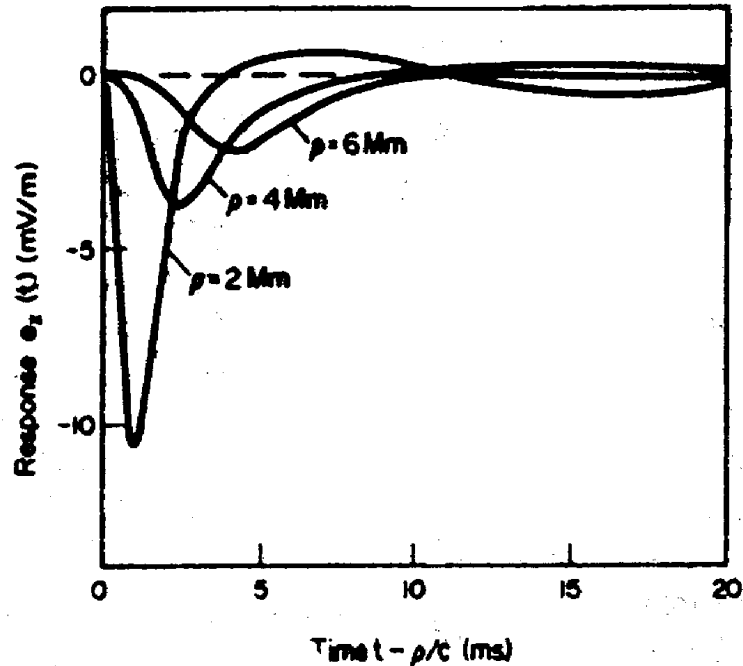
$$\omega_3 = 2 \times 10^3 \text{ s}^{-1}, \omega_4 = 147 \text{ s}^{-1},$$

$$\omega_0 = 2 \times 10^4 \text{ s}^{-1} \text{ και } v = 8 \times 10^7 \text{ m/s.}$$

Αυτή η πηγή χρησιμοποιείται παρακάτω.

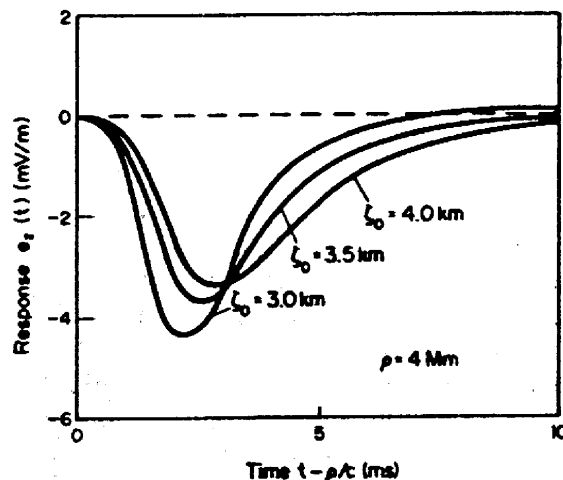
Το σχήμα 2.6.3 ερμηνεύει τη μεταβολή με την απόσταση ενός ELF παλμού που διεγέρθηκε στον κυματοδηγό Γης – ιονόσφαιρας για ημερήσιες περιβαλλοντικές συνθήκες από την παραπάνω περιγραφόμενη πηγή. Οι υπολογισμοί βασίζονται σε παραμέτρους μιας εκθετικής αγωγιμότητας με $\zeta_0 = 3.5 \text{ Km}$, $H = 74 \text{ Km}$ (BANNISTER 1985, 1986), οι οποίες είναι τυπικές για ημερήσιες ιονοσφαιρικές συνθήκες. Το σχήμα 2.6.4 δείχνει το μέγιστο του παλμού ELF για διαφορετικά

χαρακτηριστικά χαμηλότερης ιονόσφαιρας. Καθώς το ζ_0 αυξάνεται (για λιγότερο απότομη αύξηση της αγωγιμότητας με το ύψος) ο ELF παλμός στον κυματοδηγό Γης – ιονόσφαιρας γίνεται πιο διασκορπισμένο.



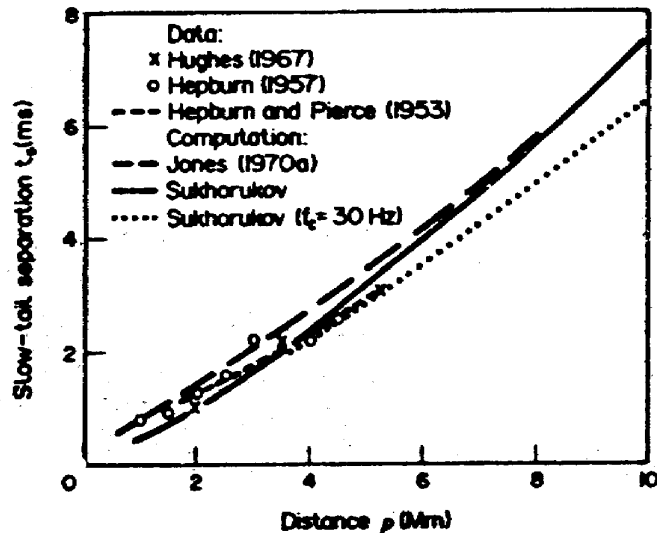
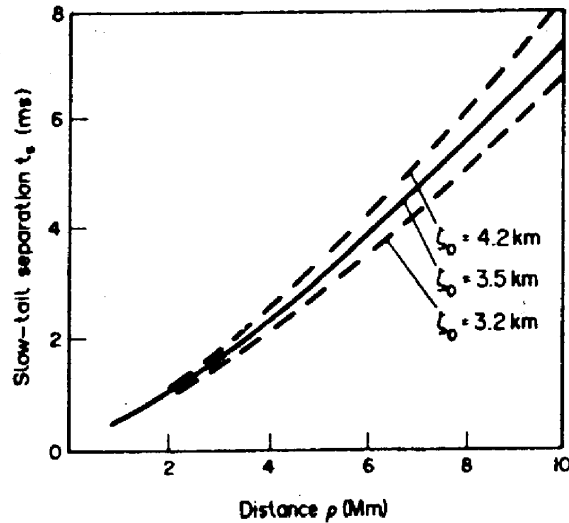
Σχήμα 2.6.3 : Μορφή ενός παλμού ELF εξαρτώμενο από την απόσταση για το ημερήσιο μοντέλο της ιονόσφαιρας με εκθετική αγωγιμότητα ($\zeta_0 = 3.5$ χιλιόμετρα, $H = 74$ χιλιόμετρα).

Αυτή η εξάρτηση περιγράφεται επίσης από το σχήμα 2.6.5, όπου η καθυστέρηση του παλμού που προέκυψε από τις σχέσεις (2.6.26), (2.6.27), παρουσιάζεται σαν μια συνάρτηση της απόστασης της διάδοσης για τρεις τιμές του ζ_0 . Μια από αυτές τις καμπύλες (για παραμέτρους αναφοράς $\zeta_0 = 3.5 \text{ Km}$, $H = 74 \text{ Km}$) επαναλαμβάνεται στο σχήμα 2.6.6 (συνεχής γραμμή). Αυτό δείχνει μια καλή συμφωνία με τα δεδομένα των HEPBURN and PIERCE (1953), HEPBURN (1957), HUGHES (1967) και με τα υπολογιστικά αποτελέσματα του JONES (1970a) ο οποίος χρησιμοποίησε ως πηγή το μοντέλο μέσω χτυπήματος επιστροφής του WILLIAMS (1959), κάτι που φαίνεται στη διακεκομμένη γραμμή του σχήματος



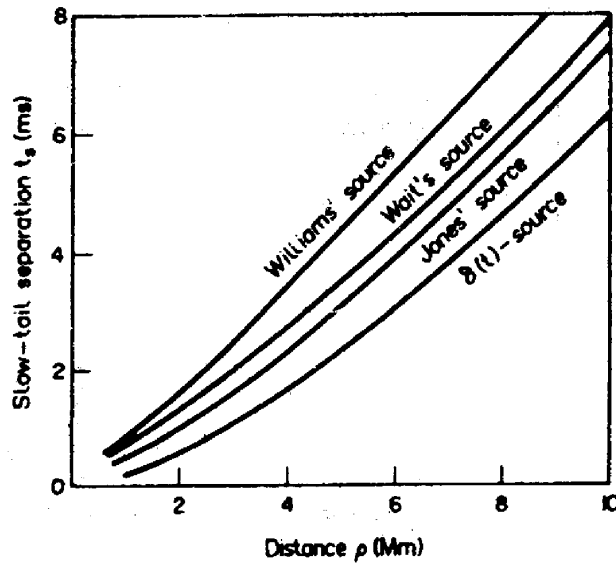
2.6.2. Αργότερα, ο Jones διόρθωσε το μοντέλο του Williams και αυτό το μοντέλο της πηγής που χρησιμοποιούμε οδηγεί σε μια κάπως καλύτερη συμφωνία με τα πειραματικά δεδομένα απ' ό,τι το μοντέλο του Williams. Φαίνεται από το σχήμα 2.6.7 ότι η διαφορά στα αποτελέσματα για t_s , για αυτά τα μοντέλα πηγής είναι σεβαστή ειδικότερα σε μεγάλες αποστάσεις, όταν ένας πιο σημαντικός ρόλος στη μορφοποίηση του μέγιστου του παλμού ELF ανήκει στις χαμηλότερες συχνότητες που παρουσιάζονται σε μεγαλύτερη έκταση στο μοντέλο του Williams.

Σχήμα 2.6.4 : Εξάρτηση της μορφής ενός ELF παλμού από την κλίμακα ύψους ζ_0 (ημερήσιο μοντέλο, $H = 74$ km).



Σχήμα 2.6.5 : Καθυστέρηση παλμού σαν συνάρτηση της απόστασης ρ και κλίμακα ύψους ζ_0 ($H = 74$ km).

Σχήμα 2.6.6 : Σύγκριση της υπολογιζόμενης εξάρτησης της απόστασης της καθυστέρησης παλμού με πειραματικά δεδομένα (ημερήσιες ιονοσφαιρικές συνθήκες, $\zeta_0 = 3.5$ km και $H = 74$ km). Οι σταυροί δείχνουν δεδομένα από τον HUGHES (1967), οι κύκλοι δεδομένα από το HEPBURN (1957), η κοντή γραμμή σκίασης δεδομένα από τους HEPBURN and PIERCE (1953). Η μακριά γραμμή σκίασης δείχνει το αποτέλεσμα του υπολογισμού του JONES (1970a) για μοντέλο εκκένωσης λόγω αστραπών του WILLIAMS.



Σχήμα 2.6.7 : Καθυστέρηση παλμού σαν συνάρτηση της απόστασης για διαφορετικά μοντέλα πηγής: WILLIAMS (1959), JONES (1970a) μοντέλα χτυπήματος επιστροφής μιας αστραπής – WAIT (1960) σταθερή πηγή και παλμός δέλτα.

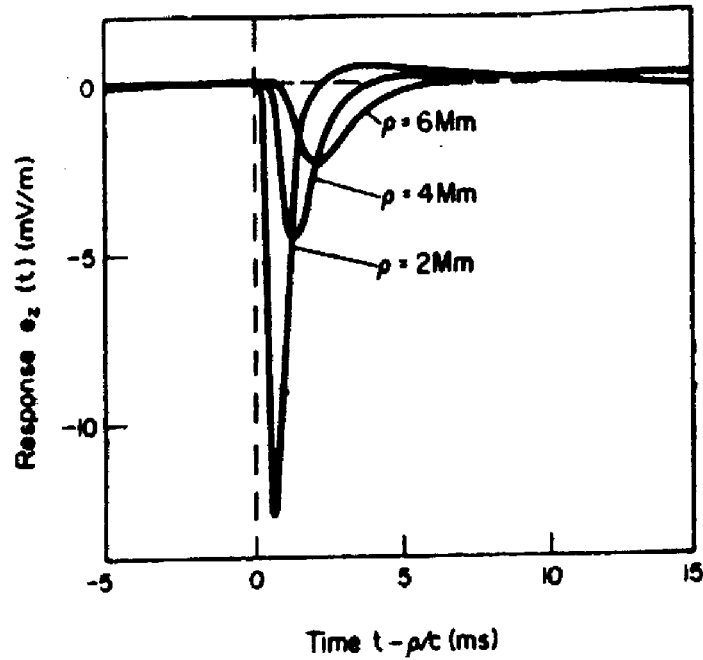
Τελικά, το σχήμα 2.6.6 δείχνει επίσης έναν υπολογισμό της καθυστέρησης παλμού λογαριάζοντας και κι ένα φίλτρο 30 Hz

$$Y(\omega) = \left(\frac{-i\omega}{\omega_c - i\omega} \right)^2 \quad (2.6.34)$$

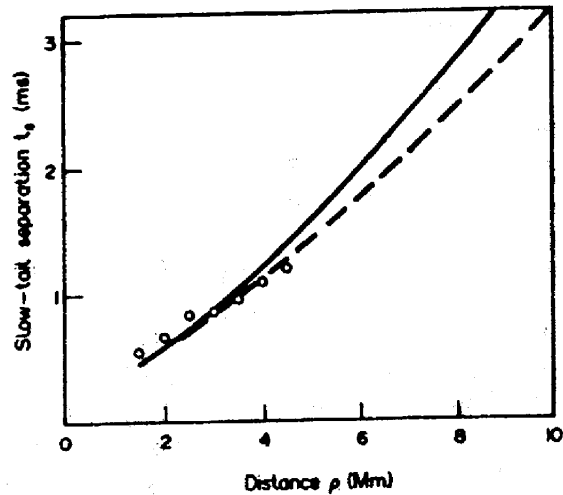
$f_c = \omega_c/2\pi = 30$ Hz. Η παρουσία ενός τέτοιου φίλτρου ήταν προφανώς, ένα χαρακτηριστικό των λαμβανόμενων οργάνων όπως αναφέρθηκε από τον JONES (1970a). Η μελέτη του φίλτρου οδηγεί σε μια αξιοσημείωτη μείωση της καθυστέρησης του παλμού σε μεγάλες αποστάσεις διάδοσης.

Υπολογιζόμενες κυματομορφές ELF παλμών για νυχτερινές συνθήκες περιβάλλοντος φαίνονται στο σχήμα 2.6.8. Οι ακόλουθες παράμετροι έχουν υποθεθεί ότι είναι : $\zeta_0 = 2.7$ km, $H = 88$ km και $h_E = 90$ km. Σε σύγκριση με τα τυπικά

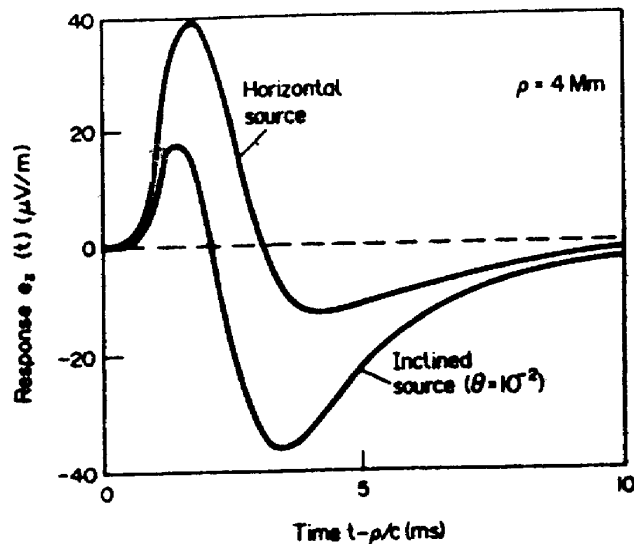
αποτελέσματα για ημερήσιες συνθήκες (σχήμα 2.6.3) μισές διάρκειες και καθυστερήσεις παλμών, μαζί με ένα αρκετά μεγαλύτερο πλάτος είναι τα χαρακτηριστικά των νυχτερινών συνθηκών. Η εξάρτηση από την απόσταση διάδοσης της καθυστέρησης παλμού φαίνεται στο σχήμα 2.6.9 (περιλαμβάνοντας τη μελέτη ενός φίλτρου 30 Hz με διακεκομμένη γραμμή). Πειραματικά δεδομένα του HEPBURN (1957) δίνονται εδώ, και φαίνονται με τελείες. Η συμφωνία ανάμεσα στα θεωρητικά και τα πειραματικά δεδομένα είναι καλή.



Σχήμα 2.6.8 : Μορφή ELF παλμού εξαρτώμενου από την απόσταση για περιβαλλοντικές ιονοσφαιρικές συνθήκες κατά τη διάρκεια της νύχτας ($\zeta_0 = 2.7 \text{ km}$, $H = 88 \text{ km}$, $h_E = 90 \text{ km}$).



Σχήμα 2.6.9 : Καθυστέρηση παλμού σαν συνάρτηση περιβαλλοντικών ιονοσφαιρικών συνθηκών κατά τη διάρκεια της νύχτας ($\zeta_0 = 2.7$ km, $H = 88$ km, $h_E = 90$ km). Η συνεχής γραμμή ανταποκρίνεται στην απουσία του φίλτρου και η διακεκομμένη στο φίλτρο 30 Hz. Με κύκλους φαίνονται δεδομένα του HEPBURN (1967).



Σχήμα 2.6.10 : Μορφή ELF παλμού για οριζόντιες και κάμπτουςες ($\theta = 10^{-2}$) πηγές (στο μέγιστο του πολικού διαγράμματος). Η αγωγιμότητα της Γης ορίζεται ίση με $\sigma_g = 10^{-3}$ S/m.

2.6.5 Περί των οριζόντιων και καμπτώμενων πηγών των αστραπών.

Σε όλες τις παραπάνω κυματομορφές των ELF παλμών, που διεγείρονται στον κυματοδηγό Γης – ιονόσφαιρας από κατακόρυφες εκκενώσεις λόγω αστραπών, το δεύτερο ημικύκλιο έχει ένα αξιοσημείωτο πλάτος και είναι αρκετά μικρότερο από το πρώτο. Ωστόσο, σ' έναν αριθμό από περιπτώσεις (TEPLEY, 1959) οι πειραματικά καταχωρημένες κυματομορφές των αργών 'ουρών' των atmospherics έχουν τη μορφή ενός διπολικού παλμού, όπου το πλάτος του δεύτερου ημικύκλιου είναι της ίδιας τάξης με του πρώτου. Ένας από τους πιθανούς λόγους για ένα τόσο μεγάλο πλάτος για το δεύτερο ημικύκλιο θεωρούνταν ότι ήταν οι οριζόντιες εκκενώσεις από αστραπές (WAIT 1960,1970). Ωστόσο, σύμφωνα με τον Wait, ο λόγος πλάτους των ELF παλμών διεγερόμενων από οριζόντιες και κάθετες πηγές έχει μια τάξη μεγέθους 10^{-4} για αγωγιμότητα εδάφους $\sigma_g \sim 4$ S/m (ωκεανός) και 10^{-2} για $\sigma_g \sim 10^{-3}$ S/m (έδαφος). Αυτά τα μεγέθη έχουν προκύψει ασχέτως του πιθανού παράγοντα της ανύψωσης πηγής για καμπτώμενες εκκενώσεις. Πραγματικά, εκκενώσεις σύννεφο με σύννεφο ή σύννεφο με έδαφος μπορούν να συμβούν σε ύψη $z_0 \sim 5$ με 8 km (OGAWA, 1982 – KIKUCHI, 1986). Επομένως, ο λόγος που αναζητήσαμε είναι της τάξης του

$$\left| \frac{1}{n_g} + ik_0 z_0 (1 - S_0^2) \right| \sim \left| \left(\frac{\epsilon_0 p_0}{\sigma_g} \right) - 2 \frac{p_0 z_0}{c} \frac{\zeta_0}{H_0} \ln \frac{c}{2\zeta_0 p} \right| \sim 10^{-2}$$

(2.6.35)

(όπου το p_0 είναι 3×10^2 με 3×10^3) αντίστοιχα για εκκενώσεις πάνω από το έδαφος και πάνω από τον ωκεανό.

Η σχέση (2.6.35) βάζει μια πολύ αυστηρή συνθήκη στην παρέκκλιση ενός καναλιού μιας εκκένωσης λόγω αστραπής από το οριζόντιο. Μόνο για πολύ οριζόντια εξαπλωμένα κανάλια αστραπών (έτσι ώστε να είναι $\tan\theta < 10^{-1}$) μπορεί η συμβολή των οριζόντιων συνιστωσών ενός στιγμιαίου ρεύματος να είναι απαραίτητη στη μορφοποίηση ενός ELF παλμού. Για ένα τέτοιο παλμό το πλάτος του δεύτερου ημικύκλιου μπορεί να είναι πιο μεγάλο από του πρώτου. Αυτός ο παλμός διακρίνεται από ανάστροφη πολικότητα (σχήμα 2.6.10). Πρέπει να σημειώσουμε ότι οι ELF παλμοί παρόμοιας πολικότητας μπορούν να διεγερθούν από τις εκκενώσεις λόγω αστραπών κατά τις χειμερινές θύελλες, επειδή τα ύψη των σύννεφων είναι τόσο χαμηλά που πολλές φορές οι αστραπές παράγονται από το πάνω μέρος του σύννεφου όπου υπάρχουν θετικά φορτία (TAKEUTSI, 1985).

2.7 ΠΡΟΣΕΓΓΙΣΤΙΚΗ ΛΥΣΗ ΓΙΑ VLF ΔΙΑΔΟΣΗ Σ' ΕΝΑ ΙΣΟΤΡΟΠΙΚΟ ΕΚΘΕΤΙΚΟ ΚΥΜΑΤΟΔΗΓΟ ΓΗΣ – ΙΟΝΟΣΦΑΙΡΑΣ.

2.7.1 Εισαγωγή.

Η βάση της θεωρίας ELF – VLF διάδοσης στον κυματοδηγό Γης-ιονόσφαιρας είναι οι εργασίες του BUDDEN (1961a, 1961b) και του WAIT (1962, 1972). Οι απαιτήσεις των επικοινωνιών και της πλοήγησης έχουν προκαλέσει σε βάθος μελέτες στη διάδοση των χαμηλών ELF ($f < 100\text{Hz}$) και των υψηλότερων VLF ($f > 10\text{kHz}$) περιοχών που χαρακτηρίζονται από σχετικά σταθερή χαμηλή εξασθένηση. Προφανώς λόγω της έλλειψης αποτελεσματικών πομπών, συγκριτικά μικρή προσοχή έχει δοθεί στις υψηλότερες ELF / χαμηλότερες VLF περιοχές. Τα περισσότερα από τα πειραματικά αποτελέσματα σ' αυτές τις περιοχές παίρνονται από την έρευνα των ηλεκτρομαγνητικών διαταραχών ELF-VLF(atmospherics), που προκαλούνται από εκκενώσεις λόγω αστραπών (AL'PERT και FLIGEN 1970, VOLLAND 1982). Η ειδική φύση των χαμηλότερων περιοχών VLF ανακύπτει επειδή οι συχνότητες μερικών βασικών εγκάρσιων συντονισμών πέφτουν σ' αυτές τις περιοχές (το ήμισυ μήκους κύματος είναι της τάξης του ύψους της πραγματικής κοιλότητας). Επομένως, πολλαπλών ρυθμών διάδοση θεωρείται περισσότερο κανονική απ' ότι η μονότροπη διάδοση. Οι μη μηδενικοί ρυθμοί, κοντά στην αποκοπή τους, χαρακτηρίζονται από γρήγορες αλλαγές των παραμέτρων διάδοσης με αλλαγές στην συχνότητα και στις παραμέτρους του κυματοδηγού. Κοντά στις συχνότητες αποκοπής ($\Delta f \sim < 1\text{kHz}$) η εξασθένηση τους μπορεί να αλλάξει κατά πολύ, μέχρι 102 db/Mm υπό ημερήσιες ιονοσφαιρικές συνθήκες (BARR, 1971), έως το βαθύ τοπικό ελάχιστο μόνο μονάδων των db/Mm, για τους πρώτους δύο QTE ρυθμούς στις πολύ στενές ζώνες κοντά στις συχνότητες αποκοπής, υπό νυχτερινές συνθήκες (YAMASEITA, 1978, EDEMSEKII et. al. 1988, SUKHORUKOV et. al., 1992).

Τα περισσότερα προγενέστερα αναλυτικά αποτελέσματα στην θεωρία διάδοσης ELF- VLF κυματοδηγού είχαν παρθεί χρησιμοποιώντας ένα απλό μοντέλο με ακρίβεια περιορισμένη ομοιογενής ιονόσφαιρας, ή ένα μοντέλο με σαφώς καθορισμένα επίπεδα όρια αν και οι εκτιμήσεις ενός εκθετικού αγωγιμότητας προφίλ από τους WAIT(1960), BUDDEN (1961a), GALEJS (1961) είναι επίσης σημαντικές. Ένα αξιολογικό νέο βήμα ορίζεται με σειρά από εργασίες τον GREIFINGER και GREIFINGER (1978, 1979, 1986) οι οποίοι ανέπτυξαν μία κατά προσέγγιση μέθοδο για προσδιορισμό ELF ιδιοτιμών σε μια απλή μορφή αλγεβρικών εκφράσεων. Σ' αυτή την θεωρία η σταθερά διάδοσης των TEM υπό (εγκάρσια ηλεκτρομαγνητική) ημερήσιες ιονοσφαιρικές συνθήκες εξαρτάται από 4 παραμέτρους: δύο υψόμετρα $h_0(\omega)$ και $h_1(\omega)$, και από κλιμακωτά ύψη σ' αυτά τα υψόμετρα, όπου $h_0(\omega)$ είναι το υψόμετρο στο οποίο η μεταγωγή ρεύματος παράλληλα στο μαγνητικό πεδίο είναι ίση με την μεταγωγή ρεύματος, και $h_1(\omega)$ είναι το υψόμετρο

στο οποίο ο αντιστοίχος τοπικός αριθμός κύματος γίνεται ίσος με το κλιμακωτό ύψος του τοπικού δείκτη διάθλασης. Μια προσέγγιση αναπτύχθηκε από τον SENTMAN(1990) για την σφαιρική γεωμετρία της Γης. Πρόσφατα ο WAIT (1992) παρουσίασε μια εναλλακτική παραγωγή για την σταθερά διάδοσης των ρυθμών TEM. Ο SUKHORUKOV et al. (1992) ανέπτυξε μια προσεγγιστική μέθοδο για την VLF περιοχή και πήρε εκφράσεις για τροπικές ιδιοτιμές κοντά στις συχνότητες αποκοπής για ιονοσφαιρικές συνθήκες νυκτός (με απότομη προεξοχή της E-περιοχής άνωθεν του εκθετικού προφίλ στην D-περιοχή). Στο παρόν κείμενο εξετάζουμε την περίπτωση διαταραχόμενης ημερήσιας ιονόσφαιρας.

2.7.2 Μοντέλο κυματοδηγού.

Παραδεχόμαστε ένα γεωμετρικό επίπεδο και ένα εκθετικό μοντέλο για ισοτροπική αγωγιμότητα για χαμηλότερη ιονόσφαιρα:

$$\sigma(z) = \sigma(h_0) e^{(z - h_0) / \zeta_0} \quad (2.7.1)$$

όπου

$$\sigma = \varepsilon_0 \sum_k \frac{\omega_{pk}^2}{\nu_k} \quad (2.7.2)$$

και ω_{pk} , ν_k είναι η συχνότητα πλάσματος και η συχνότητα συγκρούσεων των kth φορτισμένων υλικών, $h_0(\omega)$ είναι το εξαρτώμενο υψόμετρο συχνότητας στο οποίο η μεταγωγή ρεύματος γίνεται ίση με τα ρεύματα αγωγιμότητας:

$$\sigma(h_0) = \varepsilon_0 \omega \quad (2.7.3)$$

h_0 είναι το κλιμακωτό ύψος τοπικής αγωγιμότητας, ω είναι η γωνιακή συχνότητα και ε_0 είναι η ελεύθερη διαστάματος διηλεκτρική διαπερατότητα του ελεύθερου χώρου.

Για μία χρονική εξάρτηση της μορφής $e^{-i\omega t}$, ο δείκτης διάθλασης $n_i(z)$ δίνεται από:

$$n_i^2(z) = 1 + i e^{(z - h_0) / \zeta_0} \quad (2.7.4)$$

Το ισοτροπικό μοντέλο θα δώσει ικανοποιητική περιγραφή της VLF διάδοσης αν το ύψος ανάκλασης είναι κάτω από το υψόμετρο εκείνο στο οποίο η συχνότητα σύγκρουσης του ηλεκτρονίου είναι ίση με τη γυροσκοπική-συχνότητα του ηλεκτρονίου). Αποτελέσματα από πειράματα ανάκλασης (RASTOGI et al., 1982), πειράματα ακρόασης

VLF παλμών (KOSSEY et al., 1983), δείχνουν ότι αυτή η κατάσταση παρουσιάζεται σε διαταραχόμενες ημερήσιες ιονοσφαιρικές συνθήκες, συσχετισμένες με παρουσία ηλιακών πρωτονίων, όπου τότε σημαντικός ιονισμός παρουσιάζεται σε υψόμετρο $z \leq 60\text{Km}$. Ανάλογη υπερτίμηση για τον ιονισμό στην χαμηλότερη D - περιοχή της ιονόσφαιρας (ή C - περιοχή) μπορεί να παραχθεί κατά την διάρκεια φωτεινών συμβάντων ηλιακών ακτίνων - X και έντονης παρουσίας υψηλής ενέργειας ηλεκτρονίων (BELROSE, 1982). Επιπλέον το ισοτροπικό μοντέλο αγωγιμότητας μπορεί να εφαρμοστεί για υποϊονοσφαιρική VLF διάδοση κάτω από ημερήσιες περιβαλλοντικές συνθήκες (RASMUSSEN et al., 1980; FIELD et al., 1983).

Η Γη ($x \leq 0$) θεωρείται αρχικά ιδεατά αγωγήμη. Η επιρροή της πεπερασμένης επιφανειακής εμπέδησης σε VLF ιδιοτιμές μελετώνται στην παράγραφο 2.7.7.

2.7.3 Βασικές εξισώσεις.

Χρησιμοποιούμε τα δυναμικά A και Ψ , για τα οποία ισχύει:

$$B = \nabla \times A$$

$$E = \nabla \psi + i\omega A$$

$$(2.7.5), (2.7.6)$$

και ικανοποιούν την συνθήκη Lorentz,

$$i\omega \nabla \cdot A = k_0^2 n_i^2 \psi$$

$$(2.7.7)$$

και επιλέγοντας, σύμφωνα με τους GREIFINGER και GREIFINGER (1979):

$$A = A_z e_z - \frac{1}{i\omega} \nabla \times (u e_z)$$

$$(2.7.8)$$

όπου u είναι μία βαθμωτή συνάρτηση, $k_0^2 = \epsilon_0 \mu_0 \omega^2$, μ_0 είναι η μαγνητική διαπερατότητα του ελευθέρου χώρου. Μετά την ανάπτυξη πάνω σε επίπεδα κύματα $e^{ik_1 p}$, όπου $k_1 = (k_x, k_y)$, $p = (x, y)$, οι εξισώσεις Maxwell παίρνουν την μορφή:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + k_0^2 (n_i^2 - S^2) u = 0$$

$$(2.7.9)$$

$$(2.7.10)$$

Όπου $S = k_1/k_0$ είναι το μιγαδικό ημίτονο της γωνία προσπτώσεως ενός κύματος πάνω

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{n_i^2} \frac{\partial A_x}{\partial z} \right) + k_0^2 \left(1 - \frac{S^2}{n_i^2} \right) A_x = 0$$

στην ιονόσφαιρα.

Οι λύσεις των εξισώσεων (2.7.9)-(2.7.10) πρέπει να ικανοποιούν τις οριακές συνθήκες:

$$u \Big|_{x=0} = 0$$

$$\frac{\partial A_x}{\partial z} \Big|_{x=0} = 0$$

$$(2.7.11), (2.7.12)$$

και να είναι πεπερασμένες για $z \rightarrow \infty$.

Εξισώσεις τις μορφής (2.7.9)-(2.7.10) περιγράφουν μοντέλα κυματοδηγού από οριζόντια (TE) και κατακόρυφη (TM) πόλωση και έχουν αναλυθεί εκτεταμένα (BUDDEN, 1961a, 1961b - WAIT, 1962, 1972 - GALEJS, 1972).

2.7.4 VLF ιδιοτιμές.

α) TE_m ρυθμοί.

Η εξίσωση (2.7.9) έχει μια ακριβή λύση εκφρασμένη με τη χρήση συναρτήσεων Hankel (WAIT, 1962), για της οποίας η έκφραση με φυσική σημασία είναι:

$$u = \text{const} \cdot H_\nu^{(1)}(y)$$

$$(2.7.13)$$

$$y = 2k_0 \zeta_0 e^{(z-h_0)/2\zeta_0}$$

$$h_0 = h_0 - \frac{i\pi}{2} \zeta_0$$

$$\nu = -2ik_0 \zeta_0 (1 - S^2)^{1/2},$$

$$\text{Im}(1 - S^2)^{1/2} < 0.$$

όπου:

$$(2.7.14), (2.7.15), (2.7.16)$$

οι οριακές συνθήκες απαιτούν

$$H_{\nu}^{(1)}(y_0) = 0 \quad (2.7.17)$$

$$J_{\nu}(y_0) = e^{i\pi\nu} J_{-\nu}(y_0) \quad (2.7.18)$$

όπου $y_0 = y|_{x=0}$.

Χρησιμοποιώντας την ανάλυση των Bessel συναρτήσεων $J_{\pm\nu}(y_0)$ για μικρό όρισμα $|y_0| \ll 1$,

$$J_{\nu}(y_0) \approx \left(\frac{y_0}{2}\right)^{\nu} \frac{1}{\Gamma(1+\nu)} \quad (2.7.19)$$

έχουμε:

$$\ln \frac{\Gamma(1-\nu_m)}{\Gamma(1+\nu_m)} + 2\nu_m \ln \frac{y_0}{2} = i\pi\nu_m + 2i\nu_m + 2i\pi m \quad (2.7.20)$$

όπου $m=1,2,\dots$:Αφού ισχύει ότι $|\nu| < 2$ τότε:

$$\ln \Gamma(1+\nu) = -\ln(1+\nu) + \nu(1-\gamma) + \sum_{k=2}^{\infty} (-1)^{k\nu} \frac{[\zeta(k)-1]}{k} \quad (2.7.21)$$

όπου $\gamma = 0.577\dots$ είναι η σταθερά Euler και

$$\zeta(k) = \sum_{s=1}^{\infty} s^{-k}$$

είναι η συνάρτηση του Zeta Riemann (ABRAMOWITZ and STEGUN, 1981). Ο πρώτος όρος στην σχέση (2.7.20) είναι:

$$\ln \frac{\Gamma(1-\nu_m)}{\Gamma(1+\nu_m)} = 2\gamma\nu_m + 2 \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\nu_m^{2k+1}}{2k+1} \zeta(2k+1) \quad (2.7.22)$$

όπου μπορούμε να αμελήσουμε τους όρους του αθροίσματος, για τους οποίους ισχύει: $|v_m^2| \ll 2$. Στην συνέχεια καταλήγουμε για τις TE_m ιδιοτιμές:

$$S_m^2 = 1 - \left(\frac{\pi m}{k_0 h_1} \right)^2$$

(2.7.23)

Όπου h_1 η μιγαδική παράμετρος όπως παρουσιάστηκε από τους GREIFINGER και GREIFINGER (1986) για TEM τρόπο διάδοσης:

$$h_1 = h_0 + i \frac{\pi}{2} \zeta_0$$

(2.7.24)

και υψόμετρο h_1

$$h_1 = h_0 + 2\zeta_0 \ln(\gamma_0 k_0 \zeta_0)^{-1}$$

(2.7.25)

το οποίο ανταποκρίνεται στην ορολογία του WAIT (1992) στην περίπτωση μιας απλής κλίμακας εκθετικού προφίλ και $\gamma_0 = e^\gamma = 1.781\dots$

Στα υψόμετρα $z \sim h_1$ το ρεύμα αγωγιμότητας είναι πολύ μεγαλύτερο απ' ότι τα ρεύματα μετατόπισης και ο δείκτης διάθλασης γίνεται:

$$n_i^2(h_1) \approx e^{(h_1 - h_0) / \zeta_0} .$$

(2.7.26)

Με δεδομένο ότι:

$$\gamma_0 k_0 |n_i(h_1)| \zeta_0 \approx 1$$

(2.7.27)

το επίπεδο $z=h_1$ προσδιορίζεται ως το υψόμετρο εκείνο στο οποίο ο τοπικός κυματαριθμός είναι προσεγγιστικά ίσος με το χαρακτηριστικό ύψος του τοπικού δείκτη διάθλασης.

Η σχέση (2.7.23) έχει τη μορφή των ιδιοτιμές του σαφώς καθορισμένου κυματοδηγού στο ύψος h_1 (WAIT, 1962). Οι συχνότητες αποκοπής ορίζονται από την (2.7.23) και έχουν την μορφή:

$$f_{cm} = \frac{cm}{2h_1} .$$

$$(2.7.28)$$

Η συνθήκη εφαρμογής της (2.7.23) είναι η υπόθεση $|v_m^2| \ll 2$, η οποία ισοδύναμα είναι:

$$(2\pi m \zeta_0 / h_1)^2 < 2. \quad (2.7.29)$$

Για μία διαταραχόμενη ημερήσια ιονόσφαιρα στο χαμηλότερο φάσμα των VLF, $h_1 \sim 55 - 65\text{km}$ (υψόμετρο h_1 που μειώνεται λογαριθμικά με την αύξηση της συχνότητας) και $\zeta_0 \sim 2 - 3\text{km}$. Αυτό σημαίνει ότι για χαμηλότερα TEM μοντέλα, $m=1,2$, η σχέση (2.7.29) είναι αδύναμη στις συχνότητες $f > 10\text{kHz}$. Εν τούτοις σ' αυτές τις συχνότητες $\text{Re } S_m \rightarrow 1$ και η καμπυλότητα του κυματοδηγού πρέπει να υπολογίζεται (WAIT, 1962 - GALEJS, 1972).

β) TMn ρυθμοί.

Ακολουθώντας τους GREIFINGER and GREIFINGER (1978), η επίλυση της εξίσωσης (2.7.10) θα μελετηθεί για δύο περιοχές, $0 < z \leq h_0$ και $z \geq h_1$, και οι εγκάρσιες συνιστώσες πεδίου θα είναι προσεγγιστικά προσαρμοσμένες στην κοινή επιφάνεια ανάμεσα σ' αυτές τις περιοχές. Αυτό είναι ισοδύναμο με την προσαρμογή του λόγου των δυναμικών ϕ/A_g .

Σε ύψη όπου $z \sim h_0$ είναι επιτρεπτή η αμέλεια του ρεύματος αγωγιμότητας για την ερμηνεία του δυναμικού A_g , αλλά πρέπει να το λογαριάσουμε για την ερμηνεία του δυναμικού ϕ . Επικαλούμενοι την οριακή συνθήκη (2.7.12), παίρνουμε από την εξίσωση (2.7.10)

$$Az = \text{const}_1 \cdot \cos \left[k_0 z (1 - S^2)^{1/2} \right] \quad (2.7.30)$$

και

$$\begin{aligned} \psi &= \frac{i\omega}{k_0^2 n_i^2} \frac{A_z}{\partial z} = i\omega \int_0^z dz \left(1 - \frac{S^2}{n_i^2} \right) A_z = \\ &= -i\omega \cdot \text{const}_1 \cdot \left\{ \frac{\sin \left[k_0 z (1 - S^2)^{1/2} \right]}{k_0 (1 - S^2)^{1/2}} - S^2 \int_0^z dz \frac{\cos \left[k_0 z (1 - S^2)^{1/2} \right]}{1 + i e^{(z-h_0)/\zeta_0}} \right\} \end{aligned} \quad (2.7.31)$$

Εξαιτίας του εκθετικά αυξανόμενου δείκτη διάθλασης στα ύψη $z > h_0$, το φάσμα της ολοκλήρωσης στο τελευταίο ολοκλήρωμα μπορεί να φτάσει μέχρι το άπειρο, και το δυναμικό ψ γίνεται στα ύψη $z \sim h_0$

$$\psi = -\frac{i\omega \cdot \text{const}_1}{k_0(1-S^2)^{1/2}} \left\{ \sin \left[k_0 z (1-S^2)^{1/2} \right] - S^2 \sin \left[k_0 h_0 (1-S^2)^{1/2} \right] \right\}. \quad (2.7.32)$$

Σε ύψη όπου $z \sim h_1$ ο δείκτης διάθλασης περιγράφεται από την εξίσωση (2.7.26), και η αντίστοιχη επίλυση της (2.7.10) για ανοδικά κύματα είναι

$$Az = \text{const}_2 \cdot n_i H_\mu^{(1)}(2k_0 \zeta_0 n_i) \quad (2.7.33)$$

όπου:

$$\mu = \left(1 + 4k_0^2 \zeta_0^2 S^2 \right)^{1/2} \quad (2.7.34)$$

Η χρήση του αναπτύγματος των συναρτήσεων Hankel για μικρά ορίσματα (σημειώνοντας ότι η τιμή $|\mu-1| \ll 1$ είναι της τάξης του τετραγώνου του ορίσματος) οδηγεί στον επόμενο λόγο δυναμικών σε υψόμετρα αρκετά κάτω από το h_1 :

$$\frac{\psi}{A_z} = -i\omega \zeta_0 \times \frac{(z-h_1)/\zeta_0 + (k_0 \zeta_0 n_i)^{-2} (\mu-1)/8\mu}{1 - (k_0 \zeta_0 n_i)^2 (z-h_1)/\zeta_0} \quad (2.7.35)$$

η οποία όταν:

$$\frac{|S^2|}{4} < \frac{|z-h_1|}{\zeta_0} < \frac{1}{k_0^2 \zeta_0^2} \quad (2.7.36)$$

μπορεί να απλοποιηθεί στη μορφή της σχεδόν διαμήκους προσέγγισης (GREIFINGER and GREIFINGER, 1978):

$$\frac{\psi}{A_z} \approx -i\omega(z - h_1). \quad (2.7.37)$$

Προσαρμόζοντας τις (2.7.30), (2.7.32) και (2.7.37) για ύψη $h_0 < z < h_1$ μπορούμε να απαιτήσουμε εκπλήρωση των συνθηκών:

$$\left| \sin \left[k_0 z (1 - S_n^2)^{1/2} \right] \right| < 1 \quad (2.7.38)$$

$$\left| \sin \left[k_0 h_0 (1 - S_n^2)^{1/2} \right] \right| < 1 \quad (2.7.39)$$

που είναι ισοδύναμες με:

$$\left| \left[k_0 z (1 - S^2)^{1/2} - \pi n \right] \right| < \pi \quad (2.7.40)$$

$$\left| \left[k_0 h_0 (1 - S^2)^{1/2} - \pi n \right] \right| < \pi, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (2.7.41)$$

Για TM_n ρυθμούς παίρνουμε:

$$k_0 (h_1 - S_n^2 h_0) = \pi n (1 - S_n^2)^{1/2} \quad (2.7.42)$$

όπου οι τιμές z απαλείφοντας, και τελικά:

$$S_n^2 = \frac{h_1}{h_0} - \frac{1}{2} \left(\frac{\pi n}{k_0 h_0} \right)^2 \times \left\{ 1 + \left[1 - 4 \left(\frac{k_0 h_0}{\pi n} \right)^2 \left(\frac{h_1}{h_0} - 1 \right) \right] \right\} \quad (2.7.43)$$

Αυτή η έκφραση μπορεί να γραφεί στη μορφή:

$$S_n^2 = 1 - \frac{1}{4} \left(\frac{\pi n}{k_0 h_0} \right)^2 \times \left\{ 1 + \left[1 - 4 \left(\frac{k_0 h_0}{\pi n} \right)^2 \left(\frac{h_1}{h_0} - 1 \right) \right]^{1/2} \right\}^2$$

(2.7.44)

η οποία είναι ανάλογη στη μορφή του S_n , για τον σαφώς καθορισμένων τοιχωμάτων, κυματοδηγό (Wait, 1962). Στις εκφράσεις που πήραμε, οι παράμετροι h_1 και h_0 είναι ακριβώς οι ίδιοι μ' αυτούς που πήραμε στους ρυθμούς TE_m , και προσδιορίζονται από τις εξισώσεις (2.7.2), (2.7.15), (2.7.24) και (2.7.25).

Οι συχνότητες αποκοπής των $n \neq 0$ ρυθμών, οι οποίοι ακολουθούν από τη (2.7.43) για $S^2 = 0$, $f_{cn} = R_{ef}$, εξαιτίας του ισοτροπικού μοντέλου κυματοδηγού, συμπίπτουν με τις συχνότητες αποκοπής των TE_m ρυθμών:

$$f_{cn} = \frac{cn}{2h_1}. \quad (2.7.45)$$

Οι συνθήκες (2.7.38) και (2.7.39) οδηγούν σε αυστηρότερους περιορισμούς της εφαρμογής της (2.7.43) για ρυθμούς με $n \neq 0$ από αυτούς που ισχύουν για τους ρυθμούς TE_m ,

$$k_0 \zeta_0 < 2 \frac{\pi n}{k_0 h_0} \quad (2.7.46)$$

$$\frac{h_1}{h_0} - 1 < \frac{1}{n} \left(\frac{\pi n}{k_0 h_0} \right)^2. \quad (2.7.47)$$

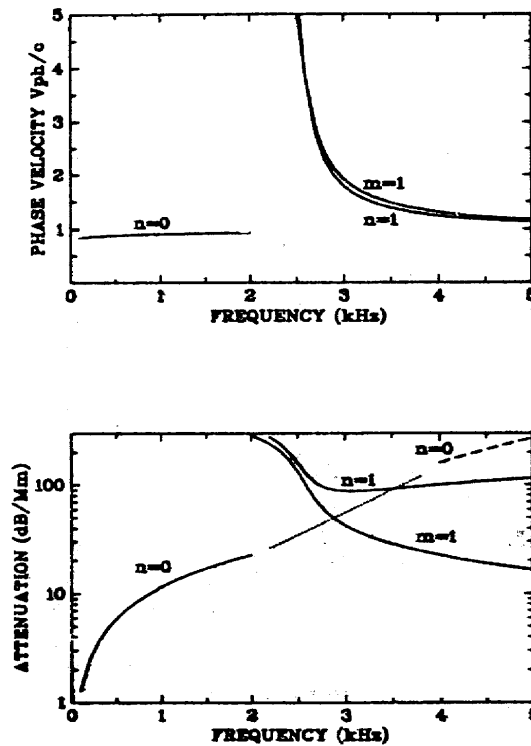
Για πραγματικές παραμέτρους ημερήσιας ιονόσφαιρας, αυτό σημαίνει ότι έχουμε $f \leq 5$ kHz για $n=1$.

Η εξίσωση (2.7.43) περιέχει την εκπληκτικά απλή έκφραση των GREIFINGER and GREIFINGER (1978) για τον TEM ρυθμό στο φάσμα των ELF,

$$S_0^1 = \frac{h_1}{h_0} \quad (2.7.48)$$

η οποία μπορεί να χρησιμοποιηθεί προσεγγιστικά για $f \leq 2$ kHz. Δεν εμφανίζεται κάποια απλή προσεγγιστική επίλυση για τον TEM ρυθμό σε υψηλότερες συχνότητες, αν και μπορούν να παρθούν κάποιες προβλέψεις για το φάσμα των χαμηλότερων VLF. Η εξασθένιση του TEM ρυθμού αυξάνει με γρήγορους ρυθμούς για $f > 3$ kHz, έτσι οι ρυθμοί TE_1 και TM_1 γίνονται κυρίαρχοι ρυθμοί στο φάσμα των VLF (GALEJS 1972, HARTH 1982).

Τυπικά γραφήματα της κανονικοποιημένης ταχύτητας φάσης $V_{ph}/c = 1/\text{Re}S$ με ρυθμό εξασθένησης $\alpha = 8.7 \times 10^3 \text{ k}_0 \text{Im}S$ (όπου k_0 είναι σε km^{-1}), που ακολουθεί από την (2.7.23) και τη (2.7.43), παρουσιάζονται στο σχήμα 2.7.1 για τους τρεις πρώτους ρυθμούς κυματοδηγών. Η διακεκομμένη γραμμή δείχνει την πρόβλεψη για τον TEM ρυθμό στο φάσμα των VLF. Η συχνότητα $f = 3 \text{ kHz}$ επιλέχθηκε σαν συχνότητα αναφοράς για την εκθετική αγωγιμότητα (2.7.1), και $h_0 (f = 3 \text{ kHz}) = 52 \text{ km}$. Τυπικές τιμές για την κλίμα ύψους της αγωγιμότητας σε αυτά τα υψόμετρα υπό ημερήσιες ιονοσφαιρικές συνθήκες διαταραχών, σχετιζόμενες με γεγονότα ηλιακών πρωτονίων, μπορούν να υπολογιστούν σαν $\zeta_0 \sim 2$ με 3 km στη βάση των υπολογισμών του REAGAN (1982) και KOSSEY (1983).

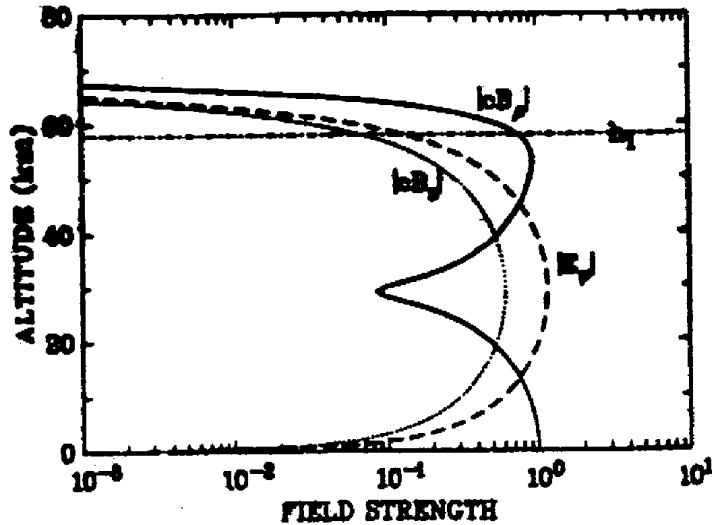


Σχήμα 2.7.1 : Ταχύτητες φάσης και ρυθμού εξασθένησης των ρυθμών $n = 0,1$ και $m = 1$ στον κυματοδηγό Γης – ιονόσφαιρας με ισοτροπική αγωγιμότητα της χαμηλότερης ιονόσφαιρας $\sigma(z) = 1.67 \cdot 10^{-7} e^{(z-52)/\zeta_0} (\text{Sm}^{-1})$ για $\zeta_0 = 2 \text{ km}$ και $\zeta_0 = 3 \text{ km}$.

Γι' αυτές τις τιμές h_0 και ζ_0 οι αντίστοιχες τιμές h_1 για $f = 3 \text{ kHz}$ είναι $h_1 \sim 58$ με 59 km . Τέτοιες χαμηλές τιμές του υψόμετρου h_1 επιτρέπουν τη χρήση του ισοτροπικού μοντέλου της υποιονοσφαιρικής διάδοσης των VLF υπό ημερήσιες ιονοσφαιρικές συνθήκες διαταραχής. Ο χαρακτήρας των καμπυλών $m = 1$ και $n = 1$ είναι σε αντιστοιχία με την αριθμητική επίλυση του Barr (1974). Ωστόσο, είναι απαραίτητο να τονίσουμε ότι η επίδραση του μαγνητικού πεδίου της Γης στους τυπικούς ρυθμούς εξασθένησης είναι σημαντική στο φάσμα των χαμηλότερων VLF ακόμα και στις ημερήσιες ιονοσφαιρικές συνθήκες. Επομένως οι εξισώσεις (2.7.23) και (2.7.43) μπορούν να χρησιμοποιηθούν για την εκτίμηση των ρυθμών εξασθένησης όταν το δραστικό υψόμετρο h_1 είναι χαμηλότερο από το υψόμετρο μαγνητισμού του ηλεκτρονίου.

2.7.5 Χαρακτηριστικά πεδίου.

Στη συνέχεια μελετούμε εκτενέστερα μόνο τους πρώτους TE και TM ρυθμούς του φάσματος των χαμηλότερων VLF.



Σχήμα 2.7.2 : Χαρακτηριστικά TE₁ πεδίου για ένα εκθετικό ισοτροπικό ιονοσφαιρικό μοντέλο ($f = 3$ kHz, $\zeta_0 = 2$ km, $h_1 = 58$ km). Τα πεδία είναι κανονικοποιημένα για $|cB_p| = 1$ στο έδαφος.

Τα πλάτη του TE₁ ρυθμού σχεδιάζονται για $f = 3$ kHz στο σχήμα 2.7.2 σαν συναρτήσεις του ύψους, κανονικοποιημένα για $|cB_p| = 1$ στο έδαφος. Οι συνιστώσες E_ϕ και B_z του TE₁ ρυθμού, που συνδέονται με την εξίσωση $cB_z = S_1 E_\phi$ φτάνουν στο μέγιστο σημείο τους για $z = h_1/2$,

$$\left| \frac{E_\phi(z = h_1/2)}{cB_z(z = 0)} \right| \approx \frac{k_0 h_1}{\pi}. \quad (2.7.49)$$

Σ' αυτό το υψόμετρο, το B_ρ έχει ένα τοπικό ελάχιστο που ορίζεται από

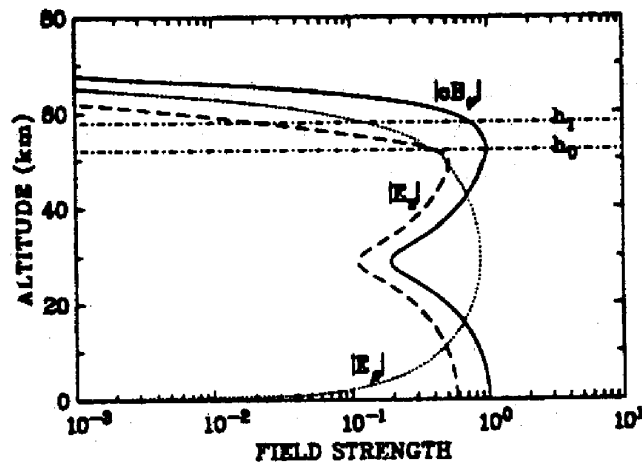
$$\left| \frac{B_\phi(z = h_1/2)}{B_\rho(z = 0)} \right| \approx \frac{\pi^2 \zeta_0}{4 h_1}, \quad (2.7.50)$$

πάνω από την οποία αυξάνει μέχρι ένα ύψος λίγο χαμηλότερο από το h_1 . Πάνω από το ύψος h_1 όλες οι συνιστώσες πέφτουν απότομα. Δεν υπάρχει απαραίτητη κυματική διεύθυνση σε ύψη τρεις κλίμακες πάνω από το h_1 στο ισοτροπικό μοντέλο κυματοδηγού.

Ανάλογα χαρακτηριστικά για το ρυθμό TM_1 φαίνονται στο σχήμα 2.7.3, κανονικοποιημένα για $|cB_\phi| = 1$ στο έδαφος.

Τώρα οι συνιστώσες E_z και B_ϕ έχουν τοπικά ελάχιστα στο $z \approx h_1/2$, όπου το E_r φτάνει στη μέγιστη τιμή του. Αυτή η συμπεριφορά του TM_1 ρυθμού στο φάσμα των χαμηλότερων VLF είναι αρκετά διαφορετικό από αυτή του φάσματος των υψηλότερων VLF ($f \geq 10$ kHz, GALEJS 1972). Ο χαρακτήρας των κυματικών διαδικασιών σε μεγαλύτερα υψόμετρα στους TM ρυθμούς είναι ο ίδιος που περιγράφηκε από τους GREIFINGER and GREIFINGER (1978), SENTMAN (1990) για τον TEM ρυθμό στο φάσμα των ELF. Το κατακόρυφο ηλεκτρικό πεδίο πέφτει πολύ απότομα πάνω από το h_0 όπου η ιονόσφαιρα γίνεται αγωγίμη, και το ηλεκτρικό πεδίο γίνεται ελαφρώς οριζόντιο στο $z > h_0$. Το υψόμετρο h_0 είναι επομένως το δραστικό όριο αγωγής του κυματοδηγού για κύματα ELF – VLF κατακόρυφης πόλωσης. Οι αλλαγές της B_ϕ συνιστώσας συνδέονται με το υψόμετρο h_1 : το B_ϕ φτάνει τη μέγιστη τιμή του σε ένα ύψος λίγο χαμηλότερο από το h_1 και πέφτει απότομα καθώς το υψόμετρο αυξάνει. Έτσι το υψόμετρο h_1 μπορεί να ονομαστεί όριο ανάκλασης κυματοδηγού για κύματα τόσο οριζόντιας όσο και κατακόρυφης πόλωσης.

Σχήμα 2.7.3 : Χαρακτηριστικά TM_1 πεδίου για ένα εκθετικό ισοτροπικό



ιονοσφαιρικό μοντέλο ($f = 3$ kHz, $\zeta_0 = 2$ km, $h_0 = 52$ km). Τα πεδία είναι κανονικοποιημένα για $|cB_\phi| = 1$ στο έδαφος.

Η σημασία των διαφορετικών επιπέδων της ιονόσφαιρας για τη διάδοση των ELF – VLF έχει μελετηθεί από τους BUDDEN (1961a), WAIT (1972), HAYAKAWA (1973), HAYAKAWA and SHIMAKURA (1978). Οι HAYAKAWA and SHIMAKURA (1978) όρισαν δύο σημαντικά επίπεδα, $z = h_0$ και $z \sim h_1$, στη βάση της ανάλυσης του **τροποποιημένου δείκτη διάθλασης** για κύματα κατακόρυφης πόλωσης. Αυτοί εισήγαγαν τη **συχνότητα διασταύρωσης f_c** , ορισμένη για $h_0(\omega_c) = h_1(\omega_c)$. Στους δικούς μας όρους αυτή δίνεται από τη σχέση

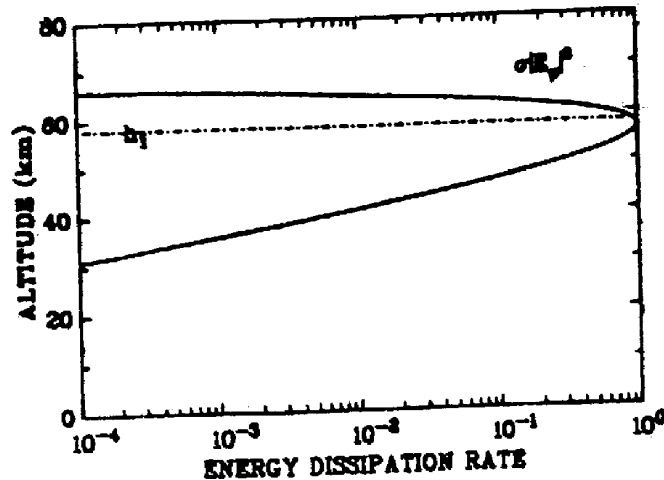
$$2\pi\gamma_0\zeta_0$$

(2.7.51)

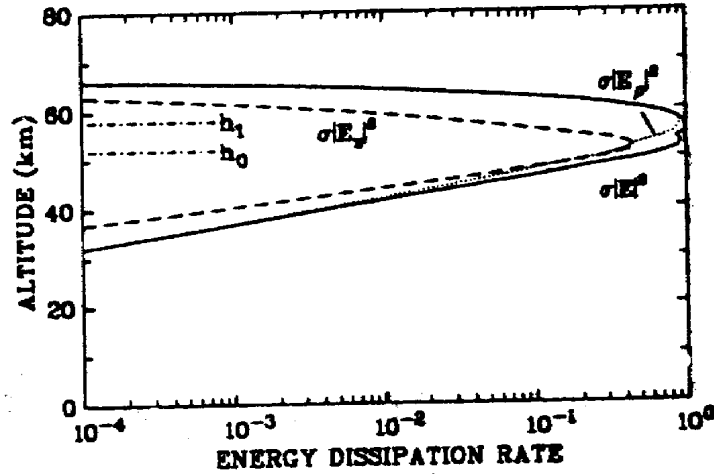
έτσι ώστε $f_c \approx 9$ kHz για $\zeta_0 = 3$ km και $f_c \approx 13$ kHz για $\zeta_0 = 2$ km. Έχει δειχθεί ότι, στο φάσμα των ELF – VLF μέχρι τη συχνότητα διασταύρωσης f_c , η δραστική ανάκλαση συμβαίνει γύρω από το h_1 , ενώ δεν υπάρχει σοβαρή ανάκλαση γύρω από το h_0 . Αυτή η θεωρία δείχνει τη σοβαρότητα του υψόμετρου της χαμηλότερης ιονόσφαιρας $z \sim h_0$ κάτω από το στρώμα της ανάκλασης $z \sim h_1$ για VLF κύματα με $f < f_c$, κατακόρυφης πόλωσης. Ειδικότερα, φαίνεται καθαρά ότι εξαιτίας αυτών των υψομέτρων δεν μπορεί η ιονόσφαιρα να παρασταθεί σαν ‘μαγνητικό τείχος’ στην περιοχή των χαμηλότερων VLF, και αντίστοιχα η ιδεατή προσέγγιση, $S_n^2 = 1 - [\pi(n-1/2)/k_0h]^2$, που συχνά αποδίδεται στους χαμηλότερης τάξης TM_n ρυθμούς, δεν ισχύει σ’ αυτές τις συχνότητες. Μόνο σε συχνότητες μεγαλύτερες της f_c το απαραίτητο στρώμα ανάκλασης, $z \sim h_1$, τραβιέται κάτω για να γίνει χαμηλότερο από τα ύψη $z \sim h_0$ (HAYAKAWA and SHIMAKURA, 1978), όπου η απαραίτητη απώλεια γίνεται από κατακόρυφα ρεύματα. Σαν αποτέλεσμα, η εξασθένηση του TM_1 ρυθμού πέφτει απότομα όταν $f \sim f_c$ στις μικρές τιμές των μονάδων dB/Mm και μετά αλλάζουν αργά καθώς η συχνότητα αυξάνεται.

2.7.6 Θερμικές Απώλειες.

Ο ρυθμός απώλειας της ενέργειας $\sigma|E_j|^2$ για τους πρώτους TM και TE ρυθμούς σχεδιάζεται σαν συνάρτηση του ύψους στα σχήματα 2.7.4 και 2.7.5, κανονικοποιημένος στις μέγιστες τιμές των $\sigma|E_\phi|^2$ και $\sigma(|E_z|^2+|E_\rho|^2)$ αντίστοιχα.



Σχήμα 2.7.4 : Χαρακτηριστικά απώλειας του TE_1 ρυθμού για ένα εκθετικό ιστροπικό μοντέλο ιονόσφαιρας ($f = 3$ kHz, $\zeta_0 = 2$ km, $h_1 = 58$ km). Οι ρυθμοί είναι κανονικοποιημένοι για $\sigma|E_0|^2 = 1$ στο ύψος της μέγιστης απώλειας.



Σχήμα 2.7.5 : Χαρακτηριστικά της ολικής και της μερικής απώλειας του TE_1 ρυθμού για ένα εκθετικό ιστροπικό μοντέλο ιονόσφαιρας ($f = 3 \text{ kHz}$, $\zeta_0 = 2 \text{ km}$, $h_0 = 52 \text{ km}$, $h_1 = 58 \text{ km}$). Οι ρυθμοί είναι κανονικοποιημένοι για $\sigma|E|^2 = 1$ στο ύψος της μέγιστης απώλειας.

Στο ιστροπικό μοντέλο της ιονόσφαιρας δεν υπάρχει μετάβαση στο ρυθμό του «ατμοσφαιρικού συριγμού» (whistler mode), και όλες οι απώλειες οφείλονται σε «ωμικές θερμάνσεις». Η μέγιστη θέρμανση από κατακόρυφα ρεύματα στον TM ρυθμό συμβαίνει γύρω από το ύψος h_0 , ενώ η στάθμη γύρω από το h_1 είναι εκεί που η θερμότητα από οριζόντια ρεύματα συμβαίνει και για τους TE και για τους TM ρυθμούς. Εξαιτίας του μικρού διαχωρισμού ανάμεσα στα h_0 και h_1 στο φάσμα των VLF, σε σύγκριση με την κατάσταση που ισχύει στους TEM ρυθμούς στο φάσμα των χαμηλότερων ELF, οι δύο περιοχές της απώλειας ενέργειας στον TM ρυθμό μπορούν να συνενωθούν σε ένα ευρύ μέγιστο.

Η ύπαρξη της ακριβούς επίλυσης (2.7.13) για τον TE_m ρυθμό επιτρέπει την απόκτηση μιας απλής εξίσωσης για τη συσχέτιση των ολοκληρωμένων απωλειών με την οριζόντια ροή ενέργειας στο ρυθμό TE_m ,

$$\frac{P_m}{U_m} = \frac{\int_0^{\infty} dz \sigma E_{\varphi} E_{\varphi}^*}{2 \int_0^{\infty} dz \text{Re}(E_{\varphi} B_z^*)} = \frac{k_0}{\text{Re} S_m} \frac{\pi \zeta_0}{2 h_1} \left(\frac{\pi m}{k_0 h_1} \right)^2.$$

(2.7.52)

Η εξίσωση (2.7.52) είναι σε αντιστοιχία με την εξίσωση (2.7.23) για τη σταθερά διάδοσης του ρυθμού TE_m :

$$S_m \approx \text{Re} S_m + i \frac{1}{\text{Re} S_m} \frac{\pi \zeta_0}{2 h_1} \left(\frac{\pi m}{k_0 h_1} \right)^2$$

(2.7.53)

στο όριο της μικρής εξασθένησης:

$$\operatorname{Re} S_m \gg \frac{\pi \zeta_0}{2h_1} \left(\frac{\pi m}{k_0 h_1} \right).$$

(2.7.54)

Για το ρυθμό TM, οι σχετικές συμβολές των κατακόρυφων και των οριζόντιων ρευμάτων στην ολική απώλεια $P_n = P_{zn} + P_{\rho n}$ μπορούν εύκολα να υπολογιστούν από τη σχέση:

$$\frac{P_{zn}}{P_{\rho n}} = \frac{\int_0^\infty dz \sigma E_z E_z^*}{\int_0^\infty dz \sigma (E_\rho E_\rho^*)} \approx |S_n|^2.$$

(2.7.55)

Επίσης, ανάλογα με το ρυθμό TE:

$$\frac{P_n}{U_n} = k_0 \operatorname{Im} S_n$$

(2.7.56)

όπου U_n είναι η οριζόντια ροή της ενέργειας στο ρυθμό TM_n .

2.7.7 Επίδραση της επιφανειακής εμπέδησης της Γης.

Μια πεπερασμένη αγωγιμότητα της Γης εμπλέκεται τώρα στις οριακές συνθήκες, που έχουν αποτέλεσμα τη σχέση:

$$i\omega\mu_0 u = -Z_g \frac{\partial u}{\partial z}$$

(2.7.57)

$$\mu_0 \psi = Z_g A_z$$

(2.7.58)

στο $z = 0$, όπου Z_g είναι η επιφανειακή εμπέδηση.

Για TE_m ρυθμούς η εξίσωση (2.7.20) αντικαθίσταται από

$$\ln \frac{\Gamma(1 - \nu_m)}{\Gamma(1 + \nu_m)} - \ln \frac{1 - Z_g \nu_m / (2i\mu_0\omega\zeta_0)}{1 + Z_g \nu_m / (2i\mu_0\omega\zeta_0)} + 2\nu_m \ln \frac{y_0}{2} = i\pi\nu_m + 2i\pi m$$

(2.7.59)

και στην περίπτωση όπου:

$$|Z_g| \ll \frac{\mu_0\omega h_1}{\pi m}$$

(2.7.60)

βρίσκουμε ότι:

$$S_m^2 = 1 - \left(\frac{\pi m}{k_0 h_1 + ik_0 Z_g / \mu_0 \omega} \right)^2$$

(2.7.61)

Λαμβάνοντας υπόψη και την επιφανειακή εμπέδηση Z_g για TM_n ρυθμούς, τροποποιείται η μορφή των δυναμικών (2.7.30) και (2.7.31) στη χαμηλότερη περιοχή $0 < z < h_0$:

$$A_z = const_1 \cdot \left\{ \cos[k_0 z (1 - S^2)^{1/2}] - \frac{ik_0 Z_g}{\mu_0 \omega (1 - S^2)^{1/2}} \sin[k_0 z (1 - S^2)^{1/2}] \right\}$$

(2.7.62)

$$\psi = -i\omega \int_0^z dz \left(1 - \frac{S^2}{n_i^2} \right) A_z + \frac{Z_g}{\mu_0} A_z(0)$$

(2.7.63)

και σε ύψη $z \sim h_0$:

$$\psi = -\frac{i\omega \cdot const_1}{(1 - S^2)^{1/2}} \left\{ \begin{aligned} & \sin[k_0 z (1 - S^2)^{1/2}] - S^2 \sin[k_0 h_0 (1 - S^2)^{1/2}] + \\ & + \frac{ik_0 Z_g}{\mu_0 \omega (1 - S^2)^{1/2}} \cos[k_0 z (1 - S^2)^{1/2}] - S^2 \cos[k_0 h_0 (1 - S^2)^{1/2}] \end{aligned} \right\}$$

(2.7.64)

Είναι φανερό ότι η εξίσωση (2.7.42) θα μετατραπεί στην:

$$k_0 \left(h_1 - S_n^2 h_0 + \frac{iZ_g}{\mu_0 \omega} \right) = \pi n (1 - S_n^2)^{1/2}. \quad (2.7.65)$$

Το αποτέλεσμα του Wait (1992) για το ρυθμό TEM στο φάσμα των VLF είναι:

$$S_0^2 = \frac{h_1 + iZ_g / \mu_0 \omega}{h_0} \quad (2.7.66)$$

που προκύπτει από την (2.7.64) για $n = 0$.

Έτσι, οι ιδιοτιμές και των δύο, TE_m και TM_n ρυθμών, λαμβάνοντας υπόψη την επιφανειακή εμπέδηση της Γης είναι ισοδύναμη με την αντικατάσταση:

$$h_1 \rightarrow h_1 + \frac{iZ_g}{\mu_0 \omega}.$$

$$(2.7.67)$$

Οι αλλαγές του $\text{Im}h_1$, το οποίο είναι υπεύθυνο για την ωμική θέρμανση των οριζόντιων ρευμάτων για $z \sim h_1$, είναι σε αντιστοιχία με τις επιπρόσθετες απώλειες εξαιτίας των οριζόντιων ρευμάτων στο έδαφος. Μπορούμε να σημειώσουμε επίσης ότι για όλους τους ρυθμούς στο φάσμα των χαμηλότερων VLF υπό ημερήσιες ιονοσφαιρικές συνθήκες, η σχετική σημασία της χαμηλής αγωγιμότητας του εδάφους είναι μεγαλύτερη κατά τη διάρκεια γεγονότων έντονης παρουσίας ηλιακών πρωτονίων, τα οποία προκαλούν μια σημαντική μείωση του ύψους h_1 (FIELD 1972).

2.8 ΦΑΣΜΑ ΓΕΩΜΑΓΝΗΤΙΚΟΥ ΠΕΔΙΟΥ ΣΤΗΝ ΠΕΡΙΟΧΗ ΣΥΧΝΟΤΗΤΩΝ : 10^{-5} ΜΕ 10^5 Hz.

2.8.1 Εισαγωγή.

Η εξάρτηση από τη συχνότητα των γενικών χαρακτηριστικών του φάσματος γύρω από μια εκτεταμένη περιοχή συχνοτήτων φυσικών ηλεκτρομαγνητικών διαταραχών στην επιφάνεια της Γης δεν είναι ευρέως γνωστή. Υπάρχει ενδιαφέρον στην ερμηνεία αυτών των χαρακτηριστικών τόσο από την επιστημονική σκοπιά όσο και από μία πρακτική σκοπιά. Τα χαρακτηριστικά του φάσματος μπορούν να δώσουν πληροφορίες για τις μεταβολές στο χώρο και στο χρόνο των φυσικών ηλεκτρομαγνητικών διαταραχών και των μηχανισμών από τους οποίους προήλθαν, όπως επίσης για τις μεταβολές στο χρόνο που σχετίζονται με αυτές τις διαταραχές. Μερικές μεταβολές μπορεί να εμφανίζονται μόνο σε μικρές περιοχές της φασματικής ζώνης. Δεν υπάρχει τρόπος να ερμηνεύσουμε σήμερα οποιεσδήποτε αλλαγές μεγάλου χρονικού διαστήματος που μπορεί να συνέβησαν, ή που μπορεί να συμβαίνουν, στο ηλεκτρομαγνητικό περιβάλλον της Γης. Οι απαραίτητες μετρήσεις για να παραχθούν τα δεδομένα για την ερμηνεία του φυσικού φασματικού υπόβαθρου για πολλές δεκαετίες δεν υπάρχουν. Για πρακτικούς σκοπούς, είναι απαραίτητο για αρκετά προβλήματα να γνωρίζουμε τα γενικά χαρακτηριστικά εντός των οποίων πρέπει να λειτουργούν τα συστήματα ή το πώς μπορούν να επιδράσουν σε συνιστώσες των συστημάτων, όπως επίσης απαραίτητη είναι και η γνώση πληροφοριών για τις μεταβολές που αναμένονται γύρω από τις μέσες παραμέτρους.

Η περιοχή των Arrival Heights στο Hut Point Peninsula του νησιού Ross στην Ανταρκτική (κοντά στο σταθμό McMurdo), έχει καθοριστεί να είναι η 2η Τοποθεσία Ειδικού Επιστημονικού Ενδιαφέροντος (2nd Site of Special Scientific Interest, SSSI) στην Ανταρκτική ήπειρο. Είναι η μόνη τέτοια SSSI στην Ανταρκτική η οποία είναι αφιερωμένη στις φυσικές επιστήμες, με σκοπό να διατηρηθεί το ηλεκτρομαγνητικό περιβάλλον ανεπηρέαστο από διαταραχές οφειλόμενες σε ανθρώπινη δραστηριότητα. Πρόσφατα, έχουν γίνει μετρήσεις στα Arrival Heights από τα Εργαστήρια Bell και το Πανεπιστήμιο Stanford, γύρω από τις διακυμάνσεις μαγνητικού πεδίου εκτεινόμενες σε μια ευρεία ζώνη συχνοτήτων. Το φάσμα συχνοτήτων που είναι διαθέσιμο για μελέτη στις ULF/ELF/VLF ζώνες παρέχει ένα μοναδικό σύνολο δεδομένων τα οποία είναι αναφορά των συνθηκών των μαγνητικών διακυμάνσεων στην επιφάνεια της Γης. Πραγματικά, τα Arrival Heights, όντας τοποθετημένα σε μια πολική περιοχή (γεωγραφικά και γεωμαγνητικά), μπορούν να έχουν ένα ηλεκτρομαγνητικό περιβάλλον το οποίο είναι μη αντιπροσωπευτικό για άλλες περιοχές στη Γη, όπου υπάρχει μια υψηλότερη πυκνότητα ανθρώπων και ανθρώπινης τεχνολογίας. Παρ' όλα αυτά, η ηλεκτρομαγνητική καθαρότητα της τοποθεσίας και η καλή ποιότητα δεδομένων παρέχουν πραγματικά πλεονεκτήματα για μακροπρόθεσμη παρακολούθηση του ηλεκτρομαγνητικού φυσικού περιβάλλοντος.

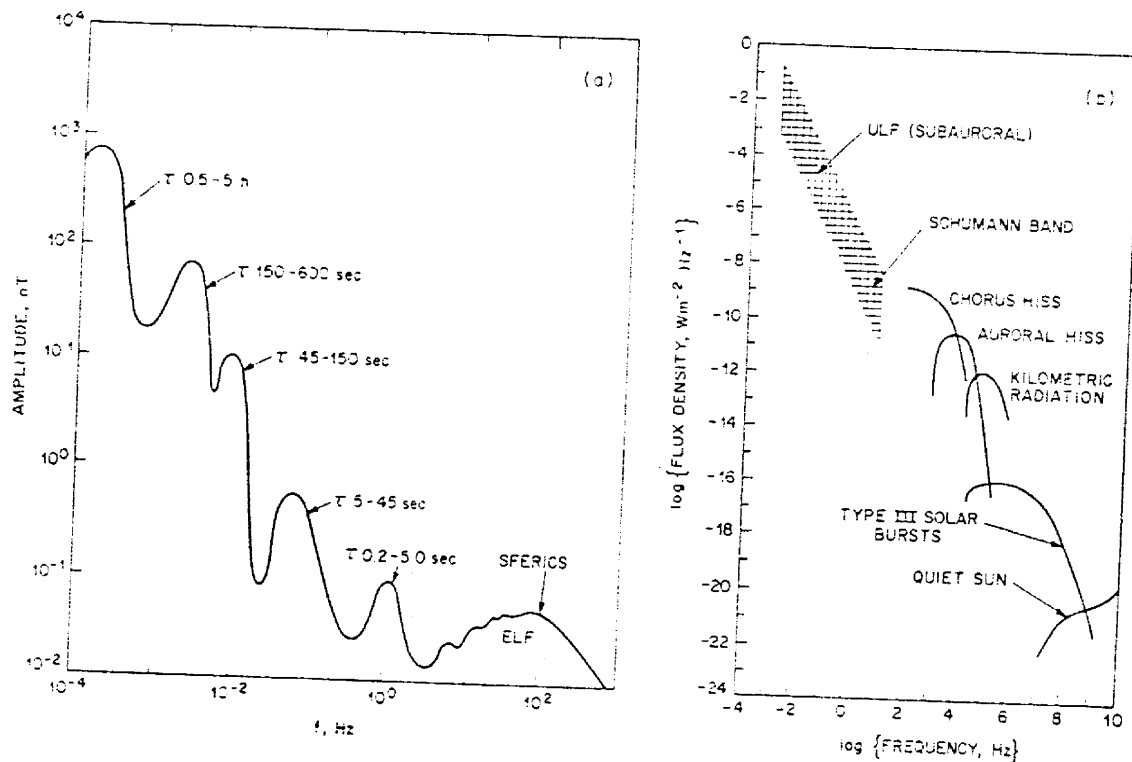
Σ' αυτό το κεφάλαιο θα παρουσιαστεί το φάσμα του πλάτους του μαγνητικού περιβάλλοντος όπως αυτό ήταν τον Ιούνιο του 1986 στα Arrival Heights στο φάσμα συχνοτήτων από 10^{-5} έως 10^5 Hz. Αν και υπάρχει ένα κενό στο φάσμα από 10^{-1} έως 10^1 Hz, θεωρούμε ότι το φάσμα των μαγνητικών διακυμάνσεων που προέκυψε από δεδομένα που αποκτήθηκαν ταυτόχρονα με δύο όργανα, καλύπτει το ευρύτερο φάσμα συχνοτήτων μέχρι σήμερα. Στο σχήμα 2.8.1 βλέπουμε δύο φάσματα στα οποία γίνονται συχνά αναφορές όταν απαιτούνται πληροφορίες για διαφόρους σκοπούς σε σχέση με το υπόβαθρο ηλεκτρομαγνητικό πεδίο στην επιφάνεια της Γης. Το σχήμα 2.8.1α υιοθετήθηκε από την εργασία του Campbell (1967) και είχε σκοπό να δείξει τις προσθήκες στο πλάτος του υπόβαθρου φάσματος διαφόρων τύπων πλάσματος και ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων στον περιβάλλοντα χώρο της Γης. Η σύνοψη του σχήματος 2.8.1b υιοθετήθηκε από τον Lanzerotti (1978) και είχε κατασκευαστεί τότε για να παρέχει μια πρόβλεψη για το μαγνητικό φάσμα ισχύος (το τετράγωνο του φάσματος πλάτους) γύρω από ένα ευρύ φάσμα συχνοτήτων, όπου τα φασματικά πλάτη στις χαμηλότερες συχνότητες πάρθηκαν ως αντιπροσωπευτικά των γεωμαγνητικών συνθηκών σε μέσα γεωγραφικά πλάτη.

Και τα δύο φάσματα που παρουσιάζονται στο σχήμα 2.8.1 φτιάχτηκαν από δεδομένα που περιέχονται σε εργασίες που εκδόθηκαν από πολλούς συγγραφείς. Η παλαιότερη βιβλιογραφία περιέχει εργασίες όπως αυτές των Campbell (1977), Wertz and Campbell (1976), Davidson (1964), Sen (1970), Hirasawa and Nagata (1966). Όλες οι παραπάνω επικεντρώνονται στην υδρομαγνητική περιοχή συχνοτήτων (≤ 0.1 Hz), ενώ αυτή των Larsen and Egeland (1968) και αυτή του Bliokh (1980) επικεντρώνονται στην ELF ζώνη. Φάσμα μαγνητικών διακυμάνσεων της τάξης από μερικές ημέρες μέχρι και αρκετά χρόνια υπολογίστηκε από τον Currie (1966).

Για τη μελέτη αυτού του κεφαλαίου τα δεδομένα του φάσματος των χαμηλότερων συχνοτήτων (≤ 0.1 Hz) αποκτήθηκαν με ένα τριαξονικό, μαγνητόμετρο ροής, συνδεδεμένο σε ένα σύστημα ψηφιακής καταγραφής δεδομένων. Τα αναλογικά σήματα από τους τρεις άξονες του μαγνητόμετρου πολυπλέχθηκαν, δειγματοληπτήθηκαν με συχνότητα δειγματοληψίας 1Hz από ένα 15bit ADC, και γράφτηκαν σε μορφή συμβατή με τους ηλεκτρονικούς υπολογιστές σε μαγνητική ταινία. Η εγκατάσταση των οργάνων είναι παρόμοια με αυτή που περιγράφηκε από τον Lanzerotti (1982). Οι γεωμαγνητικές διακυμάνσεις στη διεύθυνση βορρά – νότου (H – συνιστώσα), χρησιμοποιήθηκαν για τον υπολογισμό του φάσματος που παρουσιάζεται στην επόμενη παράγραφο. Το φάσμα που υπολογίστηκε από τα δεδομένα της διεύθυνσης ανατολής – δύσης (D – συνιστώσα) δεν είναι ουσιαστικά διαφορετικό. Γενικά, τα πλάτη φασμάτων της κατακόρυφης συνιστώσας (Z) τείνουν να είναι κάπως μικρότερα. Το φάσμα ισχύος υπολογίστηκε με τη βοήθεια γρήγορων μετασχηματισμών Fourier αφού πρώτα εφαρμόσαμε τέσσερα ορθογώνια ωοειδή και σφαιροειδή παράθυρα δεδομένων στα δεδομένα στο πεδίο του χρόνου (Thomson 1984, 1990).

Τα δεδομένα των υψηλότερων συχνοτήτων αποκτήθηκαν σαν μέρος του προγράμματος παρακολούθησης ELF/VLF ραδιοθορύβου του Πανεπιστημίου Stanford. Στο πρόγραμμα αυτό οι μετρήσεις πάρθηκαν σε οκτώ διαφορετικά μέρη ανά τον κόσμο, περιλαμβανομένου και του σταθμού στα Arrival Heights (Fraser – Smith and Helliwell 1985, Fraser – Smith 1988). Ένα μετρητικό σύστημα

αποτελείται από δύο διπλών καναλιών δέκτες, καθένα με το δικό του ζευγάρι διασταυρωμένων βρογγοκεραίων (Ανατολή – Δύση, Βορράς – Νότος). Ένας από τους δέκτες έχει μια ανταπόκριση καλύπτοντας το φάσμα συχνοτήτων από 10 έως 500 Hz



και ο άλλος καλύπτει το φάσμα από τα 200 έως τα 32000 Hz.

Σχήμα 2.8.1 : Σχηματικό φάσμα μαγνητικού πεδίου βασισμένο σε διαφορετικές πηγές δεδομένων κατά μήκος της ζώνης συχνοτήτων και συχνά αναφερόμενη σαν αντιπροσωπευτική της φυσικής κατάστασης στη Γη. Το φάσμα πλάτους (α) υιοθετήθηκε από τον Campbell (1967) ενώ το φάσμα ισχύος (β) από τον Lanzerotti (1978).

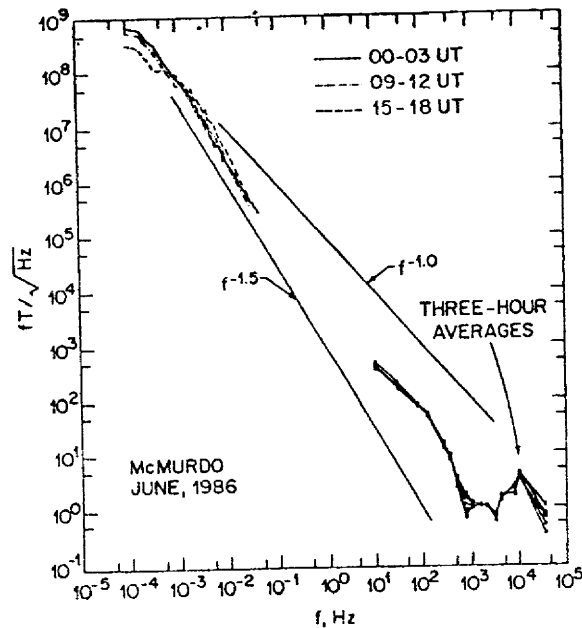
Ένα σύνολο από στενής ζώνης (5% εύρος ζώνης) διπλά ζωνοδιαβατά φίλτρα και rms ανιχνευτές χρησιμοποιούνται για την παρακολούθηση του θορύβου που είναι παρών στις 16 επιλεγμένες συχνότητες που κατανεμήθηκαν σχεδόν ομοιόμορφα με λογαριθμικό τρόπο δια μέσω του συνολικού εύρους συχνοτήτων λειτουργίας. Υπάρχουν δύο αναλογικές έξοδοι αποτελούμενες από τα Βορρά – Νότου και Ανατολής – Δύσης ανιχνευμένα σήματα θορύβου για καθεμία από τις 16 στενής ζώνης συχνότητες. Αυτές οι έξοδοι δειγματοληπτούνται με ένα ρυθμό 10 sec^{-1} από ένα 14bit ADC και τα ψηφιακά δείγματα στέλνονται στον υπολογιστή που ελέγχει όλο το μετρητικό σύστημα. Το ολικό πλάτος του rms θορύβου υπολογίζεται για καθεμία από τις 16 ζώνες συχνοτήτων παίρνοντας την τετραγωνική ρίζα του αθροίσματος των τετραγώνων των ψηφιοποιημένων δεδομένων στενής ζώνης Βορρά – Νότου και Ανατολής – Δύσης. Στο τέλος κάθε λεπτού το πρόγραμμα του υπολογιστή υπολογίζει επίσης τα μέσα, τα rms, τα μέγιστα και τα ελάχιστα πλάτη θορύβου από τις 600 μετρήσεις πλατών που πάρθηκαν κατά τη διάρκεια αυτού του

λεπτού, και αποθηκεύει τα αποτελέσματα σε μαγνητική ταινία για την ανάλυσή τους. Οι μετρήσεις θορύβου που χρησιμοποιούνται σ' αυτό το κεφάλαιο προέρχονται από αυτούς τους ανά λεπτό μέσους όρους.

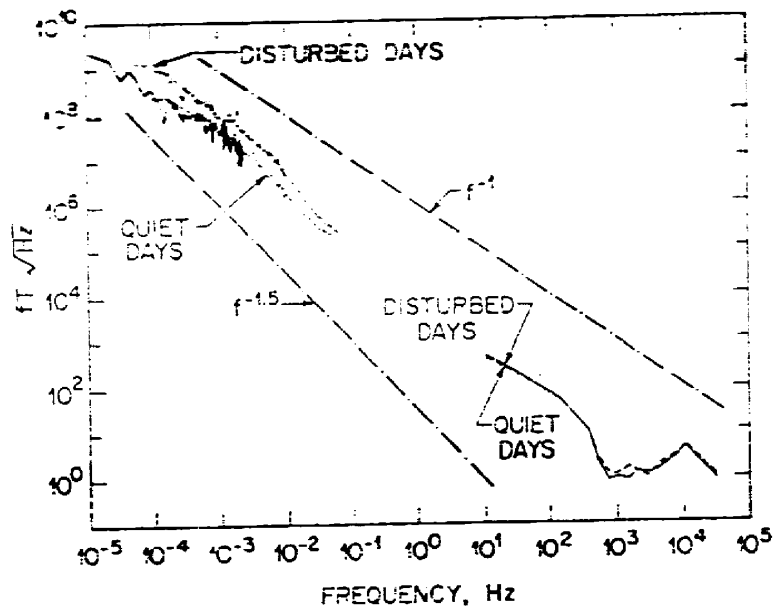
2.8.2 Αποτελέσματα.

Στο σχήμα 2.8.2 φαίνονται τα μηνιαία μέσα φάσματα πλάτους για ορισμένα τρίωρα χρονικά παράθυρα του Ιουνίου του 1986. Στο McMurdo (Arrival Heights) η μαγνητική τοπική ώρα είναι (LT) \approx UT \sim 7 ώρες. Στη ULF ζώνη, το φάσμα είναι χαμηλότερο κατά τη διάρκεια της τοπικής νύχτας απ' ό τι κατά τη διάρκεια των ημερήσιων ωρών. Το φάσμα στις ELF/VLF ζώνες δεν έχουν ουσιαστικά καμία μεταβολή στο χρόνο όταν παρατηρούνται σαν μηνιαίες μέσες τιμές.

Στο φάσμα από 10^{-4} έως $5 \cdot 10^4$ Hz τα δύο φάσματα πλάτους ($fT/\sqrt{\text{Hz}}$) βρίσκονται ανάμεσα σε γραμμές που σχεδιάστηκαν σαν $f^{-1.5}$ και f^{-1} . Το φάσμα εξαρτάται από τη συχνότητα με περίπου $f^{-1.25}$, με μια αναστροφή στο φάσμα να παρουσιάζεται στα $3 \cdot 10^3$ Hz.



Σχήμα 2.8.2 : Μηνιαίοι μέσοι όροι τρίωρων φασμάτων πλάτους για διακυμάνσεις μαγνητικού πεδίου για διαφορετικά τρίωρα χρονικά παράθυρα τον Ιούνιο του 1986.



Σχήμα 2.8.3 : Ημερήσιοι μέσοι όροι φάσματος πλάτους για διακυμάνσεις μαγνητικού πεδίου για τρεις γεωμαγνητικά ήρεμες και τρεις γεωμαγνητικά διαταραγμένες ημέρες.

Στο σχήμα 2.8.3 φαίνονται οι ημερήσιοι μέσοι όροι για το φάσμα πλάτους ταξινομημένο για τις τρεις πιο διαταραγμένες γεωμαγνητικά ημέρες και τις τρεις πιο ήρεμες γεωμαγνητικά ημέρες του Ιουνίου του 1986. Οι ήρεμες (διαταραγμένες) ημέρες αντιστοιχούν στα χαμηλότερα (υψηλότερα) ίχνη στη ULF ζώνη. Μια μικρή διαφορά χωρίς ιδιαίτερη σημασία παρουσιάζεται στις ELF/VLF ζώνες όταν τα δεδομένα ταξινομούνται μ' αυτό τον τρόπο.

Συνοψίζοντας το φάσμα του σχήματος 2.8.2, το φάσμα πλάτους ($fT/\sqrt{\text{Hz}}$) στη ζώνη από 10^{-5} έως $5 \cdot 10^4$ Hz πέφτει με τη συχνότητα με έναν ισχυρό νόμο εξάρτησης που κυμαίνεται από $f^{1.5}$ μέχρι f^1 , με μια μέση τιμή $f^{1.25}$. Υπάρχουν κάποιες ενδείξεις για μια μείωση στο φασματικό εκθέτη κάτω από το 10^{-4} Hz. Στη ζώνη ELF/VLF το φάσμα πέφτει στα 10^3 Hz και ανέρχεται στα $5 \cdot 10^3$ Hz. Αυτή η μείωση του φάσματος γύρω από αυτή τη συχνότητα είναι ένα φαινόμενο διάδοσης και σχετίζεται με μια συχνότητα αποκοπής στον κυματοδηγό Γης – ιονόσφαιρας.

2.8.3 Συζήτηση αποτελεσμάτων.

Το φάσμα πλάτους των φυσικών διακυμάνσεων του μαγνητικού πεδίου που μετρήθηκε τον Ιούνιο του 1986 σε ένα ηλεκτρομαγνητικά ήρεμο μέρος στις γεωγραφικά και γεωμαγνητικά βόρειες πολικές περιοχές, έχει μια εξάρτηση από τη συχνότητα μεταβαλλόμενη με ρυθμό $f^{-1.25}$ γύρω από την περιοχή συχνοτήτων από 10^{-5} έως 10^5 Hz. Υπάρχει μια ημερήσια και γεωμαγνητικά ήρεμη / διαταραγμένη

εξάρτηση στο φάσμα στη ULF (10^{-5} με 10^{-1} Hz) ζώνη. Τέτοιες εξαρτήσεις δεν είναι πολύ προφανείς στις ζώνες ELF/VLF ($> 10^{-1}$ Hz). Η ημερήσια εξάρτηση της ULF ζώνης απαιτεί επιπλέον έρευνα, ειδικά σε ότι αφορά τις διαδικασίες που σχετίζονται με πολικό πλάσμα.

Μελλοντικές εργασίες θα πρέπει να ερευνήσουν την συλλογή των δεδομένων και τον υπολογισμό του φάσματος του μαγνητικού πεδίου από άλλα μέρη ανά τον κόσμο. Επίσης, η ενσωμάτωση των φασμάτων μεγάλων χρονικών διαστημάτων από ένα όργανο έρευνας για να καλυφτεί το φάσμα της ζώνης 10^{-1} με 10^1 Hz θα ήταν χρήσιμη. Επιπλέον, παρόμοιες μελέτες πρέπει να γίνουν για άλλες εποχές και άλλους χρόνους στο McMurdo για να εξεταστούν πιθανές τάσεις για αλλαγές στάθμης του συνολικού φάσματος είτε οφείλονται σε φυσικές διαδικασίες (π.χ. πρόκληση από τον ήλιο), είτε σε πιθανή αύξηση της ανθρώπινης βιομηχανικής δραστηριότητας.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3

ΜΕΘΟΔΟΣ ΕΠΕΞΕΡΓΑΣΙΑΣ ΔΕΔΟΜΕΝΩΝ

3.1 ΕΝΤΡΟΠΙΑ ΠΛΗΡΟΦΟΡΙΑΣ

3.1.1 Εισαγωγή.

Η εντροπία είναι ένας αριθμός που προσάπτεται σε ένα διαμερισμό. Για να ορίσουμε, λοιπόν, την εντροπία μιας ΤΜ(Τυχαίας Μεταβλητής), πρέπει να σχηματίσουμε ένα κατάλληλο διαμερισμό. Αυτό είναι απλό, αν η ΤΜ είναι διάκριτη. Ωστόσο για συνεχείς ΤΜ, αυτό μπορεί να γίνει μόνο έμμεσα.

3.1.2 Διάκριτες Τυχαίες Μεταβλητές.

Υποθέτουμε ότι η x είναι μια ΤΜ, που παίρνει τις τιμές x_i με :

$$\underline{P\{x = x_i\} = p_i}$$

Τα ενδεχόμενα $\{x = x_i\}$ είναι ασυμβίβαστα και η ένωση τους είναι το βέβαιο ενδεχόμενο. Συνεπώς σχηματίζουν ένα διαμερισμό. Αυτός ο διαμερισμός συμβολίζεται με U_x και καλείται διαμερισμός του x .

Ορισμός. Η εντροπία $H(x)$ μιας διακριτής ΤΜ x είναι η εντροπία $H(U_x)$ του διαμερισμού της U_x :

$$H(x) = H(U_x) = -\sum_i p_i \ln p_i$$

(3.1.1)

3.1.3 Συνεχείς ΤΜ.

Η εντροπία μιας συνεχούς ΤΜ δεν μπορεί να καθοριστεί, γιατί τα ενδεχόμενα $\{x = x_i\}$ δεν σχηματίζουν διαμερισμό (δεν είναι αριθμήσιμα). Για να ορίσουμε την $H(x)$, σχηματίζουμε πρώτα την διακριτή ΤΜ x_δ που λαμβάνεται με στρογγυλοποίηση της x όπως στο Σχ. 3.1.1:

$$\underline{x_\delta} = n\delta \text{ εάν } n\delta - \delta < x \leq n\delta \quad (3.1.2)$$

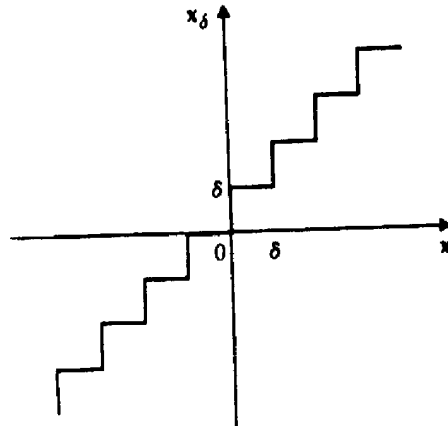
Προφανώς,

$$P\{x_\delta = n\delta\} = P\{n\delta - \delta \leq x \leq n\delta\} = \int_{n\delta - \delta}^{n\delta} f(x) dx = \delta \bar{f}(n\delta)$$

Όπου:

$$\bar{f}(n\delta)$$

είναι ένας αριθμός μεταξύ του μέγιστου και του ελαχίστου της $f(x)$ στο διάστημα $(n\delta - \delta, n\delta)$. Εφαρμόζοντας την (3.1.1) στην ΤΜ x_δ , έχουμε :



ΣΧΗΜΑ 3.1.1

$$H(x_\delta) = - \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta \bar{f}(n\delta) \ln[\delta \bar{f}(n\delta)]$$

Και αφού

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta \bar{f}(n\delta) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x) dx = 1$$

Συμπεραίνουμε ότι

$$H(x_\delta) = -\ln \delta - \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta \bar{f}(n\delta) \ln[\delta \bar{f}(n\delta)]$$

(3.1.3)

Καθώς $\delta \rightarrow 0$, η ΤΜ x_δ τείνει στο x . Ωστόσο, η εντροπία $H(x_\delta)$ τείνει στο ∞ γιατί $-\ln \delta \rightarrow \infty$. Γι' αυτό το λόγο, ορίζουμε την εντροπία $H(x)$ της x , όχι ως το όριο της $H(x_\delta)$, αλλά ως το όριο του αθροίσματος $H(x_\delta) + \ln \delta$, καθώς $\delta \rightarrow 0$.

Αυτό δίνει

$$H(x_\delta) + \ln \delta \xrightarrow{\delta \rightarrow 0} - \int_{-\infty}^{\infty} f(x) \ln f(x) dx$$

(3.1.4)

Ορισμός. Η εντροπία μιας συνεχούς ΤΜ x είναι εξ ορισμού το ολοκλήρωμα:

$$H(x) = - \int_{-\infty}^{\infty} f(x) \ln f(x) dx$$

(3.1.5)

Το ολοκλήρωμα εκτείνεται μόνο στην περιοχή όπου $f(x) \neq 0$, γιατί $f(x) \ln f(x) = 0$, αν $f(x) = 0$.

Σημείωση 1 : Αν η x είναι ομογενής στο διάστημα $(0, a)$, τότε:

$$H(x) = -(1/a) \int_0^a \ln(1/a) dx = \ln a$$

(3.1.6)

Παρατηρήσεις :

- Η εντροπία $H(x_\delta)$ της x_δ είναι ένα μέτρο της αβεβαιότητας μας για την ΤΜ x που στρογγυλοποιείται στο πλησιέστερο $n\delta$. Αν το δ είναι μικρό, η αβεβαιότητα που προκύπτει είναι μεγάλη και τείνει στο ∞ καθώς $\delta \rightarrow 0$. Αυτό το συμπέρασμα βασίζεται στην υπόθεση ότι η x μπορεί να παρατηρηθεί τέλεια. Δηλαδή, οι διάφορες τιμές της μπορούν να αναγνωριστούν ως διακριτές, άσχετα με το πόσο κοντά είναι. Σε ένα φυσικό πείραμα, ωστόσο, η υπόθεση αυτή δεν είναι πραγματική. Οι τιμές του x που διαφέρουν

ελάχιστα δεν μπορούν πάντοτε να αντιμετωπισθούν ως διακριτές (για παράδειγμα, θόρυβος ή σφάλμα στρογγυλοποίησης). Η παρουσία του όρου $\ln d$ στη (3.1.4) είναι, κατά μια έννοια, αναγνώριση αυτής της ασάφειας.

- Όπως στην περίπτωση των αυθαίρετων διαμερισμών, η εντροπία μιας διάκριτης TM x είναι θετική και χρησιμοποιείται σαν μέτρο της αβεβαιότητας για το x . Ωστόσο, αυτό δεν ισχύει για συνεχείς TM. Η εντροπία τους μπορεί να πάρει οποιαδήποτε τιμή από $-\infty$ σε ∞ και χρησιμοποιείται για την μόνο μεταβολών της αβεβαιότητας. Οι διάφορες ιδιότητες των διαμερισμών επίσης εφαρμόζονται στις συνεχείς TM, αν, όπως γίνεται συνήθως, εμπλέκουν μόνο διαφορές εντροπιών.

3.1.4 Η εντροπία ως προσδοκώμενη τιμή.

Το ολοκλήρωμα στην (3.1.5) είναι η προσδοκώμενη τιμή της TM $y = -\ln f(x)$, που λαμβάνεται μέσω του μετασχηματισμού $g(x) = -\ln f(x)$:

$$H(x) = E\{-\ln f(x)\} = -\int_{-\infty}^{\infty} f(x) \ln f(x) dx$$

(3.1.7)

Παρόμοια, το άθροισμα στην (3.1.1) μπορεί να γραφεί ως προσδοκώμενη τιμή της TM $-\ln p(x)$:

$$H(x) = E\{-\ln p(x)\} = -\sum_i p_i \ln p_i$$

(3.1.8)

Όπου τώρα $p(x)$ είναι μια συνάρτηση που ορίζεται μόνο για $x = x_i$ και τέτοια, ώστε $p(x_i) = p_i$.

Σημείωση 2: Εάν:

$$f(x) = ce^{-cx} U(x) \quad \text{τότε} \quad E\{-\ln f(x)\} = E\{cx - \ln c\}$$

αφού $E\{cx\} = 1$, αυτό δίνει:

$$H(x) = 1 - \ln c = \ln(e/c) \quad (3.1.9)$$

Σημείωση 3: Εάν:

$$f(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(x-n)^2}{2\sigma^2}}$$

τότε:

$$E\{-\ln f(x)\} = \ln \sigma \sqrt{2\pi} + \left\{ \frac{(x-n)^2}{2\sigma^2} \right\} = n\sigma \sqrt{2\pi} + \frac{\sigma^2}{2\sigma^2}$$

Έτσι, η εντροπία μιας κανονικής ΤΜ ισούται με

$$H(x) = \ln \sigma \sqrt{2\pi e}$$

(3.1.10)

3.1.5 Εντροπία από κοινού.

Υποθέτουμε ότι οι x και y είναι δύο διακριτές ΤΜ που παίρνουν τις τιμές x_i και y_i αντίστοιχα με

$$P\{x = x_i, y = y_i\} = p_{ij}$$

Η από κοινού εντροπία τους, που συμβολίζεται με $H(x, y)$ είναι εξ ορισμού η εντροπία του γινομένου των αντιστοίχων διαμερισμών τους. Προφανώς, τα στοιχεία του $U_x \cdot U_y$ είναι τα ενδεχόμενα $\{x = x_i, y = y_i\}$. Άρα

$$H(x, y) = H(U_x \cdot U_y) = -\sum_{ij} p_{ij} \ln p_{ij}$$

Τα παραπάνω μπορούν να γραφούν σαν προσδοκώμενη τιμή:

$$H(x, y) = E\{-\ln p(x, y)\}$$

Όπου $p(x, y)$ είναι μια συνάρτηση, που ορίζεται μόνο για $x = x_i$ και $y = y_i$ και τέτοια ώστε $P\{x_i, y_i\} = p_{ij}$.

Η από κοινού εντροπία $H(x, y)$ δύο συνεχών ΤΜ x και y ορίζεται σαν το όριο του αθροίσματος:

$$H(x_\delta, y_\delta) + 2 \ln \delta$$

Όπου x_δ και y_δ είναι η κλιμακωτή τους προσέγγιση. Με το σκεπτικό της (3.1.4), παίρνουμε

$$H(x, y) = -\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) \ln f(x, y) dx dy = E\{-\ln f(x, y)\}$$

(3.1.11)

Σημείωση 4: Δύο ΤΜ x και y είναι από κοινού κανονικές αν:

$$f(x, y) = A \exp \left\{ -\frac{1}{2(1-r^2)} \left[\frac{(x-n_1)^2}{\sigma_1^2} - 2r \frac{(x-n_1)(y-n_2)}{\sigma_1 \sigma_2} + \frac{(y-n_2)^2}{\sigma_2^2} \right] \right\}$$

*Η παραπάνω εξίσωση είναι θετική και το ολοκλήρωμα της εξισώνεται με 1 αν:

$$A = \frac{1}{2\pi \sigma_1 \sigma_2 \sqrt{1-r^2}} \quad |r| < 1$$

Αν οι ΤΜ x και y είναι από κοινού κανονικές τότε σύμφωνα με τα παραπάνω

$$\ln f(x, y) = \left\{ -\frac{1}{2(1-r^2)} \left[\frac{(x-n_1)^2}{\sigma_1^2} - 2r \frac{(x-n_1)(y-n_2)}{\sigma_1 \sigma_2} + \frac{(y-n_2)^2}{\sigma_2^2} \right] \right\} - \ln 2\pi \sigma_1 \sigma_2 \sqrt{1-r^2}$$

Στην περίπτωση αυτή:

$$E \left\{ \left[\frac{(x-n_1)^2}{\sigma_1^2} - 2r \frac{(x-n_1)(y-n_2)}{\sigma_1 \sigma_2} + \frac{(y-n_2)^2}{\sigma_2^2} \right] \right\} = 1 - 2r^2 + 1$$

Άρα:

$$E\{-\ln f(x, y)\} = 1 + \ln 2\pi \sigma_1 \sigma_2 \sqrt{1-r^2}$$

Από τα παραπάνω και την (3.1.11) προκύπτει ότι η από κοινού εντροπία δύο από κοινού κανονικών ΤΜ ισούται με:

$$H(x, y) = \ln 2\pi e \sqrt{\Delta}$$

(3.1.12)

Όπου:

$$\Delta = \mu_{11}\mu_{22} - \mu_{12}^2 \quad \mu_{11} = \sigma_1^2 \quad \mu_{22} = \sigma_2^2 \quad \mu_{12} = \Gamma\sigma_1\sigma_2$$

3.1.6 Εντροπία υπό όρους.

Θεωρούμε δύο διακριτές ΤΜ x και y που παίρνουν τις τιμές x_i και y_j με:

$$\underline{P\{x = x_i | y = y_j\} = \pi_{ji} = p_{ji} / p_j}$$

Η εντροπία υπό όρους $H(x | y_j)$ της x υποθέτοντας ότι $y = y_j$, είναι εξ ορισμού η εντροπία υπό όρους του διαμερισμού U_x της x υποθέτοντας το $\{y = y_j\}$. Από τα παραπάνω και την $H(x|y) \leq H(x)$ προκύπτει ότι:

$$H(x | y_j) = -\sum_i \pi_{ji} \ln \pi_{ji} \quad (3.1.13)$$

Η εντροπία υπό όρους $H(x | y)$ της x , υποθέτοντας το y , είναι η εντροπία υπό όρους του U_x , υποθέτοντας το U_y . Έτσι:

$$H(x | y) = -\sum_j p_j H(x | y_j) = -\sum_{i,j} p_{ji} \ln \pi_{ji} \quad (3.1.14)$$

Για συνεχείς ΤΜ οι αντίστοιχες έννοιες ορίζονται παρόμοια:

$$H(x | y) = -\int_{-\infty}^{\infty} f(x | y) \ln f(x | y) dx \quad (3.1.15)$$

$$H(x, y) = -\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) \ln f(x, y) dx dy = E\{-\ln f(x, y)\} \quad (3.1.16)$$

Τα παραπάνω ολοκληρώματα μπορούν να γραφούν ως προσδοκώμενες τιμές $[E\{E\{g(x, y) | x\}\} = E\{g(x, y)\}]$:

$$H(\mathbf{x}, \mathbf{y}) = E\{-\ln f(\mathbf{x} | \mathbf{y}) | \mathbf{y} = \mathbf{y}\} \quad (3.1.17)$$

$$H(\mathbf{x} | \mathbf{y}) = E\{-\ln f(\mathbf{x} | \mathbf{y})\} = E\{E\{-\ln f(\mathbf{x} | \mathbf{y}) | \mathbf{y}\}\} \quad (3.1.18)$$

Η διάκριτη περίπτωση οδηγεί σε παρόμοιες εκφράσεις (Papoulis 1991).

3.1.7 Ιδιότητες -Θεωρήματα εντροπίας και Μετασχηματισμοί των TM.

Οι ιδιότητες της εντροπίας για αυθαίρετους διαμερισμούς ισχύουν προφανώς για την εντροπία διακριτών TM και μπορούν να καθοριστούν απλά ως κατάλληλα όρια για συνεχείς TM.

ΙΔΙΟΤΗΤΑ: Αν οι x και y είναι δύο TM με αντίστοιχες πυκνότητες $a(x)$ και $b(y)$, τότε:

$$E\{\ln a(x)\} \geq E\{\ln b(x)\} \quad (3.1.19)$$

Η ισότητα ισχύει, αν και μόνο αν $a(x) = b(x)$

Η σχέση (3.1.19) μπορεί να επεκταθεί εύκολα για n - διάστατες πυκνότητες. Για παράδειγμα, αν $a(x, y)$ και $b(z, w)$ είναι από κοινού πυκνότητες των TM x, y και z, w αντιστοίχως, τότε:

$$E\{\ln a(x, y)\} \geq E\{\ln b(x, y)\} \quad (3.1.20)$$

ΘΕΩΡΗΜΑ 1: $H(x) + H(y) \geq H(x, y)$ (3.1.21)

ΘΕΩΡΗΜΑ 2: $H(x, y) = H(x, | y) + H(y) = H(y, | x) + H(x)$ (3.1.22)

ΠΟΡΙΣΜΑ: Συγκρίνοντας τις (3.1.21) και (3.1.22) συμπεραίνουμε ότι:

$$H(x) \geq H(x | y) \quad (3.1.23)$$

ΜΕΤΑΣΧΗΜΑΤΙΣΜΟΙ ΤΩΝ TM: Θα συγκρίνουμε την εντροπία των TM x και $y = g(x)$.

- **Διάκριτη TM.** Αν η TM x είναι διακριτή, τότε:

$$H(x) \geq H(y) \quad (3.1.24)$$

Με την ισότητα να ισχύει, αν και μόνο αν ο μετασχηματισμός $y = g(x)$ έχει έναν μοναδικό αντίστροφο.

- **Συνεχής TM.** Αν η TM είναι συνεχής, τότε:

$$E\{\ln |g'(x)|\} + H(x) \geq H(y) \quad (3.1.25)$$

Με την ισότητα να ισχύει, αν και μόνο αν ο μετασχηματισμός $y = g(x)$ έχει έναν μοναδικό αντίστροφο.

- **Πολλές TM.** Τεκμηριώνοντας όπως στην (3.1.25), μπορούμε όμοια να δείξουμε ότι, αν

$$y_i = g_i(x_1, \dots, x_n) \quad i = 1, \dots, n$$

είναι n συναρτήσεις των ΤΜ x_i , τότε:

$$H(x_1, \dots, x_n) + E \{ \ln |J(x_1, \dots, x_n)| \} \geq H(y_1, \dots, y_n) \quad (3.1.26)$$

Όπου $J(x_1, \dots, x_n)$ είναι η ιακωβιανή του παραπάνω μετασχηματισμού.

Η ισότητα ισχύει, αν και μόνο αν ο μετασχηματισμός έχει έναν μοναδικό αντίστροφο.

Γραμμικοί Μετασχηματισμοί. Υποθέτουμε ότι

$$y_i = a_{i1} x_1 + \dots + a_{in} x_n$$

Συμβολίζοντας με Δ την διακρίνουσα των συντελεστών, συμπεραίνουμε από την (3.1.26) ότι, αν $\Delta \neq 0$ τότε:

$$H(y_1, \dots, y_n) = H(x_1, \dots, x_n) + \ln |\Delta| \quad (3.1.27)$$

Γιατί ο μετασχηματισμός έχει έναν μοναδικό αντίστροφο και η Δ δεν εξαρτάται από το x_i .

3.1.8 Εντροπία υπό όρους.

Η εντροπία υπό όρους τάξης m :

$$H(x_n | x_{n-1}, \dots, x_{n-m})$$

μιας διαδικασίας x_n είναι η αβεβαιότητα για το παρόν της με την υπόθεση ότι έχουν παρατηρηθεί οι περισσότεροι πρόσφατες m τιμές της. Επεκτείνοντας την (3.1.23) μπορούμε να δείξουμε εύκολα ότι:

$$H(x_n | x_{n-1}, \dots, x_{n-m-1}) \geq H(x_n | x_{n-1}, \dots, x_{n-m}) \quad (3.1.28)$$

Έτσι, η παραπάνω εντροπία υπό όρους είναι μία φθίνουσα συνάρτηση του m . Επομένως αν είναι κάτω φραγμένη, τείνει σ' ένα όριο. Αυτό συμβαίνει βέβαια, αν οι ΤΜ x_n είναι διακριτές, γιατί τότε όλες οι εντροπίες είναι θετικές. Το όριο θα συμβολίζεται με $H_c(x)$ και θα καλείται εντροπία υπό όρους της διαδικασίας x_n :

$$H_c(x) = \lim_{m \rightarrow \infty} H(x_n | x_{n-1}, \dots, x_{n-m}) \quad (3.1.29)$$

Η συνάρτηση $H_c(x)$ είναι ένα μέτρο της αβεβαιότητας μας για το παρόν της x_n με την υπόθεση ότι παρατηρείται όλο το παρελθόν της.

Ειδικές περιπτώσεις:

(α) Αν η x_n είναι αυστηρώς λευκή, τότε:

$$\underline{H_c(x) = H(x)}$$

(β) Αν η είναι διαδικασία Markoff, τότε:

$$\underline{H(x_n | x_{n-1}, \dots, x_{n-m}) = H(x_n | x_{n-1})}$$

Αφού η x_n είναι μια στάσιμη διαδικασία, το παραπάνω είναι ίσο με $H(x_2|x_1)$.

Άρα,

$$\underline{H(x) = H(x_2 | x_1) = H(x_2, x_1) - H(x)} \quad (3.1.30)$$

Αυτό δείχνει ότι, αν παρατηρείται η x_{n-1} , τότε το παρελθόν δεν έχει κανένα αποτέλεσμα στην αβεβαιότητα του παρόντος.

3.1.9 Ταχύτητα εντροπίας.

Ο λόγος $H(x_1 \dots x_m) / m$ είναι η μέση αβεβαιότητα ανά δείγμα σε ένα τμήμα από m διαδοχικά δείγματα. Το όριο αυτού του μέσου όρου, καθώς $m \rightarrow \infty$

συμβολίζεται με:

και καλείται ταχύτητα εντροπίας της διαδικασίας x_n :

$$\overline{H}(x)$$

$$\overline{H}(x) = \lim_{m \rightarrow \infty} \frac{1}{m} H(x_1, \dots, x_m)$$

(3.1.31)

Αν η x_n είναι αυστηρώς λευκή, τότε:

$$\overline{H}(x) = H(x) = H_c(x)$$

Αν η x_n είναι Markoff τότε :

$$\overline{H}(x) = H(x_1, x_2) - H(x) = H_c(x)$$

(3.1.32)

Έτσι και στις δύο περιπτώσεις, το όριο στην (3.1.31) υπάρχει και ισούται με $H_c(x)$.

ΘΕΩΡΗΜΑ : Η ταχύτητα εντροπίας μιας διαδικασίας x_n ισούται με την εντροπία υπό όρους:

$$\overline{H}(x) = H_c(x)$$

(3.1.33)

Κανονικές διαδικασίες: Θα δείξουμε ότι, αν η x_n είναι κανονική διαδικασία με φάσμα ισχύος $S(\omega)$ τότε:

$$\bar{H}(x) = \ln\sqrt{2\pi e} + \frac{1}{4\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \ln S(\omega) d\omega$$

(3.1.34)

3.1.10 Ταχύτητα εντροπίας - απόκριση συστήματος.

Η ταχύτητα εντροπίας :

$$\bar{H}(y)$$

της εξόδου y_n ενός γραμμικού συστήματος $L(z)$ δίνεται από:

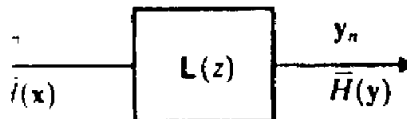
$$\bar{H}(y) = \bar{H}(x) + \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \ln |L(e^{i\omega})|^2$$

(3.1.35)

όπου:

$$\bar{H}(x)$$

είναι η ταχύτητα εντροπίας της εισόδου x_n (Σχ.3.1.2).



ΣΧΗΜΑ 3.1.2

3.2 ΑΜΟΙΒΑΙΑ ΠΛΗΡΟΦΟΡΙΑ & ΑΝΑΛΥΣΗ ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΩΝ ΔΕΔΟΜΕΝΩΝ.

3.2.1 Αμοιβαία πληροφορία.

Οδηγούμενοι από την:

$$I(x, y) = H(x) + H(y) - H(x, y)$$

θα καλούμε τη παρακάτω συνάρτηση αμοιβαία πληροφορία των ΤΜ x και y.

$$I(x, y) = H(x) + H(y) - H(x, y) \quad (3.2.1)$$

Από τις (3.1.7) και (3.1.11) προκύπτει ότι η I(x, y) μπορεί να γραφεί ως προσδοκώμενη τιμή:

$$I(x, y) = E \left\{ \ln \frac{f(x, y)}{f(x)f(y)} \right\} \quad (3.2.2)$$

Αφού $f(x, y) = f(x | y) f(y)$ προκύπτει από τα παραπάνω και την (3.1.18) ότι:

$$I(x, y) = H(x) - H(x | y) = H(y) - H(y | x) \quad (3.2.3)$$

Σημείωση: Αν δύο ΤΜ x και y είναι από κοινού κανονικές με μέση τιμή μηδέν, ότε η πυκνότητα υπό όρους $f(x | y)$ είναι κανονική με μέση τιμή $r\sigma_x / \sigma_y$ και διακύμανση $\sigma_x^2 (1 - r^2)$. Από αυτό και την (3.1.10) προκύπτει ότι:

$$H(x | y) = E \{ -\ln f(x | y) \} = \ln \sigma_x \sqrt{2\pi e (1 - r^2)} \quad (3.2.4)$$

Αφού αυτή είναι ανεξάρτητη από την y, προκύπτει από την (3.1.18) ότι:

$$H(x | y) = H(x | y) \quad (3.2.5)$$

Αυτό δίνει [βλ. (3.2.3)]:

$$I(x, y) = H(x) - H(x | y) = -0.5 \ln (1 - r^2) \quad (3.2.6)$$

Παρατηρούμε, τέλος, ότι [βλ. (3.1.12)]:

$$H(x|y) + H(y) = \ln 2\pi e \sqrt{\Delta} = H(x, y)$$

Ειδική περίπτωση. Υποθέτουμε ότι $y = x + n$ όπου n είναι ανεξάρτητη από το x και το $E\{n^2\} = N$. Στην περίπτωση αυτή,

$$E\{xy\} = \sigma_x^2 \quad E\{y^2\} = \sigma_x^2 + N \quad r^2 = \frac{\sigma_x^2}{\sigma_x^2 + N}$$

Εισάγοντας στην (3.2.6) παίρνουμε:

$$I(x, y) = 0.5 \ln \left(1 + \frac{\sigma_x^2}{N} \right) \quad (3.2.7)$$

3.2.2 Δείκτης της Αμοιβαίας Πληροφορίας.

Έστω X μια στοχαστική διακριτή μεταβλητή με τιμές x_i . Αν p_i είναι η πιθανότητα $P(X = x_i)$ ορίζουμε την εντροπία $H(X)$ της στοχαστικής μεταβλητής X ως (Papoulis, 1991):

$$H(X) = -\sum p_i \ln(p_i)$$

Για μια συνεχή στοχαστική διακριτή μεταβλητή X αποδεικνύεται ότι το $H(X)$ μπορεί να οριστεί ως:

$$H(X) = -\int_{-\infty}^{\infty} f(x) \ln(f(x)) dx = \hat{E}\{-\ln(f(x))\}$$

Όπου $f(x)$ είναι η συνάρτηση κατανομής πιθανότητας και

\hat{E}

είναι ο τελεστής της αναμενόμενης τιμής (Scharf, 1984). Υποθέτοντας ότι η στοχαστική μεταβλητή X υπακούει τη κανονική κατανομή $N(\mu_x, \sigma_x)$ με μέσο μ_x και σταθερή απόκλιση σ_x , δεν είναι δύσκολο να δείξουμε ότι :

$$H(X) = \ln(\sigma_x \sqrt{2\pi e}). \quad (3.2.8)$$

Αν X και Y είναι διακριτές μεταβλητές με $P(X = x_i, Y = y_j) = p_{ij}$ τότε η από κοινού εντροπία ορίζεται ως:

$$H(X, Y) = -\sum p_{ij} \ln(p_{ij})$$

Με παρόμοιο τρόπο για δύο συνεχείς μεταβλητές η από κοινού εντροπία δίνεται από:

$$H(X) = -\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} f(x, y) \ln(f(x, y)) dx dy = \hat{E}\{-\ln(f(x, y))\}$$

Όπου $f(x, y)$ είναι η από κοινού συνάρτηση κατανομής πιθανότητας $N(\mu_x, \mu_y, \sigma_x, \sigma_y, r)$, (r είναι ο συντελεστής συσχέτισης ανάμεσα στις μεταβλητές X και Y) αποδεικνύεται ότι (βλέπε Papoulis, 1991):

$$H(X, Y) = \ln(2\pi e \sqrt{D}).$$

Όπου: $D = \sigma_x^2 \sigma_y^2 (1 - r^2)$.

Η αμοιβαία πληροφορία είναι:

$$I(X, Y) = H(X) + H(Y) - H(X, Y)$$

Αν οι μεταβλητές X, Y δεν συσχετίζονται τότε $I(X, Y) = 0$. Για δύο στοχαστικές μεταβλητές με από κοινού κανονική κατανομή πιθανότητα, η αμοιβαία πληροφορία δίνεται από:

$$I(X, Y) = -1/2 \ln(1 - r^2)$$

Η τελευταία έκφραση σημαίνει ότι αν οι στοχαστικές μεταβλητές X και Y είναι μη σχετιζόμενες τότε $r=0$ και $I(X, Y) = 0$. Επιπλέον η αμοιβαία πληροφορία επιτυγχάνει υψηλές τιμές καθώς ο παράγοντας συσχέτισης πλησιάζει το άπειρο.

Τώρα προχωράμε να γενικεύσουμε τα παραπάνω για την περίπτωση μιας ομάδας από N στοχαστικές μεταβλητές. Ας υποθέσουμε ότι $\underline{X} = (X_1, X_2, \dots, X_N)$ παριστά ένα πίνακα από N στοχαστικές μεταβλητές. Η πιθανότητα κατανομής των N μεταβλητών περιγράφονται από τη λειτουργία ομαδικής πιθανότητας κατανομής συνάρτηση $f(\underline{X}) = f(X_1, X_2, \dots, X_N)$. Η από κοινού εντροπία είναι (Papoulis, 1991):

$$H(\underline{X}) = H(X_1, X_2, \dots, X_N) = \hat{E}\{-\ln(f(\underline{X}))\}$$

Αν οι στοχαστικές μεταβλητές X_i περιγράφονται από πολυμεταβλητή Gaussian συνάρτηση κατανομής πιθανότητας τότε:

$$f(\underline{X}) = [1/(2\pi)^{n/2} \det(C)] \exp[-1/2(\underline{X} - \underline{M})C^{-1}(\underline{X} - \underline{M})^T]$$

Όπου:

$$M = (\mu_i) = E(\hat{X})$$

είναι ένας πίνακας με στοιχεία την αναμενόμενη τιμή της μεταβλητής X_i και C είναι ο πίνακας συσχέτισης με στοιχεία:

$$C_{ij} = \hat{E}[(x_i - \mu_i)(x_j - \mu_j)]$$

τότε η από κοινού εντροπία $H(X)$ είναι:

$$H(\underline{X}) = \ln(\sqrt{[(2\pi e)^n \det(C)]})$$

(3.2.9)

Με παρόμοιο τρόπο ορίζουμε τη γενίκευση της αμοιβαίας πληροφορίας:

$$I(\underline{X}) = \sum H(X_i) - H(\underline{X})$$

(3.2.10)

Αντικαθιστώντας την εξίσωση (3.2.8) και (3.2.9) στην (3.2.10) παίρνουμε:

$$I(\underline{X}) = 1/2 \ln\left(\frac{\prod \sigma_{ij}}{\det(C)}\right)$$

(3.2.11)

Αν οι μεταβλητές X_i είναι ανεξάρτητες (δηλαδή μη σχετιζόμενες) τότε $c_{ij} = \sigma_i^2$ (αν $i=j$) και $c_{ij} = 0$ (αν $i \neq j$) και σαν αποτέλεσμα $I(\underline{X}) = 0$.

3.3 ΕΦΑΡΜΟΓΗ ΤΟΥ ΔΕΙΚΤΗ ΤΗΣ ΑΜΟΙΒΑΙΑΣ ΠΛΗΡΟΦΟΡΙΑΣ ΣΤΑ ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΑ ΔΕΔΟΜΕΝΑ

3.3.1 Εισαγωγή.

Στις προηγούμενες παραγράφους αναλύθηκε διεξοδικά σε θεωρητικό επίπεδο η έννοια της αμοιβαίας πληροφορίας. Σ' αυτό τη σημείο θα εξηγήσουμε το λόγο που χρησιμοποιήσαμε τη μέθοδο της αμοιβαίας πληροφορίας για την επεξεργασία των δεδομένων μας, καθώς και τον τρόπο επεξεργασίας τους σε γενικές γραμμές. Στο επόμενο κεφάλαιο άλλωστε ακολουθεί η αναλυτική επεξήγηση της επεξεργασίας των δεδομένων μας.

3.3.2 Γιατί χρησιμοποιήθηκε ο δείκτης της αμοιβαίας πληροφορίας.

Τα ηλεκτρομαγνητικά δεδομένα που χρησιμοποιούμε στην παρούσα εργασία προέρχονται από δύο διαφορετικές πηγές:

- 1) Από το Τηλεμετρικό Δίκτυο Κρήτης. Πρόκειται για το δίκτυο που περιγράφεται στο 1ο κεφάλαιο. Οι ανά λεπτό μετρήσεις που χρησιμοποιούμε αφορούν τους πεδιακούς σταθμούς **Ηρακλείου, Ιεράπετρας, Νίπου, Ροδωπού και Βάμου και την περίοδο 1/1/1995 έως 31/12/1997.**
- 2) Από τρεις (3) σταθμούς της Μεγάλης Βρετανίας. Πρόκειται για τους σταθμούς **Eskdalemuir, Hartland και Lerwick.** Οι μετρήσεις αυτών των σταθμών πάρθηκαν μέσω Internet στη μορφή ωριαίων μέσων όρων και αφορούν παγκόσμια ηλεκτρομαγνητικά δεδομένα επίσης για την **περίοδο 1/1/1995 με 31/12/1997.**

Είναι φανερό ότι το ενδιαφέρον για τη σύγκριση των μετρήσεων που πάρθηκαν στο περιβάλλον της Κρήτης με τις αντίστοιχες παγκόσμιες είναι πολύ μεγάλο. Με τη μέθοδο της αμοιβαίας πληροφορίας μπορούμε να παράγουμε έναν αξιόπιστο δείκτη του βαθμού συσχέτισης των ηλεκτρομαγνητικών δεδομένων δύο σταθμών, από τον οποίο μπορούν να προκύψουν πολλά και ιδιαίτερος χρήσιμα συμπεράσματα.

3.3.3. Παραγωγή του δείκτη αμοιβαίας πληροφορίας.

Από το τηλεμετρικό δίκτυο Κρήτης και τους πέντε (5) σταθμούς του χρησιμοποιούμε τέσσερις (4) χρονικές ακολουθίες ηλεκτρομαγνητικών δεδομένων που καταγράφηκαν **στα 3 και στα 10 kHz στις διευθύνσεις Ανατολή – Δύση και Βοράς – Νότος αντίστοιχα.**

Από τους τρεις (3) Βρετανικούς σταθμούς χρησιμοποιούμε δύο (2) χρονικές ακολουθίες: **τη συνιστώσα X (βόρεια συνιστώσα) και τη συνιστώσα F (ολική ένταση) του μαγνητικού πεδίου της Γης.**

Παίρνοντας τους πέντε (5) Ελληνικούς σταθμούς και τους τρεις (3) Βρετανικούς σε ζεύγη των δύο σταθμών, χρησιμοποιώντας κάθε φορά έναν Ελληνικό κι έναν Βρετανικό, προκύπτουν δεκαπέντε (15) ζεύγη. Στο κάθε ζευγάρι παίρνουμε το δείκτη της αμοιβαίας πληροφορίας για επτά (7) διαφορετικούς συνδυασμούς στοχαστικών μεταβλητών:

- 1) **ew_{3kHz} , ns_{3kHz} , ew_{10kHz} , ns_{10kHz} του Ελληνικού σταθμού και X, F του Βρετανικού,**
- 2) **ew_{3kHz} , ew_{10kHz} του Ελληνικού σταθμού και F του Βρετανικού,**
- 3) **ns_{3kHz} , ns_{10kHz} του Ελληνικού σταθμού και F του Βρετανικού,**
- 4) **ew_{3kHz} του Ελληνικού σταθμού και F του Βρετανικού,**
- 5) **ew_{10kHz} του Ελληνικού σταθμού και F του Βρετανικού,**
- 6) **ns_{3kHz} του Ελληνικού σταθμού και F του Βρετανικού,**
- 7) **ns_{10kHz} του Ελληνικού σταθμού και F του Βρετανικού.**

Όπως είδαμε παραπάνω, τα δεδομένα των Βρετανικών σταθμών βρίσκονται στη μορφή ωριαίων μέσων τιμών ενώ στους Ελληνικούς έχουμε μια μέτρηση κάθε ένα λεπτό. Είναι προφανές λοιπόν ότι η πρώτη μας κίνηση είναι ο υπολογισμός και για τα ελληνικά δεδομένα των ωριαίων μέσων τιμών για να γίνει σωστά η σύγκριση. Έχοντας πλέον έξι (6) όμοιας μορφής χρονικές ακολουθίες μπορούμε να προχωρήσουμε στον υπολογισμό του δείκτη αμοιβαίας πληροφορίας βάσει του τύπου:

$$I(X) = 1/2 \ln\left(\frac{\prod \sigma_{ij}}{\det(C)}\right)$$

(4)

όπου ο αριθμητής του κλάσματος αντιπροσωπεύει το γινόμενο των διαγωνίων και ο παρονομαστής την ορίζουσα του πίνακα **C (n×n)**, όπως αυτός περιγράφεται στην **παράγραφο 3.2.2**, με **n** τον αριθμό των μεταβλητών για τις οποίες ψάχνουμε την αμοιβαία πληροφορία.

Για να προκύψει όμως η τελική αμοιβαία πληροφορία προηγείται μια αρκετά περίπλοκη διαδικασία. Καταρχάς, το αποτέλεσμα δεν είναι για κάθε συνδυασμό χρονικών ακολουθιών (στοχαστικών μεταβλητών) ένας αριθμός, αλλά μια νέα χρονική

ακολουθία. Αυτό συμβαίνει επειδή, όπως θα δειχθεί αναλυτικότερα στο επόμενο κεφάλαιο, για τον υπολογισμό της αμοιβαίας πληροφορίας παίρνουμε ένα χρονικό παράθυρο 24 τιμών, ή αν προτιμάτε μιας ημέρας αφού η καθεμία τιμή παριστά έναν ωριαίο μέσο όρο. Το χρονικό αυτό παράθυρο είναι κυλιόμενο και το βήμα πορείας του από την πρώτη 24άδα προς την τελευταία δίνεται στην αρχή του προγράμματος το οποίο επεξεργάζεται τα δεδομένα μας. Συνήθως χρησιμοποιούμε βήμα μιας (1) τιμής.

Τα προγράμματα επεξεργασίας των δεδομένων και υπολογισμού της αμοιβαίας πληροφορίας έχουν γραφεί σε γλώσσα προγραμματισμού Pascal. Στο επόμενο κεφάλαιο υπάρχουν επιμέρους επεξηγήσεις για τον υπολογισμό της αμοιβαίας πληροφορίας βήμα – βήμα, καθώς και ειδική ανάλυση για κάθε πρόγραμμα.

Η χρονική ακολουθία της αμοιβαίας πληροφορίας που προκύπτει κάθε φορά, αποθηκεύεται σε αρχείο με ειδική (κωδική) ονομασία που προδίδει τι αντιπροσωπεύει αυτή η ακολουθία. Στη συνέχεια μπορούμε να παράγουμε από το αρχείο αυτό μια αντιπροσωπευτική κυματομορφή, από την οποία θα παραχθούν και τα όποια συμπεράσματα.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4

ΑΝΑΛΥΣΗ ΔΕΔΟΜΕΝΩΝ

4.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ.

Στο κεφάλαιο αυτό θα εξηγήσουμε διεξοδικά τον τρόπο που επιλέξαμε για να αναλύσουμε τα ηλεκτρομαγνητικά δεδομένα που έχουμε στη διάθεσή μας. Σε πολύ μεγάλο βαθμό η ανάλυση αυτή γίνεται με τη βοήθεια προγραμμάτων γραμμένων σε γλώσσα **Pascal**. Τα προγράμματα αυτά τα σχεδιάσαμε ειδικά για την εργασία αυτή.

Για να εξασφαλίσουμε την αξιοπιστία των αποτελεσμάτων που προκύπτουν από τα προγράμματα που σχεδιάσαμε και τη θεωρία που χρησιμοποιούμε, έχουμε αφιερώσει ένα μεγάλο κομμάτι της εργασίας μας στην ανάλυση των λεγόμενων **‘Συνθετικών Δεδομένων’**. Πρόκειται ουσιαστικά για την εφαρμογή των προγραμμάτων μας σε κάποια δεδομένα, των οποίων τα αποτελέσματα των αναλύσεων μας είναι ήδη γνωστά. Τέτοια δεδομένα αποτελούν οι τυχαίες αριθμητικές ακολουθίες.

Το βασικότερο στάδιο όμως της παρούσας εργασίας είναι η ανάλυση των **πραγματικών δεδομένων**. Η ανάλυση αυτή γίνεται με την όσο το δυνατό μεγαλύτερη προσοχή και έμφαση στη λεπτομέρεια, καθώς το παραμικρό λάθος μπορεί να προκαλέσει σημαντικές αποκλίσεις στο τελικό αποτέλεσμα. Είναι χαρακτηριστικό άλλωστε ότι για την ολοκλήρωση της εργασίας αυτής χρειάστηκε ο σχεδιασμός **124 προγραμμάτων** από την εκτέλεση των οποίων προέκυψαν περίπου **270 αρχεία δεδομένων**.

4.2 ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΑΜΟΙΒΑΙΑΣ ΠΛΗΡΟΦΟΡΙΑΣ.

4.2.1 Εισαγωγή.

Τα 124 προγράμματα που χρειάστηκε να σχεδιαστούν, ευτυχώς δεν είναι τελείως άσχετα μεταξύ τους. Τα περισσότερα από αυτά αφορούν υπολογισμό αμοιβαίας

πληροφορίας μεταξύ n στοχαστικών μεταβλητών, είτε αυτές αποτελούν συνθετικά δεδομένα είτε πραγματικά. Ο υπολογισμός αυτός γίνεται παντού με τον ίδιο αλγόριθμο. Σ' αυτή την παράγραφο θα παρουσιάσουμε τον αλγόριθμο αυτό που αποτελείται από ένα βρόγχο που επαναλαμβάνεται για κάθε χρονικό παράθυρο 24 τιμών, μέχρι και το τελευταίο παράθυρο. Ο βρόγχος αυτός περιέχει:

- 1) Το 'διάβασμα' των μεταβλητών,
- 2) Τον υπολογισμό του μέσου όρου κάθε μεταβλητής για το παράθυρο των 24 τιμών,
- 3) Τον υπολογισμό όλων των στοιχείων του $n \times n$ πίνακα,
- 4) Τον υπολογισμό του γινομένου των στοιχείων της διαγωνίου του πίνακα αυτού,
- 5) Τον υπολογισμό της ορίζουσας του πίνακα, και
- 6) Τον τελικό υπολογισμό της αμοιβαίας πληροφορίας.

Στην παρακάτω ανάλυση θα θεωρήσουμε ότι ισχύει η δυσκολότερη, θεωρητικά και πρακτικά, περίπτωση, όπου πρέπει να υπολογίσουμε την αμοιβαία πληροφορία μεταξύ έξι (6) στοχαστικών μεταβλητών ($n = 6$).

4.2.2 Το κυρίως πρόγραμμα (main procedure).

Το κυρίως πρόγραμμα αποτελεί το βασικό κορμό του προγράμματος υπολογισμού αμοιβαίας πληροφορίας. Το πρόγραμμα αυτό, όπως και όλα όσα περιλαμβάνονται στην εργασία αυτή, ακολουθεί τους κανόνες δομημένου προγραμματισμού. Αυτό σημαίνει ότι σχεδιάζεται με βάση έναν κεντρικό άξονα, το κυρίως πρόγραμμα, ο οποίος έχει στην πορεία πολλούς παρακαμπτήριους δρόμους, τα υποπρογράμματα. Το όλο σκεπτικό μπορεί επίσης να παρομοιαστεί με ένα δέντρο που έχει πολλά παρακλάδια, τα οποία με τη σειρά τους περιλαμβάνουν άλλα μικρότερα κλαδιά.

Στην περίπτωσή μας, το κυρίως πρόγραμμα ξεκινά με την εισαγωγή του επιθυμητού βήματος του κυλιόμενου παραθύρου των 24 τιμών. Υπάρχει η δυνατότητα επιλογής του βήματος από τους αριθμούς 1, 2, 3, 4, 6, 8, 12, 24.

Στη συνέχεια, ανοίγουμε τα δύο αρχεία από τα οποία θα πάρουμε τα δεδομένα μας. Να σημειώσουμε ότι τα δεδομένα καθενός από τους 8 πεδιακούς σταθμούς κατά τη διάρκεια των τριών χρόνων που εξετάζουμε, βρίσκονται μαζεμένα σε ένα αρχείο. Έτσι σε κάθε περίπτωση υπολογίζουμε την αμοιβαία πληροφορία για όλη τη διάρκεια των τριών χρόνων. Αυτή η αμοιβαία πληροφορία αποθηκεύεται επίσης σε ένα αρχείο, το οποίο σ' αυτό το σημείο του προγράμματος ανοίγουμε.

Στις αρχικές τιμές του προγράμματος, θέτουμε στη μεταβλητή '**telos**' τον αύξοντα αριθμό της πρώτης τιμής της τελευταίας 24άδας, όπως αυτός υπολογίζεται ανάλογα με τις διαθέσιμες μετρήσεις. Παρακάτω θα δούμε που χρησιμεύει αυτή η μεταβλητή.

Θέτουμε στη μεταβλητή '**arxi**' την τιμή 1. Η μεταβλητή αυτή χρησιμεύει ως δείκτης για το διάβασμα της πρώτης από τις 24 γραμμές μετρήσεων κάθε κυλιόμενου παραθύρου.

Ακολουθεί ένας βρόγχος όπου λαμβάνει χώρα η επεξεργασία των δεδομένων κάθε 24άδας. Ο βρόγχος αυτός επαναλαμβάνεται για όσο διάστημα συμβαίνουν ταυτόχρονα τα παρακάτω κριτήρια:

- A) Η μεταβλητή ‘arxi’ είναι μικρότερη ή ίση της μεταβλητής ‘telos’,
- B) Το αρχείο δεδομένων του Ελληνικού σταθμού δεν έχει τελειώσει, και
- Γ) Το αρχείο δεδομένων του Βρετανικού σταθμού δεν έχει τελειώσει.

Εάν έστω και ένα από τα παραπάνω πάψει να ισχύει, η επεξεργασία σταματά, τα δύο αρχεία ανάγνωσης δεδομένων και το αρχείο εγγραφής δεδομένων κλείνουν και το πρόγραμμα τερματίζεται.

Σε αντίθετη περίπτωση, το πρόγραμμα συνεχίζεται με την εκτέλεση των εξής υποπρογραμμάτων:

- 1) Διάβασμα μεταβλητών,
- 2) Υπολογισμός μέσων όρων,
- 3) Γέμισμα πίνακα 6×6,
- 4) Υπολογισμός γινομένου διαγώνιων στοιχείων, και
- 5) Υπολογισμός ορίζουσας του πίνακα 6×6.

Τα υποπρογράμματα αυτά θα αναλυθούν ξεχωριστά στις επόμενες παραγράφους. Έπειτα, έχοντας μαζέψει τις απαιτούμενες παράμετρους, υπολογίζουμε την τιμή της αμοιβαίας πληροφορίας για την 24άδα που εξετάστηκε. Η τιμή αυτή εγγράφεται στο ειδικό αρχείο, μαζί με την ημέρα και την ώρα της πρώτης από τις 24 γραμμές μετρήσεων. Ο υπολογισμός της τιμής της αμοιβαίας πληροφορίας γίνεται, όπως αναφέρθηκε στο προηγούμενο κεφάλαιο, από τον τύπο:

$$I(X) = 1/2 \ln\left(\frac{\prod \sigma_{ij}}{\det(C)}\right) \quad (4.2.1)$$

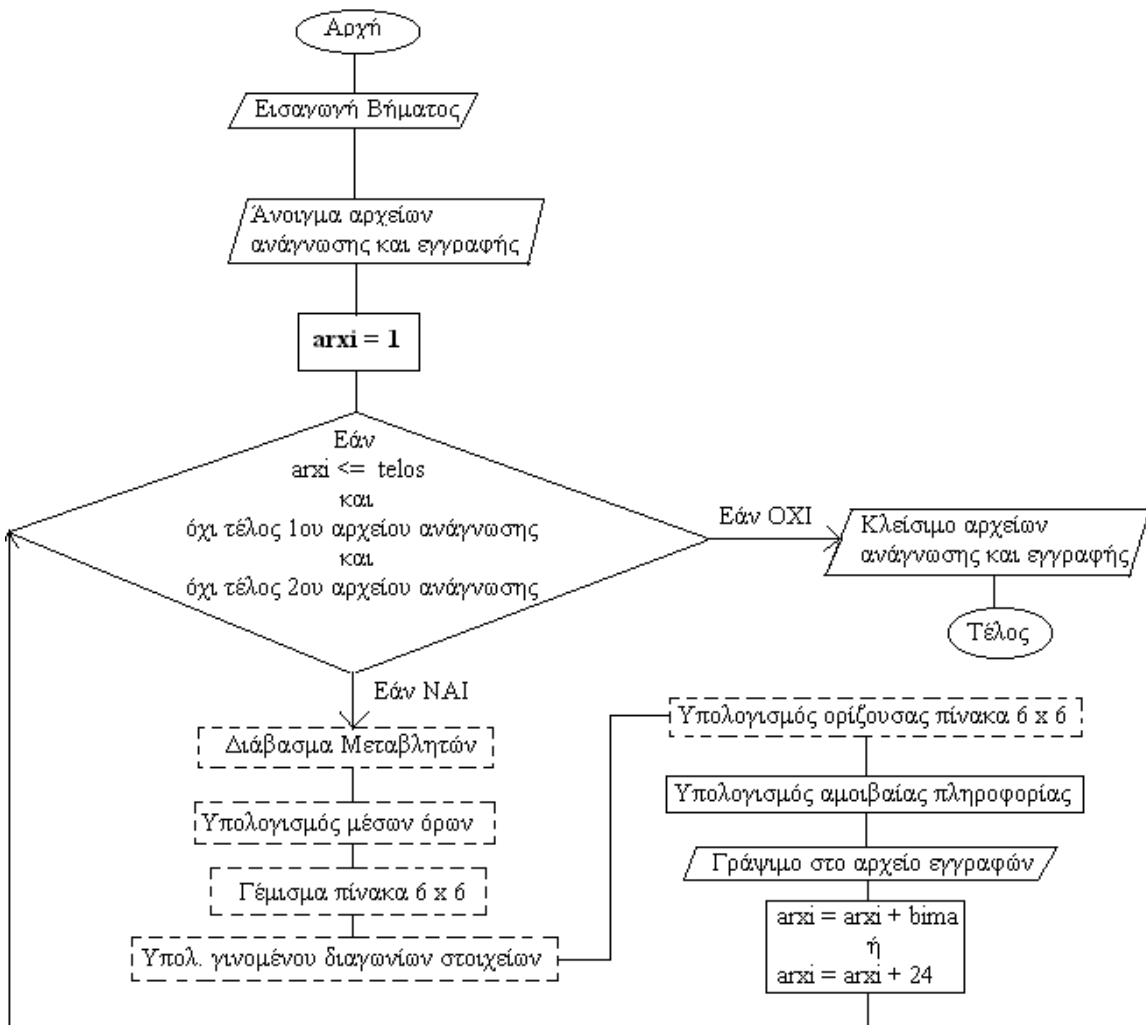
Πλησιάζοντας στο τέλος του βρόγχου αυτού, έχουμε έναν τελευταίο έλεγχο. Η μεταβλητή ‘keno’ χρησιμοποιείται για την ανίχνευση κενών στις μετρήσεις. Συγκεκριμένα, σε πολλές περιπτώσεις τα δεδομένα, κυρίως των Ελληνικών σταθμών, παρουσιάζουν μια χρονική ασυνέχεια (λείπουν μετρήσεις για κάποιες ώρες, ημέρες ή ακόμα και μήνες). Όταν όμως εμείς λαμβάνουμε μια 24άδα γραμμών μετρήσεων μας ενδιαφέρει οι μετρήσεις να έχουν μια χρονική συνέχεια, να μην πηδάμε από τον Ιανουάριο στο Μάρτιο για παράδειγμα. Αυτό το ελάττωμα στα δεδομένα διορθώνεται με τον έλεγχο της τιμής της μεταβλητής ‘keno’, η οποία δίνεται στο υποπρόγραμμα του διαβάσματος των μεταβλητών. Έτσι λοιπόν, αν είναι ίση με 0 σημαίνει ότι δεν υπάρχει πρόβλημα. Σ’ αυτή την περίπτωση η μεταβλητή ‘arxi’ αυξάνεται κατά ‘bima’ (βήμα κυλιόμενου παραθύρου). Αν όμως είναι διάφορη του 0, τότε η ‘arxi’ αυξάνεται κατά 24 έτσι ώστε να υπερπηδηθεί η ασυνέχεια.

Είτε έτσι είτε αλλιώς πάντως, μετά την αύξηση της μεταβλητής ‘arxi’, ολοκληρώνεται ο βρόγχος και επιστρέφουμε στον έλεγχο των τριών κριτηρίων που αναφέρθησαν παραπάνω.

Στο σχήμα 4.2.1 φαίνεται το block διάγραμμα του αλγορίθμου του κυρίως προγράμματος.

4.2.3 Υποπρόγραμμα διαβάσματος μεταβλητών.

Τα δεδομένα μας, μετά την επεξεργασία που έχουν υποστεί έτσι ώστε να είναι κατανοητά με ομοιόμορφο τρόπο, βρίσκονται αποθηκευμένα σε 8 αρχεία, ένα για κάθε πεδιακό σταθμό (τους 5 ελληνικούς και τους τρεις βρετανικούς).



Σχήμα 4.2.1 : Block διάγραμμα αλγορίθμου κυρίως προγράμματος.

Στα ελληνικά αρχεία, υπάρχουν σε κάθε γραμμή μετρήσεων 7 τιμές:

- 1) Ο χρόνος (από 95 έως 97),
- 2) Η ημέρα του χρόνου (από 001 έως 366),
- 3) Η ώρα της ημέρας (από 00 έως 23),
- 4) **Η τιμή της μεταβλητής eW_{3kHz} (ανατολή – δύση στα 3 kHz),**
- 5) **Η τιμή της μεταβλητής nS_{3kHz} (βορράς – νότος στα 3 kHz),**
- 6) **Η τιμή της μεταβλητής eW_{10kHz} (ανατολή – δύση στα 10 kHz), και**
- 7) **Η τιμή της μεταβλητής nS_{10kHz} (βορράς – νότος στα 10 kHz).**

Οι τέσσερις τελευταίες μεταβλητές είναι αυτές που χρησιμοποιούμε άμεσα από κάθε ελληνικό σταθμό για τον υπολογισμό αμοιβαίας πληροφορίας.

Στα βρετανικά αρχεία, υπάρχουν σε κάθε γραμμή μετρήσεων 10 τιμές:

- 1) Ο χρόνος (από 95 έως 97),
- 2) Η ημέρα του χρόνου (από 001 έως 366),
- 3) Η ώρα της ημέρας (από 00 έως 23),
- 4) Η τιμή της μαγνητικής απόκλισης (D),
- 5) Η τιμή της γωνίας κλίσης (I),
- 6) Η τιμή της οριζόντιας έντασης (H),
- 7) **Η τιμή της ολικής έντασης (F),**
- 8) **Η τιμή της βόρειας συνιστώσας (X),**
- 9) Η τιμή της ανατολικής συνιστώσας (Y), και
- 10) Η τιμή της κατακόρυφης έντασης (Z).

Οι τρεις τελευταίες μεταβλητές αποτελούν τις συνιστώσες του μαγνητικού πεδίου της Γης από τις οποίες προέκυψαν οι τέσσερις άλλες. Στην παρούσα εργασία ωστόσο, οι μεταβλητές που χρησιμοποιούμε είναι η F που παριστά την ολική ένταση του μαγνητικού πεδίου της Γης και η βόρεια συνιστώσα X, η οποία χρησιμοποιείται ως δείκτης της κλίσης.

Από τα παραπάνω είναι σαφές το ποιές είναι οι 6 στοχαστικές μεταβλητές που θα συγκριθούν για να προκύψει ο δείκτης της αμοιβαίας πληροφορίας. Οι τιμές των 6 αυτών μεταβλητών για την ίδια ώρα, της ίδιας ημέρας, του ίδιου χρόνου, αποτελούν μια γραμμή μέτρησης. Σε κάθε περίπτωση υπολογισμού αμοιβαίας πληροφορίας χρησιμοποιούνται 24 συνεχόμενες γραμμές μέτρησης. Οι γραμμές αυτές αυτές διαβάζονται από τα δύο αρχεία των σταθμών που εξετάζουμε και οι τιμές των 6 στοχαστικών μεταβλητών καταχωρούνται σε 6 πίνακες 1×24 . Αυτή η καταχώρηση χρησιμεύει, όπως θα δούμε στις επόμενες παραγράφους, στον υπολογισμό παραμέτρων που είναι απαραίτητοι για να βρούμε την τελική τιμή της αμοιβαίας πληροφορίας.

Ένα σημαντικό στοιχείο που ελέγχεται σ' αυτό το υποπρόγραμμα είναι, όπως αναφέρθηκε στην προηγούμενη παράγραφο, η συνέχεια των γραμμών μέτρησης. Η μεταβλητή *keno* που επισυμάνθηκε, λαμβάνει τιμές ανάλογα με τη σχέση μεταξύ δυο συνεχόμενων γραμμών μέτρησης. Έτσι αν παρουσιάζεται ασυνέχεια στις ημερομηνίες, που αποτελούνται συνολικά από τις πρώτες στήλες των αρχείων

(χρόνος, ημέρα, ώρα), η τιμή της μεταβλητής *keno* γίνεται 1. Αντίθετα η τιμή αυτή είναι 0 όταν δεν υπάρχει τέτοιο πρόβλημα.

Επίσης, έχει προβλεφθεί και υπάρχει έλεγχος σύγκρισης της ημερομηνίας του ελληνικού σταθμού με αυτή του βρετανικού σταθμού ανά πάσα στιγμή. Αυτό συμβαίνει φυσικά γιατί θέλουμε να συγκρίνουμε δεδομένα της ίδιας χρονικής στιγμής.

4.2.4 Υποπρόγραμμα υπολογισμού μέσων όρων.

Το υποπρόγραμμα αυτό είναι εξαιρετικά απλό. Πρόκειται για τον υπολογισμό των μέσων όρων καθεμιάς από τις 6 στοχαστικές μεταβλητές εντός του παραθύρου των 24 γραμμών μετρήσεων. Έτσι, ξεκινάμε μηδενίζοντας τις μεταβλητές *sum1*, *sum2*, *sum3*, *sum4*, *sum5*, *sum6* οι οποίες αντιπροσωπεύουν το άθροισμα των 24 τιμών καθεμιάς στοχαστικής μεταβλητής. Οι μεταβλητές αυτές θα πάρουν την τελική τους τιμή αφού ολοκληρωθεί ένας βρόγχος ο οποίος επαναλαμβάνεται 24 φορές, εντός του οποίου προστίθεται κάθε φορά στην κάθε μεταβλητή *sum* η τιμή της στοχαστικής μεταβλητής που αντιστοιχεί στον αριθμό επανάληψης του βρόγχου.

Όταν ολοκληρωθεί αυτή η διαδικασία, υπολογίζονται εύκολα οι μέσοι όροι διαιρώντας την αντίστοιχη μεταβλητή *sum* με το 24.

4.2.5 Υποπρόγραμμα γεμίσματος πίνακα 6×6.

Το υποπρόγραμμα αυτό δεν θα λέγαμε ότι αποτελεί πρότυπο δομημένου προγραμματισμού. Ο λόγος είναι ότι ενώ είναι πιθανό να υπήρχε τρόπος για καλύτερη σχεδίαση, τόσο από πλευράς χρόνου επεξεργασίας όσο και από την προγραμματιστική πλευρά, προτιμήθηκε μια πιο ξεκάθαρη διαδικασία που δεν αφήνει περιθώρια λάθους.

Ο στόχος λοιπόν του υποπρογράμματος είναι να πάρουν μια τιμή όλα τα στοιχεία του πίνακα 6×6, από το $\sigma(1,1)$ έως και το $\sigma(6,6)$. Σ' αυτό το σημείο πρέπει να αναφέρουμε ότι θεωρητικώς αποδεικνύεται ότι τα στοιχεία $\sigma(i,j)$ είναι ίσα με τα αντίστοιχα $\sigma(j,i)$. Η διαδικασία που ακολουθείται για την εύρεση κάθε στοιχείου είναι η εξής:

- 1) Καθορίζονται οι τιμές *i* και *j* (π.χ. $i = 1, j = 2$).
- 2) Μηδενίζεται η μεταβλητή **athrisma** την οποία θα συναντήσουμε παρακάτω.
- 3) Λαμβάνει χώρα ένας βρόγχος που επαναλαμβάνεται 24 φορές. Σ' αυτό το βρόγχο, με τη μεταβλητή **count** να παριστά τον αριθμό των επαναλήψεων, έχουμε καταρχάς τον υπολογισμό δύο διαφορών: από τις στοχαστικές μεταβλητές που αντιστοιχούν στα *i,j* και τις τιμές τους που αντιστοιχούν στη γραμμή μετρήσεων που δείχνει η μεταβλητή **count**, αφαιρούμε το μέσο όρο της αντίστοιχης στοχαστικής μεταβλητής. Έτσι προκύπτουν δύο τιμές, οι *a1* και *a2*. Η τελευταία εργασία που γίνεται μέσα στο βρόγχο είναι η πρόσθεση του γινομένου των *a1* και *a2* στη μεταβλητή **athrisma**.
- 4) Ο τελικός υπολογισμός του $\sigma(i,j)$ που είναι ίσο με **athrisma/24**.

4.2.6 Υποπρόγραμμα υπολογισμού γινομένου διαγωνίων στοιχείων.

Δεν υπάρχουν πολλά πράγματα να πούμε για το υποπρόγραμμα αυτό. Η μεταβλητή **ginomeno** αποτελεί το γινόμενο των στοιχείων $\sigma(1,1)$, $\sigma(2,2)$, $\sigma(3,3)$, $\sigma(4,4)$, $\sigma(5,5)$, $\sigma(6,6)$ που υπολογίστηκαν στο προηγούμενο υποπρόγραμμα.

4.2.7 Υποπρόγραμμα υπολογισμού ορίζουσας του πίνακα 6×6.

Ο υπολογισμός της ορίζουσας ενός πίνακα 6×6 δεν είναι καθόλου απλό ζήτημα. Αντιθέτως, υπήρξε μεγάλος προβληματισμός για τον τρόπο με τον οποίο θα γινόταν στην παρούσα εργασία. Μετά από εκτεταμένες αναζητήσεις σε βιβλία μαθηματικών, προγράμματα μαθηματικής επεξεργασίας κ.λ.π., που στόχο είχαν όχι μόνο την εύρεση μιας οικονομικής σε χρόνο και όγκο φόρμουλας, αλλά και τη συμβατότητα της φόρμουλας αυτής με την επεξεργασία των δεδομένων μας μέσα από το ειδικά σχεδιασμένο λογισμικό, καταλήξαμε σε μια επίλυση την οποία βρήκαμε μάλλον τυχαία και δεν βρισκόταν σε κανένα βιβλίο, τουλάχιστον όχι σε κάποιο από αυτά που ψάξαμε. Την επίλυση αυτή τη δοκιμάσαμε μέσα από κάποια προγράμματα όπου και αποκαλύφτηκε η ορθότητά της.

Το σκεπτικό της φόρμουλας είναι το εξής: ας θεωρήσουμε ότι τα στοιχεία ενός πίνακα 6×6 ονομάζονται από a_{11} έως a_{66} με τον πρώτο αριθμό να αντιπροσωπεύει τον αριθμό της γραμμής και το δεύτερο τον αριθμό της στήλης. Αν ξεκινούσαμε σιγά σιγά να βρούμε την ορίζουσα, θα παίρναμε πρώτα το a_{11} . Αυτό έχει θετικό πρόσημο και πολλαπλασιάζεται με έναν πίνακα 5×5 που ξεκινά από το a_{22} και καταλήγει στο a_{66} . Έστω ότι από αυτό τον πίνακα επιλέγουμε για να συνεχίσουμε το a_{22} , το οποίο με έναν πίνακα 4×4 που ξεκινά από το a_{33} και καταλήγει στο a_{66} . Αν συνεχίσουμε με τον ίδιο τρόπο θα καταλήξουμε στο γινόμενο:

$$a_{11} \times a_{22} \times a_{33} \times a_{44} \times (a_{55}a_{66} - a_{56}a_{65})$$

Το γινόμενο αυτό όμως αποτελεί μόνο ένα από τα 360 παρόμοια γινόμενα που αν αθροιστούν θα μας δώσουν την ορίζουσα που ψάχνουμε. Η αναλυτική επίλυση φυσικά της ορίζουσας με την εύρεση των 360 αυτών γινομένων θα ήταν εντελώς παράλογη και ταυτόχρονα θα αναιρούσε κάθε έννοια διευκόλυνσης στη δουλειά μας που παρέχεται από τους ηλεκτρονικούς υπολογιστές. Η λεπτομέρεια που προκάλεσε την εύρεση ενός αλγόριθμου που απλοποιεί τα πράγματα είναι ότι σε καθένα από τα 360 γινόμενα ο αριθμός που αντιστοιχεί σε μια στήλη εμφανίζεται μόνο σε μια γραμμή, ενώ και η κάθε γραμμή εμφανίζεται μόνο μια φορά, μέχρι να φτάσουμε στον πίνακα 2×2 στον οποίο συμμετέχουν πάντα μόνον οι γραμμές 5 και 6. Δηλαδή, στην παραπάνω σχέση για παράδειγμα, ο πρώτος όρος είναι ο a_{11} . Από εκεί και πέρα

υπάρχουν 60 διαφορετικά γινόμενα στα οποία ο πρώτος όρος είναι ο a_{11} . Σε κανένα από αυτά όμως δεν χρησιμοποιούνται από τους επόμενους όρους η πρώτη στήλη και η πρώτη γραμμή. Ο δεύτερος όρος είναι ο a_{22} . Από εκεί και πέρα υπάρχουν 12 διαφορετικά γινόμενα με πρώτο όρο τον a_{11} και δεύτερο όρο τον a_{22} . Σε κανένα από αυτά όμως δεν χρησιμοποιούνται από τους επόμενους όρους η πρώτη και η δεύτερη γραμμή, η πρώτη και η δεύτερη στήλη κ.ο.κ.

Λαμβάνοντας λοιπόν υπ' όψιν και τα πρόσημα που αλλάζουν, φτιάξαμε το υποπρόγραμμα υπολογισμού της ορίζουσας του πίνακα 6×6 όπου συμβαίνουν τα εξής:

- 1) μηδενίζεται η μεταβλητή **orizousa** που θα αποτελέσει τη μεταβλητή όπου θα προστεθούν τα 360 γινόμενα. Η μεταβλητή $pr1$ (μεταβλητή που παριστά το πρόσημο του στοιχείου της πρώτης γραμμής που θα χρησιμοποιηθεί από το γινόμενο) γίνεται -1 .
- 2) Ανοίγει ένας βρόγχος επανάληψης που θα επαναλαμβάνεται για τιμές της μεταβλητής $I1$ από 1 έως 6 (το $I1$ συμβολίζει τον αριθμό στήλης που χρησιμοποιείται από την πρώτη γραμμή του πίνακα). Το $pr1$ πολλαπλασιάζεται με -1 , ενώ το $pr2$ γίνεται -1 .
- 3) Ανοίγει ένας βρόγχος επανάληψης που θα επαναλαμβάνεται για τιμές της μεταβλητής $I2$ από 1 έως 6 (το $I2$ συμβολίζει τον αριθμό στήλης που χρησιμοποιείται από τη δεύτερη γραμμή του πίνακα). Σ' αυτό το σημείο υπάρχει ένας έλεγχος. Αν το $I2$ είναι ίσο με το $I1$ τότε ολοκληρώνεται ο βρόγχος και περνάμε στην επόμενη τιμή του $I2$, διαφορετικά προχωράμε στο επόμενο βήμα αφού πρώτα πολλαπλασιαστεί το $pr2$ με το -1 και το $pr3$ γίνει -1 .
- 4) Ανοίγει ένας βρόγχος επανάληψης που θα επαναλαμβάνεται για τιμές της μεταβλητής $I3$ από 1 έως 6 (το $I3$ συμβολίζει τον αριθμό στήλης που χρησιμοποιείται από την τρίτη γραμμή του πίνακα). Σ' αυτό το σημείο υπάρχει ένας έλεγχος. Αν τα $I1, I2, I3$ είναι διαφορετικά μεταξύ τους προχωράμε στο επόμενο βήμα, αφού πρώτα πολλαπλασιαστεί το $pr3$ με το -1 και το $pr4$ γίνει -1 , αλλιώς ολοκληρώνεται ο βρόγχος και περνάμε στην επόμενη τιμή του $I3$.
- 5) Ανοίγει ένας βρόγχος επανάληψης που θα επαναλαμβάνεται για τιμές της μεταβλητής $I4$ από 1 έως 6 (το $I4$ συμβολίζει τον αριθμό στήλης που χρησιμοποιείται από την τέταρτη γραμμή του πίνακα). Σ' αυτό το σημείο υπάρχει ένας έλεγχος. Αν τα $I1, I2, I3, I4$ είναι διαφορετικά μεταξύ τους προχωράμε στο επόμενο βήμα, αφού πρώτα πολλαπλασιαστεί το $pr4$ με το -1 , αλλιώς ολοκληρώνεται ο βρόγχος και περνάμε στην επόμενη τιμή του $I4$.
- 6) Εδώ πραγματοποιείται ένας έλεγχος για να βρεθούν οι δύο από τις έξι στήλες που δεν έχουν χρησιμοποιηθεί μέχρι τώρα. Η μεταβλητή min παίρνει την τιμή της μικρότερης από τις δύο και η μεταβλητή max αυτή της μεγαλύτερης. Υπολογίζεται η τιμή της ορίζουσας 2×2 που θα είναι:

$$d_{2 \times 2} = [\sigma(5, min) \cdot \sigma(6, max)] - [\sigma(5, max) \cdot \sigma(6, min)]$$

και οι τιμές:

$$gin1 = pr1 \cdot \sigma(1, I1)$$

$$gin2 = pr2 \cdot \sigma(2, I2)$$

$$\text{gin3} = \text{pr3} \cdot \sigma(3,13)$$

$$\text{gin4} = \text{pr4} \cdot \sigma(4,14)$$

7) Προστίθεται στη μεταβλητή orizousa το γινόμενο

$$\text{gin1} \times \text{gin2} \times \text{gin3} \times \text{gin4} \times \text{d2x2}$$

που αποτελεί το ένα από τα 360 γινόμενα που θα προστεθούν με αυτό τον τρόπο στη μεταβλητή αυτή, η οποία όταν ολοκληρωθούν όλοι οι βρόγχοι επανάληψης θα περιέχει την τελική τιμή της ορίζουσας του πίνακα.

4.3 ΑΝΑΛΥΣΗ ΣΥΝΘΕΤΙΚΩΝ ΔΕΔΟΜΕΝΩΝ.

4.3.1 Εισαγωγή.

Συνθετικά δεδομένα ονομάζουμε τα δεδομένα εκείνα που δεν προέρχονται από πραγματικές εργαστηριακές μετρήσεις ή πειραματικές διατάξεις, και δεν αποτελούν αντικείμενο άμεσης επιστημονικής μελέτης. Είναι τα δεδομένα εκείνα που είναι ελεγχόμενα και τα αποτελέσματα της επεξεργασίας τους γνωστά εκ των προτέρων. Ο λόγος που σ' αυτή τη εργασία ασχοληθήκαμε με την επεξεργασία των συνθετικών δεδομένων που θα αναφερθούν στις επόμενες παραγράφους, είναι η δοκιμή των αλγορίθμων που σχεδιάσαμε για την επεξεργασία των πραγματικών δεδομένων και η επιβεβαίωση της ορθότητάς τους.

4.3.2 Αμοιβαία πληροφορία μεταξύ τυχαίων ακολουθιών.

Πρόκειται για την πιο απλή, αλλά ταυτόχρονα, και την πλέον σημαντική απ' όλες τις δοκιμές που κάναμε με συνθετικά δεδομένα. Η εργασία μας έχει ως εξής:

Μέσω ενός προγράμματος, πήραμε ακολουθίες τυχαίων (άρα εξ ορισμού ασυσχέτιστων) αριθμών. Αποθηκεύσαμε τις 4 ακολουθίες σε ένα αρχείο και τις υπόλοιπες 2 σε ένα άλλο, σε αντιστοιχία με τα πραγματικά δεδομένα όπου χρησιμοποιούμε 4 ακολουθίες από τους ελληνικούς σταθμούς και 2 από τους βρετανικούς. Στη συνέχεια, μέσω τριών προγραμμάτων υπολογισμού αμοιβαίας πληροφορίας, αποθηκεύουμε σε τρία αρχεία τις ακολουθίες που αντιστοιχούν στη αμοιβαία πληροφορία μεταξύ 2, 4 και 6 ακολουθιών τυχαίων αριθμών. Οι αντίστοιχες κυματομορφές φαίνονται στο παράρτημα (σελίδες 157,159,161).

Το συμπέρασμα που προκύπτει από τις κυματομορφές αυτές είναι το προφανές: η αμοιβαία πληροφορία και στις τρεις περιπτώσεις βρίσκεται πολύ κοντά στο μηδέν, εξαιτίας της ανυπαρξίας συσχέτισης μεταξύ των τυχαίων ακολουθιών. Ωστόσο χρήζει αναφοράς το γεγονός ότι όσο περισσότερες είναι οι μεταβλητές που

συγκρίνουμε, τόσο μεγαλύτερη είναι και η μέση τιμή της αμοιβαίας πληροφορίας, όπως φαίνεται και από τις τρεις κυματομορφές.

4.3.3 Αμοιβαία πληροφορία μεταξύ δύο τυχαίων ακολουθιών ταυτόχρονα μεταβαλλόμενων.

Στη δοκιμή που περιγράφεται στην παρούσα παράγραφο, έχουμε σχεδιάσει ένα πρόγραμμα το οποίο δημιουργεί δυο ακολουθίες τυχαίων αριθμών. Ταυτόχρονα, σε ένα άλλο αρχείο, αποθηκεύονται οι ανά 60 τυχαίες τιμές μέσοι όροι. Ο σκοπός της ενέργειας αυτής είναι η εξομοίωση του ενός αρχείου με αρχείο δεδομένων ανά λεπτό, και του δεύτερου με αρχείο ωριαίων μέσων όρων, αρχεία που συναντώνται στη μελέτη των πραγματικών δεδομένων.

Το χαρακτηριστικό που δίνει στη δοκιμή αυτή ιδιαίτερο ενδιαφέρον, και την κάνει να ξεχωρίζει από την προηγούμενη, είναι ότι ενώ στο μεγαλύτερο διάστημα οι τυχαίοι αριθμοί των δυο ακολουθιών επιλέγονται έτσι ώστε να βρίσκονται στην περιοχή από -1 έως $+1$, σε τακτά χρονικά διαστήματα, όμοια και για τις δυο ακολουθίες, η περιοχή των τυχαίων αριθμών μεταβάλλεται. Η νέα περιοχή αποτελείται από αριθμούς μεγαλύτερους του -20 και μικρότερους του $+20$.

Είναι προφανές, ότι η κυματομορφή της αμοιβαίας πληροφορίας των ακολουθιών με δεδομένα ανά ώρα (που βρίσκεται στο παράρτημα στη σελίδα 165), θα αγγίζει το μηδέν στα διαστήματα που οι τυχαίοι αριθμοί βρίσκονται στην περιοχή από -1 έως $+1$. Η απότομη και ταυτόχρονη μεταβολή ωστόσο και των δυο ακολουθιών, όταν η περιοχή των τυχαίων αριθμών μεγαλώσει, συνιστά από μόνη της μια συσχέτιση των ακολουθιών. Αυτό αντικατοπτρίζεται στις κυματομορφές όπου παρατηρείται μια απότομη αύξηση της αμοιβαίας πληροφορίας με τη μορφή παλμού. Οι παλμοί αυτοί διαρκούν όσο και το χρονικό διάστημα που οι τυχαίοι αριθμοί απιλέγονται από μεγαλύτερη περιοχή.

Με τη δοκιμή αυτή, αποδεικνύεται και πάλι η ορθή λειτουργία των προγραμμάτων υπολογισμού αμοιβαίας πληροφορίας που σχεδιάσαμε και η υψηλή ευαισθησία τους σε αλλαγές του βαθμού συσχέτισης των εξεταζόμενων μεταβλητών.

4.3.4 Αμοιβαία πληροφορία μεταξύ δυο σημάτων.

Στην εξομοίωση που παρουσιάζουμε σ' αυτή την παράγραφο, έχουμε ένα πρόγραμμα το οποίο υπολογίζει την τιμή δύο σημάτων X και Y στην εξέλιξη του χρόνου t . Τα σήματα αυτά έχουν ως εξής:

$$X = \alpha_1 \sin(2\pi f_1)t + \beta_1 \cos(2\pi f_1)t$$

$$Y = \alpha_2 \sin(2\pi f_2)t + \beta_2 \cos(2\pi f_2)t$$

Όπου $\alpha_1 = 20 \text{ V}$, $\beta_1 = 30 \text{ V}$, $f_1 = 3 \text{ kHz}$, $\alpha_2 = 5 \text{ V}$, $\beta_2 = 10 \text{ V}$, $f_2 = 10 \text{ kHz}$.

Οι παραπάνω τιμές πλατών και συχνοτήτων έχουν παρθεί τυχαία αλλά με τον περιορισμό να είναι διαφορετικά μεταξύ τους.

Τα σήματα αυτά αποθηκεύονται σε δυο αρχεία, όπως και στην προηγούμενη παράγραφο, στη μορφή μετρήσεων ανά λεπτό και ανά ώρα αντίστοιχα. Η κυματομορφή της αμοιβαίας πληροφορίας των X και Y, σε δεδομένα ανά ώρα, βρίσκονται στο παράρτημα της εργασίας στη σελίδα 169. Από τις κυματομορφές αυτές φαίνεται ότι στο μεγαλύτερο διάστημα τα δυο σήματα είναι ασυσχέτιστα, καθώς η τιμή της αμοιβαίας πληροφορίας αγγίζει το μηδέν. Ωστόσο, σε δύο περιπτώσεις διαστημάτων, υπάρχει απόλυτη συσχέτιση και η τιμή της αμοιβαίας πληροφορίας εκτινάσσεται στο άπειρο.

4.3.5 Σύγκριση λόγου σήματος προς θόρυβο με την αμοιβαία πληροφορία.

Σ' αυτή την εξομοίωση έχουμε καταρχάς δύο απλά σήματα:

$$\begin{aligned} \text{A: } & a_1 \cos \omega_1 t && \text{όπου } a_1=100, f_1=3\text{kHz} \\ \text{B: } & a_2 \cos \omega_2 t && \text{όπου } a_2=200, f_2=10\text{kHz} \end{aligned}$$

Σκοπός της εξομοίωσης αυτής είναι η μελέτη της συμπεριφοράς της αμοιβαίας πληροφορίας ανάμεσα στα σήματα A και B όταν:

- | | |
|---------------------------|--------------------|
| 1) A + noise (-5..+5) | B + noise (-5..+5) |
| 2) A + noise (-10..+10) | B + noise (-5..+5) |
| 3) A + noise (-20..+20) | B + noise (-5..+5) |
| 4) A + noise (-40..+40) | B + noise (-5..+5) |
| 5) A + noise (-80..+80) | B + noise (-5..+5) |
| 6) A + noise (-100..+100) | B + noise (-5..+5) |
| 7) A + noise (-150..+150) | B + noise (-5..+5) |
| 8) A + noise (-200..+200) | B + noise (-5..+5) |

Για την επεξεργασία των ακολουθιών που προέκυψαν με τον παραπάνω τρόπο δημιουργήθηκαν οκτώ (8) αρχεία με την αμοιβαία πληροφορία του κάθε ζευγαριού, ονομαζόμενα ως MUTUAL1, MUTUAL2,, MUTUAL8.

Παρατηρούμε από τις κυματομορφές που προκύπτουν, και οι οποίες βρίσκονται στο παράρτημα της εργασίας στις σελίδες από 173 έως 187, ότι προχωρώντας από το MUTUAL1 προς το MUTUAL8 η αμοιβαία πληροφορία τείνει να αυξάνει. Χαρακτηριστική άλλωστε είναι η κυματομορφή της σελίδας 189 του παραρτήματος που αποδεικνύει του λόγου το αληθές.

Η σημαντικότερη χρήση της εξομοίωσης αυτής ωστόσο είναι η σύγκριση του λόγου σήματος προς θόρυβο (SNR) με την αμοιβαία πληροφορία.

Παίρνοντας το μέσο SNR και τη μέση αμοιβαία πληροφορία για κάθε ζευγάρι προκύπτει μια αξιόπιστη κυματομορφή (σελίδα 191 του παραρτήματος) η οποία

καταστεί σαφές ότι όσο μεγαλύτερη είναι η αμοιβαία πληροφορία τόσο μικρότερο είναι το SNR.

4.3.6 Αμοιβαία πληροφορία μεταξύ δύο μεταβλητών X και Y που συνδέονται με τη σχέση $Y = 2X + 1$.

Στην εξομοίωση αυτή, παίρνουμε σαν βάση το σήμα:

$$X = (a \sin \omega t) + (b \cos \omega t)$$

Όπου το a είναι διαφορετικό του b και η συχνότητα είναι σταθερή.

Οι τιμές που χρησιμοποιούμε λαμβάνονται ανά χρονικά διαστήματα τέτοια ώστε η δειγματοληψία μας να είναι αξιόπιστη.

Το Y προκύπτει από την πράξη:

$$Y = 2X + 1$$

Στη γραφική παράσταση που δίνει την αμοιβαία πληροφορία των X, Y, και βρίσκεται στο παράρτημα στη σελίδα 195, έχουμε αποτέλεσμα σταθερά άπειρο. Το αποτέλεσμα αυτό μας δείχνει ότι οι δύο μεταβλητές συσχετίζονται απόλυτα.

Επίσης, όταν προσθέσουμε τυχαίο θόρυβο στο σήμα X, αλλά και στο σήμα Y, πλάτους συγκρίσιμου με το πλάτος των σημάτων αυτών, το αποτέλεσμα του υπολογισμού της αμοιβαίας πληροφορίας των δύο μεταβλητών παραμένει το ίδιο (κυματομορφή σελίδας 197 του παραρτήματος).

4.3.7 Αμοιβαία πληροφορία μεταξύ δύο μεταβλητών X1 και Y1 που συνδέονται με τη σχέση $Y1 = \ln X1$ και μεταξύ δύο μεταβλητών X1 και Y2 που συνδέονται με τη σχέση $Y2 = \sqrt{-\ln X1}$.

Στην εξομοίωση αυτή, πραγματοποιούμε δύο εργασίες. Στην πρώτη, υπολογίζουμε την αμοιβαία πληροφορία μεταξύ των μεταβλητών X1 και Y1, που συνδέονται με τη σχέση

$$Y1 = \ln X1$$

Η μεταβλητή X1 αποτελεί μια ακολουθία τυχαίων αριθμών. Η αμοιβαία πληροφορία στην περίπτωση αυτή κυμαίνεται από 0.5 έως 1.5 (παράρτημα, σελίδα 201) κάτι που δείχνει ότι υπάρχει μια ελαφριά σχέση ανάμεσα στις δύο μεταβλητές.

Στη δεύτερη περίπτωση, συγκρίνουμε την ίδια τυχαία ακολουθία X1 με τη μεταβλητή Y2 που προκύπτει από την εξίσωση

$$Y2 = \sqrt{-\ln X1}$$

Εδώ, η αμοιβαία πληροφορία είναι λίγο μεγαλύτερη από την πρώτη περίπτωση, και κυμαίνεται από 1 έως 2.5 (παράρτημα, σελίδα 203). Σε γενικές γραμμές πάντως παραμένει σ' ένα επίπεδο όπου δεν μπορούμε να μιλήσουμε με σιγουριά για το βαθμό συσχέτισης των δύο μεταβλητών.

4.3.8 Αμοιβαία πληροφορία και ομοιόμορφη κατανομή.

Σ' αυτή την εξομοίωση, υπολογίζουμε την αμοιβαία πληροφορία κατά περίπτωση, ανά δύο, ανά τρεις και ανά τέσσερις μεταβλητές, οι οποίες είναι οι εξής:

$X1$: ακολουθία τυχαίων αριθμών

$X2$: ακολουθία τυχαίων αριθμών ($X1 \neq X2$)

$Y1 = \sqrt{-2\ln X1} \cdot \cos(2\pi X2)$

$Y2 = \sqrt{-2\ln X1} \cdot \sin(2\pi X2)$

Υπολογίζουμε λοιπόν την αμοιβαία πληροφορία συνδυασμών μεταβλητών. Οι συνδυασμοί αυτοί μπορούν να χωριστούν σε δυο ομάδες με κριτήριο το αποτέλεσμα της επεξεργασίας.

Την πρώτη ομάδα συγκροτούν οι συνδυασμοί:

$$X2-Y1, X2-Y2, X1-X2-Y1, X1-X2-Y2, X1-X2-Y1-Y2$$

Για τους συνδυασμούς αυτούς, η αμοιβαία πληροφορία αγγίζει το άπειρο κι επομένως υπάρχει απόλυτη συσχέτιση των μεταβλητών.

Στη δεύτερη ομάδα έχουμε τους συνδυασμούς:

$$X1-Y1, X1-Y2, Y1-Y2$$

Για τους συνδυασμούς αυτούς, η αμοιβαία πληροφορία που προκύπτει φανερώσει ότι δεν υπάρχει ιδιαίτερη συσχέτιση ανάμεσα στις μεταβλητές αυτές, όταν λαμβάνονται με αυτό τον τρόπο.

Οι κυματομορφές των παραπάνω δοκιμών βρίσκονται στο παράρτημα από τη σελίδα 207 έως τη σελίδα 213.

4.4 ΑΝΑΛΥΣΗ ΠΡΑΓΜΑΤΙΚΩΝ ΔΕΔΟΜΕΝΩΝ.

4.4.1 Εισαγωγή.

Η ανάλυση των πραγματικών δεδομένων είναι η βασική εργασία της πτυχιακής μας και παρουσιάζεται στο κεφάλαιο αυτό. Τα δεδομένα αυτά αποτελούν μετρήσεις ηλεκτρομαγνητικών διαταραχών που πάρθηκαν κατά το διάστημα 1/1/1995 με 31/12/1997 από πέντε σταθμούς του Τηλεμετρικού Δικτύου Κρήτης και τρεις Βρετανικούς σταθμούς. Οι σταθμοί του Τηλεμετρικού Δικτύου Κρήτης βρίσκονται:

- 1) στο Ηράκλειο,
- 2) στην Ιεράπετρα,
- 3) στη Νίπο,
- 4) στο Ροδωπού, και
- 5) στη Βάμο.

Οι Βρετανικοί σταθμοί βρίσκονται:

- 1) στο Eskdalemuir,
- 2) στο Hartland, και
- 3) στο Lerwick.

Τα δεδομένα των Βρετανικών σταθμών ήταν όταν τα λάβαμε από το Διαδίκτυο, ήδη σε μορφή μέσων όρων ανά ώρα. Αντίθετα, τα δεδομένα των ελληνικών σταθμών είχαν τη μορφή μετρήσεων ανά λεπτό. Ήταν αναγκαίος επομένως, ο υπολογισμός των μέσων όρων ανά ώρα και αυτών των δεδομένων για να έχουμε συγκρίσιμα μεγέθη.

Στη συνέχεια, επεξεργαζόμαστε τα δεδομένα των πέντε ελληνικών σταθμών για να βρούμε τη συσχέτιση ανάμεσα στο υπόβαθρο του ηλεκτρομαγνητικού θορύβου καθενός σταθμού με όλων των υπολοίπων. Παρόμοια εργασία πραγματοποιήσαμε και για τους τρεις βρετανικούς σταθμούς.

Ακολουθεί, η σύγκριση του καθενός από τους βρετανικούς σταθμούς με καθέναν από τους ελληνικούς, στο σύνολο δηλαδή δεκαπέντε (15) συγκρίσεις. Οι συγκρίσεις αυτές, που γίνονται με τη μέθοδο του υπολογισμού της αμοιβαίας πληροφορίας, μας βοηθούν στην εξαγωγή συμπερασμάτων για την αξιοπιστία των μετρήσεων των σταθμών του Τηλεμετρικού Δικτύου Κρήτης.

Τέλος, πραγματοποιείται μια μελέτη των δεδομένων των σταθμών της Κρήτης πριν από ορισμένες σεισμικές δονήσεις.

4.4.2 Προγράμματα καθαρισμού αρχείων δεδομένων.

Τόσο τα δεδομένα των ελληνικών σταθμών όσο και αυτά των βρετανικών, βρίσκονταν εξ' αρχής σε μια μορφή που δεν ευνοούσε την επεξεργασία τους για την πραγματοποίηση της μελέτης μας. Πρώτη μας εργασία επομένως ήταν απαραίτητο να είναι η μετατροπή τους σε μια ευνοϊκότερη μορφή.

Τα δεδομένα των ελληνικών σταθμών μας δόθηκαν από τον κ. Βαλλιανάτο σε ένα compact disc. Στο cd αυτό τα δεδομένα ήταν καταναμεμημένα σε υποκαταλόγους που αντιπροσώπευαν ο καθένας ένα μήνα π.χ. το Δεκέμβριο του 1995. Μέσα στον καθένα υποκατάλογο υπήρχαν αρχεία δεδομένων όλων των σταθμών του Τηλεμετρικού Δικτύου Κρήτης που ήταν σε λειτουργία κατά τη χρονική περίοδο που αντιπροσώπευε ο υποκατάλογος. Τα αρχεία αυτά είχαν τίτλο που αποκωδικοποιούμενος μας έδινε πληροφορίες για την ταυτότητα του σταθμού, την ημέρα και την ώρα που αποκτήθηκαν οι μετρήσεις που περιείχε. Π.χ. ο τίτλος

H0920000.dat

μας λέει ότι πρόκειται για το σταθμό Ηρακλείου (H), ότι οι μετρήσεις πάρθηκαν την 92η ημέρα του χρόνου (092), από την ώρα 00.00 και πέρα (0000). Αντίστοιχα ο τίτλος

H0921200.dat

Αναφέρεται στον ίδιο σταθμό και την ίδια ημέρα, αλλά σε μετρήσεις που πάρθηκαν από τις 12.00 και πέρα (1200).

Ένα πρώτο πρόβλημα που παρουσιάζεται είναι το γεγονός ότι από τον τίτλο του αρχείου δεν ξεχωρίζει η χρονιά στην οποία αναφέρεται. Αυτό φαίνεται μόνο από τον τίτλο του υποκαταλόγου στον οποίο βρίσκεται το αρχείο. Όμως για την επεξεργασία που θέλαμε εμείς να κάνουμε, μας ήταν απαραίτητη η παρουσία όλων των αρχείων δεδομένων που αναφέρονται σε ένα σταθμό, να βρίσκονται εντός του ίδιου υποκαταλόγου και ει δυνατόν εντός του ίδιου αρχείου. Για την πραγματοποίηση αυτού του στόχου σχεδιάστηκαν τρία προγράμματα στη γλώσσα προγραμματισμού Pascal: το Convert και τα Hours και Minutes. Οι τίτλοι αυτοί από μόνοι τους δεν υπάρχουν πουθενά στο cd που συνοδεύει το κείμενο της εργασίας αυτής. Τα προγράμματα που συνολικά άλλωστε γράφτηκαν για την επιθυμητή μορφοποίηση των δεδομένων των ελληνικών σταθμών είναι έως πέντε (5) για κάθε σταθμό. Έτσι π.χ. για το Ηράκλειο έχουμε τα προγράμματα:

Con_95_h.pas

Con_96_h.pas

Hhours.pas

Hminutes.pas

Εδώ, για το 1997 δεν υπάρχει πρόγραμμα convert επειδή ο σταθμός του Ηρακλείου δεν λειτουργούσε και δεν υπάρχουν δεδομένα.

Τα προγράμματα convert έχουν σαν στόχο την μετατροπή της ονομασίας των αρχείων σε μια μορφή που θα είναι ευδιάκριτη και η χρονιά των μετρήσεων, καθώς

και την επιλογή των αξιόπιστων μετρήσεων και την απόρριψη των μη ποιοτικών. Η αξιολόγηση αυτή γίνεται με βάση την τελευταία στήλη των δεδομένων που βρίσκονται σε κάθε αρχείο που αντιπροσωπεύει την τιμή της τάσης τροφοδοσίας του συστήματος απόκτησης μετρήσεων. Η τιμή αυτή θα πρέπει να είναι 14 Volt. Απορρίπτοντας λοιπόν όλες τις μετρήσεις όπου η τάση τροφοδοσίας δεν βρίσκεται εντός των ορίων από 13 έως 15 Volt, διατηρούμε μόνο τις μετρήσεις εκείνες που είμαστε σχεδόν βέβαιοι ότι είναι αξιόπιστες και δεν οφείλονται σε τυχαίες υπερτάσεις ή πτώσεις τάσεως.

Η νέα μορφή που παίρνουν οι τίτλοι των παραδειγμάτων που είδαμε προηγούμενα θα είναι:

H0929500.txt

H0929512.txt

ή

H0929600.txt

H0929612.txt

ανάλογα με τον υποκατάλογο απ' όπου προήλθαν.

Μαζεύοντας τώρα όλα τα νέα αρχεία ενός σταθμού στον ίδιο υποκατάλογο, μπορούμε να εκτελέσουμε ένα από τα προγράμματα Hours και Minutes. Τα προγράμματα αυτά είναι σχεδιασμένα έτσι ώστε να μαζέψουν σε ένα αρχείο όλα τα δεδομένα που υπάρχουν για ένα σταθμό από 1/1/1995 έως 31/12/1997.

Καθώς τα δεδομένα που υπάρχουν στα αρχεία αποτελούν μετρήσεις ανά λεπτό, είναι εύκολα κατανοητό ότι το πρόγραμμα Minutes απλά συγκολλά τα δεδομένα των αρχείων ενός σταθμού σε ένα (π.χ. για το Ηράκλειο το Hminutes.txt). Αντίθετα το πρόγραμμα Hours είναι επιφορτισμένο με τον υπολογισμό των μέσων όρων ανά ώρα των μετρήσεων που υπάρχουν στα αρχεία δεδομένων, και με την εγγραφή αυτού του μέσου όρου στο συνολικό αρχείο (Hhours.txt για το Ηράκλειο). Να σημειωθεί ότι στις μελέτες μας συνήθως χρησιμοποιούμε το αρχείο με τους μέσους όρους ανά ώρα επειδή σ' αυτή τη μορφή βρίσκονται και τα αρχεία των βρετανικών σταθμών

Τα δεδομένα των βρετανικών σταθμών τα πήραμε από το Διαδίκτυο (Internet) σε αρκετά καλή μορφή. Με το πρόγραμμα Katharo ωστόσο απαλλαγίκαμε από κάποια από κάποιες ατέλειες που παρουσιάζονταν και επιπλέον κωδικοποιήσαμε τους τίτλους των αρχείων έτσι ώστε να είναι φανερός ο σταθμός, η χρονιά και η ημέρα των μετρήσεων κάθε αρχείου. Για παράδειγμα η ονομασία

E09295.txt

Φανερώνει ότι πρόκειται για το σταθμό Eskdalemuir (E), για την 92η ημέρα (092) του 1995 (95). Εδώ δεν χρειάζεται ποιοτικός έλεγχος των μετρήσεων γιατί υποτίθεται ότι οι μετρήσεις αυτές έχουν ήδη ελεγχθεί και είναι αξιόπιστες.

Με την ίδια λογική του προγράμματος Minutes, το πρόγραμμα Power συγκολλά τα δεδομένα όλων των αρχείων ενός σταθμού σε ένα αρχείο (π.χ. για το Eskdalemuir το Epower.txt).

Όλες οι μελέτες της εργασίας μας που αφορούν τους βρετανικούς σταθμούς χρησιμοποιούν τα αρχεία power.

4.4.3 Υπόβαθρο ηλεκτρομαγνητικού θορύβου Ελληνικών σταθμών.

Τα δεδομένα των σταθμών του Τηλεμετρικού Δικτύου Κρήτης που χρησιμοποιούμε στην εργασία αυτή απαρτίζονται από τέσσερις μεταβλητές:

- A) Ηλεκτρομαγνητική διαταραχή στη διεύθυνση East-West στα 3 kHz,
- B) « « « « East-West στα 10 kHz,
- Γ) « « « « North-South στα 3 kHz,
- Δ) « « « « North-South στα 10 kHz.

που καταγράφηκαν κατά την περίοδο 1/1/1995 έως 31/12/1997.

Το υπόβαθρο ηλεκτρομαγνητικού θορύβου καθενός από τους σταθμούς βρίσκεται αν υπολογίσουμε την αμοιβαία πληροφορία μεταξύ των παραπάνω μεταβλητών. Έτσι λοιπόν, έχουμε:

Για το Ηράκλειο:

Εδώ παρουσιάζεται ένα υψηλό επίπεδο συσχετισμένου θορύβου στις διαφορετικές συχνότητες. Από την κυματομορφή (παράρτημα, σελίδα 217) φαίνεται ότι η αμοιβαία πληροφορία ενεργεί σχεδόν ημιτονικά με το χρόνο και θα μπορούσε να γραφεί ως:

$$I(t) = I_0 + I_1 \sin \omega t + N(t)$$

Το ω καθορίζεται ως $\omega = 2\pi / T$, όπου T η μέση απόσταση μεταξύ δύο μεγίστων.

Για την Ιεράπετρα:

Η μέση αμοιβαία πληροφορία των τεσσάρων μεταβλητών κυμαίνεται γύρω από τη μονάδα (παράρτημα, σελίδα 219), κάτι που φανερώνει χαμηλό βαθμό συσχέτισης.

Για τη Νίπο:

Η αμοιβαία πληροφορία κυμαίνεται από 0.5 έως 1.5 (παράρτημα, σελίδα 221), άρα και σ' αυτό το σταθμό έχουμε χαμηλό βαθμό συσχέτισης των μεταβλητών.

Για το Ροδώπου:

Στο σταθμό αυτό, τα διαστήματα που υπήρχε διακοπή της λειτουργίας ήταν πολλά και μεγάλα με αποτέλεσμα να είναι αδύνατη η εξαγωγή συμπερασμάτων (παράρτημα, σελίδα 223).

Στη Βάμο:

Στο σταθμό της Βάμου, δεδομένα υπάρχουν μόνο για τους δυο τελευταίους μήνες του 1996 και το 1997. Ωστόσο αρκούν για να δούμε πως η αμοιβαία πληροφορία κυμαίνεται γύρω από τη μονάδα (παράρτημα, σελίδα 225), με ρυθμό παρόμοιο της αντίστοιχης του Ηρακλείου.

Ένα σοβαρό ερώτημα που θα μπορούσε να τεθεί είναι κατά πόσο σχετίζονται τα υπόβαθρα του ηλεκτρομαγνητικού θορύβου των παραπάνω σταθμών. Μια πειστική απάντηση δίνεται αν υπολογίσουμε την αμοιβαία πληροφορία μεταξύ μιας συγκεκριμένης μεταβλητής καθενός από τους σταθμούς. Για το σκοπό αυτό χρησιμοποιούμε μόνο τους σταθμούς Ηρακλείου, Ιεράπετρας και Νίπου και όχι το σταθμό του Ροδώπου και της Βάμου εξαιτίας των λιγιστών, σχετικά με τους τρεις πρώτους, δεδομένων τους.

Η παραπάνω εργασία πραγματοποιήθηκε για δύο μεταβλητές. Πρώτα για τη μεταβλητή East-West στα 3kHz, κι έπειτα για τη μεταβλητή East-West στα 10kHz.

East-West στα 3kHz:

Πραγματοποιήθηκε υπολογισμός της αμοιβαίας πληροφορίας τριών ζευγών:

- A) Ηράκλειο – Νίπος,
- B) Νίπος – Ιεράπετρα,
- Γ) Ιεράπετρα – Ηράκλειο.

Σε όλες τις περιπτώσεις, η αμοιβαία πληροφορία δεν ξεπερνά τη μονάδα, κάτι που σημαίνει ότι δεν υπάρχει καμμία συσχέτιση μεταξύ των σταθμών (παράρτημα, σελίδες από 229 έως 233).

East-West στα 10kHz:

Πραγματοποιήθηκε υπολογισμός της αμοιβαίας πληροφορίας τριών ζευγών:

- A) Ηράκλειο – Νίπος,
- B) Νίπος – Ιεράπετρα,
- Γ) Ιεράπετρα – Ηράκλειο.

Σε όλες τις περιπτώσεις, η αμοιβαία πληροφορία δεν ξεπερνά τη μονάδα, κάτι που σημαίνει ότι δεν υπάρχει καμμία συσχέτιση μεταξύ των σταθμών (παράρτημα, σελίδες από 235 έως 239).

Τα αποτελέσματα αυτά αποδεικνύουν τη διαφορετικότητα του υπόβαθρου ηλεκτρομαγνητικού θορύβου των σταθμών που αποτελούν το Τηλεμετρικό Δίκτυο Κρήτης.

Σημείωση: Τα δεδομένα από κάθε σταθμό που χρησιμοποιήθηκαν σε όλες τις δοκιμές της παραγράφου αυτής αποτελούν ωριαίους μέσους όρους και το βήμα του κυλιόμενου παραθύρου που χρησιμοποιεί το πρόγραμμα υπολογισμού αμοιβαίας πληροφορίας ήταν 1.

4.4.4 Σύγκριση δεδομένων σταθμού Eskdalemuir και Ελληνικών σταθμών.

Στο σημείο αυτό πρέπει να θυμίσουμε ότι στον υπολογισμό της αμοιβαίας πληροφορίας μεταξύ ενός βρετανικού και ενός ελληνικού σταθμού, χρησιμοποιούνται οι παρακάτω μεταβλητές:

- 11) Η τιμή της ολικής έντασης (F) του βρετανικού σταθμού,
- 12) Η τιμή της βόρειας συνιστώσας (X) του βρετανικού σταθμού,
- 13) Η τιμή της μεταβλητής ew_{3kHz} του ελληνικού σταθμού,
- 14) Η τιμή της μεταβλητής ns_{3kHz} του ελληνικού σταθμού,
- 15) Η τιμή της μεταβλητής ew_{10kHz} του ελληνικού σταθμού, και
- 16) Η τιμή της μεταβλητής ns_{10kHz} του ελληνικού σταθμού.

Επίσης, πρέπει να σημειώσουμε ότι τόσο στους υπολογισμούς αυτή της παραγράφου, που αφορούν το σταθμό Eskdalemuir, όσο και στις δύο επόμενες, χρησιμοποιείται η μονάδα ως βήμα κυλιόμενου παράθυρου για τον υπολογισμό της αμοιβαίας πληροφορίας (βλ. παράγραφο 4.2.2) και τα δεδομένα έχουν τη μορφή ωριαίων μέσων όρων.

Eskdalemuir – Ηράκλειο:

Η κυματομορφή που προκύπτει από τον υπολογισμό της αμοιβαίας πληροφορίας ανάμεσα στις μεταβλητές των σταθμών Eskdalemuir και Ηρακλείου φαίνεται στο παράρτημα, στη σελίδα 243. Αν συγκρίνουμε την κυματομορφή αυτή με την κυματομορφή του υπόβαθρου ηλεκτρομαγνητικού θορύβου του Ηρακλείου (σελίδα 217 του παραρτήματος), παρατηρούμε ότι η μορφή τους είναι σχεδόν όμοια. Η μοναδική τους ίσως διαφορά έγκειται στο γεγονός της υψηλότερης στάθμης στην οποία βρίσκεται η κυματομορφή όπου λαμβάνονται υπ' όψη και οι μεταβλητές του Eskdalemuir.

Eskdalemuir – Ιεράπετρα:

Η κυματομορφή που προκύπτει από τον υπολογισμό της αμοιβαίας πληροφορίας ανάμεσα στις μεταβλητές των σταθμών Eskdalemuir και Ιεράπετρας φαίνεται στο παράρτημα, στη σελίδα 245. Αν συγκρίνουμε την κυματομορφή αυτή με την κυματομορφή του υπόβαθρου ηλεκτρομαγνητικού θορύβου της Ιεράπετρας

(σελίδα 219 του παραρτήματος), παρατηρούμε ότι η μορφή τους είναι σχεδόν όμοια. Η μοναδική τους ίσως διαφορά έγκειται στο γεγονός της υψηλότερης στάθμης στην οποία βρίσκεται η κυματομορφή όπου λαμβάνονται υπ' όψη και οι μεταβλητές του Eskdalemuir.

Eskdalemuir – Νίπος:

Η κυματομορφή που προκύπτει από τον υπολογισμό της αμοιβαίας πληροφορίας ανάμεσα στις μεταβλητές των σταθμών Eskdalemuir και Νίπου φαίνεται στο παράρτημα, στη σελίδα 247. Αν συγκρίνουμε την κυματομορφή αυτή με την κυματομορφή του υπόβαθρου ηλεκτρομαγνητικού θορύβου της Νίπου (σελίδα 221 του παραρτήματος), παρατηρούμε ότι η μορφή τους είναι σχεδόν όμοια. Η μοναδική τους ίσως διαφορά έγκειται στο γεγονός της υψηλότερης στάθμης στην οποία βρίσκεται η κυματομορφή όπου λαμβάνονται υπ' όψη και οι μεταβλητές του Eskdalemuir.

Eskdalemuir – Ροδωπού:

Η κυματομορφή που προκύπτει από τον υπολογισμό της αμοιβαίας πληροφορίας ανάμεσα στις μεταβλητές των σταθμών Eskdalemuir και Ροδωπού φαίνεται στο παράρτημα, στη σελίδα 249. Αν συγκρίνουμε την κυματομορφή αυτή με την κυματομορφή του υπόβαθρου ηλεκτρομαγνητικού θορύβου του Ροδωπού (σελίδα 223 του παραρτήματος), παρατηρούμε ότι η μορφή τους είναι σχεδόν όμοια. Η μοναδική τους ίσως διαφορά έγκειται στο γεγονός της υψηλότερης στάθμης στην οποία βρίσκεται η κυματομορφή όπου λαμβάνονται υπ' όψη και οι μεταβλητές του Eskdalemuir.

Eskdalemuir – Βάμος:

Η κυματομορφή που προκύπτει από τον υπολογισμό της αμοιβαίας πληροφορίας ανάμεσα στις μεταβλητές των σταθμών Eskdalemuir και Βάμου φαίνεται στο παράρτημα, στη σελίδα 251. Αν συγκρίνουμε την κυματομορφή αυτή με την κυματομορφή του υπόβαθρου ηλεκτρομαγνητικού θορύβου της Βάμου (σελίδα 225 του παραρτήματος), παρατηρούμε ότι η μορφή τους είναι σχεδόν όμοια. Η μοναδική τους ίσως διαφορά έγκειται στο γεγονός της υψηλότερης στάθμης στην οποία βρίσκεται η κυματομορφή όπου λαμβάνονται υπ' όψη και οι μεταβλητές του Eskdalemuir.

4.4.5 Σύγκριση δεδομένων σταθμού Hartland και Ελληνικών σταθμών.

Hartland – Ηράκλειο:

Η κυματομορφή που προκύπτει από τον υπολογισμό της αμοιβαίας πληροφορίας ανάμεσα στις μεταβλητές των σταθμών Hartland και Ηρακλείου φαίνεται στο παράρτημα, στη σελίδα 255. Αν συγκρίνουμε την κυματομορφή αυτή με την κυματομορφή του υπόβαθρου ηλεκτρομαγνητικού θορύβου του Ηρακλείου (σελίδα 217 του παραρτήματος), παρατηρούμε ότι η μορφή τους είναι σχεδόν όμοια. Η μοναδική τους ίσως διαφορά έγκειται στο γεγονός της υψηλότερης στάθμης στην οποία βρίσκεται η κυματομορφή όπου λαμβάνονται υπ' όψη και οι μεταβλητές του Hartland.

Hartland – Ιεράπετρα:

Η κυματομορφή που προκύπτει από τον υπολογισμό της αμοιβαίας πληροφορίας ανάμεσα στις μεταβλητές των σταθμών Hartland και Ιεράπετρας φαίνεται στο παράρτημα, στη σελίδα 257. Αν συγκρίνουμε την κυματομορφή αυτή με την κυματομορφή του υπόβαθρου ηλεκτρομαγνητικού θορύβου της Ιεράπετρας (σελίδα 219 του παραρτήματος), παρατηρούμε ότι η μορφή τους είναι σχεδόν όμοια. Η μοναδική τους ίσως διαφορά έγκειται στο γεγονός της υψηλότερης στάθμης στην οποία βρίσκεται η κυματομορφή όπου λαμβάνονται υπ' όψη και οι μεταβλητές του Hartland.

Hartland – Νίπος:

Η κυματομορφή που προκύπτει από τον υπολογισμό της αμοιβαίας πληροφορίας ανάμεσα στις μεταβλητές των σταθμών Hartland και Νίπου φαίνεται στο παράρτημα, στη σελίδα 259. Αν συγκρίνουμε την κυματομορφή αυτή με την κυματομορφή του υπόβαθρου ηλεκτρομαγνητικού θορύβου της Νίπου (σελίδα 221 του παραρτήματος), παρατηρούμε ότι η μορφή τους είναι σχεδόν όμοια. Η μοναδική τους ίσως διαφορά έγκειται στο γεγονός της υψηλότερης στάθμης στην οποία βρίσκεται η κυματομορφή όπου λαμβάνονται υπ' όψη και οι μεταβλητές του Hartland.

Hartland – Ροδωπού:

Η κυματομορφή που προκύπτει από τον υπολογισμό της αμοιβαίας πληροφορίας ανάμεσα στις μεταβλητές των σταθμών Hartland και Ροδωπού φαίνεται στο παράρτημα, στη σελίδα 261. Αν συγκρίνουμε την κυματομορφή αυτή με την κυματομορφή του υπόβαθρου ηλεκτρομαγνητικού θορύβου του Ροδωπού (σελίδα 223 του παραρτήματος), παρατηρούμε ότι η μορφή τους είναι σχεδόν όμοια. Η μοναδική τους ίσως διαφορά έγκειται στο γεγονός της υψηλότερης στάθμης στην οποία βρίσκεται η κυματομορφή όπου λαμβάνονται υπ' όψη και οι μεταβλητές του Hartland.

Hartland – Βάμος:

Η κυματομορφή που προκύπτει από τον υπολογισμό της αμοιβαίας πληροφορίας ανάμεσα στις μεταβλητές των σταθμών Hartland και Βάμου φαίνεται

στο παράρτημα, στη σελίδα 263. Αν συγκρίνουμε την κυματομορφή αυτή με την κυματομορφή του υπόβαθρου ηλεκτρομαγνητικού θορύβου της Βάμου (σελίδα 225 του παραρτήματος), παρατηρούμε ότι η μορφή τους είναι σχεδόν όμοια. Η μοναδική τους ίσως διαφορά έγκειται στο γεγονός της υψηλότερης στάθμης στην οποία βρίσκεται η κυματομορφή όπου λαμβάνονται υπ' όψη και οι μεταβλητές του Hartland.

4.4.6 Σύγκριση δεδομένων σταθμού Lerwick και Ελληνικών σταθμών.

Lerwick – Ηράκλειο:

Η κυματομορφή που προκύπτει από τον υπολογισμό της αμοιβαίας πληροφορίας ανάμεσα στις μεταβλητές των σταθμών Lerwick και Ηρακλείου φαίνεται στο παράρτημα, στη σελίδα 267. Αν συγκρίνουμε την κυματομορφή αυτή με την κυματομορφή του υπόβαθρου ηλεκτρομαγνητικού θορύβου του Ηρακλείου (σελίδα 217 του παραρτήματος), παρατηρούμε ότι η μορφή τους είναι σχεδόν όμοια. Η μοναδική τους ίσως διαφορά έγκειται στο γεγονός της υψηλότερης στάθμης στην οποία βρίσκεται η κυματομορφή όπου λαμβάνονται υπ' όψη και οι μεταβλητές του Lerwick.

Lerwick – Ιεράπετρα:

Η κυματομορφή που προκύπτει από τον υπολογισμό της αμοιβαίας πληροφορίας ανάμεσα στις μεταβλητές των σταθμών Lerwick και Ιεράπετρας φαίνεται στο παράρτημα, στη σελίδα 269. Αν συγκρίνουμε την κυματομορφή αυτή με την κυματομορφή του υπόβαθρου ηλεκτρομαγνητικού θορύβου της Ιεράπετρας (σελίδα 219 του παραρτήματος), παρατηρούμε ότι η μορφή τους είναι σχεδόν όμοια. Η μοναδική τους ίσως διαφορά έγκειται στο γεγονός της υψηλότερης στάθμης στην οποία βρίσκεται η κυματομορφή όπου λαμβάνονται υπ' όψη και οι μεταβλητές του Lerwick.

Lerwick – Νίπος:

Η κυματομορφή που προκύπτει από τον υπολογισμό της αμοιβαίας πληροφορίας ανάμεσα στις μεταβλητές των σταθμών Lerwick και Νίπου φαίνεται στο παράρτημα, στη σελίδα 271. Αν συγκρίνουμε την κυματομορφή αυτή με την κυματομορφή του υπόβαθρου ηλεκτρομαγνητικού θορύβου της Νίπου (σελίδα 221 του παραρτήματος), παρατηρούμε ότι η μορφή τους είναι σχεδόν όμοια. Η μοναδική τους ίσως διαφορά έγκειται στο γεγονός της υψηλότερης στάθμης στην οποία βρίσκεται η κυματομορφή όπου λαμβάνονται υπ' όψη και οι μεταβλητές του Lerwick.

Lerwick – Ροδωπού:

Η κυματομορφή που προκύπτει από τον υπολογισμό της αμοιβαίας πληροφορίας ανάμεσα στις μεταβλητές των σταθμών Lerwick και Ροδωπού φαίνεται στο παράρτημα, στη σελίδα 273. Αν συγκρίνουμε την κυματομορφή αυτή με την κυματομορφή του υπόβαθρου ηλεκτρομαγνητικού θορύβου του Ροδωπού (σελίδα 223 του παραρτήματος), παρατηρούμε ότι η μορφή τους είναι σχεδόν όμοια. Η μοναδική τους ίσως διαφορά έγκειται στο γεγονός της υψηλότερης στάθμης στην οποία βρίσκεται η κυματομορφή όπου λαμβάνονται υπ' όψη και οι μεταβλητές του Lerwick.

Lerwick – Βάμος:

Η κυματομορφή που προκύπτει από τον υπολογισμό της αμοιβαίας πληροφορίας ανάμεσα στις μεταβλητές των σταθμών Lerwick και Βάμου φαίνεται στο παράρτημα, στη σελίδα 275. Αν συγκρίνουμε την κυματομορφή αυτή με την κυματομορφή του υπόβαθρου ηλεκτρομαγνητικού θορύβου της Βάμου (σελίδα 225 του παραρτήματος), παρατηρούμε ότι η μορφή τους είναι σχεδόν όμοια. Η μοναδική τους ίσως διαφορά έγκειται στο γεγονός της υψηλότερης στάθμης στην οποία βρίσκεται η κυματομορφή όπου λαμβάνονται υπ' όψη και οι μεταβλητές του Lerwick.

4.4.7 Αμοιβαία πληροφορία Ελληνικών σταθμών πριν από σεισμικές δονήσεις.

Στο παράρτημα, από τη σελίδα 279 έως τη σελίδα 321 βρίσκονται οι κυματομορφές της αμοιβαίας πληροφορίας των τεσσάρων μεταβλητών EW3kHz, EW10kHz, NS3kHz, NS10kHz για τους σταθμούς Ηρακλείου, Ιεράπετρας και Νίπου, σε χρονικά διαστήματα 25 ημέρες πριν και 5 ημέρες μετά από ορισμένες σεισμικές δονήσεις οι οποίες έγιναν αντιληπτές από το Τηλεμετρικό Δίκτυο Κρήτης κατά το 1995. Ακολουθεί ένας κατάλογος με τις δονήσεις αυτές. Η πρώτη στήλη αποτελεί τον αύξοντα αριθμό της δόνησης εντός του 1995, η δεύτερη στήλη την ημερομηνία του συμβάντος και η τρίτη στήλη αναφέρει τα αρχικά των σταθμών όπου έγινε αντιληπτή η δόνηση:

- 8) 03/02/1995 HN
- 9) 16/02/1995 N
- 10) 07/03/1995 HN
- 11) 30/03/1995 HI
- 12) 05/04/1995 HI
- 13) 29/07/1995 NH
- 14) 22/08/1995 N
- 15) 19/09/1995 NHI
- 16) 30/11/1995 HNI
- 17) 07/12/1995 N
- 18) 10/12/1995 N

19) 18/12/1995 ΝΙ.

Οι κυματομορφές αυτές δημιουργήθηκαν χρησιμοποιώντας δεδομένα της μορφής μέσων ωριαίων τιμών, με βήμα για το κυλιόμενο παράθυρο του προγράμματος υπολογισμού αμοιβαίας πληροφορίας την τιμή 1.

Η μελέτη των κυματομορφών αυτών απαιτεί αυστηρά επιστημονική προσέγγιση στο βαθμό που ίσως σχετίζεται με προσεισμικές διαταραχές. Η προσέγγιση αυτή δεν πραγματοποιείται στην παρούσα εργασία, θα μπορούσε όμως να αποτελέσει θέμα μελλοντικής πτυχιακής εργασίας.

4.5 ΣΥΖΗΤΗΣΗ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΩΝ.

Κατά τον υπολογισμό της αμοιβαίας πληροφορίας των τεσσάρων μεταβλητών ενός ελληνικού σταθμού και των δύο μεταβλητών ενός βρετανικού σταθμού παρατηρήθηκε το φαινόμενο η κυματομορφή που προκύπτει να έχει όμοια μορφή αλλά ελαφρώς υψηλότερη στάθμη από την κυματομορφή που προέκυψε από τον υπολογισμό της αμοιβαίας πληροφορίας μεταξύ των τεσσάρων μεταβλητών του ελληνικού σταθμού, που αποτελεί και τον υπόβαθρο ηλεκτρομαγνητικό θόρυβο του σταθμού. Οι λόγοι για το φαινόμενο αυτό είναι δύο:

- 1) Οι τέσσερις από τις έξι μεταβλητές που συγκρίνονται με τη μέθοδο της αμοιβαίας πληροφορίας στο συνδυασμό των δύο σταθμών είναι οι ίδιες, που συγκρινόμενες με την ίδια μέθοδο, μας δίνουν το ηλεκτρομαγνητικό υπόβαθρο του ελληνικού σταθμού. Γι' αυτό το λόγο υπάρχει ομοιότητα στη μορφή των κυματομορφών.
- 2) Οι δύο υπόλοιπες μεταβλητές (του βρετανικού σταθμού), έχουν ένα σημαντικό βαθμό συσχέτισης, αφού η μία (X) αποτελεί συνιστώσα της άλλης (F). Γι' αυτό το λόγο υπάρχει αύξηση της στάθμης της αμοιβαίας πληροφορίας στη δεύτερη κυματομορφή.

Στην προσπάθεια να βελτιώσουμε τον παραπάνω τρόπο σύγκρισης των δεδομένων των ελληνικών και των βρετανικών σταθμών, υπολογίσαμε την αμοιβαία πληροφορία μεταξύ δύο μεταβλητών. Η πρώτη ήταν η ολική ένταση (F) των βρετανικών σταθμών. Σαν δεύτερη μεταβλητή χρησιμοποιήθηκαν εναλλάξ οι μεταβλητές ew_{3kHz} , ns_{3kHz} , ew_{10kHz} και ns_{10kHz} . Ο υπολογισμός αυτός έγινε για όλα τα ζεύγη βρετανικών και ελληνικών σταθμών και τα αποτελέσματα φαίνονται στο παράρτημα (σελίδες 323 έως 449). Είναι φανερό από τα αποτελέσματα ότι παρουσιάζεται ένας βαθμός συσχέτισης αρκετά υψηλότερος από αυτόν που είδαμε στη σύγκριση των έξι μεταβλητών.

Επίσης, στις σελίδες 451 έως 513 του παραρτήματος, φαίνονται τα αποτελέσματα του υπολογισμού της αμοιβαίας πληροφορίας μεταξύ των μεταβλητών F, ew_{3kHz} , ew_{10kHz} και F, ns_{3kHz} , ns_{10kHz} , για όλα τα ζεύγη βρετανικών και ελληνικών σταθμών.

Τέλος, πρέπει να σημειώσουμε ότι πολύ σημαντικό συμπέρασμα για τη μελέτη μας είναι η διαπίστωση ότι το ηλεκτρομαγνητικό υπόβαθρο είναι διαφορετικό για κάθε σταθμό του Τηλεμετρικού Δικτύου Κρήτης.

Περιεχόμενα

ΣΕΛΙΔΑ

ΕΙΣΑΓΩΓΗ.....	(3)
----------------------	------------

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1ο

ΤΟ ΤΗΛΕΜΕΤΡΙΚΟ ΔΙΚΤΥΟ ΚΡΗΤΗΣ.....	(9)
--	------------

1.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ.....	(9)
-------------------	-----

1.2 ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΤΟΥ ΣΤΑΘΜΟΥ ΥΠΑΙΘΡΟΥ.....	(11)
---	------

1.3 ΚΕΝΤΡΙΚΟΣ

ΣΤΑΘΜΟΣ.....	(14)
---------------------	-------------

1.4 ΑΡΧΗ ΜΕΤΡΗΣΕΩΝ.....	(17)
-------------------------	------

1.4.1 Οι ιδιότητες μιας βροχοκεραίας σαν δέκτης.....	(17)
--	------

1.4.2 Κύκλωμα αρχής

μετρήσεων.....	(19)
-----------------------	-------------

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2ο

ΠΗΓΕΣ ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΩΝ ΔΙΑΤΑΡΑΧΩΝ ΣΤΟ ΓΗΙΝΟ ΠΕΡΙΒΑΛΛΟΝ.....	(23)
---	-------------

2.1 ΓΕΩΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΟ ΠΕΡΙΒΑΛΛΟΝ ΠΛΑΝΗΤΗ ΓΗΣ.....	(23)
---	------

2.1.1 Εισαγωγή.....	(23)
---------------------	------

2.1.2 Γεωρεύματα εξωγενούς

προέλευσης.....	(24)
------------------------	-------------

2.1.3 Βιομηχανικός - Ηλεκτρομαγνητικός θόρυβος.....	(33)
---	------

2.1.4 Ατμοσφαιρικές ηλεκτρικές πηγές.....	(35)
---	------

2.1.5 Μηχανικά παραγόμενα ηλεκτρικά πεδία.....	(38)
--	------

2.1.6 Εξωτερικές πηγές ηλεκτρικών πεδίων.....	(41)
---	------

2.1.7 Ηλεκτρομαγνητικά πεδία δημιουργημένα από τους ωκεανούς.....	(45)
---	------

2.2 ΙΟΝΟΣΦΑΙΡΑ: ΤΟ ΟΡΙΟ ΤΟΥ ΔΙΑΣΤΗΜΑΤΟΣ.....	(46)
--	------

2.2.1 Ιστορικό σημείωμα.....	(46)
------------------------------	------

2.2.2 Η Ιονόσφαιρα σαν Μαγνητόπλασμα.....	(46)
---	------

2.2.3 Η Ιονόσφαιρα στη διαστημική εποχή.....	(48)
--	------

2.3 ΜΟΝΤΕΛΟ ΚΥΜΑΤΟΔΗΓΟΥ ΓΗΣ – ΙΟΝΟΣΦΑΙΡΑ.....	(55)
---	------

2.4 ΓΗ ΚΑΙ ΙΟΝΟΣΦΑΙΡΑ ΣΑΝ ΚΟΙΛΟΤΗΤΑ ΣΥΝΤΟΝΙΣΜΟΥ: ΣΥΝΤΟΝΙΣΜΟΙ SCHUMANN.....	(60)
2.5 ELF ΜΕΤΑΔΟΣΗ ΣΤΟ ΚΥΜΑΤΟΔΗΓΟ ΓΗΣ ΙΟΝΟΣΦΑΙΡΑΣ.....	(64)
2.5.1 Εισαγωγή.....	(64)
2.5.2 Θεωρητική θεμελίωση.....	(64)
2.5.3 Μερικές απαραίτητες προσεγγίσεις.....	(65)
2.5.4 Προσαρμογή εμπέδησης.....	(67)
2.5.5 Τελική απλοποίηση.....	(68)
2.6 ΔΙΕΓΕΡΣΗ ΚΥΜΑΤΟΔΗΓΟΥ ΓΗΣ – ΙΟΝΟΣΦΑΙΡΑΣ ΑΠΟ ΠΑΛΜΙΚΕΣ ELF ΠΗΓΕΣ.....	(69)
2.6.1 Εισαγωγή.....	(69)
2.6.2 Μοντέλο κυματοδηγών για κύματα ELF.....	(70)
2.6.3 Αναλυτική προσέγγιση στον υπολογισμό της κυματομορφής παλμού ELF.....	(72)
2.6.4 Αριθμητικά αποτελέσματα.....	(78)
2.6.5 Περί των οριζόντιων και καμπτόμενων πηγών των αστραπών.....	(84)
2.7 ΠΡΟΣΕΓΓΙΣΤΙΚΗ ΛΥΣΗ ΓΙΑ VLF ΔΙΑΔΟΣΗ Σ' ΕΝΑ ΙΣΟΤΡΟΠΙΚΟ ΕΚΘΕΤΙΚΟ ΚΥΜΑΤΟΔΗΓΟ ΓΗΣ – ΙΟΝΟΣΦΑΙΡΑΣ.....	(85)
2.7.1 Εισαγωγή.....	(85)
2.7.2 Μοντέλο κυματοδηγού.....	(86)
2.7.3 Βασικές εξισώσεις.....	(87)
2.7.4 VLF ιδιοτιμές.....	(88)
2.7.5 Χαρακτηριστικά πεδίου.....	(95)
2.7.6 Θερμικές απώλειες.....	(97)
2.7.7 Επίδραση της επιφανειακής εμπέδησης της Γης.....	(99)
2.8 ΦΑΣΜΑ ΓΕΩΜΑΓΝΗΤΙΚΟΥ ΠΕΔΙΟΥ ΣΤΗ ΠΕΡΙΟΧΗ ΣΥΧΝΟΤΗΤΩΝ: 10^{-5} ΜΕ 10^5 Hz.....	(102)
2.8.1 Εισαγωγή.....	(102)
2.8.2 Αποτελέσματα.....	(105)
2.8.3 Συζήτηση αποτελεσμάτων.....	(106)

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3

ΜΕΘΟΔΟΣ ΕΠΕΞΕΡΓΑΣΙΑΣ ΔΕΔΟΜΕΝΩΝ.....	(109)
--	--------------

3.1 ΕΝΤΡΟΠΙΑ ΠΛΗΡΟΦΟΡΙΑΣ.....	(109)
3.1.1 Εισαγωγή.....	(109)
3.1.2 Διακριτές Τυχαίες Μεταβλητές.....	(109)
3.1.3 Συνεχείς ΤΜ.....	(110)
3.1.4 Η Εντροπία ως προσδοκώμενη τιμή.....	(112)
3.1.5 Εντροπία από κοινού.....	(113)

3.1.6 Εντροπία υπό όρους.....	(115)
3.1.7 Ιδιοτιμές – θεωρήματα Εντροπίας και Μετασχηματισμοί των ΤΜ.....	(117)
3.1.8 Εντροπία υπό όρους.....	(118)
3.1.9 Ταχύτητα εντροπίας.....	(119)
3.1.10 Ταχύτητα εντροπίας – απόκριση συστήματος.....	(120)

3.2 ΑΜΟΙΒΑΙΑ ΠΛΗΡΟΦΟΡΙΑ & ΑΝΑΛΥΣΗ ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΩΝ

ΔΕΔΟΜΕΝΩΝ.....(121)

3.2.1 Αμοιβαία πληροφορία.....	(121)
3.2.2 Δείκτης της Αμοιβαίας Πληροφορίας.....	(122)

3.3 ΕΦΑΡΜΟΓΗ ΤΟΥ ΔΕΙΚΤΗ ΤΗΣ ΑΜΟΙΒΑΙΑΣ ΠΛΗΡΟΦΟΡΙΑΣ ΣΤΑ ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΑ

ΔΕΔΟΜΕΝΑ.....(125)

3.3.1 Εισαγωγή.....	(125)
3.3.2 Γιατί χρησιμοποιήθηκε ο Δείκτης της Αμοιβαίας Πληροφορίας.....	(125)
3.3.3 Παραγωγή του Δείκτη Αμοιβαίας Πληροφορίας.....	(126)

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4

ΑΝΑΛΥΣΗ ΔΕΔΟΜΕΝΩΝ.....(129)

4.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ.....(129)

4.2 ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΑΜΟΙΒΑΙΑΣ ΠΛΗΡΟΦΟΡΙΑΣ.....(129)

4.2.1 Εισαγωγή.....	(129)
4.2.2 Το κυρίως πρόγραμμα (main procedure).....	(130)
4.2.3 Υποπρόγραμμα διαβάσματος μεταβλητών.....	(132)
4.2.4 Υποπρόγραμμα υπολογισμού μέσω όρων.....	(134)
4.2.5 Υποπρόγραμμα γεμίματος πίνακα 6x6.....	(134)
4.2.6 Υποπρόγραμμα υπολογισμού γινομένου διαγωνίων στοιχείων.....	(135)
4.2.7 Υποπρόγραμμα υπολογισμού ορίζουσας του πίνακα 6x6.....	(135)

4.3 ΑΝΑΛΥΣΗ ΣΥΝΘΕΤΙΚΩΝ ΔΕΔΟΜΕΝΩΝ.....(137)

4.3.1 Εισαγωγή.....	(137)
4.3.2 Αμοιβαία Πληροφορία μεταξύ τυχαίων ακολουθιών.....	(137)

4.3.3 Αμοιβαία Πληροφορία μεταξύ 2 τυχαίων ακολουθιών ταυτόχρονα

μεταβαλλόμενων.....(138)

4.3.4 Αμοιβαία Πληροφορία μεταξύ 2 σημάτων.....	(138)
4.3.5 Σύγκριση λόγου σήματος προς θόρυβο με την αμοιβαία πληροφορία.....	(139)
4.3.6 Αμοιβαία πληροφορία μεταξύ 2 μεταβλητών X και Y που συνδέονται με την σχέση: $Y = 2X+1$	(139)
4.3.7 Αμοιβαία πληροφορία μεταξύ 2 μεταβλητών X_1 και Y_1 που συνδέονται με την σχέση: $Y_1 = \ln X_1$ και μεταξύ 2 μεταβλητών X_1 και Y_2 που συνδέονται με την σχέση: Y_2 $= \sqrt{-\ln X_1}$	(140)
4.3.8 Αμοιβαία πληροφορία και ομοιόμορφη κατανομή.....	(141)
4.4 ΑΝΑΛΥΣΗ ΠΡΑΓΜΑΤΙΚΩΝ ΔΕΔΟΜΕΝΩΝ.....	(142)
4.4.1 Εισαγωγή.....	(142)
4.4.2 Πρόγραμμα καθαρισμού αρχείων δεδομένων.....	(142)
4.4.3 Υπόβαθρο ηλεκτρομαγνητικού θορύβου Ελληνικών σταθμών.....	(145)
4.4.4 Σύγκριση δεδομένων σταθμού Eskdalemuir και Ελληνικών σταθμών.....	(147)
4.4.5 Σύγκριση δεδομένων σταθμού Hartland και Ελληνικών σταθμών.....	(148)
4.4.6 Σύγκριση δεδομένων σταθμού Lerwick και Ελληνικών σταθμών.....	(149)
4.4.7 Αμοιβαία πληροφορία Ελληνικών σταθμών πριν από σεισμικές δονήσεις.....	(150)
4.5 ΣΥΖΗΤΗΣΗ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΩΝ.....	(151)
ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ.....	(153)
ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ.....	(515)

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

•THE MUTUAL INFORMATION AS A TOOL FOR RECOGNITION OF A PRESEISMIC ELECTROMAGNETIC ANOMALY.

F. VALLIANATOS, A.B. SIDERIS, C.P. YIALOURIS, and K.NOMIKOS.

•Probability, Random Variables, and Stochastic Processes.
Athanasios Papoulis.

•ANTENNAS AND RADIOWAVE PROPAGATION.
Robert E. Collin.

•ΘΛΕΜΕΤΡΙΑ.
ΙΝΣΤΙΤΟΥΤΟ ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΚΗΣ ΕΚΠΑΙΔΕΥΣΗΣ.

•IUGG General Assembly, Vienna, August 1991 Union Lecture.
IONOSPHERE: THE EDGE OF SPACE. Siegfried J. Bauer.
Institute for Meteorology & Geophysics. University of Graz. Austria.

*Guided waves.

•THE GEOELECTRICAL METHODS in Geophysical Exploration(Chapter4...ELECTROMAGNETIC ENVIRONMENT OF PLANET EARTH).

•Classical Electrodynamics (Wave Guides and Resonant Cavities).

•BRIEF REPORT. On ELF transmission in the Earth – ionosphere waveguide. J.R.
W_{AIT} (1991).

•A. I. SUKHORUKOV. On the excitation of the Earth – ionosphere waveguide by pulsed ELF sources. Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation, Russian Academy of Sciences, Troitsk, Moscow region, Russia (Received in final form 5 August 1991).

•A. I. SUKHORUKOV. Approximate solution for VLF propagation in an isotropic exponential Earth–ionosphere waveguide. Max-Planck-Institut für Aeronomie 3411 Katlenburg-Lindau Federal Republic of Germany(1993).

•BACKGROUND MAGNETIC SPECTRA: $\sim 10^{-5}$ to $\sim 10^5$ Hz.
L. J. Lanzerotti and C. G. MacLennan. AT&T Bell Laboratories. A.C. Fraser-Smith. STAR Laboratory, Stanford University.

•ΕΙΣΑΓΩΓΗ ΣΤΗ ΘΕΩΡΙΑ ΘΟΡΥΒΟΥ ΚΑΙ ΕΦΑΡΜΟΓΕΣ.
Κ.Καρούμπαλου.