



Τ.Ε.Ι. ΚΡΗΤΗΣ
ΠΑΡ/ΜΑ ΧΑΝΙΩΝ
ΤΜΗΜΑ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΚΗΣ

ΠΤΥΧΙΑΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

ΜΕΛΕΤΗ ΣΤΟ ΓΝΩΣΤΙΚΟ ΠΕΔΙΟ
ΜΕ ΑΝΑΛΥΣΗ
ELF / VLF ΔΕΔΟΜΕΝΩΝ

ΣΠΟΥΔΑΣΤΕΣ

ΜΑΝΟΣ
ΖΑΧΑΡΙΟΥΔΑΚΗΣ

ΓΙΩΡΓΟΣ
ΠΟΥΓΙΑΣ

ΕΙΣΗΓΗΤΗΣ
ΦΙΛΙΠΠΟΣ ΒΑΛΛΙΑΝΑΤΟΣ

...ΑΦΙΕΡΩΜΕΝΗ

ΣΤΟΥΣ

ΓΟΝΕΙΣ ΜΑΣ

ΜΑΝΟΣ

&

ΓΙΩΡΓΟΣ

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

➤ ΕΙΣΑΓΩΓΗ

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΠΡΩΤΟ ΤΗΛΕΜΕΤΡΙΚΟ ΔΙΚΤΥΟ ΚΡΗΤΗΣ

ΕΙΣΑΓΩΓΗ.....	1
ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΤΟΥ ΣΤΑΘΜΟΥ ΥΠΑΙΘΡΟΥ.....	2
ΚΕΝΤΡΙΚΟΣ ΣΤΑΘΜΟΣ.....	6

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΔΕΥΤΕΡΟ ΣΥΓΚΡΙΣΗ ΤΩΝ ΠΡΟΤΥΠΩΝ ΠΙΘΑΝΟΤΗΤΑΣ ΔΙΑΝΟΜΗΣ ΑΣΥΡΜΑΤΗΣ ΜΕΤΑΔΟΣΗΣ ΕΥΡΟΥΣ ΧΑΜΗΛΗΣ ΣΥΧΝΟΤΗΤΑΣ

ΕΙΣΑΓΩΓΗ.....	9
ΜΕΤΑΔΟΣΗ ELF/VLF.....	11
ΠΙΘΑΝΟΤΗΤΑ ΔΙΑΝΟΜΗΣ ΕΥΡΟΥΣ.....	12
ΠΡΟΤΥΠΑ ARD.....	15
ΑΝΑΛΥΣΗ ΣΤΟΙΧΕΙΩΝ.....	19
ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΑΝΑ ΤΟΠΟ.....	22
ΠΑΡΑΜΕΤΡΟΙ ΤΩΝ ΠΡΟΤΥΠΩΝ.....	26
ΤΥΠΙΚΕΣ ΠΑΡΑΜΕΤΡΟΙ ΤΙΜΩΝ.....	30
ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ELF.....	31
ΣΥΖΗΤΗΣΗ ΓΙΑ ΤΗΝ ΑΠΟΚΛΙΣΗ VOLTAGE.....	32
ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ.....	34

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΤΡΙΤΟ ΣΤΑΤΙΣΤΙΚΑ-ΦΥΣΙΚΑ ΠΡΟΤΥΠΑ ΤΗΣ ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΗΣ ΠΑΡΕΜΒΟΛΗΣ

ΜΕΡΟΣ Ι

ΕΙΣΑΓΩΓΗ.....	36
ΤΑΞΙΝΟΜΗΣΗ ΤΗΣ ΜΕΤΑΔΟΣΗΣ ΕΜ.....	37
ΠΡΟΗΓΟΥΜΕΝΗ ΕΡΓΑΣΙΑ.....	39
ΚΑΙΝΟΥΡΓΙΑ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ.....	39
ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ.....	40
ΣΤΑΤΙΣΤΙΚΕΣ ΦΑΚΕΛΟΥ:ΟΙ ARD ΚΑΙ PDF ΓΙΑ ΠΑΡΕΜΒΟΛΗ ΤΗΣ Α ΤΑΞΕΩΣ.....	41
ΣΤΑΤΙΣΤΙΚΕΣ ΦΑΚΕΛΟΥ:ΟΙ ARD ΚΑΙ PDF ΓΙΑ ΠΑΡΕΜΒΟΛΗ ΤΗΣ Β ΤΑΞΕΩΣ.....	43
ΣΥΓΚΡΙΣΕΙΣ ΜΕ ΠΕΙΡΑΜΑ.....	49
ΜΕΡΙΚΑ ΠΡΟΣΘΕΤΑ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ.....	51

ΜΕΡΟΣ ΙΙ

ΑΝΑΛΥΣΗ.....	53
ΤΟ ΒΑΣΙΚΟ ΣΤΑΤΙΣΤΙΚΟ ΠΡΟΤΥΠΟ.....	54
Η ΠΡΩΤΗ ΑΝΑΓΩΓΗ ΤΩΝ Χ.Σ. F1:	
Η ΣΥΝΘΗΚΗ ΤΟΥ ΔΕΚΤΗ ΜΙΚΡΟΥ-ΕΥΡΟΥΣ.....	57
ΠΑΡΕΜΒΟΛΕΣ ΤΗΣ ΤΑΞΕΩΣ Α, Β ΚΑΙ Γ: Ο ΡΟΛΟΣ ΤΟΥ ΕΥΡΟΥΣ ΖΩΝΗΣ ΤΟΥ ΕΙΣΑΓΟΜΕΝΟΥ ΚΑΙ ΤΟΥ ΔΕΚΤΟΥ.....	60
ΔΕΥΤΕΡΗ ΑΠΛΟΠΟΙΗΣΗ ΤΗΣ Χ.Σ. F1:	
Ο ΡΟΛΟΣ ΤΗΣ ΠΗΓΗΣ ΠΑΡΕΜΒΟΛΗΣ ΚΑΙ Ο ΝΟΜΟΣ ΣΤΡΟΓΓΥΛΟΠΟΙΗΣΗΣ.....	63
ΝΟΜΟΣ ΔΙΑΣΠΟΡΑΣ.....	64
ΠΗΓΗ ΔΙΑΝΟΜΩΝ.....	65
Ο ΡΟΛΟΣ ΔΙΑΡΚΕΙΑΣ ΤΟΥ ΕΙΣΕΡΧΟΜΕΝΟΥ ΣΗΜΑΤΟΣ T_s	66
Η Χ.Σ. ΓΙΑ ΠΑΡΕΜΒΟΛΗ Α ΤΑΞΕΩΣ.....	67
Η Χ.Σ. ΓΙΑ ΠΑΡΕΜΒΟΛΗ Β ΤΑΞΕΩΣ.....	68
Η ΣΤΡΟΓΓΥΛΟΠΟΙΗΣΗ ΤΩΝ Χ.Σ. ΓΙΑ $(0 < \alpha < 2)$	70
ΠΙΘΑΝΟΤΗΤΑ ΔΙΑΝΟΜΗΣ.....	73
ΠΑΡΕΜΒΟΛΗ ΤΗΣ Α ΤΑΞΕΩΣ.....	74
ΠΑΡΕΜΒΟΛΗ ΤΗΣ Β ΤΑΞΕΩΣ $(0 < \alpha < 2)$	76
Η ΣΥΝΘΕΤΗ ΣΤΡΟΓΓΥΛΟΠΟΙΗΣΗ.....	77
ΕΙΔΙΚΟ ΛΕΞΙΛΟΓΙΟ ΤΩΝ ΚΥΡΙΩΝ ΣΥΜΒΟΛΩΝ.....	82

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΤΕΤΑΡΤΟ

ΠΡΟΤΥΠΟ ΠΙΘΑΝΟΤΗΤΑΣ ΔΙΑΝΟΜΗΣ ΕΥΡΟΥΣ ΓΙΑ ΑΤΜΟΣΦΑΙΡΙΚΗ ΜΕΤΑΔΟΣΗ ELF/VLF

ΕΙΣΑΓΩΓΗ.....	84
ΑΞΙΟΠΟΙΗΣΗ ΤΩΝ ΠΡΟΤΥΠΩΝ.....	85
ΜΕΤΑΔΟΣΗ VLF.....	86
ΜΕΤΑΔΟΣΗ ELF.....	88
ΕΞΑΡΤΗΣΗ ΣΤΙΣ ΠΑΡΑΜΕΤΡΟΥΣ ΔΙΑΔΟΣΗΣ.....	89
ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ.....	90
ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ.....	95

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΠΕΜΠΤΟ

ΣΧΗΜΑΤΙΣΜΟΣ ΤΗΣ ΑΤΜΟΣΦΑΙΡΙΚΗΣ ΜΕΤΑΔΟΣΗΣ

ΕΙΣΑΓΩΓΗ.....	96
Η ΦΥΣΗ ΤΩΝ ΠΗΓΩΝ ΚΑΙ Η ΔΙΑΔΟΣΗ ΤΟΥ ΔΕΚΤΗ.....	98
ΔΙΑΝΟΜΗ ΔΙΑΣΤΗΜΙΚΗΣ ΣΤΑΘΕΡΑΣ.....	100
ΔΙΜΕΤΑΒΛΗΤΗ ΔΙΑΣΤΗΜΙΚΗ ΔΙΑΝΟΜΗ GAUSSIAN.....	101
ΠΡΟΤΥΠΑ ΔΙΑΔΟΣΗΣ.....	103
<u>ΣΤΑΤΙΣΤΙΚΕΣ ΜΕΤΡΗΣΕΙΣ ΠΡΩΤΟΥ-ΒΑΘΜΟΥ</u>	
ΠΙΘΑΝΟΤΗΤΑ ΔΙΑΝΟΜΗΣ ΕΥΡΟΥΣ ΧΡΗΣΙΜΟΠΟΙΩΝΤΑΣ ΜΕΤΑΣΧΗΜΑΤΙΣΜΟΥΣ HANKEL.....	104

ΠΙΘΑΝΟΤΗΤΑ ΔΙΑΝΟΜΗΣ ΕΥΡΟΥΣ ΜΕ ΟΜΟΓΕΝΟΠΟΙΗΜΕΝΗ ΠΙΘΑΝΟΤΗΤΑ ΠΥΚΝΟΤΗΤΑΣ ΣΤΗΝ R1.....	105
ΠΙΘΑΝΟΤΗΤΑ ΔΙΑΝΟΜΗΣ ΕΥΡΟΥΣ ΓΙΑ ΜΕΓΑΛΕΣ ΤΙΜΕΣ ΦΑΚΕΛΟΥ.....	107
ΜΕΣΟΣ ΟΡΟΣ ΤΗΣ ΔΙΑΣΤΑΥΡΟΥΜΕΝΗΣ ΣΤΑΘΕΡΗΣ ΑΝΑΛΟΓΙΑΣ ΦΑΚΕΛΟ-ΕΠΙΠΕΔΟ.....	113
ΔΙΑΝΟΜΗ ΔΙΑΓΡΑΜΜΑΤΩΣΗΣ ΠΑΛΜΟΥ.....	114
ΠΡΟΤΥΠΑ ΓΙΑ ΕΞΑΡΤΗΣΕΙΣ.....	115
ΔΙΑΝΟΜΗ ΠΑΛΜΟΥ-ΔΙΑΣΤΗΜΑΤΟΣ.....	116
ΠΕΡΙΛΗΨΗ ΚΑΙ ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ.....	119
ΜΙΑ ΜΕΘΟΔΟΣ ΜΕΤΑΣΧΗΜΑΤΙΣΜΟΥ ΓΙΑ ΤΟΝ ΠΡΟΣΔΙΟΡΙΣΜΟ ΤΗΣ ΠΙΘΑΝΟΤΗΤΑΣ ΜΕΤΑΔΟΣΗΣ ΕΥΡΟΥΣ HANKEL.....	120
ΑΠΟΤΙΜΗΣΗ ΤΩΝ ΥΠΟΘΕΤΙΚΩΝ ΠΙΘΑΝΟΤΗΤΩΝ ΣΤΗΝ ΔΙΑΝΟΜΗ ΠΑΛΜΟΥ-ΔΙΑΓΡΑΜΜΑΤΩΣΗΣ.....	124

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΕΚΤΟ

ΜΕΤΡΗΣΙΜΑ ΣΤΑΤΙΣΤΙΚΑ ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΑ ΤΗΣ VLF ΚΑΙ ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΑ ΤΗΣ ΑΤΜΟΣΦΑΙΡΙΚΗΣ ΜΕΤΑΔΟΣΗΣ ΑΠΟ 1 ΕΩΣ 100 ΚC

ΜΕΤΡΗΣΙΜΑ ΣΤΑΤΙΣΤΙΚΑ ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΑ ΤΗΣ VLF

ΕΙΣΑΓΩΓΗ.....	127
ΜΕΤΡΗΣΙΜΟΙ ΠΑΡΑΜΕΤΡΟΙ ΚΑΙ ΧΡΗΣΙΜΟΠΟΙΟΥΜΕΝΟΣ ΕΞΟΠΛΙΣΜΟΣ.....	128
ΜΕΤΡΗΣΙΜΟ ΕΥΡΟΣ ΚΑΙ ΔΙΑΝΟΜΕΣ ΧΡΟΝΟΥ.....	130

ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΑ ΤΗΣ ΑΤΜΟΣΦΑΙΡΙΚΗΣ ΜΕΤΑΔΟΣΗΣ ΑΠΟ 1ΕΩΣ 100 ΚC

ΕΙΣΑΓΩΓΗ.....	145
ΑΚΤΙΝΩΤΟ ΠΕΔΙΟ ΜΙΑΣ ΕΚΚΕΝΩΣΗΣ ΑΣΤΡΑΠΗΣ.....	146
ΤΑ ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΑ ΤΗΣ ΔΙΑΣΠΟΡΑΣ.....	151
ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΑ ΤΗΣ ΑΤΜΟΣΦΑΙΡΙΚΗΣ ΜΕΤΑΔΟΣΗΣ ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΕΝΕΣ ΦΑΣΜΑΤΙΚΕΣ ΣΥΧΝΟΤΗΤΕΣ.....	153
ΜΕΤΡΗΣΙΜΑ ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΑ ΤΟΥ ΠΕΔΙΟΥ ΤΗΣ ΜΕΤΑΔΟΣΗΣ.....	154

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΕΒΔΟΜΟ
ΑΝΑΛΥΣΗ ΤΩΝ ΠΡΟΓΡΑΜΜΑΤΩΝ ΚΑΙ ΤΩΝ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΩΝ ΤΗΣ
ΕΡΓΑΣΙΑΣ

ΕΙΣΑΓΩΓΗ.....	159
ΑΝΑΛΥΣΗ ΤΩΝ ΠΡΟΓΡΑΜΜΑΤΩΝ.....	160
ΑΝΑΛΥΣΗ ΚΥΡΙΟΥ ΠΡΟΓΡΑΜΜΑΤΟΣ.....	160
ΚΥΡΙΟ ΠΡΟΓΡΑΜΜΑ.....	162
ΑΝΑΛΥΣΗ ΤΟΥ ΠΡΟΓΡΑΜΜΑΤΟΣ	
ΜΕΣΗΣ ΤΙΜΗΣ-ΤΥΠΙΚΗΣ ΑΠΟΚΛΙΣΗΣ.....	167
ΠΡΟΓΡΑΜΜΑ ΜΕΣΗΣ ΤΙΜΗΣ-ΤΥΠΙΚΗΣ ΑΠΟΚΛΙΣΗΣ.....	169
ΑΝΑΛΥΣΗ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΩΝ.....	172

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑΤΑ

- **ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Α: ΙΣΤΟΓΡΑΜΜΑΤΑ**

- **ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Β: ΚΑΜΠΥΛΕΣ ΜΕΣΗΣ ΤΙΜΗΣ-ΤΥΠΙΚΗΣ ΑΠΟΚΛΙΣΗΣ**

- **ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Γ: ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΟΙ ΤΥΠΟΙ**

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Η παρούσα πτυχιακή εργασία αναφέρεται στη μελέτη του γνωστικού πεδίου με ανάλυση VLF/ELF δεδομένων, που αποκτήθηκαν την τριετία 1995-1997 από το Τηλεμετρικό Δίκτυο Κρήτης.

Στο **κεφάλαιο 1** υπάρχει αναλυτική περιγραφή του Τηλεμετρικού Δικτύου 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 είναι αποθηκευμένα σε αρχεία που έχουν ταξινομηθεί ανάλογα με το σταθμό και την ημερομηνία που αποκτήθηκαν.

Στα **κεφαλαία 2 έως 6** αναπτύσσεται το θεωρητικό υπόβαθρο της πτυχιακής μας εργασίας. Στα κεφαλαία αυτά αναλύουμε το φαινόμενο των ηλεκτρομαγνητικών διαταραχών στο γήινο περιβάλλον. Γίνονται διάφορα πειράματα πάνω στην ατμοσφαιρική ασύρματη μετάδοση και τα αποτελέσματα των μετρήσεων ELF/VLF δεδομένων συγκρίνονται με κατάλληλα πρότυπα, για να βρεθεί το πιο ακριβές πρότυπο. Τα πιο ευρέως γνωστά πρότυπα είναι τα πρότυπα μετάδοσης A και B τάξεως του Middleton. Όμως δεν χρησιμοποιήθηκαν στα πειράματα, λόγω της πολυπλοκότητάς τους. Τα πρότυπα που χρησιμοποιήθηκαν λόγω της ακρίβειας και της απλότητας τους είναι το πρότυπο Hall, το πρότυπο α-σταθεράς και το πρότυπο Field-Lewenstein, όπου το πρώτο είναι κατάλληλο για περιοχές με έντονη δραστηριότητα ατμοσφαιρικών παράσιτων (π.χ. χαμηλά γεωγραφικά πλάτη) και το δεύτερο είναι κατάλληλο για περιοχές σχετικά απομακρυσμένες από έντονη δραστηριότητα ατμοσφαιρικών παράσιτων (π.χ. πολικές περιοχές).

Στο **κεφαλαίο 7** γίνεται η ανάλυση των δεδομένων μας, καθώς επίσης και μια πιο λεπτομερή εξήγηση του κυρίου προγράμματος και του προγράμματος της μέσης τιμής-τυπικής απόκλισης, ώστε να γίνουν κατανοητά απ'όλους τους χρήστες.

Η παρούσα πτυχιακή εργασία πραγματοποιήθηκε κατά το χρονικό διάστημα Σεπτέμβριος 2001 έως το τέλος του χρόνου 2002. Τέλος, ευχαριστούμε τον εισηγητή-καθηγητή μας κ. **Φίλιππο Βαλλιανάτο**, για την πολύτιμη συνεργασία και συμπαράστασή του, κατά την διάρκεια της πραγματοποίησης της πτυχιακής μας εργασίας.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1

ΤΗΛΕΜΕΤΡΙΚΟ ΔΙΚΤΥΟ ΚΡΗΤΗΣ

Εισαγωγή

Το Τηλεμετρικό Δίκτυο Κρήτης του Τ.Ε.Ι. Ηρακλείου / Παραρτήματος Χανίων αναπτύχθηκε με σκοπό τη συνεχή καταγραφή των μεταβολών του Γήινου ηλεκτρομαγνητικού πεδίου στην περιοχή της Κρήτης, στις περιοχές: Ηρακλείου, Ιεράπετρας, Ροδοπού, Νίπος Αποκορώνου και Βάμου Αποκορώνου. 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 3 KHz και 10 KHz (χαμηλές συχνότητες) σε δύο ορθογώνιες διευθύνσεις (E – W Ανατολή – Δύση και N – S Βορράς – Νότος). Γίνεται και η καταγραφή του ηλεκτρικού πεδίου στις συχνότητες 41 KHz και 53 KHz (υψηλές συχνότητες). Οι μετρήσεις αυτές ψηφιοποιούνται και αποθηκεύονται στη μνήμη ενός Datalogger. Στη συνέχεια οι μετρήσεις αυτές μεταφέρονται και αποθηκεύονται στον κεντρικό σταθμό μέσω τηλεφωνικών γραμμών.

Περιγραφή Του Σταθμού Υπαίθρου

Σε κάθε σταθμό υπαίθρου υπάρχουν:

- Τέσσερις δέκτες οι οποίοι μετρούν τις μεταβολές του Γήινου ηλεκτρομαγνητικού πεδίου στα 3 KHz και 10 KHz στις διευθύνσεις Ανατολή – Δύση και Βορράς – Νότος. Οι δέκτες αυτοί περιλαμβάνουν ενισχυτές ευρείας ζώνης και χαμηλού θορύβου καθώς και ενεργά φίλτρα διέλευσης ζώνης συχνοτήτων, 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. Οι κεραίες είναι συντονισμένες βροχοκεραίες στις συχνότητες 3 KHz και 10 KHz. Η τάση στην έξοδο κάθε βροχοκεραίας δίδεται από την σχέση:

$$V=K \cdot E$$

Όπου

$$K=2 \cdot \pi \cdot A \cdot N \cdot Q / \lambda$$

A είναι το εμβαδόν της κεραίας.

N είναι ο αριθμός των περιελίξεων του σύρματος της κεραίας.

Q είναι ο παράγοντας ποιότητας της κεραίας.

λ είναι το μήκος κύματος της έντασης E του ηλεκτρικού πεδίου.

Ο λόγος SNR του σήματος προς θόρυβο δίνεται από την σχέση:

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

Δf είναι το εύρος συχνοτήτων στο δέκτη.

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 0.3 mm και

κεραία διαμέτρου 1m, που μας δίνουν $N=165$ περιελίξεις για τη συντονισμένη στα 3 KHz κεραία και $N=56$ περιελίξεις γι' αυτήν των 10 KHz, επομένως $K=0.1$. Το Q είναι 12 και το SNR είναι 10 και για τις δύο συχνότητες.

Για τις μη συντονισμένες κεραίες ο παράγοντας $K=2*\pi*A*N / \lambda$ 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 την μετρούμενη συχνότητα.

- Δύο δέκτες οι οποίοι μετρούν τις μεταβολές του Γήινου ηλεκτρικού πεδίου στα 41 MHz και στα 53 MHz. Οι δέκτες αυτοί χρησιμοποιούν την τεχνική της διπλής ετεροδύωσης και η έξοδός της είναι μια συνεχή τάση της οποίας το μέτρο είναι ανάλογο με το πλάτος της έντασης E του ηλεκτρικού πεδίου στην κεραία. Οι κεραίες που χρησιμοποιούνται για τις συχνότητες αυτές είναι οριζόντια $\lambda / 2$ δίπολα συντονισμένα στα 41 MHz και στα 53 MHz.
- 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 στην μνήμη του. Το Datalogger που χρησιμοποιούμε είναι υψηλής τεχνολογίας Datalogger 21X της εταιρείας CAMPBELL SCIENTIFIC.

ΠΡΟΔΙΑΓΡΑΦΕΣ DATALOGGER	
ΜΟΝΤΕΛΟ	21X CAMPBELL SCIENTIFIC
ΑΝΑΛΟΓΙΚΕΣ ΕΙΣΟΔΟΙ	ΟΚΤΩ ΔΙΑΦΟΡΕΤΙΚΕΣ
ΑΝΤΙΣΤΑΣΗ ΕΙΣΟΔΟΥ	200 Ω
ΑΝΑΛΟΓΙΚΟΣ / ΨΗΦΙΑΚΟΣ ΜΕΤΑΤΡΟΠΕΑΣ	14 BITS
ΑΙΣΘΗΣΙΑ ΚΑΙ ΔΙΑΚΡΙΤΙΚΗ ΙΚΑΝΟΤΗΤΑ	$\pm 5 \text{ V}$ 333.0 μV $\pm 0.5 \text{ V}$ 33.3 μV $\pm 50 \text{ mV}$ 3.33 μV $\pm 15 \text{ mV}$ 1.0 μV $\pm 5 \text{ mV}$ 0.33 μV
ΠΡΟΓΡΑΜΜΑΤΙΣΜΟΣ	ΣΥΜΒΟΛΙΚΗ ΓΛΩΣΣΑ
ΜΝΗΜΗ	ROM 24 KBYTES RAM 40 KBYTES
ΤΡΟΦΟΔΟΣΙΑ	12 V DC / 5 mA

Τα πλεονεκτήματά του είναι:

1. Ικανότητα προγραμματισμού για την αποθήκευση των δεδομένων στη τελική μνήμη ή σε μονάδα memory card ή σε μονάδα μαγνητικής εγγραφής.
2. Ικανότητα επικοινωνίας μέσω modem και τηλεφωνικής γραμμής ή με ραδιοζεύξη με τον κεντρικό σταθμό.
3. Μεταφορά δεδομένων με αξιοπιστία 99.98 % λόγω του ειδικού πρωτοκόλλου επικοινωνίας που διαθέτει.
4. Εξαιρετικά χαμηλή κατανάλωση ισχύος .
5. Λαμβάνει μετρήσεις με υψηλή διακριτική ικανότητα λόγω του αναλογικού / ψηφιακού μετατροπέα των 14 bits.
6. Ικανότητα να προσθέτει αυτόματα την ημερομηνία και την ώρα σε κάθε δειγματοληψία.
7. Προστασία κάθε εισόδου από τους κεραυνούς.

8. Αποθηκεύει 19328 σημεία χαμηλής διακριτικής ικανότητας ή 9664 σημεία υψηλής διακριτικής ικανότητας σε κυκλική μνήμη.

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

1. Τρόπος λειτουργίας: απλής εισόδου, μη διαφορικός.
 2. Είσοδος στα ± 5000 mV με διακριτική ικανότητα 1 mV.
 3. Δειγματοληψία: 1 μέτρηση / sec.
 4. Στη τελική μνήμη αποθηκεύονται η ημερομηνία και η ώρα.
 5. Ικανότητα αποθήκευσης στη μνήμη δεδομένα διάρκειάς 40 ωρών χωρίς αλληλοεπικάλυψη.
 6. Η τροφοδοσία του Datalogger επιτυγχάνεται από ενσωματωμένες επαναφορτιζόμενες μπαταρίες 12 V / 3.5 Ah. Η φόρτιση των συσσωρευτών γίνεται με μικρό φορτιστή ή με μικρό ηλιακό στοιχείο.
 7. Σε όλα τα Datalogger που λειτουργούν στο τηλεμετρικό δίκτυο έχει τοποθετηθεί περιφερειακή μονάδα αποθήκευσης τύπου memory card για την εφεδρική αποθήκευση των σημάτων που λαμβάνονται από τους δέκτες των σταθμών.
- Σε κάθε σταθμό υπαίθρου το Datalogger συνδέεται με την τηλεφωνική γραμμή μέσω modem. Τα modem που χρησιμοποιούνται είναι το μοντέλο DC 112 της εταιρείας που κατασκευάζει το Datalogger. Το modem αυτό συνδέεται με την σειριακή του Datalogger και επικοινωνεί είτε με V – 21 (300 bits/sec) ή με V – 22 (1200 bits/sec) σε full duplex. Για να ελαττωθεί η ηλεκτρική κατανάλωση το modem έχει ειδική κατασκευή και δεν ακολουθεί το RS - 232 πρωτόκολλο σε σχέση με το επίπεδο τάσης.
- Η σύνδεση του modem με την 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 τον κεντρικό σταθμό απομονώνει την υπάρχουσα τηλεφωνική συσκευή και συνδέει απευθείας το modem με την τηλεφωνική γραμμή. Στους υπόλοιπους σταθμούς υπαίθρου υπάρχει ηλεκτρονική συσκευή (modem – telephone – switch), η οποία αναγνωρίζει αν η κλήση που δέχεται προέρχεται

από απλή τηλεφωνική συσκευή ή από modem και ανάλογα συνδέει την τηλεφωνική γραμμή με την υπάρχουσα τηλεφωνική συσκευή ή με το modem του σταθμού υπαίθρου.

Κεντρικός Σταθμός

Ο κεντρικός σταθμός είναι εγκατεστημένος στο τμήμα Ηλεκτρονικής του Τ.Ε.Ι. Ηρακλείου / Παράρτημα Χανίων. Ο σταθμός αυτός αποτελείται από έναν υπολογιστή 80386 DX στα 40 MHz με μαθηματικό συνεπεξεργαστή, με οθόνη έγχρωμη υψηλής διακριτικής ικανότητας. Για την απεικόνιση των σημάτων σε χαρτί χρησιμοποιείται ένα πλότερ με 8 έγχρωμες γραφίδες. Ο κεντρικός σταθμός διαθέτει επίσης μια επιλεγόμενη τηλεφωνική γραμμή, ένα modem τύπου CCITT, V - 21 / V - 22 και ένα ψηφιακό χρονοδιακόπτη ο οποίος θέτει σε λειτουργία τον Η/Υ δύο φορές το 24ωρο για μισή ώρα περίπου κάθε φορά, με στόχο την επικοινωνία με τους σταθμούς υπαίθρου και τη μεταφορά και αποθήκευση σε περιφερειακές μνήμες των δεδομένων που αντιστοιχούν στις μεταβολές του Γήινου ηλεκτρικού πεδίου.

Για τη επικοινωνία του κεντρικού σταθμού με το Datalogger κάθε σταθμού υπαίθρου, η εταιρεία Campbell έχει αναπτύξει κατάλληλο λογισμικό το οποίο έχει τις παρακάτω δυνατότητες:

1. Μεταφέρει στον Η/Υ τα δεδομένα της μνήμης του Datalogger από την προηγούμενη επικοινωνία μέχρι τη στιγμή της τρέχουσας επικοινωνίας.
2. Μεταφέρει τα δεδομένα στον κεντρικό σταθμό σε ομάδες των 512 Bytes, ακολουθούμενα με ένα πρωτόκολλο ασφαλείας.
3. Επεμβαίνει για να διορθώσει ή να αλλάξει το πρόγραμμα καθώς και την ημερομηνία και την ώρα του Datalogger.

Το λογισμικό αυτό είναι ενσωματωμένο στο κυρίως πρόγραμμα του κεντρικού σταθμού το οποίο αναπτύχθηκε από τα μέλη της ερευνητικής ομάδας. Το πρόγραμμα εκτελεί τις παρακάτω λειτουργίες:

Επικοινωνεί με όλους τους σταθμούς υπαίθρου δυο φορές το 24ωρο,
Στις 13:00 και στις 01:00 ώρα GMT. Η διαδικασία 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 τον πρώτο σταθμό υπαίθρου. Αν η επικοινωνία είναι επιτυχής, τότε το κυρίως πρόγραμμα εκτελεί το λογισμικό 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 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, καταγράφεται σε αρχείο που φέρει το όνομα του σταθμού και έχει επέκταση .ERR.

Διαχωρίζει τα δεδομένα κάθε σταθμού ανά 12ωρο το οποίο και αποθηκεύει στο σκληρό δίσκο με όνομα 8 χαρακτήρων και με επέκταση .DAT.

H0010000.DAT

Το πρώτο ψηφίο είναι γράμμα σταθμού δηλ. H = Ηράκλειο

Τα επόμενα τρία ψηφία είναι η μέρα δηλ. 001 = πρώτη μέρα

Τα επόμενα τέσσερα ψηφία είναι η ώρα ανά λεπτό

Συμπιέζει τα δεδομένα κάθε σταθμού και αποθηκεύει αυτά, για λόγους ασφαλείας, σε μαγνητική κασέτα.

Απεικονίζει στην οθόνη ή σε χαρτί του plotter τα δεδομένα όλων των δεκτών κάθε σταθμού ξεχωριστά ή ακόμη και τα δεδομένα όλων των σταθμών ανά 12ωρο.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2

ΣΥΓΚΡΙΣΗ ΤΩΝ ΠΡΟΤΥΠΩΝ ΠΙΘΑΝΟΤΗΤΑΣ ΔΙΑΝΟΜΗΣ ΑΣΥΡΜΑΤΗΣ ΜΕΤΑΔΟΣΗΣ ΕΥΡΟΥΣ ΧΑΜΗΛΗΣ ΣΥΧΝΟΤΗΤΑΣ

D.A. Chrissan and A.C. Fraser-Smith

Εργαστήριο Διαστημικό, Τηλεπικοινωνιών και Ραδιοεπιστήμης Πανεπιστήμιο του Στανφορντ Καλιφόρνια

Απόσπασμα. Μια από τις πιο κοινά αναπαραγόμενες στατιστικές στην μελέτη της ατμοσφαιρικής ασύρματης μετάδοσης είναι ο φάκελος πιθανότητας διανομής μετάδοσης εύρους διαφοράς δυναμικού (APD). Αν και έχουν προταθεί ένας αριθμός από πρότυπα για να χαρακτηρίζουν το φάκελο ατμοσφαιρικής μετάδοσης APDs, η ποσότητα των πραγματικών στοιχείων που υπάρχει για να πιστοποιεί την ακρίβειά τους είναι κάτι περιορισμένο, ειδικά στις ζώνες ELF και VLF. Αυτή η πραγματεία παρουσιάζει τα αποτελέσματα μιας στατιστικής ανάλυσης στην οποία εξετάστηκαν εκατοντάδες ώρες μετάδοσης ELF / VLF για να παράγουν APDs, τα οποία μετά συγκρίνονται με διάφορα πρότυπα APD για να καθορίσουν ποιο από τα πρότυπα είναι το πιο ακριβές. Το κριτήριο σφάλματος που χρησιμοποιείται για να βρει τις καταλληλότερες παραμέτρους κάθε προτύπου APD, καθώς επίσης και για να συγκρίνει τα πρότυπα μεταξύ τους, είναι η αναμενόμενη τιμή του λογάριθμου σφάλματος στο τετράγωνο (όπου ο λογάριθμος σφάλματος είναι η διαφορά σε ντεσιμπέλ ανάμεσα στα στοιχεία του ιστογράμματος και το πρότυπο του ιστογράμματος). Αυτό το κριτήριο ορίζει τα μέσα με τα οποία μπορούν τα πρότυπα να εκτιμηθούν και να συγκριθούν αριθμητικά. Το πιο ακριβές πρότυπο βρέθηκε ότι εξαρτάται από τη γεωγραφική τοποθεσία, την εποχή του έτους και την ημέρα, το εύρος ζώνης και το κέντρο συχνότητας. Άλλα δύο από τα απλούστερα πρότυπα (π.χ. καθένα με μόνο δύο παραμέτρους) βρέθηκε ότι γενικά δίνουν πολύ καλή παρουσίαση. Αυτές είναι τα πρότυπα Hall και άλφα-σταθερά (ή α-σταθερά) και τα δύο από τα οποία πλησιάζουν τη διανομή Rayleigh για τιμές χαμηλού εύρους αλλά

αλλοιώνονται με ένα αντίστροφο δυναμικό νόμο για τιμές υψηλού εύρους. Αυτή η πραγματεία συμπεραίνει ότι το πρότυπο Hall είναι η καταλληλότερη επιλογή στα πλαίσια της ακρίβειας και της απλότητας για περιοχές που εκτίθενται σε έντονη δραστηριότητα ατμοσφαιρικών παράσιτων (π.χ. χαμηλότερα γεωγραφικά πλάτη) και το πρότυπο α-σταθερά είναι το καλύτερο για περιοχές σε σχετική απόσταση από έντονη δραστηριότητα ατμοσφαιρικών παράσιτων (π.χ. πολικές περιοχές).

Εισαγωγή

Η φυσική απαντώμενη ασύρματη μετάδοση κάτω από περίπου 100 MHz αναπαράγεται καλά για τις περισσότερες εφαρμογές όπως η τυχαία διαδικασία Gaussian, όμως η ασύρματη μετάδοση κάτω από 100 MHz (σημαίνει ατμοσφαιρική μετάδοση) είναι πηγαία στη φύση και δεν αναπαράγεται τόσο καλά όσο η Gaussian. Ανεξάρτητα ατμοσφαιρικά γεγονότα (κυρίως ατμοσφαιρικά παράσιτα, οι ηλεκτρομαγνητικές εκπομπές από τις αστραπές) παράγουν μεγάλες πηγαίες κυματομορφές στη μετάδοση, έτσι η ατμοσφαιρική μετάδοση αποτελείται από πηγές υψηλού εύρους τοποθετημένες πάνω σε ένα υπόβαθρο από μετάδοση χαμηλού-επιπέδου Gaussian.

Από τις πιο κοινά χρησιμοποιούμενες και αναπαραγόμενες στατιστικές της ατμοσφαιρικής ασύρματης μετάδοσης, άλλη εκτός από το απόλυτα χαμηλό επίπεδο, είναι η πιθανή διανομή εύρους (APD) από το φάκελο μετάδοσης διαφοράς δυναμικού. Ένας αριθμός από πρότυπα έχουν παρουσιαστεί για να χαρακτηρίζουν την ατμοσφαιρική μετάδοση APD, όμως η ποσότητα των πραγματικών δεδομένων που υπάρχουν για να πιστοποιούν την ακρίβεια τους είναι σχεδόν περιορισμένα. Η έλλειψη στοιχείων έχει ιδιαίτερα ανακοινωθεί για την ασύρματη μετάδοση στις ζώνες ELF (3 Hz-3 KHz) και VLF (3-30 KHz), για τα οποία μόνο λίγα διαστήματα από στοιχεία με σχετικά λίγα σημεία δειγμάτων αναφέρονται κοινά στην βιβλιογραφία.

Αυτή η διατριβή παρουσιάζει τα αποτελέσματα από μια στατιστική ανάλυση με εκατοντάδες καταγεγραμμένες ώρες μετάδοσης ELF / VLF που διεξήχθησαν σε ένα αριθμό από διαφορετικές περιοχές ανά τον κόσμο και τα αποτελέσματα APDs συγκρίνονται με διάφορα πρότυπα APD για να προσδιορίσουν ποιο από τα πρότυπα

είναι το πιο ακριβές. Το κριτήριο σφάλματος που χρησιμοποιείται για να βρίσκει τις καταλληλότερες παραμέτρους κάθε προτύπου, καθώς επίσης και για να συγκρίνει τα πρότυπα μεταξύ τους, είναι η αναμενόμενη τιμή του λογάριθμου σφάλματος στο τετράγωνο (ανάμεσα στο πρότυπο και τα στοιχεία των ιστογραμμάτων). Το κριτήριο εξασφαλίζει ένα τρόπο με τον οποίο τα πρότυπα μπορούν να αξιολογηθούν και να συγκριθούν αριθμητικά. Τα τρία πρότυπα μετάδοσης που χρησιμοποιούνται για τη σύγκριση των στοιχείων σε αυτή τη διατριβή είναι το πρότυπο Hall, το πρότυπο Field-Lewenstein και το πρότυπο άλφα-σταθερά (ή α-σταθερά), αυτά επιλέχθηκαν από ένα αριθμό από άλλα εξεταζόμενα πρότυπα μετάδοσης εξ αιτίας της ακρίβειας και της απλότητάς τους. Σημειώστε ότι τα ευρέως γνωστά πρώτης τάξεως πρότυπα A και B του Middleton δεν συμπεριλαμβάνονται ρητά επειδή: (1) *δεν πληρούν το σχετικό κριτήριο απλότητας* και (2) *όσα αντιπροσωπεύονται έμμεσα σε αυτή τη μετάδοση B τάξεως είναι μια γενίκευση των δύο προτύπων του Hall και της α-σταθεράς.*

Για τα στοιχεία ενός δεδομένου ιστογράμματος, οι παράμετροι ενός προτύπου ρυθμίζονται να ελαχιστοποιούν το σφάλμα ανάμεσα στο ιστόγραμμα και τον υπολογισμό του προτύπου γι' αυτό. Μετά τη βελτιστοποίηση των παραμέτρων κάθε προτύπου, συγκρίνεται το ελάχιστο σφάλμα το οποίο επιτυγχάνεται για τα ξεχωριστά πρότυπα και καθορίζεται το καλύτερο πρότυπο. Το καλύτερο πρότυπο υπολογίζεται από τη γεωγραφική θέση, την εποχή του έτους και την ημέρα, τη συχνότητα και το εύρος ζώνης, αλλά τα πρότυπα Hall και α-σταθερά βρέθηκαν ότι δίνουν γενικά υπερβολικά καλή απόδοση. Και τα δύο πρότυπα έχουν χαρακτηριστικά Rayleigh για τιμές χαμηλού εύρους αλλά εξασθενούν με ένα νόμο αντίστροφης δύναμης για τιμές υψηλού εύρους. Η πραγματεία συμπεραίνει ότι το πρότυπο Hall είναι η καταλληλότερη επιλογή στα πλαίσια της ακρίβειας και της απλότητας για περιοχές κοντά σε περιοχές με έντονη δραστηριότητα ατμοσφαιρικών παράσιτων (π.χ. χαμηλά γεωγραφικά πλάτη) και το πρότυπο α-σταθερά είναι καλύτερο για περιοχές σχετικά απομακρυσμένες από έντονη δραστηριότητα ατμοσφαιρικών παράσιτων (π.χ. οι πολικές περιοχές).

Μετάδοση ELF / VLF

Η ασύρματη μετάδοση ELF / VLF αποτελείται από δύο ειδών ηλεκτρομαγνητικά σήματα: τα κατασκευασμένα από τον άνθρωπο και τα φυσικά. Παραδείγματα για σήματα κατασκευασμένα από τον άνθρωπο είναι οι αρμονίες των ηλεκτρικών δικτύων τα σήματα επικοινωνίας και οι επεμβάσεις από μηχανήματα που λειτουργούν με ηλεκτρική ενέργεια, η φυσική μετάδοση περιλαμβάνει ατμοσφαιρικά παράσιτα, ατμοσφαιρικούς συριγμούς, πολική χορωδία και αυγινό σφύριγμα.

Τα ατμοσφαιρικά παράσιτα είναι τυπικά, η κύρια πηγή που συναντάται στη φυσική ασύρματης μετάδοσης χαμηλής συχνότητας. Αν και η δραστηριότητα των αστραπών συμβαίνει κυρίως σε χαμηλότερα γεωγραφικά πλάτη, τα ατμοσφαιρικά παράσιτα μπορούν να διαδίδονται για εκατοντάδες μίλια με μικρή εξασθένηση, έτσι αυτά είναι ορατά σε στοιχεία μετάδοσης παγκοσμίως. Η ποσότητα των ατμοσφαιρικών παράσιτων σε ένα δεδομένο δείγμα μετάδοσης, εξαρτάται από την παγκόσμια πηγή διανομής των αστραπών σχετικά με τον τόπο του δέκτη, με τις κοντινές καταιγίδες να συμβάλλουν περισσότερο και τις μακρινές καταιγίδες να συμβάλλουν λιγότερο.

Τα στοιχεία που χρησιμοποιούνται για την ανάλυση είναι από το Stanford Επιθεώρηση Ασύρματης Μετάδοσης ELF / VLF. Κατά τη διάρκεια των ετών 1985-1986 εγκαταστάθηκε ένα σύστημα επιθεώρησης από οκτώ ELF / VLF (10 Hz - 32 KHz) σταθμούς μέτρησης ασύρματης μετάδοσης (ή πεδιόμετρα) σε μια ποικιλία από περιοχές υψηλού και μεσαίου γεωγραφικού πλάτους, σε μία προσπάθεια να συμπληρωθούν μεγάλα κενά στις διαθέσιμες πληροφορίες πάνω στη διακύμανση της ασύρματης μετάδοσης στη συχνότητα ELF / VLF. Έχουν υλοποιηθεί ένας αριθμός από άλλα συστήματα μέτρησης ELF / VLF, αλλά αυτό είναι το μόνο σύστημα του είδους του στα πλαίσια της γεωγραφικής κάλυψης και συνέχειας της ταυτόχρονης συλλογής στοιχείων.

Τα πεδιόμετρα είναι τοποθετημένα στα Arrival Heights, (AH, 78°N, 167° A), Dunedin, (DU, 46° N, 170° A), Grafton, New Hampshire (GN, 44° B, 72° Δ), Kochi, Ιαπωνία (KO, 33° B, 133° A), L'Aquila, Ιταλία (AQ, 42° B, 13° A) Søndrestromfjærd, Γροιλανδία (SS, 67° B, 51° Δ) Stanford., Καλιφόρνια (SU, 37°

122° Δ) και Thule, Γροιλανδία (TH, 77° Β, 69° Δ). Οι περισσότεροι από τους σταθμούς λειτουργούσαν πολύ περισσότερο από τις προσδοκίες του προγράμματος, και τα συστήματα στο Stanford και στα Arrival Heights λειτουργούν ακόμη.

Εκατοντάδες ώρες από στοιχεία χρονο-σειράς ELF / VLF έχουν καταγραφεί από τα πεδιόμετρα και έχουν καταγραφεί μερικά πρόσθετα στοιχεία LF στο Thule σε διακύμανση 30-60 KHz (π.χ. στο χαμηλότερο τμήμα της διακύμανσης LF 30-300 KHz). Αυτά τα στοιχεία χρονο-σειράς ELF / VLF / Lf χρησιμοποιούνται για να αναζητούν την προέλευση των APDs έναντι των οποίων ελέγχονται τα πρότυπα (στο υπόλοιπο αυτής της πραγματείας οι όροι ELF, VLF και LF αναφέρονται σε ζώνες ανεξάρτητης συχνότητας, ενώ ο όρος χαμηλή συχνότητα αναφέρεται σε αυτούς αθροιστικά). Το διάστημα σύλληψης-χρόνου του πεδιομέτρου για ένα τμήμα στοιχείου είναι 1 λεπτό. Και τα στοιχεία από πολλαπλά τμήματα σύλληψης-χρόνου χρησιμοποιούνται για να αποκομίζουν APDs με μεγαλύτερο μέγεθος δείγματος.

Πιθανότητα Διανομής Εύρους

Όπως σημειώνεται παραπάνω, μια από τις πιο μετρημένες και αναπαραγόμενες στατιστικές ασύρματης μετάδοσης χαμηλής συχνότητας είναι η APD. Καθώς εκτεταμένα στοιχεία χρονο-σειράς περιέχουν μεγάλη αναλογία από επεμβάσεις κατασκευασμένες από τον άνθρωπο, η μετάδοση APD συνήθως αναλύεται μέσα σε μια διακύμανση σχετικά περιορισμένης συχνότητας. Σε μια τέτοια περιορισμένη ανάλυση τα στοιχεία της χρονο-σειράς της ευρείας ζώνης μετασχηματίζονται προς τα κάτω ψηφιακά. (π.χ. μετασχηματιζόμενη συχνότητα) χρησιμοποιώντας διάφορες κεντρικές συχνότητες και χαμηλά-περάσματα φιλτραρισμένα χρησιμοποιώντας διάφορες διακοπές συχνότητας. Τότε οι στατιστικές προέρχονται από τα σήματα που προκύπτουν από ισοδύναμα χαμηλά-περάσματα. Ένα περιορισμένο σήμα $n(t)$ μπορεί να γραφτεί:

$$n(t) = n_I(t) \cos(2\pi f t) - n_Q(t) \sin(2\pi f t)$$

Όπου $n_I(t)$ είναι η συμφασική συνιστώσα

$n_Q(t)$ είναι η συνιστώσα εύρεσης τετραγώνου δοθέντος εμβαδού f είναι το κέντρο τη συχνότητας.

Τότε τα σήματα $n_I(t)$ και $n_Q(t)$ είναι σήματα χαμηλού-περάσματος με εύρος ζώνης πολύ μικρότερο από f . Η σύνθετη -αναλυτική αναπαράσταση γράφεται

$$n(t) = A(t)e^{j(2\pi ft + \Theta(t))}$$

Όπου το μέγεθος (ή φάκελος) $A(t)$ είναι

$$A(t) = \sqrt{n_I^2(t) + n_Q^2(t)}$$

και η φάση $\Theta(t)$ είναι

$$\Theta(t) = \arctan \left[\frac{n_Q(t)}{n_I(t)} \right]$$

Χρησιμοποιώντας αυτήν την τελευταία σημείωση, το σήμα $n(t)$ μπορεί επίσης να γραφτεί

$$n(t) = R(A(t)e^{j(2\pi ft + \Theta(t))})$$

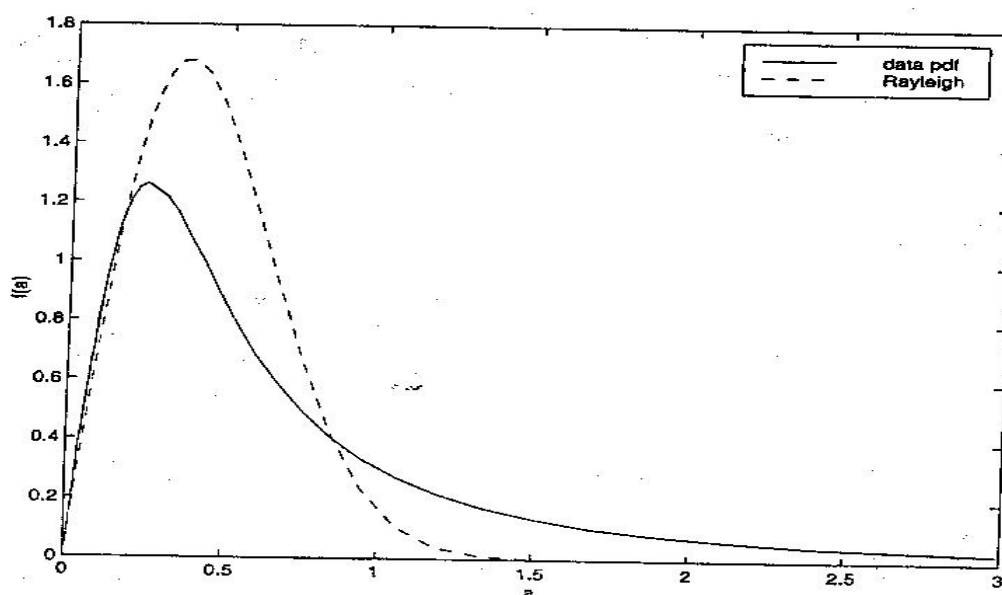
όπου R υποδηλώνει το πραγματικό μέρος του ορίσματος.

Ο φάκελος μετάδοσης $A(t)$ είναι μια τυχαία διαδικασία, και τα στατιστικά πρώτου-βαθμού πάνω από ένα δεδομένο χρονικό διάστημα καθορίζονται από το APD του. Το APD καθορίζεται σαν την πιθανότητα που παίρνει ο φάκελος διάδοσης A πάνω σε μια τιμή μεγαλύτερη από μια δεδομένη τιμή a : $P(A > a)$. Άλλοι κοινά χρησιμοποιούμενοι στατιστικοί προσδιορισμοί που χαρακτηρίζουν την $A(t)$ είναι:

(1) η συνάρτηση αθροιστικής διανομής (CDF) $F_A(a)$, η οποία είναι 1 πλην το APD, (2) η συνάρτηση πιθανότητας πυκνότητας (pdf) $f_A(a)$, η οποία είναι παράγωγος του CDF και (3) η απόκλιση διαφοράς δυναμικού V_d , ορισμένη ως $10 \log(E[A^2]/E^2[A])$, η οποία χρησιμεύει σαν δέκτης της παρορμητικότητας της μετάδοσης. (Το σχόλιο [] αντιπροσωπεύει την αναμενόμενη τιμή). Η φάση $\Theta(t)$ της ατμοσφαιρικής μετάδοσης

από παλιά είναι γνωστό ότι έχει διανομή που είναι αμετάβλητη πάνω από τις γωνίες – π προς π , μερικοί έλεγχοι πάνω στην εξέταση των στοιχείων παρέχει επιπλέον μαρτυρίες ότι αυτό είναι αλήθεια.

Καθώς η μετάδοση χαμηλής συχνότητας μπορεί να θεωρηθεί σαν υπόβαθρο μετάδοσης Gaussian συν την αυθόρμητη μετάδοση το pdf του μοιάζει με καμπύλη σε σχήμα καμπάνας αλλά με μια βαρύτερη ουρά χαμηλής πιθανότητας (π.χ. υπάρχει μια ψηλότερη πιθανότητα όπου απαντώνται υπερβολικές τιμές). Παρομοίως, επειδή η διανομή φακέλου της μετάδοσης Gaussian είναι Rayleigh, η διανομή φακέλου της μετάδοσης χαμηλής συχνότητας φαίνεται Rayleigh αλλά με μια βαρύτερη ουρά χαμηλής πιθανότητας. Ένα παράδειγμα της διαφοράς ανάμεσα στα στοιχεία pdf και της διανομής Rayleigh φαίνεται στο **σχήμα 1**, για τον Ιούλιο 1986 στοιχεία από το Thule, Γροιλανδία, σε διακύμανση 35.6 έως 37.6 KHz. Τα στοιχεία pdf βρίσκονται να εξασθενούν με ένα νόμο αντίθετης ισχύς για μεγάλες τιμές (έξω από κάποια όρια προσαρμογής από τη δυναμική διακύμανση του συστήματος), έτσι το Rayleigh pdf έχει μια ουρά η οποία τυπώνεται πολύ γρήγορα για να αντιπροσωπεύσει ακριβώς τα στοιχεία pdf. Όλα τα στοιχεία που αναλύονται σε αυτή την πραγματεία κανονικοποιούνται έτσι ώστε ο μέσος όρος της τιμής τους $E[A]$ να είναι 1, όμως θα πρέπει να σημειωθεί ότι το σχετιζόμενο APD (με τιμές εύρους εκφραζόμενες σε ντεσιμπέλ) κανονικοποιείται τακτικά έτσι ώστε η τιμές RMS να είναι 1.



Σχήμα 1

Πρότυπα APD

Έχουν διεξαχθεί εκτεταμένες έρευνες για πάνω από 40 χρόνια για να δημιουργήσουν τα πρότυπα APDs της ατμοσφαιρικής ασύρματης μετάδοσης, τα πρότυπα που έχουν δημιουργηθεί ποικίλουν από γενικά σε συγκεκριμένα στην εφαρμογή και από απλά σε αριθμητικά δυσάγωγα. Μερικά βασίζονται εντελώς σε διαισθητικούς συλλογισμούς και / ή εναρμονίζουν τα στοιχεία σε μαθηματικές συναρτήσεις (αυτά ονομάζονται εμπειρικά πρότυπα), άλλα αρχίζουν με υποθέσεις πάνω στη διανομή της πηγής της μετάδοσης και στον πολλαπλασιασμό της ώθησης της μετάδοσης στον δέκτη (στατιστικά-φυσικά πρότυπα). Γενικά, τα εμπειρικά πρότυπα βασίζονται σε καμπύλες για συγκεκριμένο σκοπό που εναρμονίζονται σε περιορισμένα στοιχεία, αλλά παρ' όλα αυτά έχει δημιουργηθεί ένας αριθμός από καλά πρότυπα, συμπεριλαμβανομένου των προτύπων Hall και Field Lewenstein. Αυτά είναι τυπικά απλούστερα και μαθηματικά πιο βολικά από τα στατιστικά-φυσικά πρότυπα, αλλά οι παράμετροί τους είναι συχνά σε μη αρμονική σχέση με τη φυσική διαδικασία που δημιουργεί τη μετάδοση. Τα στατιστικά-φυσικά πρότυπα λαμβάνουν υπ' όψιν την υφιστάμενη φυσική διαδικασία της ωθούμενης μετάδοσης αλλά είναι συνήθως πολύπλοκα και είναι δύσκολο να εργαστείς με αυτά μαθηματικά. Ακόμη, το να τα δουλεύεις σε μια βολική μορφή συχνά χρειάζεται να κάνεις στρογγυλοποιήσεις που είναι γνωστό ότι

δεν είναι αληθείς για την ατμοσφαιρική μετάδοση, έτσι υποθέτομαι ότι οι πηγές ώθησης διανέμονται ανεξάρτητα και σταθερά στο διάστημα και στο χρόνο.

Τα στατιστικά-φυσικά πρότυπα που είναι ευρέως γνωστά είναι τα πρότυπα μετάδοσης A και B που αναπτύχθηκαν από τον Middleton. Αυτά δεν μελετήθηκαν σαφώς σε αυτή τη διατριβή εξ' αιτίας της πολυπλοκότητάς τους, αλλά το πρότυπο της B τάξεως αποδεικνύει ότι είναι πολύ ακριβές καθώς είναι μια γενίκευση και για τα δύο πρότυπα του Hall και της α-σταθεράς. Θα πρέπει να σημειωθεί ότι η μετάδοση της A τάξεως ορίζεται για περιπτώσεις στις οποίες το εύρος ζώνης της εισαγόμενης μετάδοσης είναι ισοδύναμο ή λιγότερο από το εύρος ζώνης αναζήτησης, και η μετάδοση της B τάξεως προσδιορίζεται για περιπτώσεις όπου το εύρος ζώνης της μετάδοσης είναι μεγαλύτερο από το εύρος ζώνης του δέκτη (π.χ. εισαγωγή ωθούμενης μετάδοσης παράγει βαθιά απορρόφηση στον δέκτη). Είναι η τελευταία περίπτωση η οποία ταιριάζει σε αυτή την πραγματεία καθώς τα ατμοσφαιρικά παράσιτα στα στοιχεία μετάδοσης έχουν πολύ μεγαλύτερο εύρος ζώνης από αυτά που χρησιμοποιούνται για να αναλύσουν τη μετάδοση. Ένα άλλο ευρέως γνωστό πρότυπο, είναι το πρότυπο CCIR έκθεση 322-3APD, αυτό δεν συμπεριλαμβάνεται στην ανάλυση επειδή δεν μπορεί να αναπαρασταθεί σε μια απλή μορφή και έχει μια φύση κάπως αναφερόμενη σε ειδικό σκοπό.

Η πλήρης αξιολόγηση των προτύπων διανομής της μετάδοσης που εξετάστηκαν γι' αυτήν την πραγματεία συμπεριλαμβάνει την δύναμη Rayleigh, τη Laplace, τη λογαριθμική συνάρτηση κανονικής κατανομής, την υπερβολική και κάθε υποσχόμενο συνδυασμό διαδικασίας και συνδυασμό με ξεχωριστά βήματα αυτών, συμπεριλαμβανομένων και των δύο με και χωρίς τη διανομή Gaussian ή Rayleigh. Αυτό περιλαμβάνει περισσότερο, από όλα αυτά, τα κοινώς γνωστά πρότυπα APD. Θα πρέπει να σημειωθεί ότι το πρότυπο CCIR που αναφέρεται παραπάνω πέφτει περίπου σε αυτήν την κατηγορία, καθώς είναι ένας συνδυασμός με ξεχωριστά βήματα της διανομής Rayleigh, μια διανομή δύναμης Rayleigh και μια καμπύλη περιοχή ανάμεσα σε δύο.

Το πρότυπο Hall παρουσιάζεται και εξηγείται από τον Hall, αλλά εδώ χρειάζεται μόνο το pdf πρώτου βαθμού, από την περιορισμένη ζώνη του φακέλου A. Το

πρότυπο Hall καθορίζει αυτόν το φάκελο pdf, σαν $f_A(a)$, σαν τη διανομή των δύο παραμέτρων

$$f_A(a) = (m-1)\gamma^{m-1} \frac{a}{[a^2 + \gamma^2]^{(m+1)/2}} \quad a \geq 0$$

ονομάζεται το σημείο Hall pdf από αυτό το σημείο. Ο όρος γ είναι ένας παράγοντας κλίμακας και ο όρος m προσδιορίζει τον αυθορμητισμό της μετάδοσης. Σημειώστε ότι το A έχει άπειρη διακύμανση από $m \leq 3$, αυτό συνεπάγεται άπειρη δύναμη μετάδοσης, η οποία δεν είναι φυσικά δυνατή.

Το πρότυπο Field και Lewenstein (F-L) είναι ένα εμπειρικό πρότυπο που έχει αναπτυχθεί από την υπόθεση ότι η ατμοσφαιρική μετάδοση παράγεται από αυθόρμητη μετάδοση τοποθετημένη από πάνω από το φόντο της μετάδοσης χαμηλής συχνότητας Gaussian. Ο φάκελος A προσεγγίζει τα τυχαία διανεμόμενα μιας μεταβλητής Rayleigh (για τη συνιστώσα Gaussian) και τα τυχαία διανεμόμενα μιας μεταβλητής δύναμης Rayleigh (για την αυθόρμητη συνιστώσα), έτσι ο φάκελος pdf είναι η περιέλιξη των δύο πυκνοτήτων:

$$f_A(a) = \frac{2a}{R_0^2} e^{-a^2/R_0^2} * \frac{aa^{a-1}}{R^a} e^{-(a/R)^a} \quad a \geq 0$$

Αυτή η διανομή αναφέρεται σαν το πρότυπο F-L στο υπόλοιπο αυτής της πραγματείας. Σημειώστε ότι είναι μια διανομή τριών παραμέτρων σε μη κλειστή μορφή, έτσι είναι δυσκίνητη για να εργαστείς μαζί της μαθηματικά. Ακόμη, οι παράμετροι της δεν καθορίζονται εύκολα για μια αξιολόγηση δεδομένων στοιχείων.

Η α -σταθερά pdf καθορίζεται άμεσα στην χαρακτηριστική συνάρτηση του πεδίου ορισμού. Η χαρακτηριστική συνάρτηση $\Phi_x(\omega)$ μιας τυχαίας μεταβλητής X είναι στην ουσία ένας μετασχηματισμός Fourier του pdf:

$$\Phi_x(\omega) = E[e^{j\omega X}] = \int_{-x}^x f_x(x) e^{j\omega x} dx$$

και η χαρακτηριστική αντίδραση της α -σταθεράς καθορίζεται σαν

$$\Phi_x(\omega) = e^{-\gamma |\omega|^\alpha}$$

διανομή δύο παραμέτρων. (Η γενική μορφή των δύο παραμέτρων συμπεριλαμβάνει δύο ακόμη παραμέτρους, προσδιορίζοντας μια απόλυτη μεταβολή και ένα τόξο, αλλά αυτό μπορεί να περιοριστεί συμπεραίνοντας ότι η μετάδοση διανέμεται συμμετρικά γύρω από το μηδέν. Αυτή η περίπτωση για ατμοσφαιρική μετάδοση στοιχείων χρονοσειράς).

Για $\alpha=2$ η χαρακτηριστική συνάρτηση προσδιορίζει μια διανομή Gaussian με μέσο μηδέν και διαφορά 2γ , όπου $\alpha=1$ προσδιορίζει μια διανομή Cauchy με παράμετρο γ . Γι' αυτό οι διανομές Cauchy και Gaussian είναι μορφές της διανομής α -σταθεράς. Για α κοντά στο 2 η διάδοση είναι στην ουσία Gaussian αλλά με βαρύτερες ουρές.

Η ατμοσφαιρική μετάδοση είναι διανεμόμενη α -σταθερά, ο φάκελος μετάδοσης της είναι ο μετασχηματισμός Fourier-Bessel $e^{-\gamma\rho^\alpha}$:

$$f_A(a) = \alpha \int_0^\infty \rho e^{-\gamma\rho^\alpha} J_0(a\rho) d\rho$$

Σημειώστε ότι για $\alpha=2$ ότι αυτή είναι η διανομή Rayleigh. Για α κοντά στο 2 είναι στην ουσία μια διανομή Rayleigh αλλά με βαρύτερη ουρά. Πέρα από αυτό το σημείο, αυτή η $f_A(a)$ θα αναφέρεται σαν φάκελος pdf της α -σταθεράς.

Η α -σταθερά pdf δεν υπάρχει σε κλειστή μορφή εκτός από για $\alpha=1$ ή $\alpha=2$, αλλά μπορεί να στρογγυλοποιηθεί αριθμητικά χωρίς μεγάλο πρόβλημα της υπολογιστικής πολυπλοκότητας. Ακόμη, η παράμετρος γ είναι ένας απλός κλιμακωτός παράγοντας ούτως ώστε :

$$f_x(x; \alpha, \gamma) = \frac{1}{\gamma^{1/\alpha}} f_x\left(\frac{x}{\gamma^{1/\alpha}}; \alpha, 1\right)$$

Και κατά τον ίδιο τρόπο για το φάκελο pdf :

$$f_A(\alpha : \alpha, \gamma) = \frac{1}{\gamma^{1/\alpha}} f_\alpha \left(\frac{x}{\gamma^{1/\alpha}} : \alpha, 1 \right)$$

Έτσι ένας πίνακας αναζήτησης στοιχείων πρέπει να ποικίλει μόνο πάνω από μια παράμετρο α . Σε αυτήν την ανάλυση χρησιμοποιείται μια τέτοια μέθοδος πίνακα αναζήτησης στοιχείων.

Το πρότυπο α -σταθεράς είναι ένα εμπειρικό πρότυπο, αλλά όπως και το πρότυπο Hall δεν έχει κάποια φυσική εξήγηση. Οι Nikias και Shao δείχνουν ότι κάτω από προκαθορισμένες προϋποθέσεις πάνω στις πηγές της συνεπαγόμενης μετάδοσης και τα χαρακτηριστικά διασποράς ανάμεσα σε αυτές και στον δέκτη, η ατμοσφαιρική μετάδοση αναμένεται να παρουσιάσει ένα pdf της α -σταθεράς. Αυτές οι προϋποθέσεις, όπως πηγές ανεξάρτητα διανεμόμενες στο διάστημα και το χρόνο, δεν είναι αληθείς στην πράξη, όμως πλησιάζουν αρκετά κοντά σε κάποιες περιπτώσεις για να εξηγήσουν την ακρίβεια του προτύπου α -σταθεράς

Ανάλυση Στοιχείων

Αυτή η ενότητα παρουσιάζει τα γενικά αποτελέσματα που βρέθηκαν προσαρμόζοντας και τα τρία πρότυπα σε όλα τα στοιχεία, ακολουθούμενα από συγκεκριμένα αποτελέσματα για κάθε περιοχή μέτρησης. Αυτό ακολουθείται από μια συζήτηση για κάθε ένα από τα πρότυπα, σημειώνοντας την διακύμανση των παραμέτρων που χρησιμοποιεί κάθε πρότυπο στο να προσαρμόζει τα στοιχεία και πως αυτές οι παράμετροι ποικίλουν με την εποχή, την ώρα της ημέρας, και το σταθμό. Τελικά, τα αποτελέσματα συγκρίνονται με την παράμετρο V_d απόκλισης διαφοράς δυναμικού.

Η αξιολόγηση των στοιχείων ανέλυσε μετρήσεις σε διάφορες εποχές του έτους και όλες τις ώρες τις ημέρας σε επτά από τους σταθμούς. Περιορισμοί χώρου αποκλείουν την παρουσίαση των εκατοντάδων διαγραμμάτων και τις τιμές των παραμέτρων των προτύπων που προκύπτουν από τη ανάλυση, αντί γι' αυτό συζητάμε τα ποιοτικά χαρακτηριστικά των δεδομένων ενώ εξασφαλίζουμε παραδείγματα με αριθμητικά αποτελέσματα. Τα APDs που παρουσιάζονται σε αυτήν την ενότητα είναι καθένα

καθορισμένο να χρησιμοποιεί στοιχεία παρμένα από την ίδια ημερήσια περίοδο 4 ωρών από τέσσερις συνεχής ημέρες.

Η εισαγωγή σημειώνει ότι το κριτήριο λάθους που χρησιμοποιείται για να βρει τις καταλληλότερες παραμέτρους από κάθε πρότυπο καθώς επίσης και για να συγκρίνει τα πρότυπα μεταξύ τους είναι η αναμενόμενη τιμή του αλγόριθμου σφάλματος στο τετράγωνο ανάμεσα στα πρότυπα και στα στοιχεία του ιστογράμματος, επίσης ονομάζεται μέσο-τετράγωνο του λογάριθμου σφάλματος (MSLE). Η MSLE καθορίζεται ως :

$$MSLE = \int f_x \left[\log_{10} \frac{f(x)}{\hat{f}(x)} \right]^2 dx$$

Όπου $f(x)$ είναι τα στοιχεία pdf και $\hat{f}(x)$ είναι ο υπολογισμός του προτύπου από αυτό. Σημειώστε ότι αυτή η έκφραση είναι παρόμοια με το σχετικό προσδιορισμό εντροπίας στην θεωρία πληροφοριών, εξαιρούμενου του τετραγώνου του όρου στις αγκύλες. Μετά που θα βελτιστοποιηθούν οι παράμετροι για κάθε πρότυπο, το ελάχιστο σφάλματος που θα επιτευχθεί από τα μεμονωμένα πρότυπα μπορεί να συγκριθεί με σκοπό να προσδιοριστεί το καλύτερο πρότυπο.

Τα στοιχεία αποκαλύπτουν ξεκάθαρα ένα υπόδειγμα που καθορίζει ποιο πρότυπο λειτουργεί καλύτερα και κάτω από ποιες συνθήκες και τα ευρήματα είναι ως ακολούθως: Το πρότυπο Hall βρέθηκε να είναι πολύ ακριβές στο αναπαράγει το εύρος pdf της ασύρματης (εκπομπής ή λήψης) μετάδοσης VLF κάτω από συνθήκες βαριάς δραστηριότητας ατμοσφαιρικών παράσιτων στη μετάδοση, διαφορετικά το πρότυπο α-σταθερά είναι το καλύτερο. Ακόμη, υπάρχει ένα αρκετά μεγάλο πεδίο μεταβολής (σε συνάρτηση του χρόνου, του τόπου, της συχνότητας κ.λ.π.) όπου και τα δύο πρότυπα είναι εξ' ίσου ακριβή. Για τα περισσότερα από τα δείγματα στοιχείων που εξετάστηκαν το πρότυπο F-L παρουσιάζει ένα MSLE περίπου 10-100 φορές υψηλότερο από τα άλλα δύο, αλλά είναι ακόμα μετριοπαθώς ακριβές.

Η δραστηριότητα ατμοσφαιρικών παράσιτων σε μια δεδομένη τοποθεσία έχει και εποχικό και ημερήσιο κύκλο. Εποχικές αποκλίσεις φτάνουν σε αιχμή κατά τη

διάρκεια του τοπικού καλοκαιριού (π.χ. τοποθεσίες του Νότιου Ημισφαιρίου είναι πιο ενεργές από το Δεκέμβριο μέχρι το Φεβρουάριο), ενώ οι ημερήσιες διακυμάνσεις είναι ως ακολούθως: η Βόρειος Αμερική φτάνει σε αιχμή σε περίπου 0000 UTC, η Νότιος Αμερική φτάνει σε αιχμή σε περίπου 2000 UTC, η Ευρώπη και η Αφρική φτάνουν σε αιχμή σε περίπου 1600 UTC και η Νοτιοανατολική Ασία φτάνει σε αιχμή σε περίπου 0800 UTC. Καθώς το πιο κατάλληλο πρότυπο που εξαρτάται από τη δραστηριότητα των ατμοσφαιρικών παράσιτων, σχετίζεται με την εποχή και την ώρα της ημέρας.

Τα ατμοσφαιρικά παράσιτα από μόνα τους έχουν μια συχνότητα ανταπόκρισης, όπου φτάνει σε αιχμή στη διακύμανση στα 8 έως 14 KHz και μειώνεται με την αυξανόμενη συχνότητα, συνεπώς μόνο τα έντονα ατμοσφαιρικά παράσιτα δημιουργούν μεγάλες ωθήσεις στις υψηλότερες συχνότητες VLF. Επειδή στην ανταπόκριση αυτής της συχνότητας, τα λεπτομερή στοιχεία σειράς-χρόνου, καθώς το κέντρο συχνότητας αυξάνεται, παρουσιάζονται να περιέχουν χαμηλότερη δραστηριότητα ατμοσφαιρικών παρασίτων.

Είναι γνωστό ότι το εύρος ζώνης του δέκτη επηρεάζει την παρορμητικότητα της μετάδοσης επειδή ένα περιορισμένο εύρος ζώνης διαχέει τα ατμοσφαιρικά παράσιτα εγκαίρως, κάνοντάς τα να έχουν περισσότερα κοινά χαρακτηριστικά και να εμφανίζονται λιγότερο παρορμητικά (αυτό ελαττώνει επίσης την V_d). Γι' αυτό το λόγο το πρότυπο α-σταθερά παρουσιάζει μεγαλύτερο σφάλμα από το πρότυπο Hall σε χαμηλό εύρος ζώνης ενώ οι ωθήσεις είναι λιγότερο διακριτικές έναντι του βάθους μετάδοσης, αλλά είναι αληθής μόνο για πολύ μικρό εύρος ζώνης. Καθώς το εύρος ζώνης πλησιάζει το μηδέν, η διανομή pdf πλησιάζει τη Gaussian για την οποία ο φάκελος είναι Rayleigh. Εμείς τώρα παρουσιάζομαι συγκεκριμένα αποτελέσματα που σχετίζονται με την παραπάνω συζήτηση.

Αποτελέσματα Ανά Τόπο

Τα στοιχεία VLF στα Arrival Heights πάρθηκαν από τη χρονική περίοδο Μάιος 1995 μέχρι τον Ιούνιο 1996, οι κεντρικές συχνότητες μετρούν τη διακύμανση 17-27.5 KHz, και το εύρος ζώνης της μετάδοσης έχει επιλεγεί να είναι 600 Hz (με σκοπό να απορρίπτει παρακείμενα σήματα κατασκευασμένα από τον άνθρωπο). Επίσης αναλύεται μια αρκετά μη μολυσμένη ζώνη από 25.5 έως 27.5 KHz. Βρέθηκε ότι το πρότυπο α-σταθερά λειτουργεί καλύτερα πάνω από όλα το σύνολο των στοιχείων, με ένα μέσο όρο MSLE από 0.0008, συγκρινόμενο με 0.006 για το Hall και 0.0153 για το F-L. Ο μέσος όρος ποσοστού σφάλματος υπολογίζεται $100 * 10^{\sqrt{MLSE}}$ τοις εκατό, έτσι σε μέσο όρο, το πρότυπο α-σταθερά μέσα σε περίπου 7% ($10^{\sqrt{0.0008}}$) από το αληθές pdf. Το σφάλμα του προτύπου Hall είναι 19% και το σφάλμα του προτύπου F-L είναι 33%. Η ακρίβεια του προτύπου α-σταθερά είναι ιδιαίτερα καλή πάνω από 20 KHz, όπου ο αντίστοιχος μέσος όρος σφαλμάτων είναι 5%, 22% και 29%.

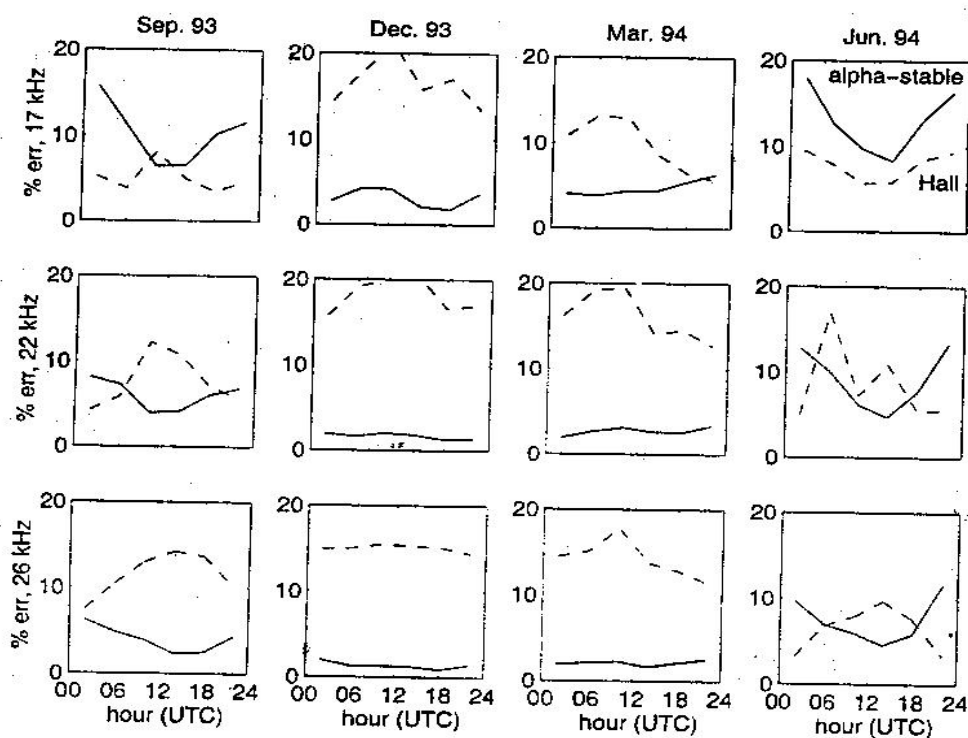
Τα στοιχεία Dunedin VLF καλύπτουν το έτος 1989, οι κεντρικές συχνότητες μετρούν τη διακύμανση 17-27.5 KHz, και το εύρος ζώνης της μετάδοσης είναι 400 Hz. Επίσης αναλύεται η ζώνη 25-27 KHz. Βρέθηκε ότι το πρότυπο Hall λειτουργεί καλύτερα κάτω από περίπου 23 KHz, πάνω από αυτή τη ζώνη το πρότυπο α-σταθερά είναι ελαφρώς καλύτερο. Το αντίστοιχο ποσοστό σφαλμάτων των pdf για την α-σταθερά, τη Hall και τη F-L είναι 14%, 10% και 33% για συχνότητες κάτω των 23 KHz και 8%, 10% και 31% για αυτές που είναι παραπάνω.

Τα στοιχεία από το Thule συμπεριλαμβάνουν τον Ιούνιο 1986 έως το Φεβρουάριο 1987, με κεντρικές συχνότητες να κυμαίνονται από 15 έως 43 KHz (τα στοιχεία LF συλλέχθηκαν στο Thule). Το εύρος ζώνης για 23 KHz και κάτω είναι 400 Hz, σε υψηλότερα ελεγχμένες συχνότητες είναι 2 KHz. Βρέθηκε ότι τα πρότυπα Hall και α-σταθερά είναι συγκρίσιμα κάτω των 23 KHz εκτός κατά τη διάρκεια της αιχμής των εποχικών και ημερήσιων κύκλων, όταν το πρότυπο Hall παρουσιάζει 1/2 προς 1/3 του MSLE από το πρότυπο α-σταθερά. Ο μέσος όρος ποσοστού σφαλμάτων για τα πρότυπα της α-σταθεράς, της Hall και F-L κάτω από 22 KHz είναι 12%, 10% και 34% αντίστοιχα, σε υψηλότερες συχνότητες αυτά τα σφάλματα είναι 6%, 15% και

35%. Ακόμα σε μεγαλύτερες συχνότητες έχουν μια επίδραση οι εποχικές και οι ημερήσιες διακυμάνσεις: στα 36 KHz το σφάλμα της α-σταθεράς ποικίλει περίπου από 5% έως 11% εποχιακά και από 9% έως 15% ημερησίως (κατά τη διάρκεια της εποχικής αιχμής).

Τα στοιχεία στο Søndrestrøm περιλαμβάνουν από το Σεπτέμβριο 1993 μέχρι το Ιούνιο 1994, με συχνότητες από 17 έως 26 KHz και εύρος ζώνης 600 Hz. Η ακρίβεια των προτύπων ακολουθεί τα ίδια δείγματα ημερήσια, εποχικά και συχνότητας όπως στους σταθμούς που συζητήθηκαν παραπάνω όπως φαίνεται στο **σχήμα 2**. Οι τρεις γραμμές από αυτό το σχήμα αντιστοιχούν σε κεντρικές συχνότητες των 17.350, 22.550 και 26.500 KHz και οι τέσσερις στήλες καλύπτουν τέσσερις συνεχόμενες εποχές από το Σεπτέμβριο 1993 μέχρι τον Ιούνιο 1994. τα σχέδια είναι το ποσοστό σφάλματος επί της εκατό (όπως υπολογίζεται χρησιμοποιώντας $10^{\sqrt{MLSE}}$) το σφάλμα του προτύπου Hall αποκρυπτογραφείται με μια τεθλασμένη γραμμή, και το σφάλμα της α-σταθεράς αποκρυπτογραφείται με μια σταθερή.

Σημειώστε ότι το πρότυπο α-σταθερά έχει αξιοσημείωτα λιγότερο σφάλμα από το πρότυπο Hall για τους μήνες Δεκέμβριο και Μάρτιο, όταν η εποχική απόκλιση στο Βόρειο Ημισφαίριο είναι στο ελάχιστο. Όμως, τον Ιούνιο και Σεπτέμβριο (κοντά στην αιχμή της εποχής των καταιγίδων) και στα 17 KHz, το πρότυπο Hall δίνει καλύτερη παρουσίαση. Ακόμα, υπάρχει μια ημερήσια απόκλιση του σφάλματος της α-σταθεράς τον Σεπτέμβριο και Ιούνιο, σημειώστε ότι αυτό αυξάνει με τις καταιγίδες που περνούν από τη Βόρεια Αμερική σε περίπου 0000 UTC.

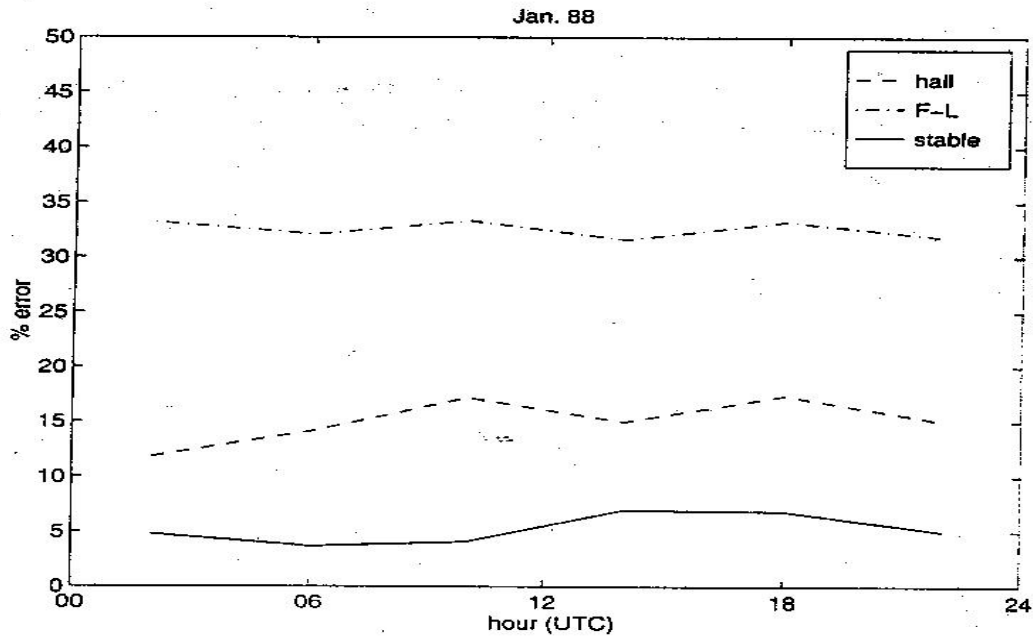


Σχήμα 2

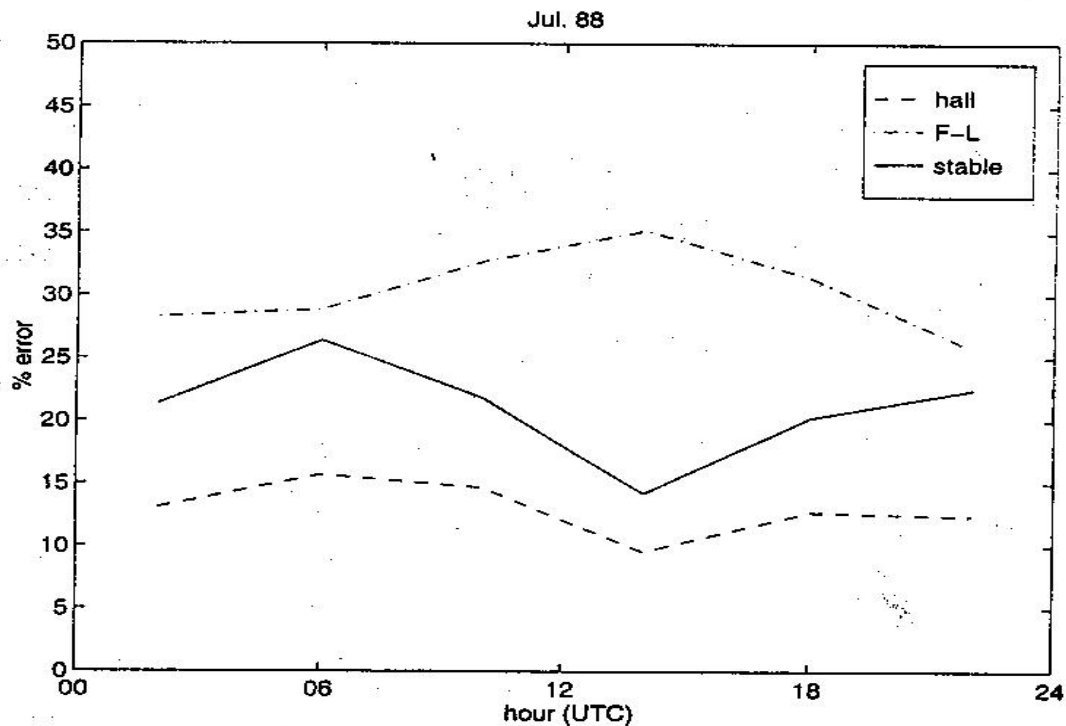
Τα στοιχεία από το Grafton, το Stanford και τη L'Aquila καλύπτουν την ίδια χρονική συχνότητα και χρονικές αποκλίσεις όπως τα στοιχεία που παρουσιάζονται παραπάνω, με τα ίδια γενικά συμπεράσματα. Το Grafton είναι ιδιαίτερα κοντά σε βαριά καταιγιδική δραστηριότητα στη Βόρειο Αμερική, η οποία τυπικά συμβαίνει στο Βόρειο Ημισφαίριο το καλοκαίρι, έτσι η ακρίβεια των προτύπων α-σταθεράς είναι αξιοσημείωτα χειρότερα κατά τη διάρκεια αυτής της εποχής. Αυτό αποκρυπτογραφείται στα **σχήματα 3 και 4**, τα οποία δείχνουν το μέσο όρο σφάλματος επί τοις εκατό (μέσος όρος σφάλματος σε όλες τις συχνότητες) από τα τρία πρότυπα σαν συνάρτηση της ώρας της ημέρας για τους μήνες Ιανουάριο και Ιούλιο, 1988. Το πρότυπο α-σταθερά είναι καθαρά το καλύτερο τον Ιανουάριο, αλλά τον Ιούλιο η λειτουργία του αλλοιώνεται σε μεγαλύτερο σφάλμα από το πρότυπο Hall. Ακόμη, μια αρκετά μεγάλη απόκλιση ημερήσιου σφάλματος φαίνεται τον Ιούλιο, το οποίο είναι κατά τη διάρκεια της εποχικής αιχμής.

Τα στοιχεία στο Thule σε κεντρικές συχνότητες των 36.6 και 43.4 KHz και με εύρος ζώνης των 25, 50, 100, 200, 400, 800 και 1600 Hz επεξεργάστηκαν με σκοπό να εξετάσουν το αποτέλεσμα του αυξανόμενου εύρους ζώνης. Καθώς αυξάνει το εύρος

ζώνης το πρότυπο Hall επιδεικνύει ένα μεγαλύτερο MSLE και το πρότυπο α-σταθερά επιδεικνύει ένα μικρότερο, αλλά το αποτέλεσμα είναι ορατό μόνο κατά τη διάρκεια αυξανόμενης καταιγιδικής δραστηριότητας και το ανώτατο του σφάλματος για το ένα ή το άλλο πρότυπο είναι μόνο περίπου 13%.



Σχήμα 3



Σχήμα 4

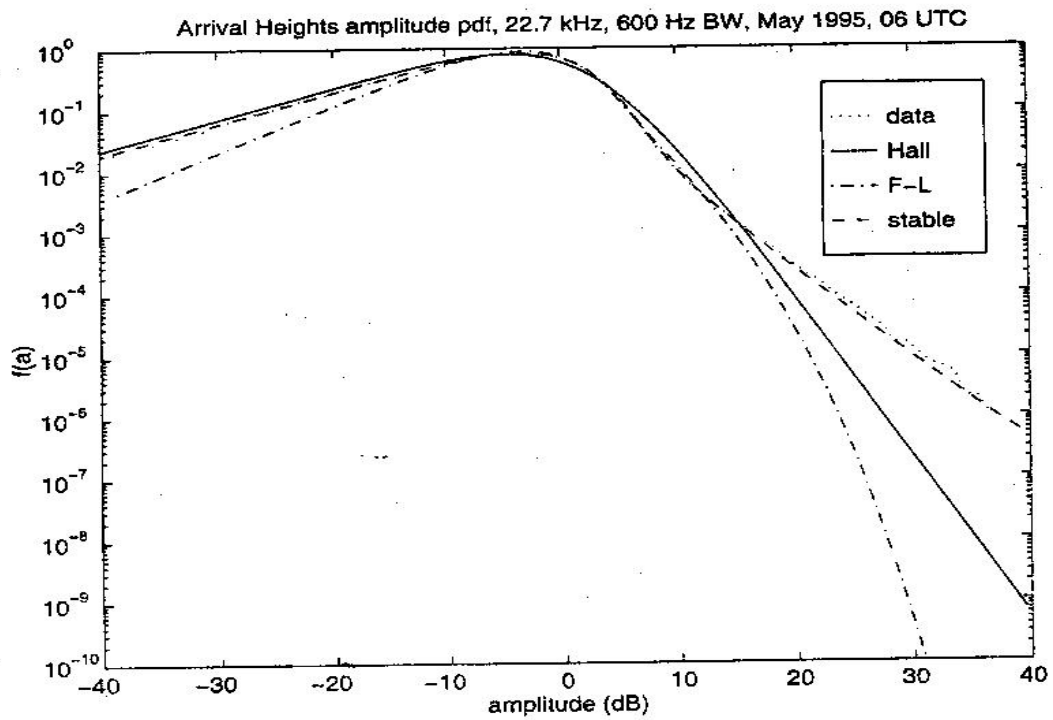
Ένα επιπλέον δείγμα στοιχείων από το Arrival Heights το Μάιο 1995 εξετάστηκε με μια κεντρική συχνότητα των 8 KHz και εύρος ζώνης να ποικίλει από 25 έως 1600 Hz. Σε αυτή την περίπτωση το πρότυπο α-σταθερά είναι μόνο 7.5% σε σφάλμα κατά μήκος ολόκληρης της διακύμανσης του εύρους ζώνης, ενώ το σφάλμα του πρότυπου Hall αυξάνει από 9.55 σε 21% με αυξανόμενο εύρος ζώνης. Το σφάλμα F-L διαφοροποιείται ανάμεσα σε 40% και 60%.

Παράμετροι Των Προτύπων

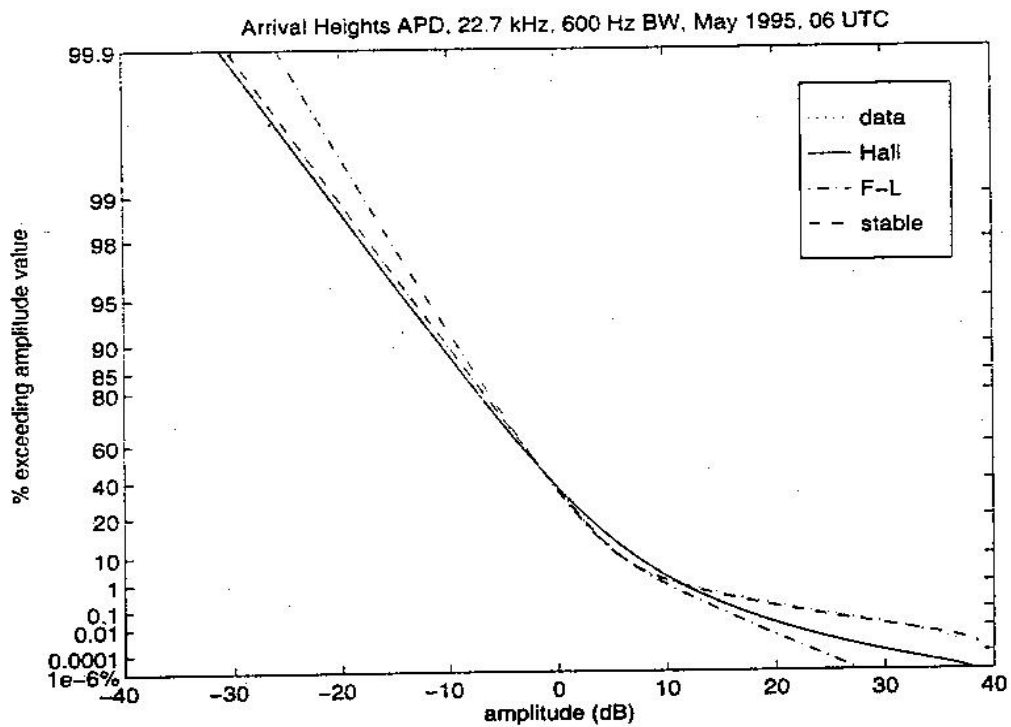
Σε αυτήν την ενότητα συζητάμε πόσο καλά εναρμονίζεται κάθε μοντέλο στα διάφορα τμήματα της δυναμικής διακύμανσης του φακέλου μετάδοσης. Αυτή η πληροφορία δεν συμπεριλαμβάνεται στο MSLE καθώς είναι ένας μέσος όρος πάνω από ολόκληρη τη δυναμική διακύμανση, έτσι αυτή η ενότητα εξασφαλίζει βαθιά γνώση στο γιατί ένα πρότυπο μπορεί να πληροί τους όρους καλά ή φτωχικά. Ακόμη, δηλώνεται για κάθε πρότυπο η διακύμανση των παραμέτρων που παρουσιάζεται στην εναρμόνιση των στοιχείων των ιστογραμμάτων και εάν ή όχι αυτές οι παράμετροι συσχετίζονται με την τοποθεσία, το κέντρο συχνότητας, το εύρος ζώνης, την ώρα της ημέρας, ή την εποχή του έτους.

Τα **σχήματα 5** (pdf) και **6** (APD) δείχνουν την εναρμόνιση των τριών προτύπων χρησιμοποιώντας ένα τυπικό δείγμα για το οποίο είναι καταλληλότερο το πρότυπο α-σταθερά. Τα στοιχεία είναι από το Arrival Heights κατά τη διάρκεια της 0400-0800 UTC ημερήσιας χρονικής περιόδου τον Μάιο, ώρα και μήνας με σχετικά χαμηλή δραστηριότητα ατμοσφαιρικών παράσιτων. Το κέντρο συχνότητας είναι 22.7 KHz, και το εύρος ζώνης είναι 600 Hz. Οι παράμετροι και τα σφάλματα για τα τρία πρότυπα δίνονται στον Πίνακα 1.

Ο φάκελος pdf του **σχήματος 5** είναι θεμελιώδης Rayleigh εκτός από τη βαριά ουρά εξ'αιτίας των περιστασιακών ατμοσφαιρικών παράσιτων, που αρχίζουν στα 10 dB στην δυναμική διακύμανση. Τα πρότυπα Hall και F-L εναρμονίζονται ακριβώς με την καμπύλη στην υψηλή πιθανότητα σε διακύμανση 10 έως 10 dB αλλά είναι ανίκανα να αναπαράγουν ακριβώς σε μεγαλύτερη διακύμανση. Στην ουσία, αυτά είναι συχνά εκτός των κανόνων της έντασης του ήχου.



Σχήμα 5

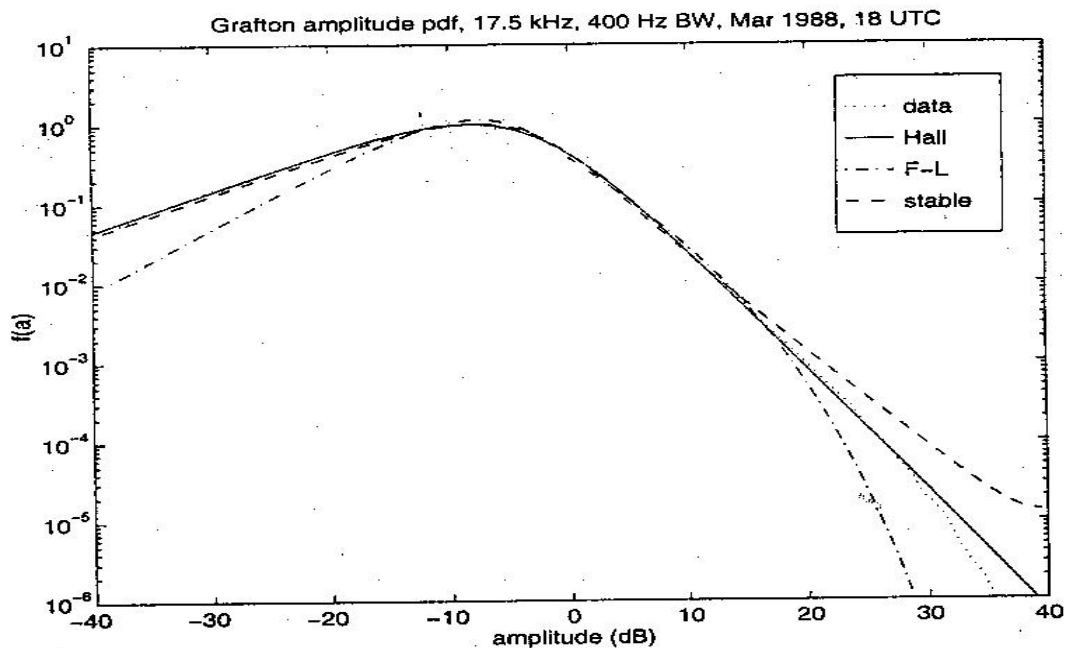


Σχήμα 6

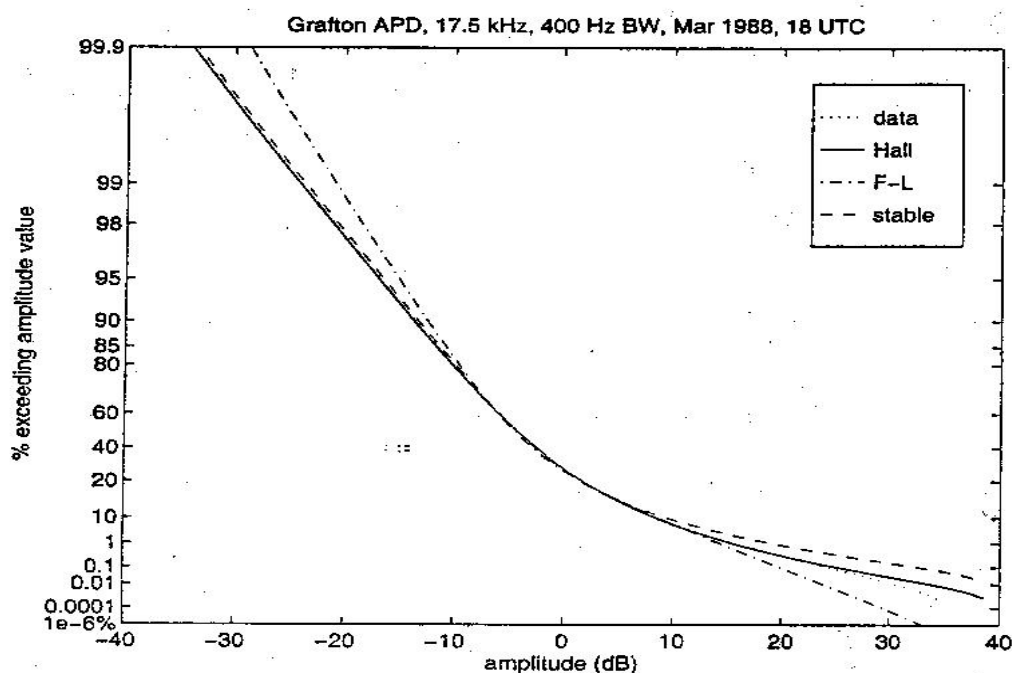
ΠΡΟΤΥΠΑ	ΠΑΡΑΜΕΤΡΟΙ	ΣΦΑΛΜΑ ΜΕΣΩΝ ΤΕΤΡΑΓΩΝΩΝ ΑΡΙΘΜΩΝ	ΣΦΑΛΜΑ ΕΠΙ ΤΟΙΣ ΕΚΑΤΟ
HALL	$m = 5.23$	0.0075	22
F-L	$\gamma = 1.348$ $\alpha = 0.58$ $r_0 = 0.77$ $r = 0.18$	0.0132	30
ALPHA-STABLE	$\alpha = 1.844$ $\gamma = 0.293$	0.000038	1.4

ΠΙΝΑΚΑΣ 1

Τα **σχήματα 7** (pdf) και **8** (APD) δείχνουν την εναρμόνιση των δεδομένων όταν είναι καταλληλότερο το πρότυπο Hall. Τα στοιχεία είναι από το Grafton, τον Μάρτιο και περιλαμβάνουν μετριοπαθώς βαριά δραστηριότητα ατμοσφαιρικών παράσιτων. Το κέντρο συχνότητας είναι 17.5 KHz και το εύρος ζώνης είναι 400 Hz. Οι παράμετροι και τα σφάλματα των τριών προτύπων δίνονται στον Πίνακα 2.



Σχήμα 7



Σχήμα 8

Η τιμή του m για το πρότυπο Hall και η τιμή του α για το πρότυπο α -σταθερά είναι σημαντικά λιγότερη στον Πίνακα 2 από τον Πίνακα 1 και η καμπύλη του σχήματος 8 δεν φαίνεται να είναι τόσο πολύ μια διανομή Rayleigh με βαριά ουρά. Ο μέσος όρος πλάτους είναι ψηλότερα σχετικά με το βάθος της μετάδοσης και έτσι η περισσότερη από την πιθανότητα απαντάται λιγότερο σε τιμές ντεσιμπέλ από μηδενικές. Ακόμη, τα στοιχεία καμπύλης δεν έχουν κυρτή απόκλιση στα 10 dB, κάνοντας το pdf του Hall μια σχεδόν τέλεια εναρμόνιση.

Η καμπύλη προς τα πάνω του pdf της α -σταθεράς κοντά στα 40 dB είναι εξ'αιτίας των περιορισμών στην αριθμητική ακρίβεια για τον αλγόριθμο που χρησιμοποιείται για να προσδιορίσει το pdf. Αυτές οι ανακρίβειες δεν αποτελούν πρόβλημα επειδή βρέθηκε ότι τα στοιχεία των ιστογραμμάτων περιέχουν μηδενική πιθανότητα όπου η ακρίβεια αλλοιώνεται.

Θα πρέπει να σημειωθεί ότι αν και το πρότυπο F-L δεν λειτουργεί τόσο καλά όσο τα άλλα δύο πρότυπα, είναι ακόμα αρκετά ακριβές σε σύγκριση με ένα αριθμό από άλλα πρότυπα αυθόρμητης μετάδοσης που έχουν προταθεί και ήταν η τρίτη καταλληλότερη επιλογή για αυτές τις αναλύσεις που βασίζονται σε κριτήρια τα οποία δίνονται στην

εισαγωγή. Το πρόβλημα των προτύπων F-L είναι αρχικά στην ασυμπτωματική συμπεριφορά τους όταν πλησιάζουν χαμηλές ή υψηλές τιμές, καθώς δεν είναι ούτε Rayleigh σε χαμηλά επίπεδα ούτε πολυωνυμικά σε υψηλά. Στο ανώτερο άκρο της δυναμικής διακύμανσης το πρότυπο F-L ελαττώνεται εκθετικά σαν $\alpha \rightarrow \infty$, το οποίο είναι πολύ γρήγορα στην φθορά για να ταιριάζει στα στοιχεία.

Τυπικές Παράμετροι Τιμών

Οι συμβολικές τιμές των παραμέτρων F-L έχουν ως εξής: η α είναι συνήθως στην διακύμανση 0.5-0.6 και ευρίσκονται τιμές χαμηλές όπως 0.34 και υψηλές όπως 1.15. Και οι δύο τιμές του r_0 και r κυμαίνονται από 0.1 έως 1.0 αλλά τυπικά παίρνουν τιμές των 0.7 και 0.25 αντίστοιχα. Υπάρχει μόνο μια ήπια εξάρτηση των τριών παραμέτρων στην εποχή και την ώρα της ημέρας σε περιοχές υψηλού γεωγραφικού πλάτους, αλλά υπάρχει μεγάλη εξάρτηση σε χαμηλότερα γεωγραφικά πλάτη. Στο Grafton, για παράδειγμα η τιμή του α κάνει άλμα από το 0.5 τον Ιανουάριο στο 0.9 τον Ιούλιο και υπάρχει μια επιπρόσθετη απόκλιση 0.2 στην ημερήσια διακύμανση αυτών των τιμών. Ο όρος r_0 αναπηδά αντίστοιχα από το 0.8 στο 0.2 και του r αυξάνεται από 0.2 στο 0.8, από τον Ιανουάριο μέχρι τον Ιούλιο.

ΠΡΟΤΥΠΑ	ΠΑΡΑΜΕΤΡΟΙ	ΣΦΑΛΜΑ ΜΕΣΩΝ ΤΕΤΡΑΓΩΝΩΝ ΑΡΙΘΜΩΝ	ΣΦΑΛΜΑ ΕΠΙ ΤΟΙΣ ΕΚΑΤΟ
HALL	$m = 3.05$	0.000088	2.2
F-L	$\gamma = 0.665$ $\alpha = 0.59$ $r_0 = 0.40$ $r = 0.40$	0.0219	41
ALPHA-STABLE	$\alpha = 1.38$ $\gamma = 0.276$	0.0011	8

ΠΙΝΑΚΑΣ 2

Το πρότυπο Hall έχει τιμές του m που κυμαίνονται ανάμεσα σε 3 και 4. Οι τιμές του γ κυμαίνονται από 0.6 σε 2.4 και είναι τυπικά 1-1.5. Δεν υπάρχει δυνατή σχέση ανάμεσα στις παραμέτρους του Hall και στην ώρα, την τοποθεσία, κ.λ.π., αλλά οι τιμές του m και του γ τείνουν να αυξάνονται καθώς αυξάνεται το κέντρο συχνότητας σε κλίμακα 15 έως 27 KHz.

Το πρότυπο α -σταθερά έχει τιμές του γ που είναι κυρίως κοντά στο 0.3. Η τιμή του α είναι συνήθως ανάμεσα στο 1.6 και 2.0 αλλά μπορεί να είναι χαμηλή όσο 1.1. Στην α φαίνεται μια εποχική και ημερήσια εξάρτηση, αλλά είναι δυνατή μόνο σε περιοχές με χαμηλό γεωγραφικό πλάτος.

Αποτελέσματα ELF

Τα στοιχεία ELF μολύνονται σοβαρά από επιταχυνόμενες γραμμές αρμονίας που εκτείνονται σε απόσταση είτε 50 ή 60 Hz και η ανάγκη για πλήρη απόρριψη αυτών επιτρέπει μόνο πολύ περιορισμένη ανάλυση του εύρους φάσματος. (Η ανάγκη για πλήρη απόρριψη των επιταχυνόμενων γραμμών αρμονίας αποδεικνύεται από το γεγονός ότι ακόμα και μικρές διαρροές προκαλούν μια σημαντική παράλειψη στο V_d). Ευτυχώς, μερικά δείγματα στοιχείων που βρέθηκαν για την αρμονία των 240 Hz δεν υπάρχει καθόλου για ένα ολόκληρο μήνα, έτσι το χρησιμοποιήσιμο εύρος ζώνης εκτείνεται στην διαβάθμιση 180-300 Hz. Αυτά τα δείγματα στοιχείων είναι από το Arrival Heights για το Σεπτέμβριο 1994 και το Thule και Søndrestrom για τον Απρίλιο 1990. Αυτά αναλύονται χρησιμοποιώντας μια κεντρική συχνότητα από 240 Hz και εύρος ζώνης να κυμαίνεται πάνω από τις τιμές 5, 10, 15, 20, 25 και 30 Hz.

Τα αποτελέσματα ELF δεν διαφέρουν σημαντικά από τα αποτελέσματα VLF ούτε ποιοτικά ούτε ποσοτικά. Ο μέσος όρος ποσοστού σφαλμάτων για τα πρότυπα α -σταθερά, Hall και F-L στο Arrival Heights είναι 4% 12% και 36% αντίστοιχα, στο Søndrestrom είναι 9%, 6% και 42% αντίστοιχα και στο Thule είναι 8%, 7% και 37% αντίστοιχα. Αυτοί οι αριθμοί είναι στρογγυλεμένοι σε μέσο όρο διαγώνια στο εύρος ζώνης στα μεγαλύτερα εύρη ζώνης το πρότυπο α -σταθερά πάντα υπερτερεί του Hall. Η διακύμανση των παραμέτρων των προτύπων είναι η ίδια όπως περιγράφεται παραπάνω στα VLF.

Συζήτηση Για Την Απόκλιση Voltage

Η στατιστική V_d ενισχύεται σε αυτό το σημείο επειδή είναι μια βασική παράμετρος στην προηγούμενη εργασία στο να δημιουργεί πρότυπα των APDs της ατμοσφαιρικής μετάδοσης.

Αυτό υπολογίζεται σαν $V_d = 10 \log (E [A^2] / E^2[A])$ και σαν τέτοιες είναι οι τιμές RMS του φακέλου μετάδοσης διαιρούμενες με τον μέσο όρο της τιμής σε ντεσιμπέλ. Γι' αυτό μπορεί επίσης να αποδοθεί σαν $V_d = 20 \log (V_{RMS} / V_{avg})$ σε ντεσιμπέλ. Η V_d είναι ένας διαιρέτης της αιχμής διαγράμματος της μετάδοσης (καθώς τα πραγματικά αποτελέσματα της ώθησης σε υψηλότερες τιμές RMS σχετίζονται με τη συγκριτική τιμή) και εξαρτάται κατά πολύ στο εύρος ζώνης της μετάδοσης για ένα δεδομένο περιβάλλον μετάδοσης, όμως δεν είναι απαραίτητα δείκτης βαριάς δραστηριότητας ατμοσφαιρικών παράσιτων. Για τα στοιχεία των σχημάτων 6 και 7 η V_d είναι 3.5 dB και για τα στοιχεία των σχημάτων 7 και 8 είναι 4.9 dB, αλλά υπάρχουν πολλές περιπτώσεις όπου το πρότυπο α-σταθερά είναι καταλληλότερο επίσης και για υψηλότερα V_d .

Η τυπική διακύμανση των τιμών V_d είναι 1.5-6.0 dB, αν και μπορεί να βρεθούν τιμές ύψους 9-10 dB σε περιοχές με υψηλό γεωγραφικό πλάτος. Το V_d έχει βρεθεί επίσης ότι ποικίλει με την εποχή, την τοποθεσία και το εύρος ζώνης.

Στα στοιχεία φαίνονται εποχικές και ημερήσιες αποκλίσεις του V_d , αλλά δεν μπορούν να συσχετισθούν συστηματικά με γνωστές διανομές καταιγίδας. Για παράδειγμα, η V_d δεν πέφτει ή σηκώνεται απαραίτητα με την εποχή των καταιγίδων: Στο Crafton (για ένα δείγμα ζώνης συχνότητας) πλησιάζει ένα ελάχιστο 2.5 dB και τον Ιανουάριο και τον Ιούλιο, από περίπου 4.5 dB την άνοιξη και το φθινόπωρο. Άλλα στοιχεία δείχνουν το V_d του Crafton μεταβάλλεται σταματώντας σταδιακά με την ημερήσιά του απόκλιση, ενώ η μεταβολή του V_d του Dunedin σε φάση με την ημερήσιά του απόκλιση.

Το V_d επίσης βρέθηκε να σχετίζεται κάπως με τις παραμέτρους των τριών προτύπων pdf. Για μια αξιολόγηση των δειγμάτων των στοιχείων στο Arrival Heights, οι

παράμετροι του Hall m και γ μειώνονται από 10 σε 2.8 και 2.0 σε 0.4, αντίστοιχα, καθώς το V_d αυξάνεται από 1.5 σε 9.0. Οι παράμετροι F-L α , r_0 και r αλλάζουν από 0.7 σε 0.4, 1.0 σε 0.4 και 0.1 σε 0.2, αντίστοιχα, καθώς V_d αυξάνεται και οι παράμετροι της α -σταθεράς α και γ μειώνονται από 2.0 σε 1.2 και 0.3 σε 0.2, αντίστοιχα. Τα σφάλματα από τα τρία πρότυπα επιτρέπουν σαφώς μικρή σχέση στο V_d , εκτός του ότι το πρότυπο Hall τείνει να είναι πιο ακριβές από το πρότυπο α -σταθερά για τιμές χαμηλότερες του m , το οποίο αντιστοιχεί σε υψηλότερες τιμές του V_d .

Συμπεράσματα

Αυτή η διατριβή παρουσιάζει πολλά αποτελέσματα APD που απορρέουν από μια στατιστική ανάλυση ράδιο μετάδοσης χαμηλής συχνότητας. Περιγράφονται τρία σχετικά απλά πρότυπα για μετάδοση φακέλου της διαφορά δυναμικού APD και οι παράμετροι και η ακρίβεια του κάθε προτύπου καθορίζεται σαν μια συνάρτηση του τόπου, του χρόνου και της συχνότητας. Οι παράμετροι και τα σφάλματα κάθε προτύπου βρέθηκε ότι ποικίλουν με την δραστηριότητα της καταγίδας και της συχνότητας μετάδοσης και το εύρος ζώνης.

Το κύριο συμπέρασμα αυτής της διατριβής είναι ότι το πρότυπο Hall είναι η καλύτερη επιλογή στα πλαίσια της ακρίβειας και της απλότητας για περιοχές κοντά σε βαριά δραστηριότητα από ατμοσφαιρικά παράσιτα. Ένας γενικός κανόνας που βασίζεται στα αποτελέσματα θα ήταν να χρησιμοποιείται το πρότυπο pdf της α-σταθεράς στις πολικές περιοχές εκτός από την αιχμή του ημερήσιου και εποχιακού κύκλου της καταγίδας και να χρησιμοποιείται το πρότυπο Hall σε χαμηλά και μεσαία γεωγραφικά πλάτη εκτός από το μηδέν του εποχιακού και ημερήσιου κύκλου. Το σημείο διασταύρωσης δεν είναι κρίσιμο, υπάρχει μια ευρεία διακύμανση των συνθηκών όπου και τα δυο πρότυπα έχουν περίπου την ίδια ακρίβεια. Επίσης γι' αυτό το λόγο συμπεραίνεται ότι το πρότυπο Middleton της Β τάξης μετάδοσης μπορεί να χρησιμοποιηθεί στην δαπάνη της προστιθέμενης πολυπλοκότητας, σαν ένα συνενωμένο πρότυπο μετάδοσης APD που είναι καταλληλότερο σε όλες τις συνθήκες.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3

ΣΤΑΤΙΣΤΙΚΑ – ΦΥΣΙΚΑ ΠΡΟΤΥΠΑ ΤΗΣ ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΗΣ ΠΑΡΕΜΒΟΛΗΣ

DAVID MIDDLETON

Απόσπασμα: Οι περισσότερες ηλεκτρομαγνητικές παρεμβολές κατασκευασμένες από τον άνθρωπο *φυσικές ή παράσιτα*, είναι κατά πολύ τυχαίες διαδικασίες μη-Gaussian, των οποίων τα υποβαθμισμένα αποτελέσματα μπορεί να είναι σοβαρά, ιδιαίτερα πάνω στα περισσότερα συμβατικά συστήματα, τα οποία είναι σχεδιασμένα για ευνοϊκότερη ή σχεδόν ευνοϊκότερη απόδοση έναντι των φυσιολογικών παράσιτων. Επί προσθέτως, η φύση, η αρχή συντεταγμένων, η διάσταση και η πρόβλεψη των γενικών περιβαλλοντικών παρεμβολών EM είναι μεγίστου ενδιαφέροντος για κάθε ικανοποιητικό πρόγραμμα φασματικής διαχείρισης. Επομένως, αυτή η μελέτη είναι αφιερωμένη στην ανάπτυξη πρότυπων αναλυτικών βολικών, πειραματικά επαληθεύσιμων, στατιστικά-φυσικά τέτοιου είδους ηλεκτρομαγνητικής παρεμβολής.

Εδώ, γίνεται μια ταξινόμηση σε τρεις κύριους τύπους παράσιτων: **Τάξη Α** (περιορισμένη ζώνη ισοβάθμια με τον δέκτη), **Τάξη Β** (ευρεία ζώνη ισοβάθμια με το δέκτη), και **Τάξη Γ** (= Τάξη Α + Τάξη Β). Κατασκευάζονται στατιστικά πρότυπα πρώτου-βαθμού για περιπτώσεις της Τάξης Α και της Τάξης Β. Ιδιαίτερα, η APD (μια πιθανότητα διανομής μεταγενέστερης κατάστασης) ή υπερβολική διανομή, η PD ισχύς $P_1 (\epsilon > \epsilon_0)_{A,B}$, (και οι σχετιζόμενες πυκνότητες παράσιτων, pdf's $w_1 (\epsilon)_{A,B}$ [1]) αποκομίζονται από το φάκελο, η φάση φαίνεται να είναι σταθερά διανεμόμενη σε $(0, 2\pi)$. Αυτά τα αποτελέσματα είναι μειωμένα στο απλούστερο σχήμα, π.χ. οι αναλυτικές τους μορφές είναι σταθερές για την συγκεκριμένη πηγή παράσιτων και τις ποσοτικοποιημένες παραμέτρους των τιμών, των επιπέδων, κ.λ.π. Η Α Τάξη περιγράφεται με ένα πρότυπο 3 παραμέτρων, η Β Τάξη με ένα πρότυπο 6

παραμέτρων. Όλες οι παράμετροι είναι συμπερασματικά από μέτρηση και όπως οι APD's και οι pdf's η δομή τους βασίζεται στη γενική φυσική συνεπαγόμενες ότι εμπλέκονται οι διαδικασίες διάδοσης και λήψης και αυτές, επίσης είναι σταθερές με προσοχή στο να σχηματίζονται και να λαμβάνουν χώρα από ειδικές πηγές παρεμβολών.

ΜΕΡΟΣ I

Εισαγωγή

Όπως και σε προηγούμενες μελέτες, το κεντρικό μας πρόβλημα είναι να κατασκευάσουμε αναλυτικά βολικά πρότυπα από ασύρματη μετάδοση κατασκευασμένη από τον άνθρωπο ή φυσική. Αυτό γίνεται για τρεις αρχικούς τεχνικούς σκοπούς:

- 1) για να εξασφαλίσουμε ρεαλιστικές, ποσοτικές περιγραφές από ηλεκτρομαγνητικά (EM) περιβάλλοντα παρεμβολών κατασκευασμένα από τον άνθρωπο ή φυσικά
- 2) για να καθορίσουμε και να κατευθύνουμε πειράματα για την μέτρηση τέτοιων περιβαλλόντων παρεμβολών, και
- 3) να καθορίσουμε τη δομή ευνοϊκότερων συστημάτων επικοινωνίας και να εκτιμήσουμε και να συγκρίνουμε την απόδοσή τους με αυτά τα συγκεκριμένα σχεδόν ευνοϊκότερα συστήματα, όταν λειτουργούν σε γενικές τάξεις παρεμβολών EM.

Ο σκοπός μας εδώ είναι να εξασφαλίσει αναλυτικά πρότυπα: 1) τα οποία συνδυάζουν τις κατάλληλες φυσικές και στατιστικές περιγραφές από περιβάλλοντα γενικής μετάδοσης EM, 2) τα οποία είναι στατιστικά διαχειριζόμενα, 3) τα οποία κατέχουν γενικές κανονικές ιδιότητες π.χ. δεν ειδικεύονται ατομικούς μηχανισμούς μετάδοσης, πηγές διανομής, και κυματομορφές εκπομπής και 4) οι οποίες είναι και τα δύο και πειραματικά επαληθεύσιμες και προφητικές. Επί προσθέτως, οι βασικές ή «γενικές» παράμετροι από τέτοια στατιστικά–φυσικά πρότυπα πρέπει να είναι μετρήσιμες ποσότητες με συγκεκριμένη φυσική δομή και ερμηνεία. Για να κατορθωθεί αυτό είναι καθαρά ένα ασυνήθιστο πρόβλημα, κυρίως εξ' αιτίας της υπάρχουσας κατά πολύ μη-

Gaussian φύση αυτής της τυχαίας διαδικασίας, ένα χαρακτηριστικό το οποίο αμέσως βεβαιώνει πολύπλοκες περιγραφές και δυσκολίες στα αποτελέσματα για την ανάλυση του συστήματος απόδοσης. Αυτές οι δυσκολίες μπορούν να ξεπεραστούν αποτελεσματικά για την κατασκευή-προτύπων: 1) και πειραματικά επιβεβαίωση 2) θα είναι ορατό από τα αποτελέσματα και τις αναλύσεις σε αυτή τη διατριβή για σχεδιασμό και απόδοση του δέκτη, 3) αυτό έχει ήδη αποδειχθεί με πρόσφατες εργασίες των Spaulding και Middleton

Ταξινόμηση Της Μετάδοσης EM

Γενικά η μετάδοση EM ή περιβάλλον παρεμβολής μπορεί να ταξινομηθεί πειστικά σε τρεις ευρείες κατηγορίες παρεμβολής ισότιμες σε κάθε δέκτη περιορισμένης ζώνης.

Η παρεμβολή της A τάξεως: Αυτή η μετάδοση είναι τυπικά στενότερη φασματικά από τον εν λόγω δέκτη, και σαν τέτοια παράγει άσχετες ταλαντώσεις στο μπροστινό άκρο του δέκτη όταν τελειώνει η εκπομπή μιας πηγής.

Η παρεμβολή της B τάξεως: Εδώ το εύρος ζώνης της αφικνούμενης μετάδοσης είναι μεγαλύτερο από αυτό του μπροστινού άκρου του δέκτη της φάσης, ούτως ώστε απαντώνται παροδικά αποτελέσματα και στα δύο και στην αύξηση και στην εξασθένηση, με επικράτηση αργότερα. Ο δέκτης είναι «διεγερμένος» σε ποικίλους βαθμούς, ιδιαίτερα σε εισαγωγές πολύ μικρής διάρκειας, έτσι ώστε ο δέκτης λέγεται ότι «αντηχεί».

Η παρεμβολή της Γ τάξεως: Αυτή είναι το άθροισμα των παρεμβολών της A Τάξεως και της B Τάξεως.

Για την μετάδοση της A Τάξεως, η περίοδος αλλοίωσης της στιγμιαίας ταλάντωσης του κυκλώματος είναι αμελητέα απέναντι στη διάρκεια της εκπομπής, ενώ για την παρεμβολή της B Τάξεως είναι υψηλά επικρατούσα.

Οι τρεις ανωτέρω κατηγορίες για παρεμβολή, καθώς αυτή προσκρούει σε ένα τυπικό (στενής-ζώνης) δέκτη, καθώς αυτός ο δέκτης ανταποκρίνεται σε περιβάλλον EM, παρέχει ένα χρήσιμο τρόπο περιγραφής των διαφορετικών αποτελεσμάτων τα οποία λαμβάνουν αυτές οι διαφορετικές κατηγορίες.

Αυτή η ταξινόμηση είναι χρήσιμη επειδή η ανταπόκριση του δέκτη είναι στατιστικά διαφορετική για κάθε τάξη. Εδώ χρησιμοποιούμε την ονομαζόμενη APD's (μια διανομή παρεμβολής μεταγενέστερης κατάστασης) όπως $P_1(X > X_0)$, ή $P_1(E < E_0)$, οι οποίες είναι οι αντίστοιχες πιθανότητες όπου το στιγμιαίο εύρος, ή ο στιγμιαίος φάκελος, παρατήρησε ότι η απόδοση IF του δέκτη υπερβαίνει όριο X_0 , ή e_0 , καθώς αυτά πρόσφατα επιτρέπουν να υποθέτομαι τιμές στην παύση $(-\infty, \infty)$ ή $(0, \infty)$. Οι συνθήκες «φασματικά διευρυμένο από» είναι να διερμηνευθούν σαν «επαρκώς διευρυμένα ή μειωμένα» κ.λ.π. όπου σε κάθε περίπτωση, δίδεται προσοχή στην αναφορά των προσδιορισμών των Τάξεων A, B, κλπ., σε πλαίσια των υπολειμματικών στιγμιαίων ταλαντώσεων του κυκλώματος, κατά των «πάνω» στην ώρα εισαγωγή εκπομπής η οποία εμφανίζεται στην απόδοση του πεδίου IF του εν λόγω δέκτη.

Είναι αναγκαίο να εκτείνομαι τη διαγραμματική παράσταση για περαιτέρω κατηγοριοποίηση, με σκοπό να ξεχωρίσουμε μεταξύ τους τις παρεμβολές που είναι κατασκευασμένες από τον άνθρωπο και τις φυσικές και ανάμεσα στις «έξυπνες» και «μη έξυπνες» εκπομπές. Επομένως, καθορίζουμε τα ακόλουθα:

- 1) *«έξυπνη» μετάδοση ή παρεμβολή είναι κατασκευασμένη από τον άνθρωπο και προτεινόμενη να μεταφέρει κάποιου είδους μήνυμα ή πληροφορία, ενώ*
- 2) *«μη έξυπνη» εκπομπή ή παρεμβολή μπορεί να είναι χαρακτηριστικό γνώρισμα των φυσικών φαινομένων, π.χ. η ατμοσφαιρική μετάδοση ή η μετάδοση του δέκτη, για παράδειγμα, ή μπορεί να είναι κατασκευασμένη από τον άνθρωπο, αλλά δεν μεταφέρει σκόπιμη επικοινωνία, όπως η ανάφλεξη του αυτοκινήτου, ή η ενέργεια εκπεμπόμενη σε κύματα από τις γραμμές του ηλεκτρισμού, κ.λ.π.*

Επισημαίνουμε ξανά ότι με τον προσδιορισμό, «παράσιτα» ή «παρεμβολή» είναι κάθε ανεπιθύμητο «σήμα» στον ή μέσα στον δέκτη, χωρίς να έχει σημασία η προέλευση. Η σημασία του να ξεχωρίζουμε τα φυσικά από τα παράσιτα που είναι κατασκευασμένα από τον άνθρωπο έγκειται στο γεγονός ότι τα προηγούμενα είναι ενδεχομένως ελεγχθήσιμα, μερικές φορές σε σημείο εξάλειψης, όπου τα επόμενα δεν μπορούν να ελαττωθούν στην πηγή και συνήθως δεν είναι αντικείμενο ελέγχου, κάποιος μπορεί μόνο να ζητάει να ερευνήσει τις συνέπειές του στην διαδικασία της επικοινωνίας. Επιπλέον, η διάκριση ανάμεσα στα «έξυπνα» και στα «μη έξυπνα»

είναι πάντα σημαντική παίρνοντας υπ'όψιν τη μεταβίβαση πληροφοριών, η ταξινόμηση του προηγούμενου μπορεί να έχει πολύ διαφορετικές επιπτώσεις και συνέπειες από αυτόν του μεταγενέστερου.

Προηγούμενη Εργασία

Για το περισσότερο τμήμα, προηγούμενες προσπάθειες στη διάπλαση των παράσιτων που είναι κατασκευασμένα από τον άνθρωπο και στα φυσικά (κυρίως ατμοσφαιρικά παράσιτα) έχουν παράγει μια ευρεία ποικιλία από αναλυτικά αποτελέσματα, συχνά με την αποτελεσματικότητα της μαθηματικής απλότητας, αλλά σοβαρά περιορισμένα στην χρησιμότητα, από έλλειψη γενίκευσης και φυσικής οξυδέρκειας και μια ακόλουθη υποδεέστερη στα τοπικά εμπειρικά στοιχεία και περιστάσεις. Δυσπαιδαιές εξαιρέσεις των ανωτέρω είναι η εργασία των Furutsu και Ishida στο πώς λαμβάνονται τα APD's (και σχετιζόμενη πιθανότητα πυκνοτήτων (pdf's)) των ατμοσφαιρικών παράσιτων κάτω από μάλλον ευρείες συνθήκες και οι πιο πρόσφατες μελέτες του Giordano και Haber, ομοίως κατευθυνόμενες στα ατμοσφαιρικά παράσιτα. Και τα δυο στερεότυπα ερευνών, όμως, παρεμποδίζονται στους τύπους της παρεμβολής της Β Τάξεως και κανένα δεν επιχειρεί την ορθόδοξη διατύπωση, η οποία είναι ένα χαρακτηριστικό κλειδί των συνεχών προσπαθειών μας. Αυτή η ορθόδοξη διατύπωση μας επιτρέπει να εφαρμόζουμε μεθοδικά τα καινούρια πρότυπα σύμφωνα με την Τάξη (Α, Β, κ.λ.π.) σε όλους τους τύπους της παρεμβολής (EM), απεριόριστα σε γενική δομή μέσω του ειδικού συνεπαγόμενου φυσικού μηχανισμού.

Καινούργια Αποτελέσματα

Τα κύρια καινούργια αποτελέσματα από αυτή την μελέτη είναι: ορθόδοξα, αναλυτικά, στατιστικά πρότυπα πρώτης εντολής παρεμβολής και των δυο της Τάξεως Α και της Τάξεως Β, συγκεκριμένα για το φάκελο (E) και τη φάση (ψ) της απόδοσης της περιορισμένης ζώνης βαθμίδας από το σύνθετο άνοιγμα RF-IF ενός τυπικού δέκτη. Αυτά τα πρότυπα βασίζονται σε ένα γενικό φυσικό μηχανισμό δεδομένης της διορατικότητας μέσα στην παράμετρο και δομή pdf και PD. Επί προσθέτως, περιγράφεται η γενική μέθοδος για τη διαδικασία προσέγγισης του ελέγχου (1^{00} –

βαθμού) χαρακτηριστικών λειτουργιών η οποία μας δίνει τη δυνατότητα να εξασφαλίσουμε τις απαιτούμενες ορθόδοξες δομές οι οποίες, διαδοχικά, δίνουν τα απορρέοντα αναλυτικά πρότυπα στην ευρεία τους εφαρμογή, ανεξέλεγκτη από ειδικούς φυσικούς μηχανισμούς, ελεγχόμενους μόνο από το θεμελιώδες αξίωμα Poissonian των εκπομπών ανεξαρτήτου προέλευσης στο διάστημα και στο χρόνο. Επίσης, συμπεριλαμβάνονται συγκεκριμένες διαδικασίες για τον καθορισμό των παραμέτρων των προτύπων από πειραματικά στοιχεία. Βρέθηκε με πείραμα περίφημη συμφωνία, και συμπεριλαμβάνεται μια ποικιλομορφία από συγκρίσεις της θεωρίας με πειράματα, συμπεριλαμβανομένων πολλών διαφορετικών φυσικών τύπων ασύρματης παρεμβολής, επιδεικνύοντας επίσης τον ορθόδοξο χαρακτήρα της προσέγγισης.

Τελικά παρατηρούμε ότι ο προσδιορισμός των προτύπων της Α Τάξεως και η ποσοτική τους αναγνώριση με παρακολουθούμενη διαδικασία παρασίτων είναι καινούργιες, αν και φυσικά τέτοιου είδους παρεμβολή είναι φυσικά παρούσα για πολλά χρόνια. Τα πρότυπα της Τάξεως Β είναι «κλασικά», αν και όχι τόσο προσδιορισμένα μέχρι τώρα, αλλά εδώ, ξανά, η παρούσα προσέγγισή μας είναι σε μεγάλο βαθμό γνήσια, ιδιαίτερα παίρνοντας υπ' όψιν τα ορθόδοξα αποτελέσματα. Τελικά αυτή η διατριβή διαιρείται σε δυο κύριες ενότητες: Μέρη I και II. Το I Μέρος συμπεριλαμβάνει εισαγωγικό, εμπειρικό υπόβαθρο και μια περίληψη και συζήτηση των κυριότερων αποτελεσμάτων. Το II Μέρος, εξασφαλίζει τις εξαιρέσεις από την αναλυτική ανάπτυξη της θεωρίας.

Αποτελέσματα Και Συμπεράσματα

Ας συνοψίσουμε τα αρχικά αποτελέσματα της ανάλυσης αυτής της πραγματείας:

Στην γενική περίπτωση μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε και τη σχέση $w_1(\psi) = S_0 \int_0^\infty w_1(E, \psi) dE$, για να πάρουμε την pdf, και την APD ($= S_\psi \int_0^\infty w_1(\psi) d\psi$, ($0 < \psi < 2\pi$)), από την στιγμιαία φάση ψ , η οποία γενικά δεν θα είναι αμετάβλητη στο $(0, 2\pi)$. Όμως στην αληθή κατάσταση περιορισμένου εύρους, παίρνουμε την πολύ γνωστή σταθερά pdf π.χ. $w_1(\psi) = 1/2\pi$, $(0, 2\pi)$. Εξ' αιτίας αυτής της απλότητας πρώτου βαθμού για τις στατιστικές της φάσεως, συγκεντρώνουμε την προσοχή μας ανάλογα στις (πρώτου –

βαθμού) στατιστικές του συνδεδεμένου φακέλου, ο οποίος, όπως αναμένεται, φεύγει θεμελιωδώς από μια συμπεριφορά Gaussian (π.χ. Rayleigh).

Στατιστικές Φακέλου: οι APD και pdf για παρεμβολή της A Τάξεως

Τα αρχικά αναλυτικά αποτελέσματά μας εδώ είναι: 1) η χαρακτηριστική συνάρτηση (χ.σ.), 2) η APD, ή πιθανότητα υπερβολής $P_1(\varepsilon > \varepsilon_0)$, και η σχετιζόμενη pdf, $w_1(\varepsilon)$. Αυτές είναι αντίστοιχα, ²:

$$\widehat{F}_1(i\alpha\lambda)_A = e^{-A_A} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{A_A^m}{m!} e^{-\sigma_{mA^2} \alpha^2 \lambda^2 / 2} \quad (2.1)$$

$$\alpha^2 = [2\Omega_{2A} (1 + \Gamma_A')]^{-1}$$

$$2\sigma_{mA^2} = (m/A_A + \Gamma_A') / (1 + \Gamma_A')$$

$$P_1(\varepsilon > \varepsilon_0) \cong e^{-A_A} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{A_A^m}{m!} e^{-\varepsilon_0^{2/2\sigma_{mA^2}}} \quad 0 \leq \varepsilon_0 < \infty \quad (2.2)$$

$$w_1(\varepsilon)_A \cong e^{-A_A} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{A_A^m e^{-\varepsilon^2 / 2\sigma_{mA^2} \varepsilon}}{m! \sigma_{mA^2}} \quad 0 \leq \varepsilon < \infty \quad (2.3)$$

Διάφορες καμπύλες της P_1 και της (w_1) δίνονται στα **σχήματα 6(I)** και **6(II)** δείχνοντας την τυπική συμπεριφορά των επιλεγμένων τιμών των (σφαιρικών) παραμέτρων (A_A, Γ_A) . Εδώ $\varepsilon, \varepsilon_0$ είναι κανονικοποιημένοι φάκελοι:

$$\begin{aligned} \varepsilon &\equiv E / \sqrt{2\Omega_{2A} (1 + \Gamma_A')} \\ \varepsilon_0 &\equiv E_0 / \sqrt{2\Omega_{2A} (1 + \Gamma_A')} \end{aligned} \quad (2.4)$$

όπου E_0 είναι ένα προεπιλεγμένο όριο τιμής του φακέλου E . (Σημειώστε ότι κανονικοποίησή μας εισάγει μια τρίτη παράμετρο Ω_{2A}).

Οι παράμετροι $(A_A, \Gamma_A', \Omega_{2A})$ οι οποίες παρουσιάζονται άμεσα στα στατιστικά μας αποτελέσματα για τις P_1, w_1 τις ονομάζομαι «σφαιρικές» παραμέτρους.

Η φυσική σημασία αυτών των σφαιρικών παραμέτρων $(A_A, \Gamma_A', \Omega_{2A})$ εκτίθεται εν συντομία.

1) Η $A_A = \eta$ αυθόρμητη ένδειξη (για παρεμβολή της A Τάξεως): αυτό καθορίζεται σαν αριθμός μέσου όρου των «γεγονότων» της εκπομπής εισβάλουν στον δέκτη καταγράφει τη μέση διάρκεια μιας εκπομπής από τυπική πηγή παρεμβολής. Όσο μικρότερη είναι η A_A , τόσο λιγότερα είναι τέτοιου είδους γεγονότα και /ή η διάρκεια τους, έτσι ώστε οι ιδιότητες της μετάδοσης κυριαρχούνται από τα κυματομορφικά χαρακτηριστικά ενός τυπικού γεγονότος. Για να μιλήσουμε ελεύθερα, λέμε ότι τέτοιου είδους μετάδοση είναι «αυθόρμητη», αν και εδώ η μέση διάρκεια των γεγονότων είναι επαρκώς μακρά για την αποφυγή δημιουργίας αξιοσημείωτης στιγμιαίας ταλάντωσης του κυκλώματος στον δέκτη π.χ. έχουμε μετάδοση της A Τάξεως, όπως καθορίζεται ανωτέρω. Καθώς η A_A είναι φτιαγμένη εκτεταμένη, προσεγγίζει τις στατιστικές του Gaussian (ή στην περίπτωση του φακέλου εδώ, Rayleigh).

2) $\Gamma_A' = \sigma_G^2 / \Omega_{2A} = \sigma$ ο λόγος της έντασης της ανεξάρτητης συνιστώσας Gaussian σ_G^2 της εισερχόμενης παρεμβολής συμπεριλαμβανομένης και της διάδοσης «μπροστινό-άκρο», στην ένταση Ω_{2A} της αυθόρμητης μη-Gaussian (ή Rayleigh) συνιστώσας. Ένα τμήμα, σ_E^2 από αυτήν την κανονική συνιστώσα ανέρχεται από το αθροιστικό αποτέλεσμα ενός μεγάλου αριθμού εξωτερικών πηγών, καμιά από τις οποίες δεν είναι τόσο δυνατή ώστε να θεωρείται μέρος της «αυθόρμητης» παρεμβολής, η οποία είναι στατιστικά η επικρατούσα επίδραση (για μικρούς και μετρημένους δείκτες, A_A).

3) Ω_{2A} = η ένταση της αναφερόμενης παραπάνω «αυθόρμητης» παρεμβολής.

Χαρακτηριστική συμπεριφορά της APD P_{1-A} εναντίων ϵ_0 , **σχήματα 6(I) και 6(II)**, εκτίθεται από το πρότυπο «Rayleigh» [επικλινής σταθερά $\eta = -2$, στο γραμμικό από $-(\log_e [\])$ σχήδιο του P_{1-A}] για τις συγκριτικά μικρές τιμές της οπής ϵ_0 , π.χ. μεγάλες τιμές του P_1 ($\epsilon > \epsilon_0$)_A ακολουθούμενες από μια πολύ απότομη ανύψωση, μετά την

οποία η P_{1-A} κάμπτεται και πλησιάζει κάποια ασύμπτωτη με την καθορισμένη σταθερά $0 < \eta < 2$, σε μια μεγάλη ε_0 (μικρά P_{1-A}) λιγότερη από αυτήν συμπεριφορά της Rayleigh για το P_{1-A} στην περιοχή 0.1-1.0. Έτσι έχουμε

$$P_{1-a} \rightarrow e^{-a\varepsilon_0^\eta} \quad 0 < \eta < 2$$

Η περιοριστική, πεπερασμένη, και περιορισμένη κλίση όπως η ε_0 αναπτύσσεται πολύ μεγάλη, μετά τις χαρακτηριστικές αποκλίσεις, αντικατοπτρίζει τη φυσική κατάσταση πεπερασμένου όλου του μέσου όρου της ενέργειας.

Στατιστικές Φακέλου: οι APD και pdf για παρεμβολή της B Τάξεως

Η παρεμβολή της B Τάξεως απαιτεί περισσότερο εκτεταμένα αναλυτικά πρότυπα. Αυτή η απαίτηση προκύπτει εξ' αιτίας δυο ορθόδοξων χαρακτηριστικών λειτουργιών (χ.σ.) και τώρα χρειάζεται να πλησιάσουμε την ακριβής χ.σ., μια για μικρές ενδιάμεσες τιμές του φακέλου ($0 < \varepsilon < \varepsilon_B$) και άλλη για τις μεγάλες τιμές ($\varepsilon_B, \varepsilon$). Τα αρχικά αναλυτικά αποτελέσματα εδώ είναι αντίστοιχα :

$$\widehat{F}_1(i\alpha\lambda)_{B-I} = e^{-b} {}_1A_B a^\alpha \lambda^\alpha - \Delta\sigma G^2 a^2 \lambda^2 / 2 \quad 0 \leq \varepsilon \leq \varepsilon_B \quad (2.5a)$$

$$\widehat{F}_1(i\alpha\lambda)_{B-II} = e^{-A_B} \exp\left[\frac{A_B e^{-b}}{2a} a^2 \lambda^2 / 2 - \sigma_G^2 a^2 \lambda^2 / 2 \right] \quad \varepsilon_B < \varepsilon < \infty \quad (2.5b)$$

Από (3.4a), (3.4b), με $\alpha^2 = [2\Omega_{2B}(1+\Gamma_B')]^{-1}$

Τώρα και (PD) :

$$\begin{aligned} P_1(\varepsilon > \varepsilon_0)_B &\cong P_1(\varepsilon > \varepsilon_0)_{B-I} & 0 \leq \varepsilon_0 \leq \varepsilon_B \\ &\cong P_1(\varepsilon > \varepsilon_0)_{B-II} & \varepsilon_B \leq \varepsilon_0 < \infty \end{aligned} \quad (2.6)$$

$$\begin{aligned} \widehat{P}_1(\widehat{\varepsilon} > \widehat{\varepsilon}_0)_B &\cong P_1(\varepsilon > \varepsilon_0)_{B-I} \\ &\cong 1 - \widehat{\varepsilon}_0^2 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n \widehat{A}^n}{n!} \Gamma\left(1 + \frac{\alpha n}{2}\right) \bullet_1 F_1\left(1 + \frac{\alpha n}{2}; 2; -\widehat{\varepsilon}_0^2\right) \end{aligned} \quad (2.7a)$$

$$P_1(\varepsilon \rangle \varepsilon_0)_{B-II} \cong \frac{\varepsilon^{-A_B}}{4G_B^2} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{A_B^m}{m!} e^{-\varepsilon_0^2 / 2\hat{\sigma}_{mB}^2} \quad (2.7b)$$

$$\hat{A} = A_a / 2^a G_B^a, \hat{\varepsilon}_0 = (\varepsilon_0 N_I) / 2 G_B$$

$$2\hat{\sigma}_{mB}^2 \equiv (m / \hat{A}_B + \Gamma_B') / (1 + \Gamma_B') \quad , \quad \hat{A}_B = \left(\frac{2-a}{4-a} \right) A_B \quad (2.7d)$$

$$G_B^2 \equiv 2^{-2} (1 + \Gamma_{B'})^{-1} \left(\frac{4-a}{2-a} + \Gamma_{B'} \right) \quad (2.7e)$$

Με τα σχετιζόμενα pdf's είναι :

$$w_1(\varepsilon)_{B-I} \equiv w_1(\hat{\varepsilon})_{B-I} \\ \cong 2\hat{\varepsilon} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n!} \hat{A}^n \Gamma \left(1 + \frac{na}{2} \right) \bullet_1 F_1 \left(1 + \frac{na}{2}; 1; -\hat{\varepsilon}^2 \right) \quad 0 \leq \varepsilon \leq \varepsilon_B \quad 2.8a$$

$$w_1(\varepsilon)_{B-II} \cong \frac{\varepsilon^{-A_B}}{4G_B^2} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{A_B^m}{m!} \frac{e^{-\varepsilon^2 / 2\hat{\sigma}_{mB}^2}}{\hat{\sigma}_{mB}^2} \quad \varepsilon_B \leq \varepsilon < \infty \quad 2.8b$$

με ${}_1F_1$, όπως συνήθως, μια συμβάλλουσα υπεργεωμετρική συνάρτηση, έτσι ώστε η $w_1(\varepsilon)_B = w_1(\varepsilon)_{B-I} \quad 0 \leq \varepsilon < \varepsilon_B$ ενώ $w_1(\varepsilon_B) = w_1(\varepsilon)_{B-II} \quad \varepsilon \geq \varepsilon_B$. Εκ νέου, οι $\varepsilon, \varepsilon_0$ κανονικοποιούνται σύμφωνα με το (2.4) ανωτέρω, με Ω_{2A} να αντικαθίσταται με Ω_{2B} κ.λ.π.

Υπάρχουν τώρα έξι σφαιρικοί παράμετροι για το πρότυπό μας: $(A_a, a, A_B, \Gamma_B, \Omega_{2B}, N_I)$, το υποσύνολο $(A_B, \Gamma_B, \Omega_{2B})$ είναι για την παρεμβολή παραπάνω της Α Τάξεως. Οι επιπλέον παράμετροι που χρειάζονται είναι:

$$4) \quad A_a = \frac{2 I (1 - a / 2)}{\Gamma (1 + a / 2)} \frac{(\hat{B}_{0B^a})}{[2 \Omega_{2B} (1 + \Gamma_B)]^{a/2}} A_B =$$

έναν «αποτελεσματικός» αυθόρμητος δείκτης στον αυθόρμητο δείκτη A_B , ο οποίος εξαρτάται από την γενική παράμετρο a . Εδώ $\langle B_{OB}^a \rangle$ είναι η a -στιγμή από το βασικό φάκελο της απόδοσης του σύνθετου πεδίου ARI, και (2.38d).

$$5) \quad a \equiv \frac{2 - \mu}{\gamma} \Big|_{surface} ; \quad \frac{3 - \mu}{\gamma} \Big|_{vol} =$$

παράμετρος διαστημικής πυκνότητας-διασποράς. Εδώ μ, γ είναι αντιστοίχως, οι αντιπροσωπευτικοί τύποι του νόμου-δύναμης σχετιζόμενοι με μια έκταση εξάρτησης της πυκνότητας παρεμβολής από πιθανόν εκπέμπουσες πηγές, και τη διασπορά τους. Η παράμετρος a παρέχει μια «αποτελεσματική» μέτρηση του μέσου όρου της πηγής πυκνότητας με εμβέλεια.

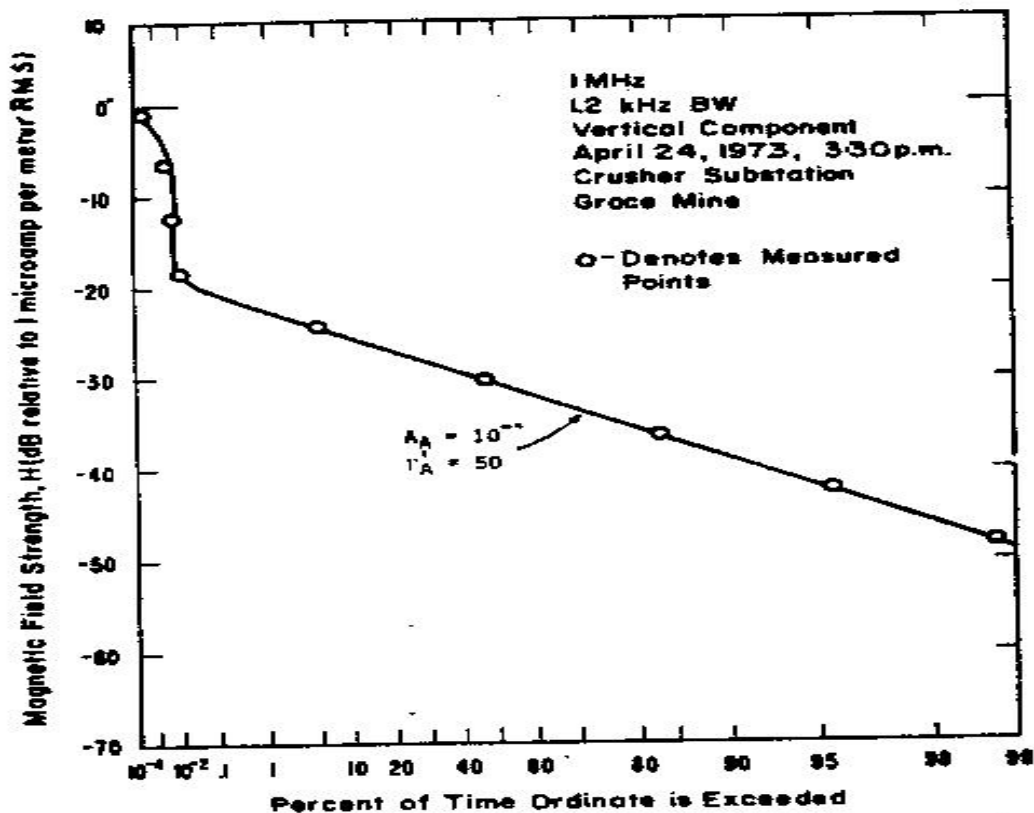
6) $N_I = 0$ ο κλιμακωτός παράγοντας ο οποίος ασφαλίζει ότι P_{1-B}, w_{1-B} αποφέρει το σωστό μέσο των τετραγώνων των αριθμών του φακέλου $2\Omega_{2B}(1+\Gamma_B)$.

$$7) \quad \varepsilon_B = \frac{E_B}{2 \Omega_{2B} (1 + \Gamma_B)}$$

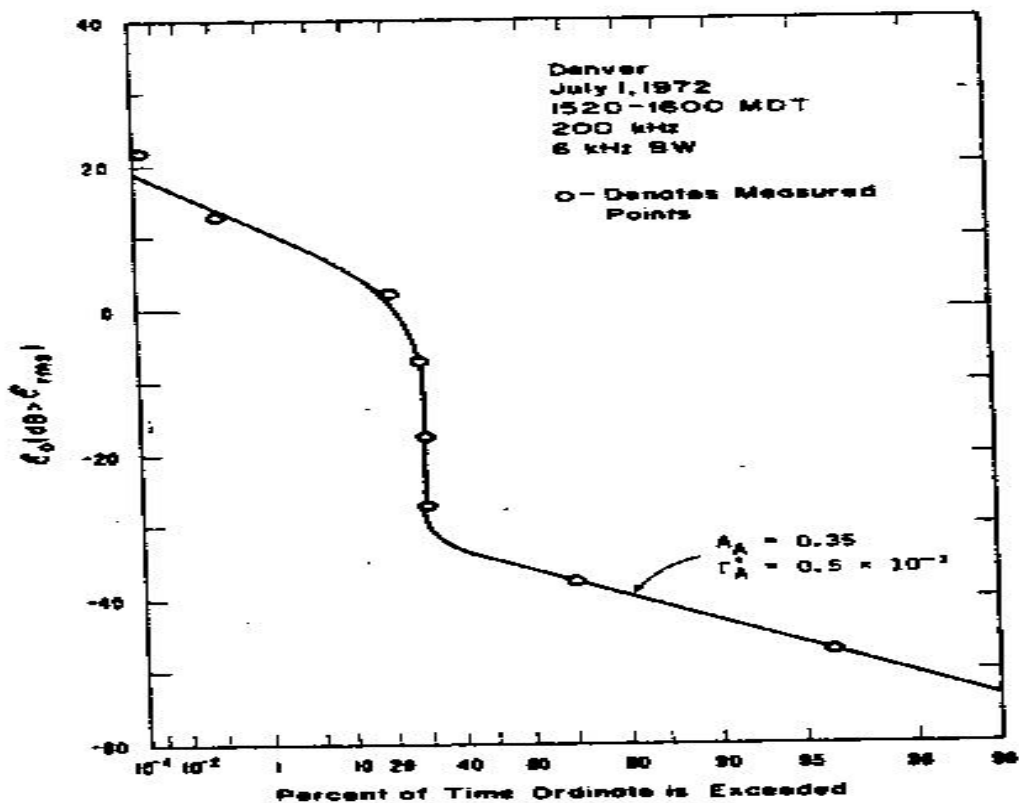
το (κανονικοποιημένο) σημείο «εξωτερικής ζώνης», στο οποίο οι δυο (κατά προσέγγιση) φόρμες της PD (και pdf) ενώνονται, σύμφωνα με τις διαδικασίες που συζητούνται **σχήμα 8**. Αυτό εμπειρικά είναι ένα αποφασισμένο σημείο, που αντιπροσωπεύει το σημείο κάμψης (για τη μικρή P_{1-B}) στο οποίο αποκλίνει η πειραματικά προσδιορισμένη PD, ή πιθανότητα υπερβολής $P_1(\varepsilon > \varepsilon_0)_{B-exp}$, π.χ. στο οποίο $d^2 P_{1-exp} / d\varepsilon_B^2 = 0$. Σημειώνουμε ότι χωρίς μια (πειραματική) ε_B , δεν μπορούμε να προβλέψουμε το περιοριστικό σχήμα της PD καθώς $\varepsilon_0 \rightarrow \infty$, μόνο τότε μπορούμε να εξασφαλίσουμε το υποσύνολο των σφαιρικών παραμέτρων ($A_a, a, A_B, \Gamma_B, \Omega_{2B}', N_I$). Παραδείγματα από αυτό είναι οι ιδιαίτερες περιπτώσεις μετάδοσης ατμοσφαιρικής αυτοκινούμενης ανάφλεξης που φαίνεται στο **σχήμα 3**, στο οποίο τα τελευταία ανεπαρκή στοιχεία ήταν διαθέσιμα για να αποκαλύψουν την πεπερασμένη κλίση. Αυτή όμως δεν είναι η περίπτωση για τα στοιχεία στα **σχήματα 4, 5**.

Οι έξι παράμετροι ($A_a, a, A_B, \Gamma_B, \Omega_{2B}', N_I$) είναι όλες φυσικά καθορισμένες και μετρήσιμες παράμετροι στο αναλυτικό πρότυπο (με την προϋπόθεση ότι είναι καθορισμένη η ε_B). Μόνο η ίδια ε_B είναι μια εμπειρική παράμετρος, χωρίς σαφή

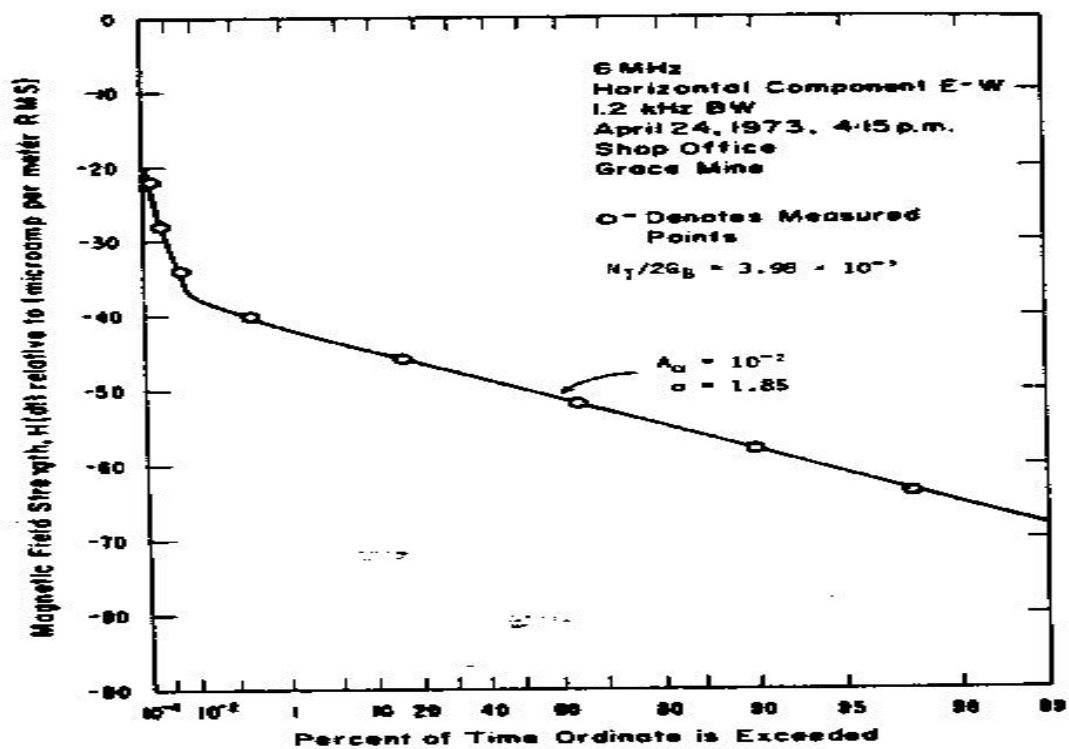
ποσοτική σχέση με τους εμπλεκόμενους υφιστάμενους φυσικούς μηχανισμούς. Αυτή η κατάσταση υπάρχει επειδή η απλούστερη ορθόδοξη στρογγυλοποίηση στην ακριβή (2.38), στρογγυλοποίηση του ενός στις μικρές και ενδιάμεσες τιμές του φακέλου και για το άλλο, στις μεγάλες τιμές του φακέλου. Αυτή η δεύτερη [και $PD = P_1(\epsilon > \epsilon_0)_{B-P}$], εξασφαλίζει την απαραίτητη «κάμψη» της καμπύλης APD για τα σπάνια περιστατικά, όπως σκιαγραφούνται στο **σχήμα 8**. Χρειάζεται μια σταθερά ασυμπτωτική κλίση ($\eta > 0$) για να επιβεβαιώσει την ύπαρξη όλων των αποκλίσεων του στατιστικού δείγματος, τα οποία απαιτούνται διαδοχικά από τη συνθήκη του πεπερασμένου συνόλου του μέσου όρου ενέργειας. Εκ νέου, αυξάνοντας τον αυθόρμητο δείκτη και/ή αυξάνοντας την ανεξάρτητα συνιστώσα Gaussian (σ_G^2) τελικά αποδίδει όπως αναμένεται μια πλήρη διαδικασία Gaussian (Rayleigh, φυσικά στον φάκελο).



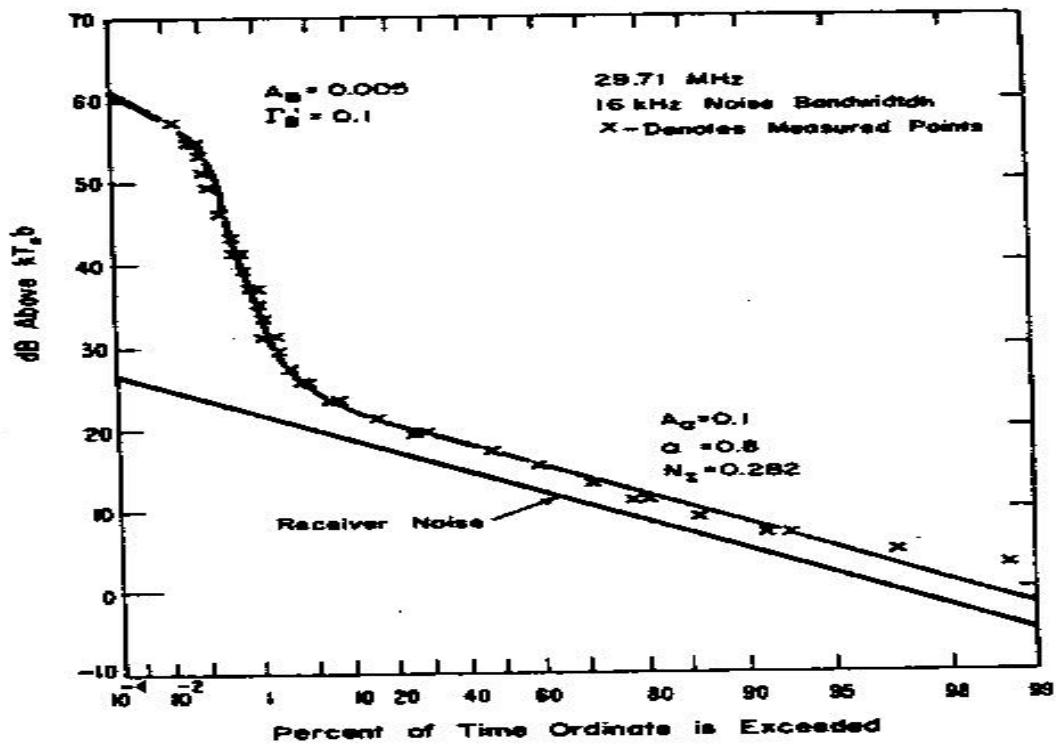
Σχήμα 1



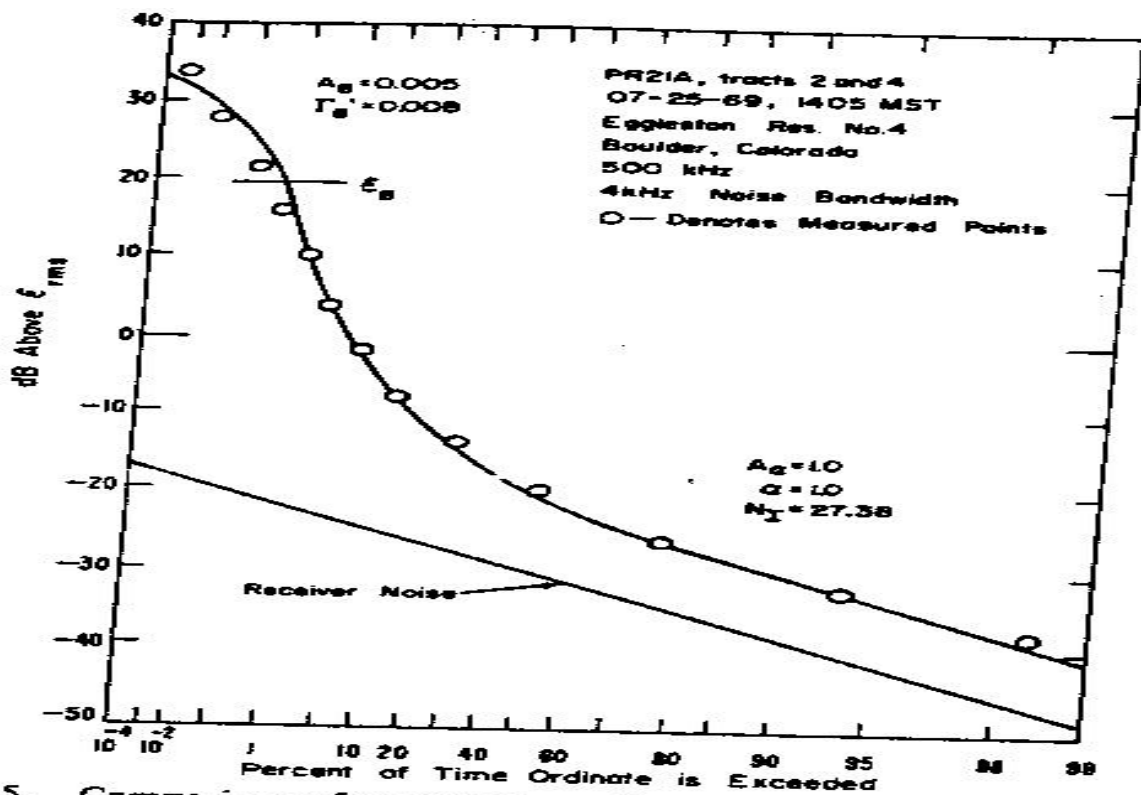
Σχήμα 2



Σχήμα 3



Σχήμα 4



Σχήμα 5

Συγκρίσεις Με Πείραμα

Μια ποικιλία από συγκρίσεις των θεωρητικών προτύπων μας με πείραμα, και για τις δυο παρεμβολές την Τάξη Α και την Τάξη Β, δίνονται τώρα στα **σχήματα 1-5**. Είναι αμέσως φανερά τέσσερα σημαντικά χαρακτηριστικά:

- 1) η συμφωνία μεταξύ θεωρίας και πειράματος είναι περίφημη, π.χ. οι μορφές στρογγυλοποίησης είναι αποτελεσματικές, αναλυτικές σχέσεις για να προλέγονται οι πρώτου βαθμού στατιστικές,
- 2) επιδεικνύεται η ορθόδοξη φύση των προτύπων μας: η μορφή των αποτελεσμάτων [εδώ APD's : $P_1(\epsilon > \epsilon_0)$] είναι σταθερά από τον μηχανισμό της συγκεκριμένης πηγής.
- 3) Η παρεμβολή της Τάξεως Α και της Τάξεως Β είναι αξιοσημείωτα και ποσοτικά διαφορετικοί τύποι μετάδοσης (ισότιμη με το χρησιμοποιούμενο δέκτη μικρού εύρους).
- 4) ο έλεγχος, φυσικά κατασκευασμένων παραμέτρων από αυτές τις PD's και pdf's οι οποίες είναι παρομοίως ορθόδοξες, μπορεί να εξασφαλισθεί από στρογγυλοποιημένα πειραματικά στοιχεία (συνήθως εκφραζόμενα σαν APD).

Η σπουδαιότητα του ορθόδοξου χαρακτήρα αυτών των προτύπων δεν μπορεί να υπερενταθεί με τέτοιου είδους πρότυπα αποφεύγουμε την πολύ περιορισμένη και μη προβλεπόμενη ποιότητα όλων των προτύπων για το συγκεκριμένο σκοπό, των οποίων η δομή πρέπει να ελέγχεται προς επαλήθευση και των οποίων οι παράμετροι παρέχουν μικρή ή καθόλου φυσική οξυδέρκεια μέσα σε αυτή καθεαυτή την θεμελιώδη διαδικασία. Επιπλέον, επειδή αυτά τα πρότυπα παράγονται από φυσικές αρχές, οι παράμετροι τους καθορίζονται φυσικά, είναι συνεπώς ορθόδοξες και είναι ποσοτικοποιημένες σε συγκεκριμένα τεκμήρια από εμπειρικά στοιχεία. Η δομή τους όμως είναι ανεξάρτητη από κάθε ειδική μέτρηση.

Τα **σχήματα 1** και **2** δείχνουν APD's, π.χ. $P_1(\epsilon > \epsilon_0)_A$ ενάντια στο κανονικοποιημένο όριο φακέλου ϵ_0 , για παρεμβολές της Α Τάξεως, αντιστοίχως από μηχανική συντριβή μεταλλεύματος σε ένα ορυχείο και από μια γραμμή ηλεκτρισμού. Παρατηρήστε το χαρακτηριστικό να ανυψώνεται με πολύ μεγάλη γωνία ως προς τον ορίζοντα ακολουθώντας την περιοχή της Rayleigh (συνεχής κλίση), ακολουθούμενη διαδοχικά

από την αναμενόμενη καμπύλη πάνω από την APD για σπανιότερα «περιστατικά» σε κάθε περίπτωση. [Έχουν παρατηρηθεί επίσης παρόμοια παραδείγματα παρεμβολής της A Τάξεως, αλλά από έξυπνες πηγές κατασκευασμένες από τον άνθρωπο].

Άλλες τυπικές παρεμβολές APD's της B Τάξεως **σχήματα 3, 4** αντιστοίχως είναι διαθέσιμες για i) *ανάφλεξη μετάδοσης αρχικά αστική αυτοκινούμενη*, ii) *ατμοσφαιρική μετάδοση*, **σχήμα 3** δεικνύει μια APD, για δυνατά φώτα, στο γραφείο ενός ορυχείου. Παρατηρήστε την πιο σταδιακή αναχώρηση από την ευθεία γραμμή της περιοχής Rayleigh, και την συνεχόμενη ανύψωση με την συνεχόμενα αυξανόμενη κλίση, στα σχήματα (τα οποία είναι ισοδύναμα με $\eta \rightarrow 0$ για $\exp(-\alpha^2 \epsilon_0 \eta)$, καθώς $\epsilon_0 \rightarrow \infty$). Στο **σχήμα 3** η αναπόφευκτη «κλίση» δείχνει ϵ_B , βρίσκεται έξω από την διακύμανση των στοιχείων που λαμβάνονται, π.χ. για $P_{1-B} < 10^{-6}$, ούτως ώστε να έχουμε τη δυνατότητα να πάρουμε όλες τις σφαιρικές παραμέτρους, εκτός από A_B . Όμως αυτή δεν είναι η περίπτωση για παραδείγματα της B Τάξεως των **σχημάτων 4, 5** π.χ. αντιστοίχως i) *ο θόρυβος ανάφλεξης από τροχοφόρα κινούμενα στον αυτοκινητόδρομο*, ii) *ατμοσφαιρικά παράσιτα*. Εδώ επιδεικνύεται η ζητούμενη κλίση των APD's μαζί με τα σημεία κάμψης, ϵ_B . Τα **σχήματα 1 και 5** είναι τυπικά παρεμβολής της Τάξεως A και της Τάξεως B, κατασκευασμένα από τον άνθρωπο ή φυσικά.

Τελικά, εμείς διακρίνουμε δυο ομάδες από πρότυπα παραμέτρων: α) *οι όπως ονομάζονται σφαιρικές παράμετροι, οι οποίες εμφανίζονται σαφώς σε αναλυτικές μορφές για τις APD's, κ.λ.π. και β) γενικές παράμετροι, οι οποίες προσδιορίζονται άμεσα στα πλαίσια των βασικών ορθοδόξων, στατιστικών –φυσικών προτύπων όταν οι σφαιρικοί παράμετροι θα έχουν εκτιμηθεί από τα στοιχεία τα οποία συνήθως απαιτούν τον υπολογισμό του (πρώτου-κανόνα) APL, οι γενικές παράμετροι μπορούν να υπολογιστούν από αυτές.*

Σημειώστε ότι $\Gamma_B' = \sigma_G^2 / \Omega_{2B}$, όπου σ_G^2 είναι ο ανεξάρτητος παράγοντας Gaussian ο οποίος είναι διαφορετικός από τον ολικό παράγοντα Gaussian $\Delta \sigma_G^2 = \sigma_G^2 + b_{2a} A_B$. (2.39a). Γι' αυτό στο **σχήμα 4**, πρέπει να υπολογίσουμε το Ω_{2B} από τα στοιχεία καμπύλης και μετά να πάρουμε το σ_{G2} από το Γ_B' . Από τα άλλα σχήματα, όλες οι εναπομένουσες γενικές παράμετροι βρίσκονται έτοιμες. Από την άλλη, για το **σχήμα 5**, Ω_{2B} προκύπτει στα 0 dB, με ομαλοποίηση. Καθώς η $P_1 = 0.36$ δεικνύει την όλη

παράμετρο Gaussian ($\Delta\sigma_G^2 = -17 \text{ dB} (=2 \cdot 10^{-2})$) και επομένως $\sigma_G^2 = \Gamma_B \cdot \Omega_{2B} = 10 \log_{10} (8 \cdot 10^{-3}) = -21 \text{ dB}$, η οποία δίνει, διαδοχικά $b_{2\alpha}^A = 0.012$ (σε ενότητες των Ω_{2B}). Ξανά όλες οι εναπομένουσες γενικές παράμετροι τώρα μπορούν να ληφθούν από αυτό και τα άλλα στοιχεία των παραμέτρων στο **σχήμα 5**.

Σημειώνουμε ότι οι παράμετροι της B Τάξεως ($\alpha, \langle B_{OB}^a \rangle$), παρέχουν επιπρόσθετες πληροφορίες για τις εκπέμπουσες πηγές, π.χ. πυκνότητα πηγής, βασικό σχήμα κύματος, κ.λ.π. Ανάλογα προτείνεται ότι, για να αποτιμήσουμε την περιβαλλοντολογική παρεμβολή πληρέστερα, επιπρόσθετα με τις μετρήσεις τις Τάξεως A, όταν είναι δυνατόν, συλλέγεται επίσης το εύρος ζώνης δέκτη ARI για να παράγει παρεμβολή στην απόδοση του σταθμού-ARI, έτσι ώστε να πάρουμε α και $\langle B_{OB}^a \rangle$, (επιπλέον στο $A_B, \sigma_{G2} \langle B_{OB}^2 \rangle$), τα οποία είναι ανάλογα με το αντίστοιχη ομάδα της A Τάξεως. Η σπουδαία καινούρια παράμετρος α , δίνει μια εκτίμηση από ένα αποτελεσματικό μέσο πηγή πυκνότητας με διακύμανση, και την πραγματική (με διακύμανση), εάν είναι επίσης γνωστός ο νόμος πολλαπλασιασμού (γ) ή μετρείται. Περαιτέρω πληροφορίες για τις διανομές πηγής μπορεί να εξασφαλιστούν με τη βοήθεια των καθοδηγήσιμων κατευθυντικών υποδειγμάτων των δεσμών ραδιοσήματος.

Μερικά Πρόσθετα Αποτελέσματα

- 1) *Απόκλιση Στατιστικού Δείγματος Πρώτου -Κανόνα, $\langle \varepsilon^B \rangle$* : Αυτές λαμβάνονται αναλυτικά από τις διαδόσεις και των δυο Τάξεων της A και της B. Αυτές υπάρχουν για όλες (πραγματικές, πεπερασμένες)β, αν και οι (στρογγυλοποιημένες) εκφράσεις για περιπτώσεις της B τάξεως, είναι τότε απαραίτητα περισσότερο σύνθετες για την A Τάξη.
- 2) *Συνθήκες Μετάδοσης για την A και B Τάξη*: Διακρίνουν αμοιβαία την παρεμβολή της A, B, και Γ Τάξεως,
- 3) *Προσέγγιση στις Στατιστικές του Rayleigh*: Αυτό συμβαίνει όταν το ένα, ή και τα δυο, ο αυθόρμητος εκθέτης ή η ανεξάρτητη συνιστώσα Gaussian γίνεται πολύ μεγάλη.
- 4) *Τα Πρότυπα Hall*: Ένα βασικό εμπειρικό πρότυπο, κατασκευασμένο νωρίτερα από τον Hall, χρησιμοποιείται συχνά για παρουσιάσεις, για συγκεκριμένο σκοπό, αντιπροσωπεύσεις της περιβαλλοντολογικής παρεμβολής. Τα αποτελέσματα της B Τάξεώς μας, μετά τη διαγραφή της προσθετικής συνιστώσας Gaussian (και από τις δύο

αυθόρμητες και ανεξάρτητες πηγές), μπορεί να εκτεθούν για να επιδείξουν ένα σχήμα Hall, με παράμετρο Hall ($\theta_{Hall} = 2$). Όμως τέτοιου είδους πρότυπα, έχουν μια ποικιλία από μειονεκτήματα, μεταξύ αυτών είναι και ο για συγκεκριμένο σκοπό χαρακτήρας τους, με τελείως εμπειρική (εξ) παράμετρο(ους), και τη μη ύπαρξη όλων των αποκλίσεων στατιστικού δείγματος $\langle \varepsilon^{\beta} \rangle$, όπου $\beta > \theta_{Hall} - 1$. Όμως δεν μπορούν να παραχθούν πρότυπα Hall από τα πρότυπα της Α Τάξεως.

5) Παρεμβολή της Α Τάξεως κατά της Β Τάξεως: Κάποια περιληπτικά σχόλια.: μια σύντομη και σαφής σύγκριση μερικών από τις αξιοπρόσεχτες ιδιότητες της παρεμβολής της Τάξεως Α και της Τάξεως Β παρουσιάζεται στον πίνακα Ι. Στις προηγούμενες ενότητες έχουμε συνοψίσει τα κύρια αποτελέσματα της παρούσας μελέτης της στατιστικής για τον (πρώτου-βαθμού) φάκελο και φάση των ηλεκτρομαγνητικών παρεμβολών των κατασκευασμένων από τον άνθρωπο ή των φυσικών, οποιαδήποτε και αν είναι η φυσική τους προέλευση και τα χαρακτηριστικά.

Τα αναλυτικά πρότυπα, της παρεμβολής της Τάξεως Α και της Τάξεως Β, είναι μαθηματικά ελκτικά και ορθόδοξα στην εφαρμογή: η μορφή των αποτελεσμάτων και ο αριθμός, το είδος και η γενική δομή των συσχετιζόμενων παραμέτρων, είναι σταθερές στην συγκεκριμένη πηγή. Φυσικά, οι ιδιαίτερες τιμές των παραμέτρων εξαρτώνται από τις συγκεκριμένες ιδιότητες της ιδιαίτερης συνεπαγόμενης πηγής. Ο ορθόδοξος χαρακτήρας αυτών των προτύπων και των παραμέτρων τους απορρέει από την γενική υπογραμμισμένη φυσική δομή πάνω στην οποία βασίζονται αυτά τα πρότυπα. Όπως ήταν αναμενόμενο, τα τελικά στατιστικά δεδομένα του εύρους και του φακέλου είναι πολύ μη-Gaussian (ή μη-Rayleigh). Αυτό το γεγονός έχει απαραίτητα μια κρίσιμη επίδραση στον συμβατικό δέκτη και στο σύστημα συνάρτησης το οποίο μπορεί να είναι σε συμβατική χρήση, (περίπου) βελτιστοποιημένο, π.χ. «εφάμιλλο», με τα επιθυμητά σήματα στην διάδοση Gaussian (κοινά ονομαζόμενοι δέκτες συσχέτισης και οι προεκτάσεις τους), αλλά το οποίο είναι ριζικά σχεδόν ευνοϊκότερο για περιβάλλον τέτοιου είδους ηλεκτρομαγνητικού περιβάλλοντος.

Εδώ, ενδιαφερόμαστε για αυτές καθαυτές τις στατιστικές παρεμβολής πρώτου βαθμού, όχι μόνο για τους σκοπούς του συστήματος σχεδίασης, τη βελτιστοποίηση, και τη σύγκριση, αλλά επίσης για την αποστολή μέτρησης και αποτίμησης των

ιδιοτήτων στα πεδία παρεμβολής EM. Έχει βρεθεί περίφημη συμφωνία ανάμεσα στα πρότυπα και στην παρατήρηση. Επί προσθέτως, έχουν αποκομιστεί σαφή αποτελέσματα για τις σφαιρικές και γενικές παραμέτρους του εν λόγω φαινομένου της παρεμβολής, π.χ. παράσιτα μετάδοσης αυτοκινούμενων, επικοινωνίες, παράσιτα λόγω διαταραχών, μηχανήματα, εκπομπή από τις γραμμές ηλεκτρικού και τα παρόμοια. Αυτές οι τιμές των παραμέτρων, σύμφωνα με την βασική φυσική δομή, μας επιτρέπουν να συμπεραίνουμε αφαιρετικά γενικές ιδιότητες του πεδίου παρεμβολής, όπως τον μέσο όρο της πηγής διανομής στο διάστημα (α), την πυκνότητα εκπομπής στο χρόνο (αυθόρμητος δείκτης, A) ενδιάμεση ένταση (ω_2), την ποσότητα της εξωτερικής μετάδοσης Gaussian (σ_G^2) και φυσικά τη σχετιζόμενη APD, ή την πιθανότητα υπερβολής $P_1(\epsilon > \epsilon_0)$, καθώς επίσης και διάφορες αποκλίσεις στατιστικού δείγματος ($\langle \epsilon^b \rangle$) της διαδικασίας της παρεμβολής.

Όπως κωδικοποιείται στις APD, $P_1(\epsilon > \epsilon_0)$, $P_1(X > X_0)$ για παράδειγμα, οι στατιστικές πρώτου βαθμού του περιβάλλοντος αυτών των πολύ μη-Gaussian μεταδόσεων EM, είναι, ωστόσο, μηδαμινές, σε τέτοια περιβάλλοντα, για τον κατάλληλο χειρισμό των επικοινωνιακών συστημάτων γενικής τάξεως. Σε πολλές περιπτώσεις, τα όρια παρουσίας που επαληθεύονται από αυτές τις στατιστικές πρώτου βαθμού είναι σχεδόν ικανοποιητικά, όπου δεν είναι σημαντικές δομές χρόνου υψηλότερου βαθμού. Όμως, όταν είναι, χρειαζόμαστε ξεκάθαρα κατάλληλες προεκτάσεις των παρόντων προτύπων. Επί προσθέτως, χρειάζονται επίσης οι συνυφασμένες στατιστικές των σημάτων και της μετάδοσης, εξίσου οι πρώτου και υψηλότερου βαθμού. Τέτοιες προεκτάσεις είναι μέρος της συνεχούς μας προσπάθειας να αναπτύξουμε μια εφαρμόσιμη αναλυτική περιγραφή του περιβάλλοντος του πραγματικού-κόσμου της EM μη-Gaussian παρεμβολής.

ΜΕΡΟΣ II

Ανάλυση

Το Μέρος II αυτής της πραγματείας είναι αφιερωμένο στις αναλυτικές υπογραμμίσεις, των στατιστικών-φυσικών προτύπων μας παράσιτων, όπου αρχικά

εμπλεκόμαστε με την πιθανότητα υπέρβασης (PD's) $P_1(E > E_0), P_1(\varepsilon > \varepsilon_0)$ του φακέλου της διαδικασίας της εισερχόμενης μετάδοσης ακολουθώντας το συνδυασμένο (γραμμικό) άνοιγμα RF-IF (ή ARI) φιλτραρισμένες φάσεις ενός δέκτη μικρού εύρους. Ορίζονται τρεις αρχικές τάξεις της διαδικασίας παρεμβολής: Η μετάδοση A Τάξεως, όπου (σε ποιοτική γλώσσα) τα εισερχόμενα παράσιτα περιορίζονται φασματικά από το φίλτρο ARI, στο μπροστινό άκρο του δέκτη. Η παρεμβολή B Τάξεως, όπου η αντιστροφή είναι αληθής αυτή η διαδικασία εισερχομένων διευρύνεται φασματικά ισόβαθμα με το φίλτρο ARI, και μια γενική μετάδοση Γ Τάξεως, η οποία αποτελεί το άθροισμα των συνιστωσών της A Τάξεως και της B Τάξεως. Η παρούσα αναλυτική παρουσίαση είναι μια εκδοχή κατά πολύ συμπυκνωμένη αυτού που δίνεται στο II Μέρος της πρωτότυπης Αναφοράς.

Το Βασικό Στατιστικό Πρότυπο

Συμπεραίνουμε όπως προηγουμένως για το βασικό μας πρότυπο ότι υπάρχει ένας άπειρος αριθμός από δυνητικές πηγές σε μια πηγή πεδίο ορισμού όπου, ενώ οι βασικές κυματικές μορφές εκπέμπονται όλα έχουν όμοιο το σχήμα, την κλίμακά τους τις διάρκειες, τις συχνότητες, κ.λ.π. μπορεί να διανεμηθούν τυχαία. Το θεμελιώδες μας αξίωμα αυτού του βασικού προτύπου παρεμβολής είναι ότι: i) *οι τοποθεσίες των διαφόρων πιθανών πηγών εκπομπής είναι κατανομή Poisson στο διάστημα*, ii) *οι χρόνοι εκπομπής των πιθανών πηγών είναι ομοίως κατανομή Poisson στο χρόνο*. Φυσικά αυτό σημαίνει ότι οι πηγές είναι στατιστικά ανεξάρτητες και στην τοποθεσία και στην εκπομπή. Συνεπώς, με μια ασήμαντη γενίκευση των προηγούμενων αποτελεσμάτων, μπορούμε να γράψουμε για τη χαρακτηριστική συνάρτηση πρώτου βαθμού του στιγμιαίου εύρους X από τη λαμβανόμενη διαδικασία παρεμβολής.

$$F_1(i\xi)x = \exp \left\{ \left\langle \int_{\Lambda, \hat{\varepsilon}} \rho(\lambda, \hat{\varepsilon}) e^{i\xi U(t; \lambda, \hat{\varepsilon}, \dots)} - 1 \right\rangle_{\theta} d\lambda d\hat{\varepsilon} \right\} \quad (2.1)$$

Εδώ ε είναι μια εποχή, που δεικνύει ισότιμο το χρόνο t του δέκτη (π.χ. του παρατηρητή) όταν μια πηγή μπορεί να εκπέμπει. Η $\lambda = (\lambda, \theta, \varphi)$ είναι ζεύγος συντεταγμένων, ή ένα άνυσμα έντασης ήχου, κατάλληλο για τη γεωμετρία της περιοχής της πηγής, τοποθετημένο στην περιοχή Λ , και από τον δέκτη, με $d\lambda (=d\lambda d\theta d\varphi)$ για τι στοιχείο επιφανείας, ($=d\lambda d\theta d\varphi$) για ένα στοιχείο ήχου. Η ποσότητα $\rho(\lambda, \varepsilon)$ είναι η «διαδικασία» πυκνότητας αυτού του συνδυασμού διαδικασίας διάστημα χρόνος

παρεμβολής Poisson και είναι μη αντιδρών, και μπορεί να θεωρηθεί σαν ανάλογο σε μια πιθανότητα πυκνότητας. Η $\langle \rangle_{\theta}$ δηλώνει ένα στατιστικό μέσο όρο, π.χ. $f_{[\theta]} [] w_1(\theta)d\theta$, πάνω σε ποικίλες τυχαίες παραμέτρους(θ) οι οποίες πρέπει να είναι σχετικές με το πρότυπο της πηγής μας, όπως Doppler, πηγή εύρους και διάρκεια, κ.λ.π. Τα U είναι τα τυπικά σχήματα κυμάτων των εκπεμπόντων πηγών, μετά τη λήψη από το (υποτιθέμενα γραμμικό) άνοιγμα RF-IF στάδια από τον δέκτη μας «μικρού-εύρους». Η λαμβανόμενη διαδικασία X δίνεται από

$$X(t) = \int_{z(=\Lambda * \theta)} U_1(t/Z) dN(Z) \quad (2.2)$$

Όπου τα $\{dN\}$ είναι σημεία διαδικασίας Poisson (στα λ και ϵ).

Καθώς ενδιαφερόμαστε εδώ για το φάκελο της λαμβανόμενης διαδικασίας X , ο οποίος είναι πάντα μικρού εύρους, είναι τόσο μικρού εύρους όσο ο ίδιος ο δέκτης πρέπει να λάβουμε υπ' όψιν μας τις καινούργιες τυχαίες μεταβλητές X_c , X_s , που αντιπροσωπεύουν τις αργά διαφοροποιούμενες συνιστώσες «έσω-φάση» και «έξω - από-φάση» του X , δηλαδή.

$$\begin{aligned} X(t) &= X_c(t) \cos \omega_0 t + X_s(t) \sin \omega_0 t \\ &= \text{Re} \left\{ (X_c - iX_s) e^{i\omega_0 t} \right\} = \text{Re} \left\{ \tilde{X}_0 e^{i\omega_0 t} \right\} \quad (2.3) \\ &= \text{Re} \left\{ E e^{i(\omega_0 t - \psi)} \right\} \quad (2.3a) \end{aligned}$$

όπου τώρα $\omega_0 (\equiv 2\pi f_0)$ είναι η γενική (γωνιακή) συχνότητα του τελικού (=IF) σταδίου του δέκτη και

$$\begin{aligned} E &= \sqrt{X_c^2 + X_s^2} \\ \psi &= \tan^{-1}(X_s / X_c) \quad (2.3b) \end{aligned}$$

επομένως

$$\hat{X}_0 = X_c - iX_s = E e^{-i\omega_0 \psi} \quad (2.3c)$$

Εδώ E , Ψ είναι αντιστοίχως, ο φάκελος και η φάση της μικρού-εύρους λαμβανόμενης διαδικασίας. Η χαρακτηριστική συνάρτηση την οποία χρειαζόμαστε τώρα είναι για τις τυχαίες μεταβλητές X_c , X_s , δηλαδή :

$$F_1(i\xi, in)_{X_c, X_s} = \exp \left\{ \left\langle \int_{\Lambda} \rho(\lambda, \hat{\varepsilon}) [e^{i\xi U_c + in U_s} - 1] \right\rangle d\lambda d\hat{\varepsilon} \right\} \quad (2.4)$$

η οποία είναι η δισ-διαστατική γενικοποίηση των (2.1) που χρειάζεται εδώ. Χρησιμοποιώντας ένα αριθμό από αποτελέσματα από προηγούμενη μας αξιοποίηση του φυσικού προτύπου :

$$\begin{aligned} U_c &= B_0 \cos[\Phi_s' + \mu_d \omega_0 (\lambda + \hat{\varepsilon}) - \varepsilon_d \omega_0 t] \\ U_s &= B_0 \sin[\Phi_s' + \mu_d \omega_0 (\lambda + \hat{\varepsilon}) - \varepsilon_d \omega_0 t] \end{aligned} \quad (2.5)$$

$$\widehat{F}_1(ir, \phi) = \left\{ \left\langle \int_{\Lambda} \rho(\lambda, \hat{\varepsilon}) \bullet e^{irB_0 \cos[\Phi_s' + \mu_d \omega_0 (\lambda + \hat{\varepsilon}) - \varepsilon_d \omega_0 t - \phi]} - 1 \right\rangle d\lambda d\hat{\varepsilon} \right\} \quad (2.6)$$

όπου $B_0(>0)$ είναι ένας φάκελος $\Phi_s' = \Phi_s + \Phi_T + \Phi_R [(T)=(R)]$, $\mu_d = 1 + \varepsilon_d$,

ε_d είναι κανονικοποιημένο σχετικό φαινόμενο Doppler ανάμεσα στις T και R. Η πρώτου βαθμού pd για τον φάκελο και τη φάση (E, ψ), τότε βρίσκεται να είναι

$$w_1(E, \psi) = E \int_0^\infty r dr \int_0^{2\pi} \frac{d\phi}{(2\pi)^2} \bullet \widehat{F}_1(ir, \phi) e^{-iEr \cos(\psi - \phi)} \quad E > 0, 0 \leq \psi < 2\pi \quad (2.7)$$

δοσμένο από ⁵

$$w_1(E) = \int_0^{2\pi} w_1(E, \psi) d\psi = E \int_0^\infty r J_0(rE) dr \int_0^{2\pi} \widehat{F}_1(ir, \phi) d\phi / 2\pi \quad (2.8)$$

Ομοίως, η PD και πιθανότητα υπερβολής ή APD μεταγενέστερη πιθανότητα εδώ, ότι η E υπερβαίνει το επίπεδο $E_0 (>0)$ καθορίζονται όπως συνήθως από

$$\begin{aligned} D_1(E_0) &\equiv \int_0^{E_0} w_1(E) dE \\ P_1(E \geq E_0) &= \int_{E_0}^\infty w_1(E) dE = 1 - D(E_0) \end{aligned} \quad (2.9)$$

Και βρέθηκαν ότι είναι

$$D_1(E_0) = E_0 \int_0^\infty J_1(rE_0) dr \int_0^{2\pi} \widehat{F}_1(ir, \phi) d\phi / 2\pi \quad E_0 \geq 0 \quad (2.10 \alpha)$$

$$P_1(E \geq E_0) = 1 - E_0 \int_0^\infty J_1(rE_0) dr \int_0^{2\pi} \widehat{F}_1(ir, \phi) d\phi / 2\pi \quad (2.10 \beta)$$

Τα αποτελέσματά μας (2.6)-(2.10β) είναι γενικότητες από προηγούμενα αποτελέσματα, όπου οι βασικές μας αξιώσεις, μέχρι τώρα, υποθέτουν ως αξίωμα μόνο κατανομές Poisson από τοποθεσία πηγής και εκπομπές, π.χ. θεμελιώδεις ανεξάρτητες πηγές. Δεν έχουν παρουσιαστεί ακόμα περιορισμοί πάνω στο συγκεκριμένο χαρακτήρα των στατιστικών των παραμέτρων της πηγής. Γι' αυτό το λόγο η χαρακτηριστική συνάρτηση F_1 εξαρτάται από θ , καθώς επίσης από τη r .

Η Πρώτη Αναγωγή Των Χ.Σ. F_1 :
Η Συνθήκη Του Δέκτη Μικρού-Εύρους

Σε αυτό το σημείο, υλοποιούμε συγκεκριμένες ιδιότητες της βασικής κυματομορφής, $U_{nb}=U_c \cos \omega_0 t + U_s \sin \omega_0 t = B_0 \cos[\Phi_s' + \mu_d \omega_0 (\lambda + \varepsilon) \omega_0 \varepsilon_d t - \theta]$, η οποία φαίνεται στον αντιπροσωπευτικό τύπο στην σταδιακή ανάμειξη των (2.6), όπου χρησιμοποιούμε παράγοντες όπου i) $B_0 \Phi_s$ είναι και οι δύο αργά διαφοροποιούμενες συναρτήσεις του λ και ii) η πυκνότητα διαδικασίας $\rho(\lambda, \varepsilon)$ είναι το ίδιο αργά διαφοροποιούμενες, σε σχέση με τις $\cos \omega_0 \mu_d \lambda$. Απασχολώντας την οικεία προέκταση στις συναρτήσεις Bessel, $\exp(i\alpha \cos \theta) = \sum_0 i^m \varepsilon_m J_m(\alpha) \cos m\theta$, στη (2.6), βλέπουμε ότι μόνα για $m=0$ συμβάλλει στο να γίνεται η ολοκλήρωση (περιέχοντας τον αντιπροσωπευτικό τύπο) καθώς όλοι οι άλλοι όροι είναι πολύ ταλαντωτικοί σε περιοχές όπου B_0 , Φ_s και αλλάζουν αργά με την λ . Το αποτέλεσμα είναι

$$\widehat{F}_1(ir, \phi) = \exp \left\langle \int_{\Lambda} \rho(\lambda, \varepsilon) [J_0(rB_0[t, \lambda|\varepsilon, \theta]) - 1] \right\rangle_{\theta} d\lambda d\varepsilon = \widehat{F}_1(ir) \quad (2.11)$$

το οποίο είναι συμβατό με την προϋπόθεση ότι U_{nb} είναι πραγματικά μικρού εύρους, π.χ. $\Delta f \text{ARI} \ll f_0$. Το σπουδαίο αναλυτικό χαρακτηριστικό της (2.11) είναι ότι τώρα επειδή η συνθήκη $\Delta f \text{ARI} \ll f_0$ του μικρού εύρους δέκτη, η F_1 είναι ανεξάρτητη θ . Επομένως βλέπουμε ότι (2.7), (2.8), (2.10) μειώνονται σε απλούστερα σχήματα

$$w_1(E, \psi) = \frac{E}{2\pi} \int_0^{\infty} r J_0(rE) \widehat{F}_1(ir) dr = w_1(E) w_1(\psi) \quad (2.12)$$

με

$$\begin{aligned} w_1(E) &= E \int_0^{\infty} r J_0(rE) \widehat{F}_1(ir) dr \\ w_1(\psi) &= 1 / 2\pi \quad 0 \leq \phi < 2\pi \end{aligned} \quad (2.13)$$

και

$$D (E_0) = E_0 \int_0^\infty J_1 (r E_0) \widehat{F}_1 (i r) dr \quad (2 . 14 \ a)$$

$$P (E > E_0) = 1 - E_0 \int_0^\infty J_1 (r E_0) \widehat{F}_1 (i r) dr \quad (2 . 14 \ b)$$

Τα αποτελέσματα (2.12) – (2.14β) είναι τυπικά όμοια με αυτά που προέρχονται από τους Furutsu και Ishida, και τους Giordano και Haber. Επιπλέον, $F_1(ir)$ είναι καθαρά ένας μετασχηματισμός Hankel των $W_1(E)$, από (2.13) και το γεγονός ότι η αντίστροφος του (2.13) είναι:

$$\begin{aligned} \widehat{F}_1 (i r) &= \int_0^\infty J_0 (r E) w_1 (E) dE \equiv \langle J_0 (r E) \rangle_E \\ &= \left\langle \int_0^{2\pi} e^{i r E \cos \psi} w_1 (\psi) d\psi \right\rangle_E = (e^{i r E \cos \psi})_{E, \psi} \end{aligned} \quad (2 . 15)$$

Κατόπιν, αναλύοντας την διαδικασία πυκνότητας $\rho(\lambda, \varepsilon)$ στα πλαίσια της φυσικής πυκνότητας των εκπομπών στο διάστημα και το χρόνο, σύμφωνα με τις διαβαθμίσεις που υποδεικνύονται στα (2.25) – (2.35) και περιορίζοντας την προσοχή μας στην πιο κοινή τοποθεσία της «τοπικής σταθεράς», μέσω της οποίας συμπεραίνεται ότι δεν υπάρχουν αλλαγές στο μέσο όρο της πηγής των αριθμών και στις ιδιότητες της εκπομπής κατά τη διάρκεια της παρατηρούμενης περιόδου T και ότι η πιθανότητα εκπομπής $w_1(\varepsilon)$ είναι αμετάβλητη, παίρνουμε τελικά το βασικό σχήμα της έκφρασης υπό ολοκλήρωση από (2.11). Για την εξιδανικευμένη τοποθεσία σταθερά κατάσταση όπου $T \rightarrow \infty$,

$$\begin{aligned} \lim_{T \rightarrow \infty} \overline{v_T} &= \overline{v_\infty} = (A_\Lambda \lim_{T \rightarrow \infty} (A_{E, T} / T)) \\ \lim_{T \rightarrow \infty} \gamma_T &= \gamma_\infty \end{aligned}$$

Αυτό γίνεται [αμετάβλητη ρ του ε]:

$$\begin{aligned} \widehat{I}_\infty (r) &= A_\infty \left\langle \int_0^{T_S / \overline{T_S}} [J_0 (r \widehat{B}_0) - 1] dz \right\rangle_{\lambda, T_S, \theta'} \\ A_\infty &\equiv \gamma_\infty = \overline{v_\infty \overline{T_S}} \end{aligned} \quad (2 . 16 \ a)$$

Ιδιαίτερα εδώ με

$$\begin{aligned} A_\Lambda A_{E, T} / T &\equiv \overline{v_T} \\ v_T \overline{T_S} &\equiv v_T \end{aligned} \quad (2 . 16 \ b)$$

$$\widehat{B}_0 = |A_R(\lambda, f_0) A_T(\lambda, f_0)| A_{OT}(T_s | \theta) g(\lambda) \quad (2.17 a)$$

$A_{\Lambda} A_{\epsilon, T} | T \equiv v_T$: αρ. μέσου όρου για εκπομπή ανά δευτερόλεπτο

στην παρατηρούμενη περίοδο T ,

$v_T T_s \equiv v_T$: «πυκνότητα» της διαδικασίας

(αρ. μέσου όρου για εκπομπές ανά δευτερόλεπτο)

X (μέση διάρκεια μιας εκπομπής).

Ο λαμβανόμενος φάκελος B_0 μιας τυπικής εκπομπής, όπου

A_R, A_T δείγμα (ομοεπίπεδης) δέσμης ραδιοσήματος του δέκτη και τυπική πηγή παρεμβολής,

A_{OT} (γνήσιος) φάκελος της εκπομπής της πηγής

($=A_0 e_{0\gamma} u_0(z)$),

$g(\lambda)$ ένας γεωμετρικός παράγοντας, ο οποίος περιγράφει τον νόμο διάδοσης, από την πηγή του δέκτη (όπου συμπεραίνεται ότι είναι το ένα στο μακρινό πεδίο του άλλου),

$u_0(z)$ κανονικοποιημένος φάκελος της κυματομορφής στην έξοδο IF :

$u_0=0, z>T_s | T_s, z<0,$

$e_{0\gamma}$ ένα περιορισμένο περιβάλλον διαφοράς δυναμικού, στο οποίο ο δέκτης ανταποκρίνεται στο σήμα της δοκιμής, κάτω από τα παράσιτα του δέκτη.

(2.17b)

Γι' αυτόν το δέκτη, αν και το άνοιγμα μπορεί να είναι συγκριτικά μεγάλου-εύρους, όπως πρέπει να είναι σε αυτήν τη πηγή, είναι το στενότερο φίλτρο του συνδυασμού (άνοιγμα X RF X IF) το οποίο είναι αυτό που ελέγχει. Με αξίωση, ένα ή περισσότερα από αυτά τα φίλτρα είναι πολύ στενό έναντι στη f_0 , ούτως ώστε το αποτελεσματικό άνοιγμα που ανταποκρίνεται εδώ είναι ουσιαδώς καθορισμένο από την αντίδραση στη (και για) την f_0 , (2.17). Αυτή το περιοριστικό πρότυπο (2.16) είναι η παράσταση την οποία θα εκμεταλλευτούμε στο υπόλοιπο της μελέτης.

Η ποσότητα A_∞ που εμφανίζεται στην (2.16) είναι

$A_\infty (= \gamma_\infty)$: αυθόρμητος δείκτης (στην παρούσα ανάλυση) (2.18)

Έχουμε ήδη σημειώσει σε παλαιότερές μας μελέτες, ο αυθόρμητος δείκτης είναι ένας διαιρέτης, του χρονικού «υπερθέτη» ή «πυκνότητα», σε κάθε στιγμή, της υπεράνω κυματομορφής παρεμβολής στην απόδοση IF του δέκτη. Είναι μια από τις παραμέτρους κλειδιά του προτύπου παρεμβολής, το οποίο επηρεάζει αποφασιστικά το χαρακτήρα της pd's και PD's της παρεμβολής, όπως παρατηρείται στην έξοδο τα αρχικά (γραμμικά) στάδια ενός τυπικού δέκτη μικρού-εύρους. Με μικρές αξίες του A , οι στατιστικές από το προκύπτουν από την απόδοση, της κυματομορφής κυριαρχούνται από την υπερθέτω των συγκριτικά λίγων, καθοριστικών κυματομορφών, διαφορετικών επιπέδων και σχημάτων, ούτως ώστε η παρεμβολή να έχει μια κατασκευασμένη εμφάνιση «αυθόρμητη» σε κάποιο βαθμό. Για ανερχόμενα μεγάλες τιμές του A_{∞} το αποτέλεσμα πλησιάζει μια κάθετο, της διαδικασίας Gaussian.

Παρεμβολές Της Τάξεως A, B, Και Γ **Ο Ρόλος Του Εύρους Ζώνης Του Εισαγόμενου Και Του Δέκτη**

Τώρα είμαστε έτοιμοι να εξετάσουμε τη βασική μορφή (2.16), του $I_{\infty}(r) = \log F_1(ir)$. Το ρόλο της διάρκειας T_s μιας τυπικής εκπομπής (όπως παρατηρείται στην έξοδο των σταδίων ARI (\equiv άνοιγμα x RF x IF) του δέκτη μικρού-εύρους) είναι σημαντικό στο να καθορίσουμε το σχήμα του $I_{\infty}(r)$.

Ας σκεφτούμε πρώτα τη σπουδαία ειδική περίπτωση όταν η διάρκεια της εκπομπής T_s είναι καθορισμένη. Από (2.63a,b), (2.70), (2.72a), μπορούμε να γράψουμε τον φάκελο B_o , (2.17a), $B_o = A_o e_{og} / \text{Art}(\lambda, f_o) / g(\lambda) u_o(z)$.

Με κανονισμένο το T_s , για τον φάκελο εξόδου μικρού εύρους του φίλτρου ARI, που παράγεται από μια τυπική εκπομπή παρεμβολής πεπερασμένης διάρκειας, T_{in} . Ο φάκελος εξόδου ($\sim u_o(z)$), που παράγεται από ένα τυπικό φάκελο εισόδου παρεμβολής πάντα αποτελείται από δυο μέρη: ένα μέρος το οποίο θα ονομαστεί Τάξεως A με κανονικοποιημένο φάκελο $u_{oA}(z)$, ο οποίος παράγεται από την εισαγωγή εκπομπής ($\sim E_{o-in}$), η οποία είναι «ανοιχτή κατά το διάστημα της παύσης, $0 < z < T_{in}(T_{sA} = T_{sA})$, και ένα μέρος θα το ονομάσουμε B Τάξεως, με κανονικοποιημένο φάκελο, $u_{oB}(z-1)$ ($\neq u_{oA}(z)$) ο οποίος αντιπροσωπεύει την προσωρινή αλλοίωση της εξόδου του φίλτρου

ARI, ακολουθώντας την κατάληξη της εισόδου εκπομπής [$\sim E_o(z)_{-in}$]. Το άθροισμα των φακέλων της A Τάξεως και της B Τάξεως ονομάζεται Τάξη Γ, π.χ. $u_{oc}(z)=u_{oA}+u_{oB}(z-1)$ όπου, φυσικά $u_{oB}=0, z<1, u_{oA}=0, z<0, z>1$ στον ορισμό μας. γι' αυτό το λόγο όλα τα εξερχόμενα του δέκτη είναι τυπικά Γ Τάξεως, με ποικίλες ποσότητες της Τάξεως A και της τάξεως B, εξαρτώμενες από τη διάρκεια της τυπικής εισαγόμενης κυματομορφής παρεμβολής, ενάντια στο χρόνο αντίδρασης του φίλτρου ARI στο μπροστινό άκρο του δέκτη. Ισοδύναμα, οι σχετικοί βαθμοί της συνιστώσας των τάξεων A και B εξαρτώνται γενικά στην αναλογία του εύρους ζώνης των εισαγόμενων δεδομένων (Δf_{in}) στο εύρος ζώνης Δf_{ARI} του γραμμικού «μπροστινού άκρου» του δέκτη. Με $\Delta f_{in} > \Delta f_{ARI}$, για παράδειγμα, η συνηθισμένη περίπτωση πολύ ευρείας ζώνης παρεμβολής (ανάφλεξη, αυτοκινούμενων, δυνατά φώτα, ατμοσφαιρικά παράσιτα), η T_{sA} είναι πολύ μικρή απέναντι στη T_{sB} , ο χρόνος χτισίματος (=Tin) είναι πολύ σύντομος για την A Τάξη, ενώ η διάρκεια της B Τάξεως εξαρτάται από το χρόνο αλλοίωσης ($\sim \Delta f_{ARI}$)⁻¹ του πεδίου ARI, το οποίο είναι πολύ μακρύτερο από το T_{in} . Από την άλλη, με εισαγόμενα στοιχεία μικρού εύρους μακράς διάρκειας [$\Delta f_{ARI} > \Delta f_{in}$], και οι δύο τάξεις η Τάξη A και η Τάξη B κάνουν συγκρίσιμες συμβολές, π.χ. καμία δεν μπορεί να αγνοηθεί ενάντια στην άλλη, ούτως ώστε να έχουμε τότε γενικά στο δέκτη την κυματομορφή Γ. [Σε όλες τις περιπτώσεις, $\int_0^\infty u_{oA,B}(t)^k > 0$, είναι πεπερασμένες.]

Επομένως από το (2.16) βλέπουμε ότι η $I_\infty(r)$ μπορεί τώρα να γραφτεί σαν σύνολο δύναμης της συνιστώσας της Τάξεως A και της Τάξεως B: ($Tin = \overline{T_{sA}}$, αμετάβλητος για τη στιγμή π.χ.

$$\widehat{I}_\infty(r) = \widehat{I}_\infty(r)_A + \widehat{I}_\infty(r)_B \equiv \widehat{I}_\infty(r)_C$$

Στα πλαίσια της χαρακτηριστικής συνάρτησης (2.11), βλέπουμε αμέσως ότι

$$\widehat{F}_1(ir) = \widehat{F}_1(ir)_A \bullet \widehat{F}_1(ir)_B \equiv \widehat{F}_1(ir)_C$$

Με το σπουδαίο αποτέλεσμα ότι η παρεμβολή της Γ Τάξεως αποτελείται από τις ανεξάρτητες συνιστώσες του συνόλου της A Τάξεως και της B Τάξεως, όπως καθορίζεται ανωτέρω. Συγκεκριμένα όταν μπορούμε να αγνοήσουμε το συντελεστή

της Β Τάξεως [$T_{SB}(<\infty) < T_{SA}$, π.χ. εισαγόμενο επαρκώς μικρού-εύρους ισότιμο με το δέκτη⁶], έχουμε

$$\begin{aligned} \widehat{F}_1(ir)_C &\rightarrow \widehat{F}_1(ir)_A \\ &= \exp \left\{ A_{\infty,A} \int_0^1 \langle J_0(r\widehat{B}_{0A}) - 1 \rangle_{\theta',\lambda} dz \right\} \\ &= e^{-A_{\infty,A}} \bullet \exp \left\{ A_{\infty,A} \langle J_0(r\widehat{B}_{0A}) \rangle_{z,\lambda,\theta'} \right\} \end{aligned} \quad (2.19 \alpha)$$

$$(\overline{U_{\infty} T_S} =) A_{\infty,A} \geq A_{\infty,B} (= \overline{v_{\infty} T_{SB}}) \quad (2.19 b)$$

όπου ο μέσος όρος $\langle \rangle_{z,\lambda,\theta'}$ είναι αναμφίβολα

$$\langle \rangle_{z,\lambda,\theta'} = \int_0^1 dz \int_{\Lambda,\theta'} \frac{w_1(\theta') \rho(\lambda)}{A_{\Lambda}} [] d\lambda d\theta' \quad (2.19 c)$$

ομοίως όταν ο συντελεστής της Α Τάξεως είναι άσχετος [$\overline{T_{SA}} = \overline{T_{\sin}} < \overline{T_{SB}}$, π.χ. εισαγόμενα στοιχεία πολύ μεγάλου εύρους σε σχέση προς τα στάδια ARI του δέκτη⁷] παίρνουμε

$$\begin{aligned} \widehat{F}_1(ir)_C &\rightarrow \widehat{F}_1(ir)_B \\ &= \exp \left\{ A_{\infty,B} \int_0^{\infty} \langle J_0(r\widehat{B}_{0B}) - 1 \rangle_{\theta',\lambda} dz \right\} \end{aligned} \quad (2.20)$$

$A_{\infty,B} > A_{\infty,A}$, με το μέσο όρο δοσμένο από (2.19c), χωρίς το μέσο όρο πέρα από z. Σημειώστε ότι, όταν $r \rightarrow \infty$, $F_{1-A} \rightarrow \exp(-A_{\infty,A})$ ενώ η $F_{1-B,C} \rightarrow 0$. Αυτός ο παράγοντας σημαίνει ότι για την παρεμβολή της Α Τάξεως, θα υπάρχει μη μηδενική πιθανότητα για «ανομοιότητες-στο-χρόνο» π.χ. πεπερασμένες (μη μηδενικές) παύσεις στη απόδοση του δέκτη όταν δεν υπάρχει παρουσία κυματομορφής, ενώ για την παρεμβολή της Β και Γ Τάξεως, υπάρχει πάντοτε μη μηδενιζόμενο επίπεδο κυματομορφής και γι' αυτό το λόγο μη «ανομοιότητες στο χρόνο».

Φυσικά, υπάρχει πάντα από φύση κάποιο έμφυτο σύστημα μετάδοσης, το οποίο το κάνει αυστηρά αδύνατο να έχουμε μια αληθινή κατάσταση «ανομοιότητας του χρόνου».

Επειδή υπάρχει γι' αυτό το λόγο ένα συνοδεύον φόντο εκπομπής Gaussian το οποίο μπορεί να ανέρχεται με διάφορους τρόπους:

ι) σαν μετάδοση συστήματος στον δέκτη, επίπεδο δύναμης σ_R^2 .

ii) σαν εξωτερική παρεμβολή, η οποία είναι αποτέλεσμα πολλών ανεξάρτητων πηγών, καμία από τις οποίες δεν είναι ιδιαίτερα κυριαρχούσα σε σχέση με τις άλλες (όπως απαιτεί το Κεντρικό Θεώρημα Περιορισμού), επίπεδο δυνάμεως σ_E^2 .

iii) σαν μια μίξη της μετάδοσης του δέκτη και (της ανεξάρτητης παρεμβολής Gaussian:

$$\sigma_G^2 = \sigma_R^2 + \sigma_E^2 \quad (2.21)$$

πρέπει να εκτείνουμε την προηγούμενη ανάλυση για να το συμπεριλάβουμε. Αυτή η προέκταση γίνεται πραγματικά όπου επίσης προεκτείνουμε το χειρισμό για συμπεριλάβουμε περισσότερο γενική κατάσταση εισερχομένων παρεμβολής τυχαίας διάρκειας, π.χ. $T_{in} = T_{sA} (\neq \overline{T_{sA}})$ γενικά. τροποποιείται μόνο η μερίδα της A Τάξεως $I_\infty(r)$. Επιτρέποντας $z_0 = T_{in} / \overline{T_{sA}}$, έχουμε άμεσα συμπεριλαμβανομένων των (πρόσθετων) συνιστωσών Gaussian, τις επιθυμητές χαρακτηριστικές λειτουργίες:

$$\widehat{F}_1(ir)_{A+G} = e^{-\sigma_G^2 r^2 / 2 - A_{\infty,A}} \cdot \exp \left\{ A_{\infty,A} \left\langle \int_0^{z_0} [J_0(r\widehat{B}_{0A}) dz] \right\rangle_{z_0, \lambda, \theta'} \right\} \quad (2.22)$$

$$\widehat{F}_1(ir)_{B+G} = e^{-\sigma_G^2 r^2 / 2} \cdot \exp \left\{ A_{\infty,B} \left\langle \int_0^\infty [J_0(r\widehat{B}_{0B})] \right\rangle_{\lambda, \theta'} dz \right\} \quad (2.23)$$

Δεύτερη Απλοποίηση Της Χ.Σ. F_1 : **Ο Ρόλος Της Πηγής Παρεμβολής Και Ο Νόμος** **Στρογγυλοποίησης**

Το μεγάλο μας πρόβλημα όπως εκφράζεται προηγούμενα στο Μέρος I, είναι να πάρουμε αναλυτικά βολικά αποτελέσματα, καθώς επίσης και μια σχετική φυσική πηγή για τα πρότυπά μας της ηλεκτρομαγνητικής παρεμβολής τα κατασκευασμένα από τον άνθρωπο (και τα φυσικά). Τεχνικά, το κεντρικό μας πρόβλημα τώρα είναι να εκτιμήσουμε τις πιθανές πυκνότητες και τις αθροιστικές πιθανότητες (2.13), (2.14), όταν η παρεμβολή της A Τάξεως ή της B Τάξεως, συνοδεύεται από μετάδοση Gaussian, με τις αντίστοιχες χαρακτηριστικές λειτουργίες (2.22), (2.23). (Η λεπτομερής ανάλυση της παρεμβολής της Γ Τάξεως κρατείται για μια επακόλουθη μελέτη).

Η επιθυμητή εκτίμηση μπορεί να επιτευχθεί τώρα ανακαλώντας ότι ο γενικός χαρακτήρας του pd και γι' αυτό το λόγο (PD) μιας τυχαίας ποικίλλουσας σε μεγάλες τιμές ελέγχεται αρχικά από τη συμπεριφορά της συσχετιζόμενης χαρακτηριστικής λειτουργίας στις τιμές του μηδενός του ορίσματος της. Γι' αυτό το λόγο η συμπεριφορά του $\widehat{F}_1(ir)$ κοντά στο $r=0$, καθορίζεται από τη μεγαλύτερη r -εξαρτώμενη συμβολή η οποία εγκαθιδρύει την κατασκευή μεγάλου εύρους της $W_1(E)$, $P_1(E)$, π.χ. όπως $E \rightarrow \infty$. Στην ουσία, γι' αυτές τις γενικές τάξεις της μετάδοσης μη-Gaussian, αυτό αντιστοιχεί στην αναμενόμενη βραδύτερη μείωση της $W_1(E)$ καθώς $E \rightarrow \infty$, από το Rayleigh Pd, για παράδειγμα, εδώ. Η προκαταρκτική μας διαδικασία για να πάρουμε την επιθυμητή αξιοποίηση της F_1 στην γειτονιά της $r=0$ αποτελείται από i) να εκφράζουμε την J_0-1 σαν ολοκλήρωμα, ii) χρησιμοποιώντας μια ρητή τάξη του νόμου διασποράς και της πηγής διανομής, iii) διατηρώντας την εντολή ολοκλήρωσης στις i), ii), και παρατηρώντας τις δεσμεύσεις που επιβάλλονται από το γεγονός ότι u_{0A} είναι πεπερασμένη διάρκεια, ενώ $u_{0B}(z) \neq 0$, $0 < z < \infty$. Όπως θα δούμε παρακάτω, είναι αυτός ο μεταγενέστερος όρος (στη u_{0A} vs. u_{0B}) ο οποίος επηρεάζει σημαντικά την ρητή μορφή της απαιτούμενης ανάπτυξης της F_1 .

Νόμος Διασποράς

Κατόπιν παρουσιάζουμε σε κάποιο βαθμό απαγορευτική συνθήκη ότι η πηγή διανομής και ο νόμος διασποράς είναι εκφράσιμος σε μορφή αναλυμένη σε συνιστώσες: $\alpha(\lambda)[b(\phi) - b(\theta, \phi)]$. Τα δείγματα δέσμης ραδιοσήματος είναι πάντα ανεξάρτητα από την απόσταση, γι' αυτό το λόγο, για το νόμο της διασποράς $g(\lambda)$ στην (2.17a), γράφουμε

$$g(\lambda) = [g_s(\phi), g_v(\theta, \phi)] / (4\pi c \lambda)^\gamma \quad 0 < \gamma \quad (2.24)$$

όπου $g_{s,v}$ οι γωνιώδεις παράγοντες, συνήθως παίρνονται να είναι ενότητα στα κοινά πρότυπα διασποράς. Γενικά, $\gamma > 0$ και στην ουσία, $\gamma > 1/2$: $\gamma = 1/2$ αντιστοιχεί στα πρότυπα «οδηγός κύματος» συχνά απαντώμενα σε διασπορά μακράς-αποστάσεως στην ατμόσφαιρα, ενώ $\gamma = 1$ ισχύει για τον συνηθισμένο παράγοντα διασποράς των λιγότερο απομακρυσμένων πηγών. Για πρακτική εφαρμογή, πηγές και δέκτης σε ένα κοινό σχέδιο είναι τυπικό των περισσότερων κινητών περιβαλλόντων επικοινωνίας μεταφοράς-εδάφους, ενώ η κατάσταση της «έντασης ήχου» του, από περιβάλλοντα

εδάφους / αέρος, ή εδάφους / δορυφόρου ή αέρος / αέρος. Επίσης, για πρακτικούς λόγους, η ατμοσφαιρική διάδοση μπορεί συχνά να θεωρηθεί σαν θεμελιωδώς ομοεπίπεδος με την επιφάνεια (και $\gamma = 1/2$), εκτός εάν οι αρχικές ξεχωριστές πηγές είναι συγκριτικά κοντά στον δέκτη, π.χ. $\theta_R (= \theta_T)$ είναι μεγάλη π.χ. [$> 0(5-10^\circ)$].

Πηγή Διανομών

Προς το παρόν συνεχίζουμε να συμπεραίνουμε ότι οι πηγή διανομών είναι επίσης δυνατόν να αναλυθούν σε συνιστώσες από $\sigma \equiv a(\lambda)b(\theta, \phi)$. Τότε, η πυκνότητα $w_1(\lambda)$ που απαιτείται στους μέσους όρους (2.22), (2.23) είναι

$$w_1(\lambda) = \left[\begin{array}{l} \sigma_s(\lambda) c^2 \lambda \sigma_s(\phi) \\ \sigma_v(\lambda) c^3 \lambda^2 \sin \theta \sigma_v(\theta, \phi) \end{array} \right] A_{s,v}^{-1} \quad (2.25)$$

για τα συστήματα επιφάνειας και ήχου, όπου οι κανονικοποιητικοί παράγοντες $A_{s,v}$ δίνονται από

$$A_s = \int_{[\phi]_{-eff}} d\phi \sigma_s(\phi) \int_{[\lambda]_{-eff}} c^2 \lambda \sigma_s(\lambda) d\lambda \quad (2.25 a)$$

$$A_s = \int_{[\theta, \phi]_{-eff}} \sigma_v(\theta, \phi) \sin \theta d\theta d\phi \cdot \int_{[\lambda]_{-eff}} c^3 \lambda^2 \sigma_v(\lambda) d\lambda \quad (2.25 b)$$

Τα Λ_{eff} είναι αποτελεσματικά πεδία ορισμού των πιθανών πηγών παρεμβολής, κυρίως αυτές που έχουν τη δυνατότητα να καταγράφουν στον δέκτη μας π.χ. αισθητά στο βάθος μετάδοσης του δέκτη. Ο δέκτης, επομένως, έχει μια περιοριστική διακύμανση $c\lambda_{max}$, η οποία εξαρτάται από την e_{oy} , (2.17b), π.χ. $\lambda_{max} = \lambda_{max}(e_{oy})$. Στις παρούσες εφαρμογές μας, όμως, θα αξιώνομαι την Περίπτωση I, π.χ. $\lambda_{eff} = \lambda_{max} < \lambda_\Lambda$, η οποία είναι κατά πολύ η πιο επικρατούσα κατάσταση πρακτικά: το δυνητικό πεδίο ορισμού της πηγής πάντα υπερβαίνει αυτή την περιοχή παραδοχής του δέκτη. Τελικά, θα διεκδικούμαι όπου είναι απαραίτητο, την ακόλουθη εξάρτηση διακύμανσης της πυκνότητας της πηγής:

$$\sigma_{s,v}(\lambda) = 1 / \lambda^\mu \quad 0 < \mu \quad (2.26)$$

για τις δυο τοποθεσίες του ήχου και της επιφάνειας.

Ο Ρόλος Διάρκειας Του Εισερχόμενου Σήματος, T_S

Αρχίζουμε αναπτύσσοντας με πλήρεις λεπτομέρειες τη δομή του βασικού λαμβανόμενου φακέλου $\widehat{B}_{0A,B}$, (2.17a). Χρησιμοποιώντας την (2.24) μας επιτρέπει να γράψουμε

$$\widehat{B}_{0A,B} = G_{0A,B}(z, A_0, e_{0\gamma} | A_{RT}; \phi \text{ ή } \theta, \phi) | \lambda^\gamma \quad (2.27 a)$$

$$G_{0A,B} = e_{0\gamma}^{(A,B)} A_0 u_{0A,B} | A_{RT} | g_{S,V} (4\pi c)^{-\gamma} \quad (2.27 b)$$

συμπεριλαμβάνοντας τις (πιθανές) τυχαίες παραμέτρους $A_0, e_{0\gamma}, A_{RT}$, για παρεμβολές της Α Τάξεως και της Β Τάξεως και για τα δυο συστήματα της επιφάνειας και του ήχου. Τότε χρησιμοποιούμε (2.25), (2.26) να γράψουμε

$$\widehat{I}_\infty(r)_{A,B} = -A_\infty |_{A,B} \left\langle \begin{array}{l} \int_0^{z_0, \infty} dz \\ \bullet \int_{\Delta(\theta, \phi)} A_{S,V}^{-1} \sigma_{S,V} d(\theta, \phi) \\ \bullet \int_\lambda d\lambda \left[\begin{array}{l} c^2 / \lambda^{\mu-1} \\ c^3 / \lambda^{\mu-2} \end{array} \right] \int_0^{x=rG_0/\lambda^\gamma} J_1(x) dx \end{array} \right\rangle_\theta \quad (2.28)$$

Με $\theta = z_0, A_0$, κ.λ.π., όπου ο ανώτερος όρος στη [] εφαρμόζεται για πηγές επιφάνειας και τη χαμηλότερη γι' αυτές που διανέμονται στον ήχο.

Κατόπιν βάζουμε σε εφαρμογή το βασικό βήμα iii) με σκοπό να ανταλλάξουμε τη σειρά των ολοκληρώσεων σε συμφωνία με την λ και την x (2.28). Αυτό μας επιτρέπει να αναπτύξουμε την I_∞ ρητά σαν μια συνάρτηση στην r , στην οποία μπορούμε να εφαρμόσουμε την προσέγγιση που υποδεικνύεται στην αρχή της ενότητας, για να επιτύχουμε ελεγχόμενους όρο(υς) στην και κοντά στην $r = 0$ για τη χαρακτηριστική συνάρτηση. Καθώς

$$\begin{aligned} x &= rG_0 / \lambda^\gamma \\ \lambda &= (rG_0)^{1/\gamma} x^{-1/\gamma} \\ x_0 &= rG_0 / \lambda_{\max}^\gamma \end{aligned} \quad (2.29)$$

η αντίστοιχη τιμή του λ_{\max} , η οποία εγκαθιδρύει την κύρια από τις πηγές που γίνεται αντιληπτή από τον δέκτη. Η u_{0A} είναι μη μηδενική μόνο για $(0 < z < z_0)$, ενώ η $u_{0B} \neq 0$, $(0 < z < \infty)$. Καθώς $G_{0A,B} \sim u_{0A,B}$, χ.σ. (2.27b), βλέπουμε ότι αμέσως για

$$\begin{aligned} \text{ΤΑΞΗ} \quad \text{A} : \\ 0 \leq x \leq x_0 \quad u_{0A} = 0, z > z_0 \\ \lambda_{\max} \geq \lambda \geq 0 \end{aligned} \quad (2.30 a)$$

$$\begin{aligned} \text{ΤΑΞΗ} \quad \text{B} : \\ 0 \leq x < \infty \quad u_{0B} \neq 0, z < \infty (u_{0B} \rightarrow 0, z \rightarrow \infty) \\ \lambda_{\max} \geq \lambda \geq 0 \end{aligned} \quad (2.30 b)$$

Η Χ.Σ. Για Παρεμβολή Α Τάξεως

Με τις συνθήκες της Περίπτωσης I (2.26), $(0 < \lambda < \lambda_{\max})$ στην της μετάδοσης αντίστοιχα με το βεληνεκές του δέκτη (λ_{\max}) και (2.30a) εφαρμόσιμα εδώ, βλέπουμε ότι $x \rightarrow x_0$ για το ανώτατο όριο στον μικτή (για x) στην (2.28). Αντίστοιχα (2.28) γίνεται

$$\widehat{I}_{\infty}(r)_A = -A_{\infty,A} \left\langle \int_0^{z_0} dz \int_0^{x_0} J_1(x) dx \right\rangle_{z_0, \theta} \quad (2.31)$$

$$x_0 = rG_0 / \lambda_{\max}^{\gamma} = r\widehat{B}_{0A}$$

$$\widehat{I}_{\infty}(r)_A = -A_{\infty,A} \left[1 - \left\langle \int_0^{z_0} J_0(x_0) dz \right\rangle_{\theta} \right] \quad (2.32)$$

με $(z_0 = T_s / \bar{T}_s < \infty)$, και μετά χρησιμοποιούμε τη μέθοδο με μεγάλη κατηφορική γωνία ως προς ορίζοντα. Όπως επισημαίνεται προηγουμένως είναι η μεγαλύτερη συμβολή στο δείκτη στην περιοχή του $r=0$, ο οποίος ελέγχει τη συμπεριφορά για $E > 0$, για να δώσει την επιθυμητή ανάπτυξη στην r στην περιοχή του $r = 0$. Τελικά παίρνομαι

$$\widehat{I}_{\infty}(r)_A = -A_{\infty,A} + A_{\infty,A} e^{-r^2(\widehat{B}_{0A}^2)/4} \{1 + O(r^4)\} \quad (2.33)$$

όπου τα όρια διόρθωσης $[O(r^4 I_{\infty})]$ δίνονται από τις (2.73), (2.74a), (2.75)

Συνδυάζοντας την (2.33) με την πρακτική θέση που σχετίζεται με ένα προσθετικό υπόβαθρο συνιστώσας Gaussian, παίρνουμε την επιθυμητή στρογγυλοποιημένη μορφή της χ.σ. (2.22) για παρεμβολή της Α Τάξεως

$$\widehat{F}_1(ir)_{A+G} = \exp\{-\sigma_G^2 r^2 / 2 - A_{\infty,A} + A_{\infty,A} e^{-r^2(\bar{B}_{0,A}^2)/4} \{1 + 0(r^4)\}\} \quad (2.34)$$

Το τελικό βήμα στην μείωση της χ.σ. στην επιθυμητή τεχνικά ελεγχόμενη μορφή, ιδιαίτερα για τις μικρότερες τιμές $0(<10^\circ)$ του αυθόρμητου δείκτη $A_{\infty,A}$ (2.18), οι οποίες είναι τυπικές της παρεμβολής αυτής της τάξεως, είναι τώρα η ακόλουθη άμεση επέκταση των ορίων που περιέχουν την $A_{\infty,A}$ (2.34):

$$\widehat{F}_1(ir)_{A+G} = e^{-A_{\infty,A}} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{A_{\infty,A}^m}{m!} e^{-[m(\bar{B}_{0,A}^2)/2 + \sigma_G^2]r^2/2} \{1 + 0(r^4)\} \quad (2.35)$$

Η εξίσωση (2.35) είναι τυπικά η ίδια όπως στο προηγούμενό μας αποτέλεσμα (3.16), το οποίο δεν είναι εκπληκτικό, καθώς οι χ.σ. έχουν την ίδια μορφή (2.33). Φυσικά οι παράμετροι διαφέρουν κάπως στις λεπτομέρειες)

Όμως στη στρογγυλοποίηση της ακριβούς (χ.σ.(2.31)) από τις στρογγυλοποιημένες μορφές της (2.33), παίρνουμε τελικά στρογγυλοποιημένες PD's, οι οποίες μπορεί να μην έχουν κανονικοποιηθεί σωστά, με την έννοια του να κάνουν ευέλικτη μια μέση τετραγωνική τιμή, $\langle E^2 \rangle_A$, του φακέλου, διαφορετική από την ακριβή σχέση $\langle E^2 \rangle_A = 2\Omega_{2A} (1+\Gamma_A')$. Επομένως επιλέγουμε την χ.σ., εδώ και διαδοχικά, τον κύριο όρο της (2.35), και από αυτόν καθορίζουμε τη σχετιζόμενη PD και pdf. Τότε, από την pdf καθορίζουμε την $\langle \varepsilon^2 \rangle_A$. Εάν η $w_1(\varepsilon)_A$ έχει κανονικοποιηθεί σωστά, η $\langle \varepsilon^2 \rangle_A$ θα είναι ενοποίηση, ο οποίος αναμφίβολος υπολογισμός αποκαλύπτεται ότι είναι η περίπτωση. Επομένως, οι περιπτώσεις της A Τάξεως που συζητούνται διαδοχικά δεν χρειάζονται κλίμακα ή άλλη ρύθμιση (διαφορετικά από το πρότυπο της B Τάξεως, όπου οι μορφές στρογγυλοποίησης χρειάζονται κλίμακα και ρυθμίσεις επιπέδου.)

Η Χ.Σ. Για Παρεμβολή B Τάξεως

Εδώ χρησιμοποιούμε (2.30b) για τον δείκτη (2.28). Το αποτέλεσμα είναι ένας όρος όπως στην (2.31), συν ένα πρόσθετο όρο για $x_0 < x < \infty$, με $\lambda_{\max} \geq \lambda \geq 0$. Γι' αυτό το λόγο την (2.29), αντιστρέφοντας τη σειρά της ενοποίησης και σημειώνοντας, ιδιαίτερα την σειρά των ορίων της λ-ενοποίησης, η οποία αντιστοιχεί στην απόκλιση στην x, από $x=x_0$ σε $x \rightarrow \infty$, τελικά παίρνουμε

$$\widehat{I}_{\infty}(r)_B = -A_{\infty,B} \left\{ \left\langle \int_0^{\infty} dz \int_0^{x_0} J_1(x) dx \right\rangle_{\theta'} \right. \\ \left. - \left\langle x_0^{-a} \int_0^{\infty} dz \int_x^{\infty} J_1(x) dx / x^a \right\rangle_{\theta'} \right\} \quad (2.36)$$

$$x_0 = rG_0 / \lambda_{\max}^{\gamma} = r\widehat{B}_{0,B}$$

$$a = \frac{2 - \mu}{\gamma} \Big|_{\text{surface}} \quad \dot{\eta} \quad \frac{3 - \mu}{\gamma} \Big|_{\text{vol}} \quad (2.37)$$

Αυτήν την παράμετρο a , την ονομάζουμε παράμετρος στρογγυλοποίησης πυκνότητας του χώρου, καθώς εξαρτάται από τα αλληλεπιδρόμενα αποτελέσματα του χώρου του νόμου της πηγής πυκνότητας και της πηγής διασποράς. Το κατώτερο όριο της a επαληθεύεται από την παρούσα προϋπόθεση,⁹ π.χ. στο ανώτατο όριο πάνω στο $\mu(=2$, ή $3)$, $\gamma > 0$.

Το πρώτο ολοκλήρωμα στην (2.36) εκτιμάται αμέσως εκτίνοντας την συνάρτηση Bessel, ακολουθούμενη από τον όρο σταδιακή ανάμειξη. Για τη δεύτερη σταδιακή ανάμειξη, πάνω στο δεύτερο ολοκλήρωμα του x της (2.36), χρησιμοποιούμε παράσταση του ολοκληρώματος του Barnes της $J_1(x)$. Υπολογίζοντας τα ολοκληρώματα στους ποικίλους (απλούς) πόλους και με την προσθήκη, να συνοδεύει το φόντο Gaussian λαμβάνουμε

$$\widehat{F}_1(ir)_{A+G} = \exp \left\{ \begin{array}{l} -b_{1a} A_{\infty,B} r^a - (\sigma_G^2 + b_{2a} A_{\infty,B}) r^2 / 2 \\ - \sum_{l=1}^{\infty} (-1)^l b_{(2l+2)a} A_{\infty,B} r^{2l+2} \end{array} \right\} \quad 0 < a < 2 \quad (2.38)$$

η οποία όπως η (2.36), είναι επίσης ακριβής. Εδώ έχουμε σαφώς

$$b_{1a} \equiv \frac{\Gamma(1 - \alpha / 2)}{2^{\alpha-1} \Gamma(1 + \alpha / 2)} (G_{0,B}^a) \lambda_{\max}^{-a\gamma} = \frac{\Gamma(1 - \alpha / 2)}{2^{\alpha/2-1} \Gamma(1 + \alpha / 2)} \left\langle \left(\frac{\widehat{B}_{0,B}}{\sqrt{2}} \right)^a \right\rangle \quad (2.38a)$$

$$b_{2a} \equiv \left(\frac{4 - a}{2 - a} \right) (G_{0,B}^2) \lambda_{\max}^{-2} = \left(\frac{4 - a}{2 - a} \right) \frac{(\widehat{B}_{0,B}^2)}{2} \quad (2.38b)$$

$$b_{(2l+2)a} \equiv \frac{(4l + 4 - a)}{l!(l + 1)! (2l + 2 - a)(2l + 2)} \frac{(\widehat{B}_{0,B}^{2l+2})}{2^{2l+2}} \quad (2.38 c)$$

$$\widehat{B}_{0,B} = G_{0,B} / \lambda_{\max}^{\prime}$$

καθώς $0 < a < 2$, και από τη (2.28) γράφουμε

$$(G_{0,B}^a) = (e_{0\gamma}^{(B)a})(A_0^a)(|A_{RT}|^a)A^{(g_s, \nu^a)} \bullet (4\pi c)^{-a\gamma} \int_0^\infty u_0(z)B^a dz \quad (2.38 d)$$

και τυπικά η $\langle G_{0,B}^{2l+2} \rangle$ δίνεται από την (2.38d) καθώς αντικαθίσταται η a από την $2l+2$, κ.λ.π.

Η Στρογγυλοποίηση Των Χ.Σ. Για ($0 < a < 2$)

Αντίθετα προς την παρεμβολή της A Τάξεως όπου η χ.σ. είναι μόνο μια συνάρτηση του r (2.34), (2.35) και όπου μια ανεξάρτητα «απότομη-κάθοδος» στρογγυλοποίηση δίνει μια καλή προσαρμογή και για τις δύο και τις μεγάλες και τις μικρές τιμές και ενδιάμεσες τιμές της r^2 (και γι' αυτό το λόγο για E_0, E), η μετάδοση της B Τάξεως χρειάζεται ένα ζεύγος από πολλαπλασιασμένες χ.σ., μια από τις οποίες τουλάχιστον να εξασφαλίζει κατάλληλα υποχρεωτική συμπεριφορά της υπερβολικής πιθανότητας $P_1(E > E_0)$ καθώς $E_0 \rightarrow \infty$, συμπεριλαμβανομένης της ύπαρξης όλων των πεπερασμένων αποκλίσεων στατιστικού δείγματος του φακέλου $\langle E^\beta \rangle (0 < \beta < \infty)$, και η άλλη από αυτές θα εξασφαλίζει μια ικανοποιητική εκτίμηση της P_1 για μικρές και ενδιάμεσες τιμές της $E (> E_0)$. Είναι η παρουσία του όρου $\theta(r)$ στον (δείκτη της) χ.σ. (2.38) για παρεμβολή της B Τάξεως, επιπρόσθετα στην τυπική ανάπτυξη των δυνάμεων της r^2 (ανάλογες με αυτές της μετάδοσης της A Τάξεως), ο οποίος εδώ δημιουργεί αναγκαστικά αυτό το διπλό πολλαπλασιασμό για τις κανονικές μας σ.μ. PDF's, $P_1(E > E_0)$, κ.λ.π. Σε αυτό το σημείο καθορίζουμε την ασυμφωνία Gaussian

$$\Delta \sigma_G^2 \equiv \sigma_G^2 + b_{2a} A_{\infty, B} = b_{2a} A_{\infty, B} (1 + \sigma_G^2 / b_{2a} A_{\infty, B}) \equiv \Omega_{2B}^{(G)} (1 + \Gamma_B^{(G)}) \quad (2.39 a)$$

$$\Omega_{2B}^{(G)} \equiv b_{2a, B}$$

$$\Gamma_B^{(G)} \equiv \sigma_G^2 / \Omega_{2B}^{(G)} = \left(\frac{4 - a}{2 - a} \right) \Omega_{2B} \quad (2.39 b)$$

Όπου $\Omega_{2B}^{(G)}$ είναι η «αυθόρμητη» συμβολή στη συνιστώσα Gaussian που προκύπτει μόνο από τη μετάδοση της B τάξεως και όπου $\sigma_G^2 (= \sigma_E^2 + \sigma_R^2)$ είναι οι (ανεξάρτητες) ενυπάρχουσες συμβολές Gaussian από πηγές εξωτερικού δυναμικού (Gaussian) και από τα παράσιτα του δέκτη (θεμελιωδώς όλα ανέρχονται στις γραμμικές εισαγωγές των αρχικών σταδίων). (Σημειώστε ότι οι $\Omega_{2B}^{(G)}$, $\Gamma_B^{(G)}$ εδώ είναι επίσης συναρτήσεις του α).

Για τη χ.σ. το οποίο είναι κατάλληλο για την ενδιάμεση ακτίνα των τιμών του φακέλου, συμπεριλαμβανομένων των πολύ μικρών ($E, E_0 \rightarrow 0$), ο ελέγχων όρος του εκθέτη της (ακριβούς) χ.σ., (2.38) είναι η μικρότατη δύναμη του r με αρνητικό συντελεστή, π.χ. εδώ $-b_{1\alpha A\infty, B} r^a$, ούτως ώστε αυτή πολλαπλασιαστική μορφή να παραμένει μια κατάλληλη χ.σ. π.χ.,

$$\lim_{r \rightarrow 0} \widehat{F}_1 = 1, \quad \lim_{r \rightarrow \infty} \widehat{F}_1 \rightarrow 0$$

Το είδος του σχετιζόμενου pdf και PD για μικρές και μέτριες τιμές του E, E_0 ελέγχεται αρχικά από τη συμπεριφορά της χ.σ. σαν r που γίνεται μεγαλύτερη. Επιπλέον, πρακτικά υπάρχει πάντα τουλάχιστον μια αξιοσημείωτη συνιστώσα του συστήματος μετάδοσης Gaussian, και εδώ επίσης, ένας επιπλέον όρος Gaussian ($\sim b_{1\alpha A\infty, B}$) συμβαλλόμενη από την «αυθόρμητη» μετάδοση της B Τάξεως, ούτως ώστε εδώ η ρεαλιστική ενδιάμεση χ.σ. να είναι τώρα

$$\widehat{F}_1(ir)_{(B+G)-I} = e^{-b_{1\alpha A\infty, B} r^a - \Delta \sigma_G^2 r^2 / 2} \quad 0 < a < 2 \quad (2.40)$$

όπου ο δείκτης (-I) δείχνει την χ.σ. για την διακύμανση ($0 \leq E, E_0 \leq E_B$) για τις τιμές φακέλου.

Για τιμές του $E, E_0 > E_B$ χρειαζόμαστε μια χ.σ. που να πολλαπλασιάζει την ακριβή σχέση (2.38) όπου η μεγαλύτερη (r -εξαρτώμενη) συμβολή στον αντιπροσωπευτικό τύπο για $r = 0$ και στην πεπερασμένη (μη-μηδενική) περιοχή του $r=0$ είναι ο ελέγχων όρος. Γι' αυτό, ζητάμε ξανά μια «απότομη κάθοδο» από το δείκτη της (2.38) αποκλειστικό για τον όρο στην r^a , ο οποίος όπως θα δούμε παρακάτω, είναι εδώ πάντα μικρότερος από τον προηγούμενο (για $0 \leq r \leq \epsilon$) και έτσι, δεν ελέγχει το χαρακτήρα της χ.σ. σε μικρό r (και γι αυτό το λόγο για μεγάλη E, E_0). Επομένως,

όπως στις περιπτώσεις της Α Τάξεως, θέλουμε να αντιπροσωπεύσουμε τους όρους τη Β Τάξεως (αποκλειστικά για την r^a) στην (2.38) με μια σειρά της μορφής

$$A_{\infty,B} - b_{2a} A_{\infty,B} \frac{r^2}{2} + \sum_{l=1}^{\infty} (-1)^{(l+1)} A_{\infty,B} b_{(2l+2)} r^{2l+2} = A e^{-ar^2} \left[1 + \sum_{k=1}^{\infty} B_k r^{2k} \right] \quad (2.41a)$$

Όπου παρουσιάζεται η φύση της στρογγυλοποίηση της «απότομης καθόδου», όχι μόνο από τον εκθετικό παράγοντα, αλλά ζητώντας το μηδενισμό του όρου B_1 στις δεξιές σειρές, όπου ο κοντινότερος όρος «διόρθωσης» ($k=2$) είναι $0(r^4)$ και σχεδόν αγνοήσιμος απέναντι στην ενότητα. Η σχέση και μια σύγκριση όρου προς όρο της (2.41a) καθορίζει όλες τις παραμέτρους A , a , B_k ($k \geq 2$), οι οποίες βρίσκονται εύκολα ότι είναι

$$\begin{aligned} A &= A_{\infty,B}, \quad a = b_{2a} / 2, \quad (B_1 = 0) \\ B_2 &= b_{4a} - b_{2a}^2 / 8 \\ B_3 &= b_{6a} + \frac{b_{4a} b_{2a}}{2} + \frac{b_{2a}^3}{48} \end{aligned} \quad (2.41 b)$$

Εξεκάθαρα, η $A_{\infty,B} e^{-ar^2}$ επικρατεί της $-A_{\infty,B} b_{1a} r^a$, $A_{\infty,B} e^{-ar^2 r^4}$ κ.λ.π. στην και μέσα στην περιοχή του $r = 0$, και αυτό το καθοριστικό στοιχείο για τη στρογγυλοποίηση της ακριβούς χ.σ. (2.38). Επομένως έχουμε τελικά για την χ.σ. κατάλληλη τουλάχιστον στις μεγάλες τιμές των E , E_0 , π.χ. για τα «σπάνια συμβάντα»

$$\begin{aligned} \hat{F}_1(ir)_{(B+G)-II} &= \{ e^{-A_{\infty,B}} \exp[A_{\infty,B} e^{-b_{2a} r^2 / 2} - \sigma_G^2 r^2 / 2] \} \\ &\bullet [1 + 0(r^a, r^4)] \quad 0 < a < 2 \end{aligned} \quad (2.42)$$

Σύγκριση με την (2.34) δείχνει αμέσως ότι αυτό στρογγυλοποιεί την σ.μ. για παρεμβολές της Β Τάξεως έχει την ίδια (στρογγυλοποίηση) μορφή όπως αυτήν για την μετάδοση της Α Τάξεως και γι αυτό θα αποδώσει τον ίδιο τύπο από pdf's και PD's, κ.λ.π. Αυτό έχει το σπουδαίο συμπέρασμα του να σιγουρεύει ότι υπάρχουν όλες οι (πεπερασμένες) αποκλίσεις του στατιστικού δείγματος του φακέλου $\langle E^b \rangle$, όπως απαιτείται από τη φυσική της τοποθεσίας σε όλες τις περιπτώσεις.

Σημειώνουμε ότι και οι δύο στρογγυλοποιημένες χ.σ. (2.40), (2.42) για την αληθή χ.σ. της Β Τάξεως, είναι τέτοιες ώστε να δίνουν pdf's που δεν είναι κατάλληλα

κανονικοποιημένες: κάθε pdf, $w_1(\varepsilon)_{B-I}$, $w(\varepsilon)_{B-II}$, ((4.3), (4.4), δεν αποδίδει την $\langle \varepsilon^2 \rangle_B = 1$. Η προηγούμενη δίνει μια πεπερασμένη τιμή, ενώ η τελευταία, αν και είναι χ.σ. τύπος της τάξεως A, (2.35), αποδίδει $\langle \varepsilon^2 \rangle_{B-II} = 4 G_B^2 (\neq 1)$, όπου η G_B δίνεται από την (3.6β). Γι αυτό, $w_1(\varepsilon)_{B-II, norm} = (4G_B^2)^{-1} w_1(\varepsilon)_{B-II}$, ενώ η κανονικοποίηση του $w_1(\varepsilon)_{B-I}$ απαιτεί, στη θέση του μια αλλαγή της κλίμακας για το όρισμα ε και επομένως ε_0 στην συσχετιζόμενη PD. Τελικά είναι σπουδαίο να προσέξουμε ότι αντίθετα προς την παρεμβολή της A Τάξεως, οι (πρώτου βαθμού) στατιστικές της μετάδοσης της B Τάξεως είναι φανερά ευαίσθητες στα συνδυασμένα αποτελέσματα της διανομής της πηγής (μ) και στο νόμο πολλαπλασιασμού (γ), δια μέσου της παραμέτρου α πολλαπλασιασμού πυκνότητας, χ.σ. (2.37).

Πιθανότητα Διανομής $P_1(\varepsilon > \varepsilon_0)_{A,B}$ $0 < \alpha < 2$

Τώρα είμαστε έτοιμοι να εξασφαλίσουμε τις πιθανότητες υπερβολής πρώτου-βαθμού $P_1(E > E_0)$, χ.σ. (2.14b), όταν είναι παρών ένα ανεξάρτητος παράγοντας Gaussian, ούτως ώστε να εφαρμόζονται οι (2.35) και (2.40), (2.42), αντίστοιχα, για τις χαρακτηριστικές συναρτήσεις της παρεμβολής της A Τάξεως και της B Τάξεως, που πρόκειται να χρησιμοποιηθούν στην (2.14b). Αρχίζουμε με τις κανονικοποιήσεις (2.41) και για τις δύο μεταδόσεις της A Τάξεως και της B Τάξεως, και γράφομε

$$\alpha_{A \text{ ή } B} \equiv \{2\Omega_2(1 + \Gamma')\}^{-1/2} \quad A \text{ ή } B$$

Βλέπουμε επομένως ότι $\varepsilon = \alpha E$, $\varepsilon_0 = \alpha E_0$ σε κάθε περίπτωση και επομένως $r = \alpha \lambda$ στην (2.35), (2.40) και (2.42), ούτως ώστε οι επιθυμητές πιθανότητες υπερβολής τώρα να έχουν τη γενική μορφή

$$P(\varepsilon > \varepsilon_0)_{A,B} = 1 - \varepsilon_0 \int_0^\infty J_1(\lambda \varepsilon_0) \widehat{F}_1(ia \lambda)_{A,B} d\lambda \quad (3.1)$$

σ.μ. (2.14b), όπου φυσικά, οι συγκεκριμένες τιμές παραμέτρου στον παράγοντα κανονικοποίησης α να έχουν διαφορετικές μορφές για την παρεμβολή της A Τάξεως και της B Τάξεως.

Παρεμβολή Της A Τάξεως

Εφαρμόζοντας την ανωτέρω κανονικοποίηση και αλλαγές της μεταβλητής στην (2.35) μας επιτρέπει να γράψουμε την χ.σ. της A Τάξεως στην ακόλουθη επιθυμητή στρογγυλοποιημένη μορφή:

$$\widehat{F}_1 (ia \lambda)_A = e^{-A_A} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{A_A^m}{m!} e^{-\sigma_{mA}^2 a^2 \lambda^2 / 2}$$

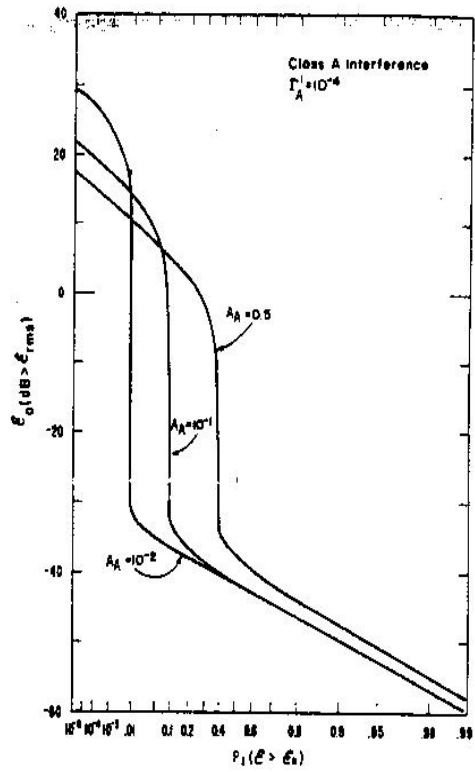
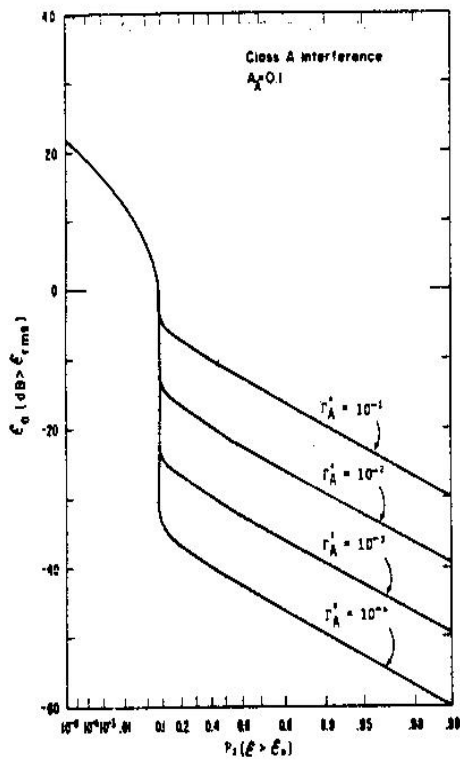
$$2 \sigma_{mA}^2 \equiv (m / A_A + \Gamma_A') / (1 + \Gamma_A') \quad (3.2)$$

και εις το εξής συντομεύουμε $A_{\infty A} = A_A$, κ.λ.π. Εφαρμόζοντας την (3.2) στην (3.1) και ενοποιώντας με τη βοήθεια της σχέσης ${}_1F_1(1;2; -x) = (1-e^{-x})/x$ ((A.1-19b), [12]), αποδίδεται

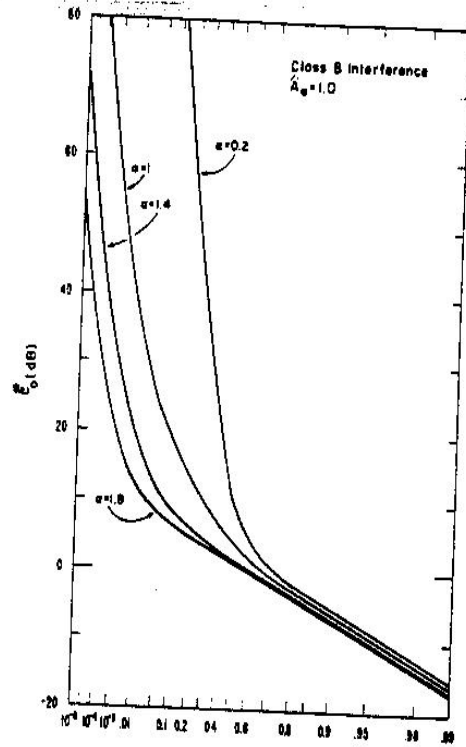
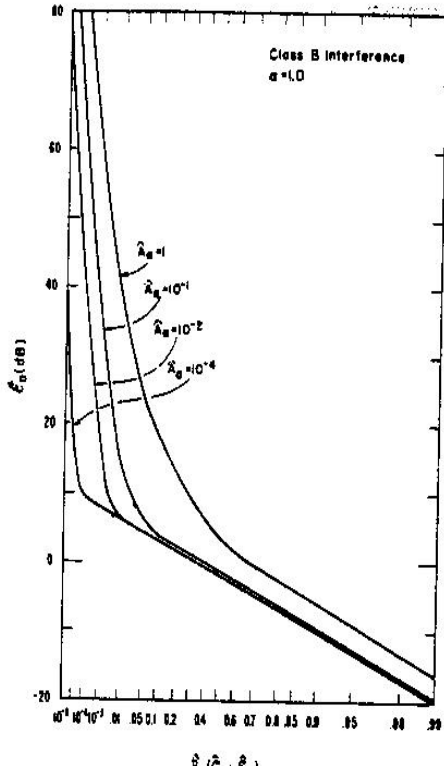
$$P_1 (\varepsilon > \varepsilon_0)_A \cong e^{-A_A} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{A_A^m}{m!} e^{-\varepsilon_0^2 / 2 \sigma_{mA}^2} \quad \varepsilon_0 \geq 0 \quad (3.3)$$

για την επιθυμητή στρογγυλοποίηση της P_{1-A} .

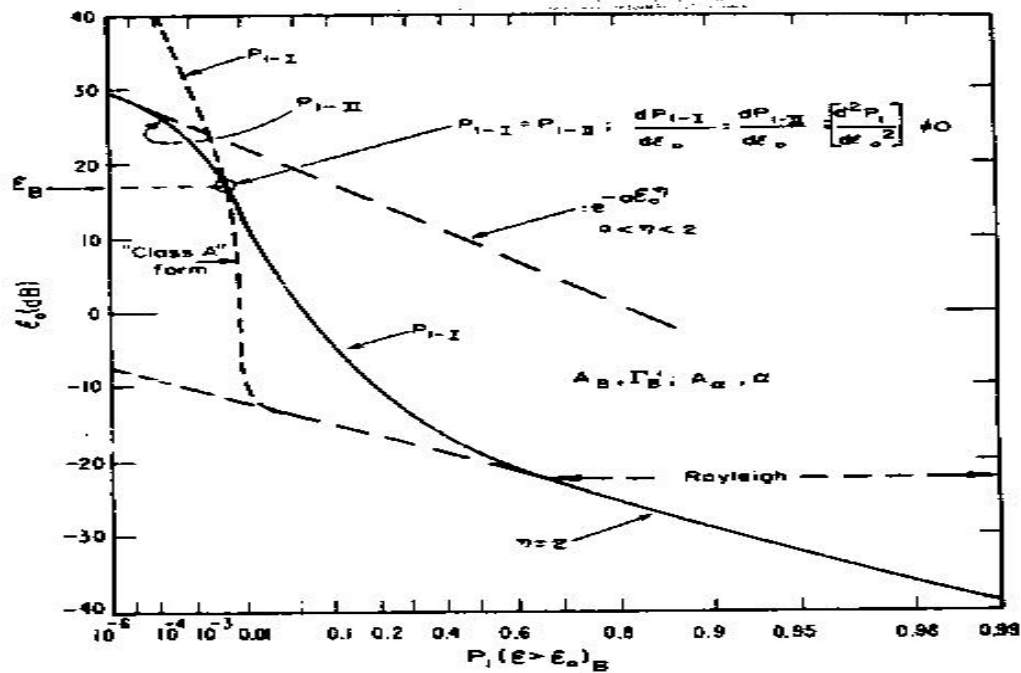
Παρατηρούμε αμέσως ότι η πιθανότητα υπερβολής της A Τάξεως P_{1-A} είναι (αρχικά) ένα σταθμικό σύνολο της πιθανότητας διανομής Rayleigh (PD's), καθεμία με αντίφαση η οποία αυξάνεται σε βαθμό (m), **σχήματα 6(I)** και **6(II)** βασιζόμενες πάνω στην (3.3) δείχνουν μερικές τυπικές διανομές P_{1-A} κατά του ορίου ε_0 , με Γ_A' και A_A , αντίστοιχα, σαν παραμέτρους. Όπως αναμένεται, αυτές οι PD's είναι πολύ μη-Rayleigh για τα σπανιότερα «γεγονότα», π.χ. αυτές οι οποίες υπερβαίνουν τα ανώτερα όρια ε_0 , ενώ οι μορφές Rayleigh εμφανίζονται σε λιγότερο σπάνια γεγονότα (ε_0 μικρό), επίσης όπως αναμένεται, η χ.σ.(3.9).



Σχήμα 6



Σχήμα 7



Σχήμα 8

Παρεμβολή Της Β Τάξεως (0 < α < 2)

Με ένα όμοιο τρόπο, από (2.40), (2.42), για τις δύο χ.σ. οι οποίες στρογγυλοποιούν την παρεμβολή της Β Τάξεως, παίρνουμε ρητά

$$\widehat{F}_1(ia \lambda)_{B-II} = e^{-b_{1a} A_B a \lambda^\alpha - \Delta \sigma^2 a^2 \lambda^2 / 2} \quad (3.4a)$$

$$\widehat{F}_1(ia \lambda)_{B-II} = e^{-A_B} \exp[A_B e^{-b_{2a} a^2 \lambda^2 / 2} - \sigma_G^2 a^2 \lambda^2 / 2] \quad (3.4b)$$

$$\widehat{P}_1(\widehat{\varepsilon} > \widehat{\varepsilon}_0) \equiv 1 - \widehat{\varepsilon}_0^2 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n \widehat{A}_a^n}{n!} \cdot \Gamma\left(1 + \frac{an}{2}\right) {}_1F_1\left(1 + \frac{an}{2}; 2; -\widehat{\varepsilon}_0^2\right) \quad (3.5a)$$

$$\widehat{\varepsilon}_0 \equiv (\varepsilon_0 N_i) / 2G_B \quad , \quad \widehat{A}_a \equiv A_a / 2^a G_B^2 \quad (3.5b)$$

$$A_a \equiv 2^a b_{1a} a^a A_B = 2^a b_{1a} A_B / [2\Omega_{2B} (1 + \Gamma_B')]^{\alpha/2} \\ = \frac{2\Gamma(1 - a/2)}{\Gamma(1 + a/2)} A_B \left\langle \left(\frac{\widehat{B}_{0,B}}{\sqrt{2\Omega_{2B} (1 + \Gamma_B')}} \right)^a \right\rangle \quad (3.6a)$$

$$G_B^2 = \frac{1}{4} (1 + \Gamma_B')^{-1} \left(\frac{4 - a}{2 - a} + \Gamma_B' \right) \quad (3.6b)$$

χ.σ. (2.36 a,b) όπου N_I είναι ένας κλιμακωτός σταθερός όρος ο οποίος κλιμακώνει την $P_{1-(B-I)}$ για να σιγουρέψει ότι $\langle \varepsilon^2 \rangle_B = 1$, με $\alpha_B^2 \Delta \sigma_G^2 \equiv 2G_B^2$. Η ποσότητα A_α είναι ο αυθόρμητος αποτελεσματικός εκθέτης της B Τάξεως, ο οποίος είναι ανάλογος με τον αυθόρμητο εκθέτη A_B , γι αυτήν την παρεμβολή της B Τάξεως. Επί προσθέτως, εξαρτάται χωροταξικά στην χωροταξικά ευαίσθητη παράμετρο α και στην σχετική συνιστώσα Gaussian Γ_B' . Για μεγάλη ε_0 παίρνουμε τυπικά, την ακόλουθη έκφραση για την P_1 :

$$\hat{P}_1(\hat{\varepsilon} > \hat{\varepsilon}_0)_{B-I} \cong \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\hat{A}_\alpha^n (-1)^{n+1}}{n!} \frac{\Gamma\left(1 + \frac{an}{2}\right)}{\Gamma\left(1 - \frac{an}{2}\right)} \bullet \hat{\varepsilon}_0^{-na} \left[1 + \frac{(1 + an/2)(an)}{2\hat{\varepsilon}_0^2} + \dots \right] \varepsilon_0^2 > 1 \quad (3.7)$$

Αυτό δείχνει ότι $\varepsilon_0 \xrightarrow{\text{lim}} \infty P_{1-I} \rightarrow 0 (\varepsilon_0^{-a}) \rightarrow 0$. Όμως, για την ε_0 μεγαλύτερη από μερικές (μεγάλες) τιμές ε_B , οι οποίες καθορίζονται από τη νί), (3.10) παρακάτω, πρέπει να χρησιμοποιήσουμε τη δεύτερη από την χ.σ. (3.4 b). σχήματα. **7(I) και 7(II)** εδώ βασίζονται στις (3.5 a), (3.7) και είναι εμπειριστατωμένες παραστάσεις, με την προϋπόθεση ότι η ε_0 δεν είναι πολύ μεγάλη, π.χ. , $\varepsilon_0 \leq \varepsilon_B$.

Για «σπάνια περιστατικά» ή μεγάλη ε_0 εφαρμόζομε την (3.4b) στην (3.1), όπως συζητήθηκε προηγούμενα για να πετύχουμε, τελικά,

$$P_1(\varepsilon > \varepsilon_0)_{B-II} \cong \frac{e^{-A_B}}{4G_B^2} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{A_B^m}{m!} e^{-\varepsilon_0^2 / 2\sigma_{mB}^2} \quad \varepsilon_0 > \varepsilon_B \quad (3.8)$$

Η Σύνθετη Στρογγυλοποίηση

Το πρόβλημα με τα αποτελέσματα της στρογγυλοποίησης για την P_{1-B} στο πρότυπο της B Τάξεως, χ.μ.. (3.5α) και (3.8), είναι ότι αυτά τα σχήματα, στελέχη καθώς είναι στρογγυλοποιημένες χ.σ. δεν είναι κανονικά διαβαθμισμένα, ή «κανονικοποιημένα», με την έννοια ότι κάθε μορφή στρογγυλοποίησης, P_{1-I} , P_{1-II} , δεν αποδίδει τη σωστή μέση τετραγωνική τιμή της $\langle \varepsilon^2 \rangle_B = 1$, ή $\langle E^2 \rangle_B = 2\Omega_{2B} (1 + \Gamma_B')$. Η στρογγυλοποίηση της P_{1-I} , στην ουσία δεν κατέχει ένα πεπερασμένο μέσο τετράγωνο στην $(0, \infty)$, ενώ P_{1-II} , το σχήμα «Τύπου Α», αποδίδει $\langle \varepsilon^2 \rangle_B \neq 1$. Επομένως, καθώς το ακριβές μέσο τετράγωνο είναι πεπερασμένο και είναι γνωστό ότι είναι $\langle \varepsilon^2 \rangle_B = 1$, με υπολογισμό από την ακριβή χ.σ. πρέπει να κλιμακώσουμε κατάλληλα (ή να

«κανονικοποιήσουμε») η $(pdf)_{I,II}$ ούτως ώστε η $\langle \varepsilon^2 \rangle_B$ να υπάρχει και να εξισούται με την συσκευή. Αυτό γίνεται ως ακολούθως

i) Ας σκεφτούμε πρώτα την pdf $w_{1-II} [1]$, και να υπολογίσουμε την $\langle \varepsilon^2 \rangle_{II}$ στην $(0 < \varepsilon < \infty)$. Το αποτέλεσμα εύκολα φαίνεται ότι είναι

$$(\varepsilon^2)_{B-II} = e^{-A_B} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(m / \hat{A}_B + \Gamma_B')}{(1 + \Gamma_B') m!} A_B^m = \frac{4 - a}{1 + \Gamma_B'} + \Gamma_B' = 4G_B^2 (\neq 1) \quad (3.9a)$$

όπου η G_B^2 δίνεται από την (3.6b), ούτως ώστε εδώ χρειαζόμαστε τον παράγοντα κανονικοποίησης $N_{II}^2 = (4G_B^2)^{-1}$, π.χ.

$$w_1(\varepsilon)_{B-II} = \frac{1}{4G_B^2} w_1(\varepsilon)_{B-II} = N_{II}^2 w_1(\varepsilon)_{B-II} \quad (3.9b)$$

ii) Η περίπτωση της w_{1-I} απαιτεί μια διαφορετική προσέγγιση, καθώς η $\langle \varepsilon^2 \rangle_{B-I}$ στην $(0 < \varepsilon < \infty)$ γίνεται μη πεπερασμένη $(0 < \varepsilon < 2)$. Η $\langle \varepsilon^2 \rangle_{B-II}$ στην $(0 < \varepsilon \leq \varepsilon_B < \infty)$, είναι φυσικά πεπερασμένη. Εδώ χρειάζεται να κλιμακώσουμε την ε_0 σύμφωνα με την (3.5 α) παρακάτω: $\varepsilon_0 \rightarrow \varepsilon_0 N_I$ (και επομένως $\varepsilon_0 = (\varepsilon_0 N_I) / 2G_B$). Η ορθολογική βάση γι' αυτό είναι η παρατήρηση ότι η P_{1-I} και η

w_{1-I}) πρέπει να έχει τις ίδιες τιμές στην περιοχή Rayleigh ($\varepsilon_0^2 \leq 1$), όπου $P_{1-I} \sim 0.9$, ή 0.99. κ.λ.π, όπως κάνει η ακριβής διανομή, P_{1-B} βασίζεται στην (ανέπαφη αλλά) ακριβή χ.μ. (2.38), από τώρα (3.5α). Ο κλιμακούμενος παράγοντας, N_I πρόκειται να καθοριστεί εναρμονίζοντας τις δύο στρογγυλοποιημένες μορφές P_{1-I} , P_{1-II} μαζί με την διαδικασία που υπογραμμίζονται παρακάτω, η οποία βασίζεται γενικά στις κανονικές ιδιότητες του προτύπου της B Τάξεως. Σημειώστε τέλος, ότι το σχήμα της «Α Τάξεως» (II) συνδέεται με το σχήμα της B Τάξεως (I) δια της παραμέτρου a της B Τάξεως και αντίστροφα δια μέσου της παραμέτρου Γ_B' της «Α Τάξεως» παρουσιαζόμενης στην G_B , κοινής στις δύο στρογγυλοποιήσεις I, II.

Για να συνδυάσουμε την κατάλληλα κλιμακούμενη P_{1-I} και την κανονικοποιημένη P_{1-II} να σχηματίσουν τη σύνθετη στρογγυλοποίηση για την παρεμβολή της B Τάξεως, η οποία είναι έγκυρη για όλες $\varepsilon_0 \geq 0$, τώρα χρησιμοποιούμε τις ακόλουθες επιθυμητές ιδιότητες της $P_{1-composite}$, η οποία σχεδιάζεται στο **σχήμα 8**.

$$i) \quad P_{1-I} = P_{1-II}$$

στην περιοχή Rayleigh π.χ. $0 \leq \epsilon_0$ μικρό. Χρειάζεται η ισότητα των δύο στρογγυλοποιήσεων στην περιοχή Rayleigh, καθώς και οι δύο πρέπει να αντιπροσωπεύουν την ίδια (μικρή) συμπεριφορά εύρους, χαρακτηριστική για όλες τις PD's.

$$ii) \quad \frac{dP_{1-I}}{d\epsilon_0} = \frac{dP_{1-II}}{d\epsilon_0}$$

$$iii) \quad P_{1-I} = P_{1-II}$$

στην «καμπύλη» ή σημείο συνένωσης των δύο στρογγυλοποιήσεων, **σχήμα 8**. Αυτό το σημείο ϵ_B , καθορίζεται εμπειρικά από τα δεδομένα π.χ. από την πειραματική APD ή την πιθανότητα υπερβολής καμπύλη $P_1(\epsilon > \epsilon_0)_{\text{exp}}$. όπως περιγράφεται παρακάτω χ.σ. vi).

$$iv) \quad \left(\frac{dP_{1-I}}{d\epsilon} = \frac{dP_{1-II}}{d\epsilon} \right)_{\epsilon_B}$$

οι (πεπερασμένες) κλίσεις της στρογγυλοποιημένης $P_{1-I,II}$ είναι ίσες στην ϵ_B αυτό εξασφαλίζει μια κοινή εφαπτομένη, π.χ. ένα εξομαλυντικό ταίριασμα, επιπλέον έχουμε τα παρακάτω.

$$v) \quad \left(\frac{d^2 P_{1-I}}{d^2 \epsilon_0} = \frac{d^2 P_{1-II}}{d^2 \epsilon_0} \right)_{\epsilon_B}$$

αυτή ακολουθεί σαν συνέπεια του iv) και τη συνέχεια του παράγωγου στην ϵ_B εξασφαλίζοντας ότι οι σχετιζόμενες pdf's είναι συνεχόμενες στο σημείο συνένωσης ϵ_B . Όμως, σημειώστε ότι η ϵ_B δεν είναι συνήθως σημείο κάμψης της $P_{1-I,II}$.

vi) ϵ_B : Αυτό είναι το σημείο κάμψης ($d^2 P_1 / d\epsilon_B^2 = 0$) της πραγματικής P_1 και καθορίζεται σαν τέτοιο (με επιθεώρηση, συνήθως), της εμπειρικής πιθανότητας υπερβολής $P_1\text{-exp}$ **σχήμα 8**. (3.10)

Επομένως, έχουμε σαφώς για i)-v) όπως παρακάτω.

$$\begin{aligned}
 & 1 - \frac{\varepsilon_0^2 N_1^2}{4 G_B^2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n \left(\frac{A_a}{2^a G_B^a} \right)^n}{n!} \Gamma \left(1 + \frac{an}{2} \right) \\
 & = \frac{1}{4 G_B^2} - \frac{\varepsilon_0^2 e^{-A_B}}{4 G_B^2} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{A_B^m}{m!} (2 \sigma_{mB}^2)^{-1} \quad (3.11 a)
 \end{aligned}$$

ii) Ομοίως όπως στην (3.11a), χωρίς τους παράγοντες της ε_0^2 κοινούς και στα δύο μέλη της εξίσωσης, και “I” στο αριστερό μέλος (3.11 b)

$$\begin{aligned}
 & \text{iii) } \frac{A_a \Gamma(1 + \alpha / 2)}{2^a G_B^a \Gamma(1 - \alpha / 2)} \left(\frac{\varepsilon_B N_I}{2 G_B} \right)^{-a} \\
 & \text{iii) } \bullet [1 + 0_{(iii)} ([\varepsilon_B N_I]^{-a}, \varepsilon_B^2 N_I^2)] \\
 & = \frac{e^{-A_B}}{4 G_B^2} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{A_B^m}{m!} e^{-\varepsilon_B^2 / 2 \sigma_{mB}^2} \quad (3.11 c)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & \frac{2 G_B}{N_I} \frac{A_a a \Gamma(1 + \alpha / 2)}{2^a G_B^a \Gamma(1 - \alpha / 2)} \left(\frac{\varepsilon_B N_I}{2 G_B} \right)^{-a-1} \\
 & \text{iv) } \bullet [1 + 0_{(iv)} ([\varepsilon_B N_I]^{-a}, [\varepsilon_B N_I]^3)] \\
 & \cong \frac{\varepsilon_B e^{-A_B}}{4 G_B^2} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{A_B^m}{m!} \frac{e^{-\varepsilon_B^2 / 2 \sigma_{mB}^2}}{\sigma_{mB}^2} \quad (3.11 d)
 \end{aligned}$$

v), vi): Η ε_B δεν μπορεί να καθοριστεί αναλυτικά από τη μια ή την άλλη στρογγυλοποιημένα σχήματα $P_{1-I,II}$. Πρέπει να εγκαθιδρυθεί σαν σημείο κάμψης από την εμπειρική PD, όπως σημειώνεται ανωτέρω.

(Χρησιμοποιώντας τις iii), iv), μπορεί να χρειαστούμε τουλάχιστον την επόμενη εφαρμογή στα πλαίσια της «διόρθωσης» στους ασυμπτωτικούς σχηματισμούς της P_{1-I} , $dP_{1-I}/d\varepsilon_B$). Σημειώνουμε ότι (δεδομένης της ε_B) αυτές οι τρεις σχέσεις i),iii), iv)] είναι αρκετές στο να καθορίσουν στην αρχή οποιοσδήποτε από τις έξη παραμέτρους, N_I , α , A_a , A_B , Ω_{2B} , Γ_B' , όταν καθορίζονται οι άλλες τρεις. Δείχνουμε πώς οι (3.10), (3.11) μπορούν να επεκταθούν για να μας επιτρέψουν να εξασφαλίσουμε, από την εμπειρική πιθανότητα υπερβολής $P_1(\varepsilon > \varepsilon_0)_{\text{ept}}$, οι έξη παράμετροι N_I , α , A_a , A_B , Ω_{2B} , Γ_B' , (ή πιο βασικά, $[\alpha, A_\beta, B_0, B^a, \Omega_{2B}, \Gamma_B', \chi.σ. (3.6).]$)

Είναι πλεονεκτικό το να τοποθετούμε πρώτα τις ε_B , N_I , α , A_α και να καθορίζουμε τις A_B , Γ_B' , Ω_{2B} από τις i), iii), iv). Άλλες πιθανότητες είναι: να καθορίζουμε τις (ε_B , N_I , α , Γ_B') να προσδιορίζουμε τις (N_I , A_B , Ω_{2B}), να καθορίζομαι τις (N_I , α , A_α), να προσδιορίζομαι τις (ε_B , N_I , $A_B < \Gamma_B'$) να καθορίζουμε τις (A_α , α , Ω_{2B}), κ.λ.π. Σε κάθε περίπτωση έχουμε τώρα

$$P_{1-B} = P_{1-I} \quad , \quad 0 \leq \varepsilon_0 \leq \varepsilon_B ; \quad = P_{1-II} \quad , \quad \varepsilon_0 \geq \varepsilon_B \quad (3.12)$$

Ειδικό Λεξιλόγιο Των Κύριων Συμβόλων

	A
A_0	κορυφή εύρους τυπικού εισερχόμενου σήματος
A_A, A_B, A_∞	
$A_{\infty, A}, A_{\infty, B}$	αυθόρμητοι δέκτες (παρεμβολής Τάξεως A,B)
A_α	λειτουργικός αυθόρμητος δέκτης
$\alpha_A, \alpha_B, \alpha$	παράγοντες κανονικοποίησης
APD	μια μεταγενέστερη πιθανότητα, εδώ διανιμή=P1
ARI	συνδυασμένο άνοιγμα –RF-IF στάδια εισερχομένων του δέκτη
A_T, A_R	πηγή, δείγμα δέσμης ραδιοσήματος του δέκτη
α	διαστημική παράμετρος πυκνότητας – πολλαπλασιασμού
	B
B_0, B_{0A}, B_{0B}	γενικός ή τυπικός φάκελος της κυματομορφής από το πεδίο δράσης του δέκτη ARI
	C
c.f.	χαρακτηριστική συνάρτηση
	D
D_1	πιθανότητα διανομής
δ	δέλτα (ατομική συνάρτηση)
	E
E, E_0	στιγμιαίος φάκελος
$e_{0\gamma}$	περιοριστική διαφορά δυναμικού του δέκτη
$\epsilon, \epsilon_0, \epsilon_0'$	κανονικοποιημένοι (στιγμιαίοι) φάκελοι
ϵ_0', ϵ_0	όριο φακέλου
ϵ_B	σημείο «απόκλισης»(B Τάξεως), εμπειρικό. του σημείου εισαγωγής στην P_{1-B}
η	εκθέτης /δείκτης
ϵ	εποχή ώθησης
ϵ_0, ϵ_d	κανονικοποιημένο φαινόμενο ντόπλερ
	F
F_1, F_1	χαρακτηριστικές συναρτήσεις
${}_1F_1$	συμβάλλουσα υπεργεωμετρική συνάρτηση
$\Delta f_N, \Delta f_{ARI}$	διάδοση, εύρος ζώνης του δέκτη
f, f_0	συχνότητα
	G
G_0	βασική κυματομορφή
$g(\lambda)$	γεωμετρικός παράγοντας της λαμβανομένης κυματομορφής
Γ_A', Γ_B'	λόγος της (ένταση της) συνιστώσας Gaussian σε αυτήν της «αυθόρμητης» ή μη – Gaussian συνιστώσας
$\Gamma(x)$	συνάρτηση γάμα
γ	συνιστώσα του νόμου πολλαπλασιασμού, με διακύμανση
	H
	I
I_T, I_∞	δείκτης της χαρακτηριστικής συνάρτησης
I_c	ατελής συνάρτηση Γ
i_R	μονάδα ανύσματος

		J
J_0, J_1	Bessel	
J_Λ	Jacobian	
		K
$K_{A,B}$	παράγοντας μετατροπής, για αυθαίρετη κανονικοποίηση	
		L
Λ	πεδίο ορισμού σταδιακής ανάμειξης	
λ	όρισμα της c.f.	
λ	συντεταγμένες (λ, θ, φ)	
		M
μ	δείκτης της πηγής του νόμου πυκνότητας με διακύμανση	
μ_d	κανονικοποιημένο φαινόμενο ντόπλερ	
		N
n.b.	μικρό εύρος	
		O
Ω_{2A}, Ω_{2B}	μέση ένταση της συνιστώσας μη – Gaussian	
ω, ω_0	γωνιακές συχνότητες ($\omega_0 =$ γωνιακός κομιστής fr.)	
		P
P_1	APD ή πιθανότητα υπερβολής	
pdf	συνάρτηση της πιθανότητας πυκνότητας	
Ψ, φ	φάση κύματος μικρού - εύρους	
Φ_T, Φ_R	φάση ανοίγματος	
		Q
		R
r	μεταβλητή c.f.	
ρ	«πυκνότητα» κατανομής πουασόν	
		S
σ, σ_G, σ		
$\sigma_{m_{A,B}}, \Delta\sigma_G^2$		
$\sigma_\Lambda, \sigma_R^2, \sigma_E^2$	διακυμάνσεις	
σ_s, v	πηγή πυκνότητας	
		T
$T_s, T_{s, A, B}$	διάρκεια της εκπομπής	
t, t_1, t_2	χρόνοι	
θ, θ'	διαμορφώσεις των παραμέτρων της κυματομορφής	
		U
U, U_{nb}	βασική κυματομορφή από σταθμό του δέκτη ARI	
$u_0, u_{0A, B}$	κανονικοποιημένος φάκελος κυματομορφής στην έξοδο ARI	
		V
		W
w_1, w_2	συνάρτηση πιθανότητας πυκνότητας	
		X
x	στιγμαίο εύρος	
x_0	μεταβλητή c.f.	
		Y
		Z
z_0	κανονικοποιημένος χρόνος	

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4

ΠΡΟΤΥΠΟ ΠΙΘΑΝΟΤΗΤΑΣ ΔΙΑΝΟΜΗΣ ΕΥΡΟΥΣ ΓΙΑ ΑΤΜΟΣΦΑΙΡΙΚΗ ΜΕΤΑΔΟΣΗ VLF/ELF

EDWARD C. FIELD ,JR., AND MARCUS LEWINSTEIN, Ανώτερο Μέλος της IEEE

Απόσπασμα: Αυτή η διατριβή παρουσιάζει ένα αναλυτικό πρότυπο για τις VLF και ELF διανομές ατμοσφαιρικής-μετάδοσης πιθανότητας-εύρους (APDs). Οι APDs ελέγχονται από δύο παραμέτρους που μπορούν να καθοριστούν στο δέκτη, η μια χαρακτηρίζει την αυθορμητικότητα της μετάδοσης από τοπικές πηγές και η άλλη χαρακτηρίζει την αναλογία της ενέργειας στη συνιστώσα της αυθόρμητης μετάδοσης. Η αποκομιζόμενη παρατήρηση δείχνει σαφώς την εξάρτηση της APD πάνω στην σταθερά της γης-ιονόσφαιρας-κυματοδηγού. Παρουσιάζονται υπολογισμένες APDs για περικλειόμενες και ονομαστικά διαταρασόμενες ατμοσφαιρικές συνθήκες.

Εισαγωγή

Αυτή η σύντομη μελέτη παρουσιάζει ένα αναλυτικό πρότυπο για μετάδοση VLF και ELF διανομές ατμοσφαιρικής-μετάδοσης πιθανότητας-εύρους (APDs). Το πρότυπο, το οποίο είναι σχετικά εύκολο να χρησιμοποιηθεί, συμφωνεί αρκετά με τις μετρήσεις και επεξηγεί ρητά το αποτέλεσμα της σταθεράς γης-ιονόσφαιρας-κυματοδηγού πάνω στην APD. Στην κατασκευή του προτύπου, χρησιμοποιούμε την συνήθη αξίωση ότι η μετάδοση στην είσοδο του δέκτη είναι η εναπόθεση από πάνω των 1) *μια κατανεμημένη συνιστώσα μετάδοσης Gaussian από μακρινές πηγές* και 2) *μια κατανεμημένη «μυτερή» συνιστώσα μετάδοσης ισχύος Rayleigh από κοντινή δραστηριότητα καταιγίδας.*

Αξιοποίηση Των Προτύπων

Εκτεταμένες παρατηρήσεις της μετάδοσης VLF και ELF αποκαλύπτουν διακοπτόμενους, μη-υπέρθετους, μεγάλους παλμούς τοποθετημένους πάνω από ένα πιο ομοιογενές φόντο. Αυτοί οι παλμοί προκαλούνται από τοπική καταιγιδική δραστηριότητα, το φόντο προκαλείται από ένα μεγάλο αριθμό από σχετικά αδύναμους, εκκρεμείς παλμούς από πολυάριθμες και πιο απομακρυσμένες αναφλέξεις αστραπής. Επομένως χρησιμοποιούμε μια αναπαράσταση από δυο συνιστώσες της μετάδοσης, στις οποίες οι $p_1(x)$ και $p_2(x)$ είναι οι συναρτήσεις πιθανότητας πυκνότητας (PDFs) του φόντου (x) και τοπικές συνιστώσες αυθόρμητης μετάδοσης (y).

Η συνιστώσα του φόντου x , μπορεί να περιγραφεί στατιστικά σαν μέσο-μηδέν, απρογραμμάτιστη διαδικασία Gaussian με διακύμανση (ενέργεια) σ_0^2 . Για την αυθόρμητη συνιστώσα μη-Gaussian y , οι PDF θα επιτρέπουν τη σχετικά συχνή εμφάνιση μεγάλου εύρους, π.χ. οι ουρές από αυτές τις PDF θα πέφτουν πολύ πιο αργά από ότι για μια συνιστώσα πυκνότητας Gaussian. Είναι πιθανές διάφορες επιλογές για την αναλυτική μορφή p_2 , αλλά προτείνεται από πείραμα η διανομή δύναμης-Rayleigh.

Δεδομένων αυτών των επιλογών για τις $p_1(x)$, $p_2(x)$, η PDF $p(z)$ για $z=x+y$ δίνεται

από:

$$p(z) = \int_{-\infty}^{\infty} p_1(z - y) p_2(y) dy \quad (1)$$

Όμως, ο λόγος του συστήματος εύρους ζώνης στο κέντρο της συχνότητας είναι συνήθως διαφορετικός για δέκτες VLF και ELF. Γι αυτό, η συναρτησιακή μορφή της $p_1(x)$ στην ELF, όπως συζητείται παρακάτω, είναι διαφορετική από αυτήν της VLF, και οι δύο περιπτώσεις πρέπει να επεξεργάζονται ξεχωριστά.

Μετάδοση VLF

Όταν εφαρμόζεται μια διαδικασία μετάδοσης μέσο-μηδέν Gaussian, σε ένα φίλτρο μικρού εύρους, η απόδοση εμφανίζεται σαν ένα σήμα προσαρμογής-εύρους με χαρακτηριστικά αργά μεταβαλλόμενου φακέλου διπλής-όψεως. Ένας ανιχνευτής φακέλου σταθεράς κατάλληλου χρόνου θα απαλείψει τις συνιστώσες υψηλής συχνότητας. Η προκύπτουσα απόδοση x , θα είναι μια θετική διαφορά δυναμικού η οποία θα είναι άμεσα ανάλογη με τον φάκελο. Στην VLF η αναλογία εύρους του δέκτη στο κέντρο συχνότητας είναι συνήθως μικρή, και το στιγμιαίο φόντο μετάδοσης διαφοράς δυναμικού μπορεί να επεξεργαστεί σαν διαδικασία μικρού εύρους. Γι' αυτό το λόγο η p_1 μπορεί να αντιπροσωπευθεί από μια πυκνότητα Rayleigh με μέσο όρο δύναμης μετάδοσης $R_0^2 = 2\sigma_0^2$

$$p_1(x) = \frac{2x}{R_0^2} e^{-x^2/R_0^2} \quad x \geq 0 \quad (2)$$

Όπως δηλώνεται παραπάνω η y είναι η ανάλογη στιγμιαία διαφορά δυναμικού στην αυθόρμητη συνιστώσα μη-Gaussian. Χρησιμοποιούμε την διανομή εύρους μιας

πλευράς ισχύος-Rayleigh:
$$p_2(y) = \frac{ay^{a-1}}{R^a} e^{-(y/R)^a} \quad y \geq 0 \quad (3)$$

για να περιγράψουμε την διαφορά δυναμικού μετάδοσης, y . Στην εξίσωση (3) $0 \leq a \leq 2$ και R εξαρτάται από το μέσο όρο ενέργειας στην y . Η παράμετρος a εξαρτάται από τους χαρακτηριστικούς παλμούς της συνιστώσας υψηλού επιπέδου «σαν-αιχμή» και στο σύστημα εύρους και τυπικά γίνεται μεγαλύτερη καθώς μειώνεται το εύρος. Η εξίσωση (3) απλοποιείται στην Εξ.(2) για $a=2$, το οποίο αντιστοιχεί σε μετάδοση μικρού εύρους. Για $a < 2$, η $p_2(y)$ αξιώνει σχετικά μεγάλες τιμές για μεγάλα ορίσματα, που υποδηλώνουν την ύπαρξη έντονης ώθησης μετάδοσης. Γι' αυτό οι μικρότερες τιμές της a αντιστοιχούν στην πιο αυθόρμητη μετάδοση.

Η εισαγωγή των Εξ. (2) και (3) στην Εξ. (1) δίνει την ακόλουθη έκφραση $p(z)$:

$$p(z) = 2 \int_0^\infty \frac{ay^{a-1}}{R^a} e^{-(y/R)^a} \frac{(z-y)}{R_0^2} e^{-(z-y)^2/R_0^2} dy \quad (4)$$

Οι αποκλίσεις στατιστικού δείγματος, που λαμβάνονται με άμεση σταδιακή ανάμειξη της Εξ. (4) είναι

$$E \{ z^0 \} = 1 \quad (5)$$

$$E \{ z \} = R \Gamma \left(1 + \frac{1}{\alpha} \right) + R_0 \frac{\sqrt{\pi}}{2} \quad (6)$$

$$E \{ z^2 \} = R^2 \Gamma \left(1 + \frac{2}{\alpha} \right) + R_0 R \sqrt{\pi} \Gamma \left(1 + \frac{1}{\alpha} \right) + R_0^2 \quad (7)$$

$$\sigma_z^2 = R^2 \left[\Gamma \left(1 + \frac{2}{\alpha} \right) - \Gamma^2 \left(1 + \frac{1}{\alpha} \right) \right] + R_0^2 \left(1 - \frac{\pi}{4} \right) \quad (8)$$

όπου Γ σημαίνει τη συνάρτηση γάμα. Η APD της $p(z)$,

$$APD = \Pr ob (z > z_T) = \int_{z_T}^{\infty} p(z) dz \quad (9)$$

λαμβάνεται με σταδιακή ανάμειξη της Εξ. (4) με αποτέλεσμα ότι

$$\Pr ob (z > z_T) = e^{-(z_T/R)^{\alpha}} + \int_0^{z_T} \frac{\alpha y^{\alpha-1}}{R^{\alpha}} e^{-(y/R)^{\alpha}} e^{-(z_T-y)^2/R_0^2} dy \quad (10)$$

Τα αποτελέσματα μπορούν να εκφραστούν κατάλληλα στα πλαίσια των ενοτήτων rms, ζ_T . Αντικαθιστώντας $z_T = \sigma_z \zeta_T$ στην Εξ. (10), και χρησιμοποιώντας την Εξ. (8) για σ_z , μπορούμε εύκολα να δείξουμε ότι η APD, που εκφράζεται σε ενότητες της καθιερωμένης απόκλισης του z , εξαρτάται μόνο από την α και ο λόγος R/R_0 . Μετά καθορίζουμε την παράμετρο γ , δεδομένη από

$$\gamma^2 = \frac{E \{ y^2 \}}{E \{ x^2 \}} = \frac{R^2 \Gamma (1 + 2 / \alpha)}{R_0^2} \quad (11)$$

Φυσικά, η γ^2 αντιπροσωπεύει την αναλογία της συνιστώσας στην ενέργεια της αυθόρμητης τοπικής-μετάδοσης προς την συνιστώσα της ενέργειας του φόντου μετάδοσης. Γι' αυτό η APD καθορίζεται από την Εξ. (10), εξαρτάται από μόνο δύο παραμέτρους την α , η οποία είναι μια συνάρτηση του εύρους του δέκτη και καθορίζει την διάρκεια των αιχμών της μετάδοσης, και την γ^2 ή ισοδύναμα $(R/R_0)^2$ η οποία είναι ένα μέτρο του λόγου της ενέργειας των δυο συνιστωσών της μετάδοσης.

Για σύγκριση του αναλυτικού μας προτύπου με ευρέως χρησιμοποιούμενες καμπύλες μετάδοσης VLF εκδομένες από το CCIR, είναι απαραίτητο να χρησιμοποιήσουμε ακόμα μια παράμετρο, την V_D , που καθορίζεται σαν η αναλογία (dB) της διαφοράς δυναμικού της μετάδοσης rms προς το μέσο όρο διαφοράς δυναμικού του φακέλου-μετάδοσης. Χρησιμοποιώντας τις Εξ. (6), (7) και (11), ακολουθεί μετά από μερικές αναδιευθετήσεις, ότι

$$V_D = 20 \log_{10} \left\{ \frac{[(\gamma^2 + 1)\Gamma(1 + 2/\alpha) + \sqrt{\pi\gamma}\Gamma(1 + 1/\alpha)\Gamma^{1/2}(1 + 2/\alpha)]^{1/2}}{\gamma\Gamma(1 + 1/\alpha) + \sqrt{\pi/2}\Gamma^{1/2}(1 + 2/\alpha)} \right\} \quad (12)$$

Μετάδοση ELF

Στην ELF, η αναλογία του εύρους ζώνης προς το κέντρο συχνότητας δεν είναι μικρή και πρέπει να χρησιμοποιούνται οι τύποι που περιγράφουν την διαδικασία μετάδοσης ευρείας ζώνης. Γι αυτό η PDF το φόντο της συνιστώσας της μετάδοσης είναι

$$p_1(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_0} e^{-x^2/2\sigma_0^2} \quad (13)$$

το οποίο, φυσικά, έχει διακυμάνσεις της σ_0^2 . Για μια συνιστώσα αιχμηρή μη-Gaussian, η διπλής όψεως διανομή Rayleigh καθορίζεται από

$$p_2(y) = \frac{a|y|^{a-1}}{2R^a} \exp \left\{ - \left| \frac{y}{R} \right|^a \right\} \quad (14)$$

Η διακύμανση αυτής της συνάρτησης είναι $R_0^2\Gamma(1+2/a)$.

Η PDF της πλήρους ατμοσφαιρικής μετάδοσης (π.χ. PDF της τυχαίας διακύμανσης $z=x+y$) επιτυγχάνεται περιελίσσοντας τις συναρτήσεις που δίνονται από τις Εξ. (13) και (14), σύμφωνα με την Εξ. (1) Η επακόλουθη παράσταση είναι

$$p(z) = \frac{a}{2\sqrt{2\pi}R^a\sigma_0} \int_{-\infty}^{\infty} dy |y|^{a-1} \exp \left\{ - \left[\frac{(z-y)^2}{2\sigma_0^2} + \left| \frac{y}{R} \right|^a \right] \right\} \quad (15)$$

Η διακύμανση της $p(z)$ δίνεται από: $\sigma_z^2 = \sigma_0^2 + R^2\Gamma(1 + 2/\alpha)$ (16)

Επακολουθεί μετά από μερικές αναδιευθετήσεις ότι η APD δίνεται από

$$\text{Prob}(|z| > z_T) = 1 - \text{erf}\left(\frac{z_T}{\sqrt{2}\sigma_0}\right) - \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_0} \int_0^\infty dy e^{-(y/R)^\alpha} [e^{-(z_T+y)^2/2\sigma_0^2} - e^{-(z_T-y)^2/2\sigma_0^2}] \quad (17)$$

Όπου erf είναι η συνάρτηση σφάλματος. Είναι ξανά βολικό να κανονικοποιήσουμε τα αποτελέσματα της μετάδοσης rms, και να κάνουμε διανομές $z_T = \sigma_z \zeta_T$

$$\gamma^2 = \frac{R^2 \Gamma(1 + 2/\alpha)}{\sigma_0^2} \quad (18)$$

Στην (17) . επακολουθεί ότι

$$\begin{aligned} \text{Prob}(|\zeta| > \zeta_T) = 1 - \text{erf}\left(\frac{\sqrt{1+\gamma^2}}{\sqrt{2}} \zeta_T\right) - \frac{\sqrt{1+\gamma^2}}{\sqrt{2}} \\ \cdot \int_0^\infty d\eta \exp\left\{-\left[\eta^2\left(1+\frac{1}{\gamma^2}\right)\Gamma\left(1+\frac{2}{\alpha}\right)\right]^{\alpha/2}\right\} \\ \cdot \left\{\exp\left[-\left(\frac{1+\gamma^2}{2}(\zeta_T+\eta)^2\right)\right] - \exp\left[-\left(\frac{1+\gamma^2}{2}(\zeta_T-\eta)^2\right)\right]\right\} \end{aligned} \quad (19)$$

Στη συνάρτηση (19) οι APD της μετάδοσης ELF σε μονάδες rms, συζητείται ξανά στα πλαίσια μόνο των δύο παραμέτρων , α και γ^2 , οι οποίες έχουν ουσιωδώς την ίδια φυσική σημασία όπως συζητήθηκε για την VLF.

Εξάρτηση Στις Παραμέτρους Διάδοσης

Η APD εξαρτάται από δύο συνιστώσες: τη μη-Gaussian που διαδίδει από τις τοπικές πηγές συν το φόντο μετάδοσης Gaussian που διαδίδει από πιο απομακρυσμένες πηγές. Η παράμετρος γ^2 αυτών των συνιστωσών εξαρτάται κατά πολύ στο βαθμό εξασθένησης του κυματοδηγού γης-ιονόσφαιρας. Τυπικά, μερικές κοντινές πηγές και πολλές απομακρυσμένες πηγές, όλες σε διαφορετικές διακυμάνσεις του δέκτη, συμβάλουν στην λαμβανόμενη μετάδοση. Για να υπολογίσουμε την εξάρτηση της γ^2 στο βαθμό εξασθένησης, χρησιμοποιούμε αποστάσεις d_1 και d_2 , οι οποίες μπορούν να ερμηνευτούν, αντιστοίχως, σαν μέσες αποστάσεις στις τοπικές και στις

απομακρυσμένες πηγές. Για την εξειδικευμένη θέση ο κυματοδηγός είναι πλευρικά ομοιόμορφος,

$$\gamma_0^2 \propto \exp \left[\frac{\beta_0 (d_2 - d_1)}{4.33} \right] \quad (20)$$

όπου β_0 είναι ο περιβάλλον συντελεστής αραίωσης-κυματοδηγού στην db/Mm, η γ_0^2 είναι ο συντελεστής αναλογίας της ενέργειας στις δύο συνιστώσες, και οι αποστάσεις εκφράζονται σε Mm. Εάν αλλάζει η σταθερά διασποράς σε κάποια καινούργια τιμή β_1 , η καινούργια τιμή β_2 δίνεται από

$$10 \log_{10} \left[\frac{\gamma_1^2}{\gamma_0^2} \right] = (\beta_1 - \beta_0)(d_2 - d_1) \quad (21)$$

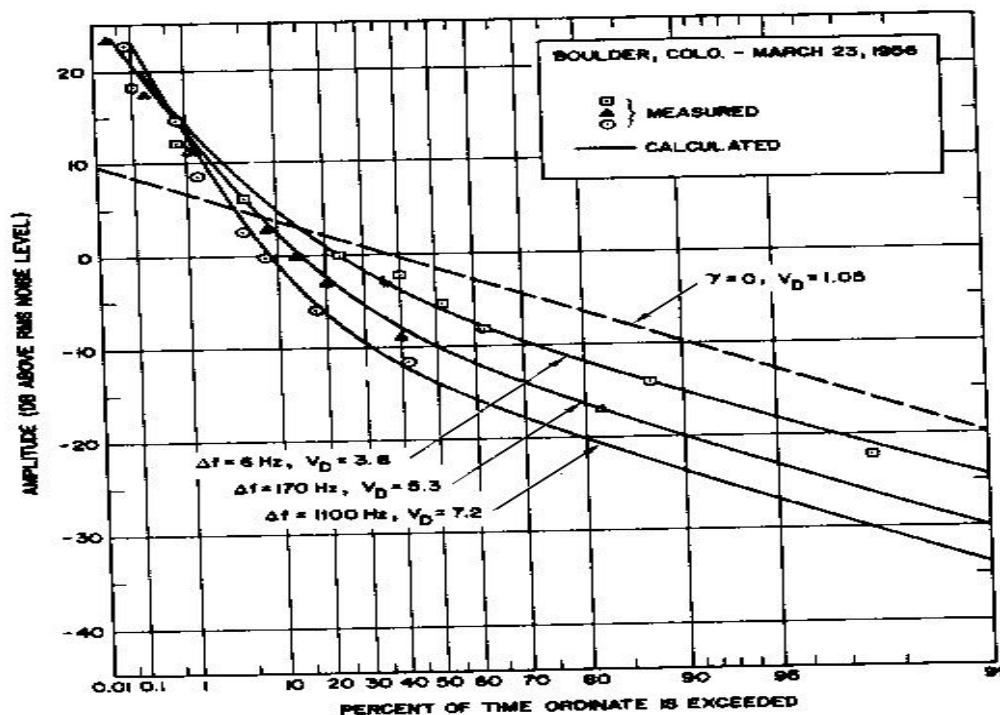
Εάν η $\beta_1 > \beta_0$, τότε η $\gamma_1^2 > \gamma_0^2$, η οποία δείχνει ότι μια ενόχληση στην εξασθένηση του κυματοδηγού καταστέλλει τη μετάδοση φόντου περισσότερο από τη μετάδοση από τις τοπικές πηγές.

Μιλώντας απαρέγκλιτα, επειδή η διάδοση είναι διανέμουσα, αλλαγές στα χαρακτηριστικά της διάδοσης-κυματοδηγού αλλάζουν την παρορμητικότητα της μετάδοσης καθώς και την ένταση. Γι' αυτό, η παράμετρος α -καθώς επίσης και η γ - θα επηρεαστούν από μια αλλαγή στις συνθήκες διάδοσης. Όμως, η α χαρακτηρίζει την παρορμητικότητα της τοπικής μετάδοσης όπου-σαν αποτέλεσμα του είδους του μονοπατιού διάδοσης-είναι σχετικά ανεπηρέαστο από τις συνθήκες της διάδοσης. Με μια πρώτη διαδικασία προσέγγισης, όμως, προκαλούνται αλλαγές στην APD από αλλαγές στον κυματοδηγό γης-ιονόσφαιρας που μπορούν να εκτιμηθούν μεμονωμένα χρησιμοποιώντας την Εξ.(21) για να προσαρμόσομε την γ^2 .

Αποτελέσματα

Το **σχήμα 1** συγκρίνει τη θεωρία ενάντια στο πείραμα για τυπική μετάδοση VLF. Τα πειραματικά APDs αντικαθιστώνται από ένα πρώιμο χαρτί από τους Watt και Maxwell, από το οποίο υπολογίζονται οι τιμές της V_D . Η Δf δηλώνει το εύρος ζώνης 6-dB που χρησιμοποιείται στις μετρήσεις. Οι θεωρητικές καμπύλες υπολογίζονται

από την Εξ.(10), χρησιμοποιώντας τις τιμές της α και γ που φαίνονται στον παρακάτω πίνακα:

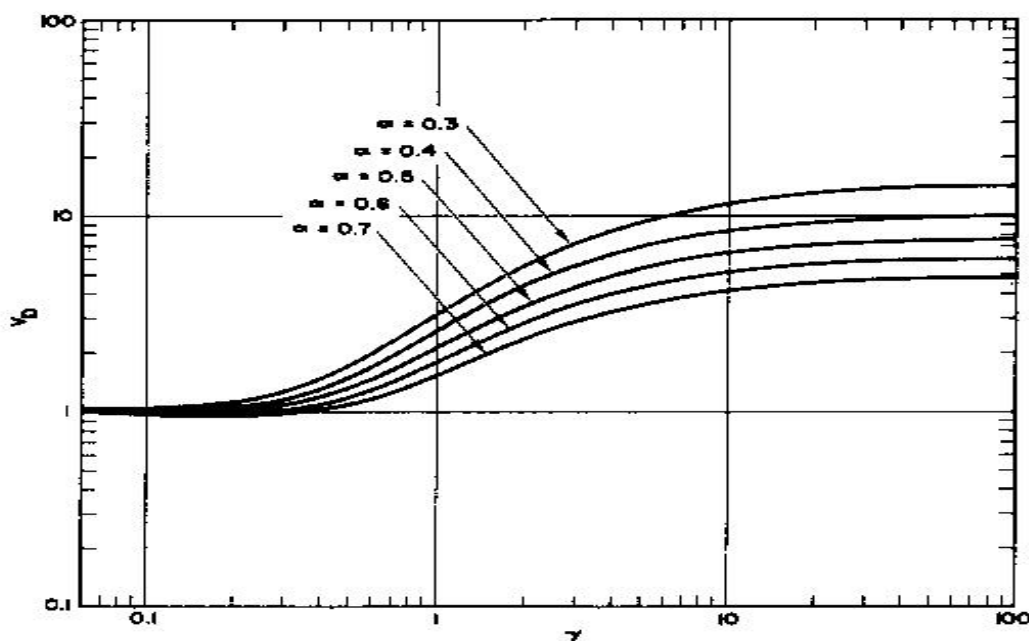


Σχήμα 1

Δf (Hz)	α	γ
6.0	0.6	3.65
170	0.5	4.90
1100	0.4	5.50

Φυσικά η α , γ , και V_D σχετίζονται μέσα από την Εξ.(12), όπως φαίνεται στο **σχήμα 2** και επειδή μετρήθηκε η V_D , επιλέγουμε την τιμή του της α που εφαρμόζει καλύτερα στα δεδομένα και βρίσκουμε την αντίστοιχη τιμή της γ από το **σχήμα 2**. Έχουμε εκφράσει τα αποτελέσματα περισσότερο στα πλαίσια της γ , παρά στα πλαίσια της πιο οικίας παραμέτρου της V_D , επειδή τα αποτελέσματα των αλλαγών στην διάδοση εκφράζονται εύκολα στα πλαίσια του γ δια μέσου της Εξ.(21). Το **σχήμα 1** δείχνει ότι η αντιπροσώπευση των δύο παραμέτρων της APD δίδονται από την Εξ.(10) και (11) εξασφαλίζει μια υπέροχη εναρμόνιση στις μετρήσεις. Αυτό το συμπέρασμα ισχυροποιείται από άλλες συγκρίσεις ανάμεσα στο πείραμα και η θεωρία παραλείπεται από αυτή τη μελέτη χάριν συντομίας.

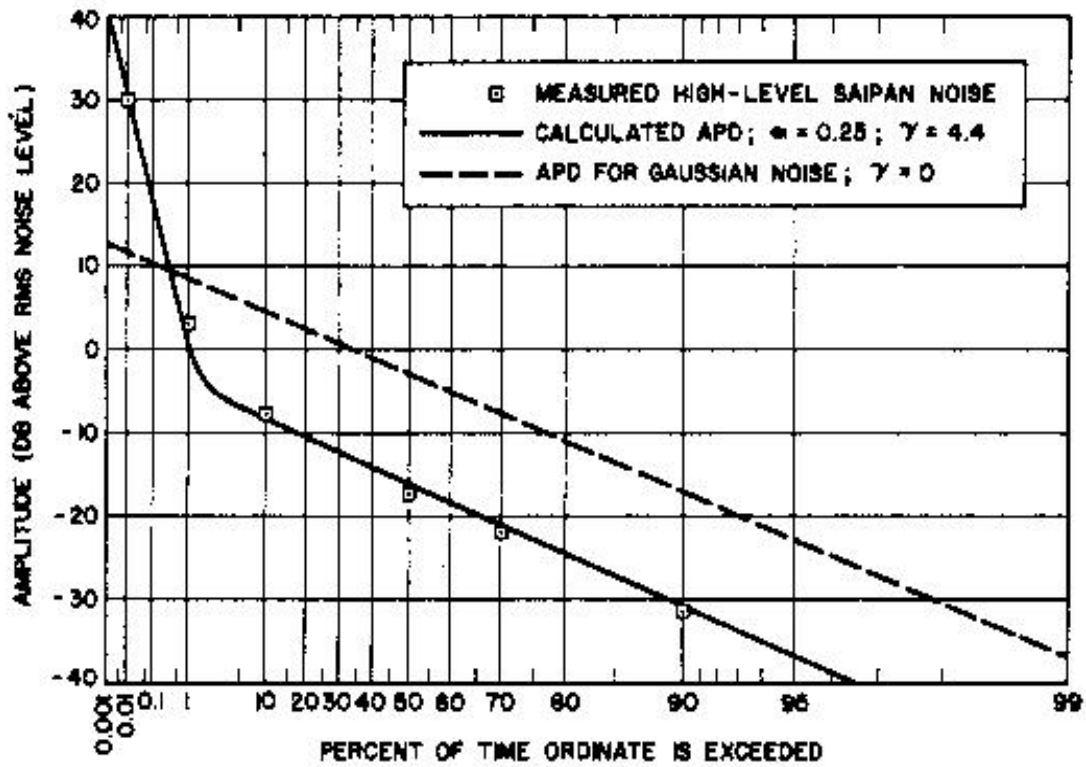
Το **σχήμα 3** είναι ανάλογο με το σχήμα 1 και συγκρίνει θεωρία και πείραμα για τις ELF APDs που υπολογίστηκαν από την Εξ.(19). Τα υπολογισμένα σημεία από την μετάδοση υψηλού-επιπέδου Saipan στη ζώνη από τα 5 Hz στα 320 Hz αναφέρονται από τον Modestino. Επειδή η V_D δεν χρησιμοποιείται συνήθως για να χαρακτηρίσει τη μετάδοση ELF, τα μετρούμενα αποτελέσματα εκφράζονται μεμονωμένα στα πλαίσια της α και γ . Η εναρμόνιση που φαίνεται στο σχήμα 3 είναι περίφημη, καθώς υπάρχουν και κάποιες άλλες συγκρίσεις ανάμεσα στο πείραμα και τη θεωρία που δεν φαίνονται εδώ.



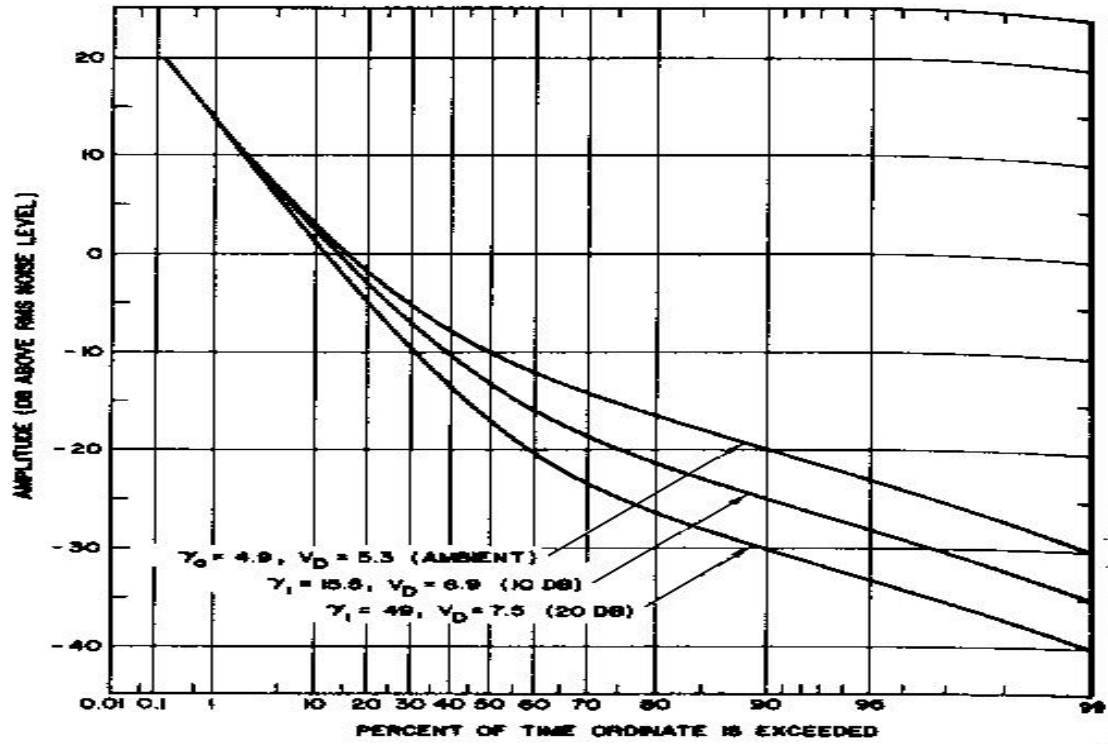
Σχήμα 2

Έχουμε δείξει ότι εάν επιλέξουμε κατάλληλα τις δύο παραμέτρους α και γ μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε τις Εξ.(10) ή (19) για να δώσουμε ακριβή συμφωνία με τις πειραματικές APDs. Κατόπιν συζητάμε την εξάρτηση της APD πάνω στο συντελεστή εξασθένησης του κυματοδηγού γης-ιονόσφαιρας β . Για παράδειγμα, σκεφτείτε μια ιονοσφαιρική ταραχή που κάνει το β να αυξάνει από κάποια περικλείουσα τιμή β_0 , σε κάποια διαταραγμένη τιμή β_1 . Στην VLF, ο σταδιακός βαθμός εξασθένησης $\beta_1 - \beta_0$, μπορεί να είναι μερικές dB/Mm όπου στην ELF, ο σταδιακός βαθμός εξασθένησης μπορεί να είναι 1 ή 2 dB/Mm. Υποθέτοντας μια σχετική διάρκεια ήχου διαφορετικής τροχιάς, $d_2 - d_1$, από 5 σε 10 Mm, ανάμεσα σε μακρινές και τοπικές πηγές, ακολουθεί από την Εξ.(21) όπου στην VLF, μια αύξηση των 20 dB ή περισσότερο στην γ^2 μπορεί να συμβεί σαν αποτέλεσμα της ταραχής. Στην ELF, η αναμενόμενη αύξηση

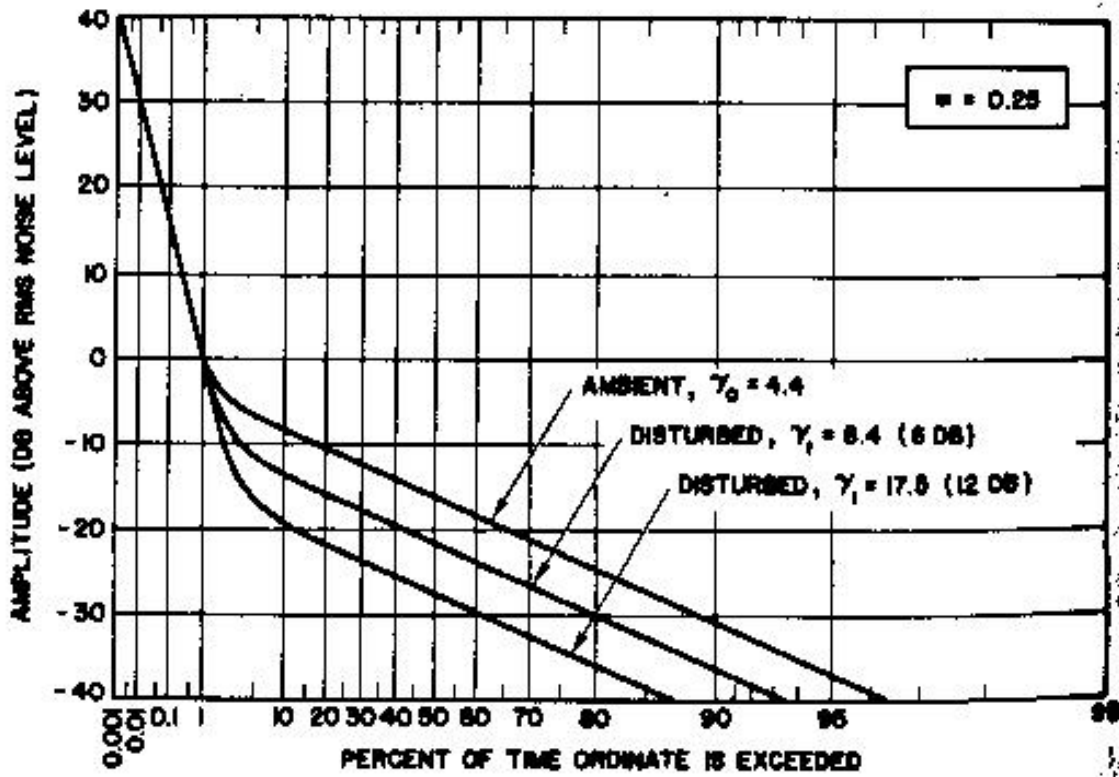
στην γ^2 θα είναι μικρότερη, με οποιαδήποτε υπερβολή των 10 dB αντιστοιχούν σε μια πολύ σοβαρή ταραχή.



Σχήμα 3



Σχήμα 4



Σχήμα 5

Το **σχήμα 4** δείχνει υπολογισμένες VLF APDs για περικλειόμενες και ταραγμένες συνθήκες. Η περικλειόμενη καμπύλη πάρθηκε από το σχήμα 1 για την $\Delta f=170$ Hz, και οι άλλες καμπύλες υπολογίστηκαν για τις περιπτώσεις που η γ^2 Εξ.(21) αυξάνεται από 10dB και 20dB ανάλογα με την περικλειόμενη τιμή. Τα αποτελέσματα δείχνουν ότι η διαταραχή γίνεται αιτία για να γίνουν περισσότερο μη-Gaussian οι στατιστικές μετάδοσης καταστέλλοντας τη συνιστώσα του φόντου αναφορικά με την τοπική αυθόρμητη συνιστώσα. Το **σχήμα 5** είναι ανάλογο του σχήματος 4 και εφαρμόζεται στην ELF. Η περικλειόμενη APD πάρθηκε από το σχήμα 3 και η προκαλούμενη ταραχή αυξάνει στην γ επεξεργάζονται από 6dB και 12dB. Μπορείτε να δείτε ότι η γενική συμπεριφορά είναι αντίστοιχη με αυτήν που φαίνεται παραπάνω για την VLF.

Συμπεράσματα

Οι ELF και APDs αντιπροσωπεύονται στα πλαίσια των δύο παραμέτρων: η *α χαρακτηριστική αυθόρμητικότητα της μετάδοσης για τοπική μετάδοση*, η γ^2 *αντιπροσωπευτική του λόγου της ενέργειας στην συνιστώσα αυθόρμητης μετάδοσης*. Οι προκύπτουσες παρατηρήσεις για την APD, αν και είναι περίπλοκες, συνεπάγεται μόνο μία απλή σταδιακή ανάμειξη και είναι εύκολο να προγραμματιστούν. Η κατάλληλη επιλογή για τις α και γ^2 , δίνει καλές στρογγυλοποιήσεις στις μετρούμενες APDs. Ο συντελεστής του αποτελέσματος εξασθένησης του κυματοδηγού γης-ιονόσφαιρας είναι σαφώς υπολογίσιμος για την παράμετρο γ^2 , η οποία μπορεί να ρυθμιστεί για να υπολογίζει APDs για μη-περικλειόμενες συνθήκες. Ένα αποτέλεσμα μιας ιονοσφαιρικής ταραχής είναι να καταστέλλει τη συνιστώσα φόντο-μετάδοση σχετικά με την αυθόρμητη συνιστώσα, αυτό κάνει τη μετάδοση να είναι πιο αυθόρμητη και πιθανώς πιο υποκείμενη στα γραφικά περιγράμματα της μείωσης της μη-γραμμικής μετάδοσης. Φυσικά, η αναίρεση θα είναι αληθής για δαπάνες που προκαλούν μειωμένη εξασθένηση και γι' αυτό το λόγο αυξάνει τη σχετική σπουδαιότητα, της συνιστώσας του φόντου μετάδοσης.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5

ΣΧΗΜΑΤΙΣΜΟΣ ΤΗΣ ΑΤΜΟΣΦΑΙΡΙΚΗΣ ΜΕΤΑΛΟΣΗΣ

Arthur A. Giordano and Fred Haber

Απόσπασμα: Τα ατμοσφαιρικά παράσιτα μετάδοσης που προκύπτουν από την εκκένωση αστραπής σχηματίζεται σαν διαδικασία Poisson σχετική που εξαρτάται από δύο κύριους φυσικούς παράγοντες: (α) την πλανητική διανομή των καταιγίδων και (β) τις κοινές συνθήκες διάδοσης. Σε αυτή την εργασία τα θεωρητικά πρότυπα της ατμοσφαιρικής μετάδοσης έχουν σχηματιστεί υποθέτοντας ως αξίωμα φυσικά υποδεικνυόμενους συνδυασμούς από διανομές πηγής και συνθήκες διάδοσης. Τότε μετρούνται οι στατιστικές απόδοσης ενός δέκτη μικρού-εύρους για κάθε συνδυασμό. Ιδιαίτερες στατιστικές μετάδοσης που υπολογίζονται σε διάφορες περιπτώσεις συμπεριλαμβάνουν την πιθανότητα διανομής εύρους, το μέσο όρο επίπεδο-φακέλου του βαθμού διασταύρωσης, και τη διανομή της διάταξη στο χώρο του ηχητικού παλμού. Τα πρότυπα που αξιώνονται βρίσκονται να είναι σύμφωνα και με τα δύο και με τα πειραματικά και τα προηγούμενα θεωρητικά αποτελέσματα.

Εισαγωγή

Πειραματικά στοιχεία πάνω σε μερικές στατιστικές ιδιότητες της ατμοσφαιρικής μετάδοσης μπορούν να βρεθούν σε ένα αριθμό από εκδόσεις. Ανάμεσα στα διαθέσιμα στοιχεία είναι η πιθανότητα διανομής εύρους του φακέλου μετάδοσης σε ένα δέκτη με συγκεκριμένο εύρος ζώνης. Όμως τα συστήματα επικοινωνιών συχνά απαιτούν περισσότερο λεπτομερείς στατιστικές είτε από την πιθανότητα διανομής εύρους ή άλλα πειραματικά δεδομένα που μπορούν να εξασφαλιστούν τώρα. Επιπροσθέτως, οι στατιστικές υψηλού-βαθμού είναι συχνά δυσάγωγες και επομένως δύσκολο να σχηματιστούν μαθηματικά. Γι'αυτούς τους λόγους έχει εξεταστεί ένας φυσικός

σχηματισμός της διαδικασίας της μετάδοσης. Ο απόλυτος σκοπός αυτής της μελέτης είναι να καθορίσει ένα επαρκώς ακριβές πρότυπο της μετάδοσης ούτως ώστε οι θεμελιώδεις μηχανισμοί να μπορούν να προσομοιώνονται μαθηματικά ή φυσικά. Με αυτόν τον τρόπο συμπεριφοράς η επίδραση της μετάδοσης σε κάθε δίκτυο μπορεί να καθοριστεί άμεσα με υπολογισμό ή πειραματική παρατήρηση.

Μερικά είδη προτύπων ατμοσφαιρικής μετάδοσης έχουν επιτευχθεί προηγουμένως. Αυτά τα πρότυπα κυμαίνονται από την εναρμόνιση της πειραματικής πιθανότητας διανομής εύρους από μια αναγνωρίσιμη συνάρτηση του να αναλύουν την πιθανότητα διανομής εύρους που απορρέει από μια διαδικασία αυθόρμητης διάθεσης, όπου προσομοιώνει τις πηγές αστραπών της ατμοσφαιρικής μετάδοσης. Ένα καλό παράδειγμα ενός εντελώς εμπειρικού προτύπου, που προτείνεται από τον Crichlow εισηγείται ότι η πιθανότητα διανομής εύρους μπορεί να αντιπροσωπευτεί σαν ένας συνδυασμός Rayleigh και μιας log-φυσιολογικής διανομής. Αναθεωρήσεις άλλων προτύπων που απασχολούν συχνά μπορούν να βρεθούν στο Giordano, Hall και Ibukum. Μια άλλη σπουδαία τάξη προτύπων, που υπηρετούσε για κάποιο διάστημα πρότυπα φιλτραρισμένης αυθόρμητης διάθεσης, καταλήγει στο να παίρνει τις στατιστικές παραγωγής προϊόντος εξόδου της λαμβανόμενης μετάδοσης όταν εφαρμόζεται στα εισαγόμενα δεδομένα του δέκτη μια χρονική ακολουθία της αυθόρμητης διάθεσης διανομής εύρους. Το άμεσο πλεονέκτημα των προτύπων φιλτραρισμένης αυθόρμητης διάθεσης είναι ότι παρέχουν μια αποδεκτή περιγραφή της φυσικής της διαδικασίας μετάδοσης. Δυστυχώς αυτά τα πρότυπα έχουν προηγουμένως προκύψει σε περίπλοκες διανομές πιθανότητας και δεν συμπεριλαμβάνουν στατιστικές εξαρτήσεις ανάμεσα στους ηχητικούς παλμούς. Ένα τελικό πρότυπο, που σχηματίστηκε από τον Hall, προτείνει ότι η διαδικασία μετάδοσης μπορεί να εξεταστεί σαν προϊόν λεπτομερούς διαδικασίας Gaussian και μια ανεξάρτητη ποικίλλουσα αργά τυχαία διαδικασία της οποίας ο φάκελος κατέχει τη στατιστική συμπεριφορά ενός απλού εμπειρικά καθορισμένου προτύπου. Αν και το πρότυπο του Hall βασίζεται εν μέρει σε πείραμα και εν μέρει στη διαίσθηση, είναι ένα απλό πρότυπο το οποίο αντικατοπτρίζει κατά πολύ τη συμπεριφορά της ακριβούς διαδικασίας μετάδοσης. Το άμεσο μειονέκτημα του προτύπου του Hall είναι ότι δεν σχετίζει τη φυσική κατάσταση η οποία παράγει τη διαδικασία μετάδοσης. Έχουν προταθεί από τον Beckman και Furutsu και Ishida, πρότυπα που έχουν επιχειρήσει να

ενσωματώσουν τη φυσική της μετάδοσης. Ο Beckman εισηγείται ότι μελετούνται οι συνθήκες διάδοσης και οι Furutsu και Ishida αμφισβητούν τη σπουδαιότητα της διανομής του χώρου των πηγών μετάδοσης.

Σε αυτή τη μελέτη όπως ακολουθεί επιτελείται ένας φυσικός σχηματισμός της μετάδοσης. Πρώτον εξετάζεται η φυσική καταγωγή της μετάδοσης, π.χ. ποια είναι η φύση της πηγής των ηχητικών παλμών και που δημιουργούνται αυτοί οι ηχητικοί παλμοί. Το σημείο προέλευσης και ο χρόνος εμφάνισης των πηγών παίρνονται σαν τυχαίες μεταβλητές. Η σύνθετη μετάδοση που λαμβάνεται σε κάθε τοποθεσία από το μεγάλο αριθμό ξεχωριστών πηγών μετάδοσης εξετάζεται τότε λαμβάνοντας υπ' όψιν τη διανομή των ξεχωριστών πηγών και τη διάδοση αυτών των πηγών στο δέκτη. Τότε προσδιορίζονται οι ιδιότητες της λαμβανομένης μετάδοσης που ανταποκρίνονται στα διαθέσιμα μετρικά στοιχεία. Τα μετρικά στοιχεία που χρησιμοποιούνται σε αυτό το άρθρο συμπεριλαμβάνουν την πιθανότητα διανομής εύρους, μια στατιστική πρώτου-βαθμού και τη διανομή του χρόνου ανάμεσα στη διασταύρωση των επιπέδων, μια στατιστική που βασίζεται στις στατιστικές δευτέρου-βαθμού.

Τα πρότυπα που σχηματίζονται εδώ είναι περιορισμένα από διάφορες αξιώσεις. Μερικοί από αυτούς τους περιορισμούς είναι ότι: (α)οι διανομές από πηγές-καταιγίδας δεν είναι χρονο-εξαρτώμενες ούτως ώστε όλες οι πηγές να είναι ενεργές στο διάστημα παρακολούθησης, (β)όλες οι εκκενώσεις έχουν ίση ενέργεια, (γ)παραμελείται η έντονη δραστηριότητα καταιγίδας στην άμεση γειτνίαση του δέκτη, (δ)δεν χρησιμοποιείται κανένα πρότυπο διάδοσης που να είναι ταυτόχρονα εμπεριστατωμένο για τοπικές και μακρινές πηγές.

Η Φύση Των Πηγών Και Η Διάδοση Του Δέκτη

Η ατμοσφαιρική μετάδοση που απορρέει από την εκκένωση αστραπών εξαρτάται από δύο μείζονες φυσικούς παράγοντες, π.χ. η παγκόσμια διάδοση των καταιγίδων και οι επικρατούσες συνθήκες διανομής. Έχουν γίνει από τον Παγκόσμιο Μετεωρολογικό Οργανισμό, μελέτες στην παγκόσμια διανομή των καταιγίδων που υποδεικνύουν τη συχνότητα των καταιγίδων που συμβαίνουν σε ολόκληρο τον κόσμο για μια δεδομένη χρονική περίοδο. Τα δεδομένα αποκαλύπτουν ότι η μεγαλύτερη

συγκέντρωση καταιγίδων συμβαίνει πάνω από τους τροπικούς όγκους στεριάς. Επομένως τα επίπεδα μετάδοσης στους τροπικούς είναι συνήθως υψηλότερα από αυτά στις άλλες ζώνες. Τρεις συγκεκριμένες περιοχές που κατέχουν μια επικράτηση της δραστηριότητας είναι η Νότιος και Κεντρική Αμερική, η Αφρική και η Ινδονησία. Οι συγκεκριμένες τοποθεσίες της καταιγιδικής δραστηριότητας σε κάθε μια από αυτές τις περιοχές επηρεάζεται αξιοπρόσεχτα από τις εποχικές αλλαγές. Το βόρειο ημισφαίριο τυπικά υπόκειται στη μεγαλύτερή του δραστηριότητα από τον Απρίλιο μέχρι το Σεπτέμβριο και την ελάχιστη του δραστηριότητα από τον Οκτώβριο μέχρι το Μάρτιο. Αυτή η παρατήρηση μπορεί να υπολογιστεί από την μετανάστευση των τριών ενεργών κέντρων καταιγίδας προς τον Απρίλιο μέχρι το Σεπτέμβριο με μια αντίστοιχη μετακίνηση προς νότο από τον Οκτώβριο μέχρι το Μάρτιο.

Οι επικρατέστερες συνθήκες διασποράς ελέγχουν το πεδίο έντασης της λαμβανομένης ατμοσφαιρικής μετάδοσης. Το ιδιαίτερο πρότυπο διασποράς που χρησιμοποιείται εξαρτάται από τη συχνότητα. Η ατμοσφαιρική μετάδοση, μια μεγάλη πηγή παρεμβολής από 3 kHz έως 30 MHz, στην αρχική πηγή της φυσικής μετάδοσης στην VLF. Στη ζώνη VLF η γη και η ιονόσφαιρα από ένα σφαιρικό κυματοδηγό που επιτρέπει στην ενέργεια να ταξιδεύει με ελάχιστη εξασθένηση στις αποστάσεις από περίπου 5000 σε 20.000 km. Σε αποστάσεις που είναι μεγαλύτερες από 1000 km μπορούν να γίνουν με σχετική ακρίβεια υπολογισμοί της ισχύος του λαμβανομένου σήματος χρησιμοποιώντας τη θεωρία της μεθόδου-κυματοδηγού. Ιδιαίτερα η μέθοδος-κυματοδηγού εισηγείται ότι σε αποστάσεις ανάμεσα στα 1000 και 8000 km το κατακόρυφο ηλεκτρικό πεδίο είναι ανάλογο με το προϊόν της εξασθενούσας με την απόσταση εκθετικής συνάρτησης και ένας παράγοντας που τροποποιείται αντίστροφα με την τετραγωνική ρίζα της απόστασης. Για αποστάσεις που είναι μεγαλύτερες από περίπου το μισό ενός μήκος κύματος και λιγότερο από 1000 km, το κατακόρυφο ηλεκτρικό πεδίο μπορεί να υπολογιστεί από το άθροισμα του πεδίου κύματος εδάφους και δυο ή τρεις αντανάκλασεις του κύματος ουρανού. Σε αυτήν την περίπτωση η κυριαρχούσα συμβολή του ηλεκτρικού πεδίου τροποποιείται αντίστροφα με την απόσταση της εκκένωσης από τον δέκτη.

Η διαδικασία μετάδοσης στο μέσο εισόδου ενός δέκτη μικρού εύρους θεωρείται ότι είναι η ακολουθία ώθησης διανεμόμενου εύρους που απαντάται στο διάστημα παρατήρησης της διάρκειας T. Εάν t αντιπροσωπεύει την στιγμή της παρατήρησης

και εάν το διάστημα αρχίζει σε χρόνο $(t-T)$ η διαδικασία της εισερχόμενης μετάδοσης $n_{iT}(t)$, μπορεί να εκφραστεί σαν

$$n_{iT}(t) = \sum_{i=1}^N E_i \delta(t - t_i) \quad (1)$$

Όπου E_i είναι η ισχύς της i th ώθησης, t είναι ο επερχόμενος χρόνος της i th ώθησης, N είναι ο αριθμός των παλμών που λαμβάνουν χώρα μέσα στο διάστημα παρατήρησης T και $\delta(t)$ είναι η συνάρτηση ώθησης-συσκευής. Εάν οι ωθήσεις φθάνουν στο δέκτη με ένα βαθμό μ , τότε η N μπορεί να παρθεί ότι είναι μια τυχαία κατανεμημένη Poisson της οποίας η παράμετρος κατανομής είναι μT . Τότε η διαβεβαίωση της διαδικασίας Poisson συνεπάγεται ότι οι μεμονωμένοι παλμοί είναι ανεξάρτητοι και ότι οι χρόνοι άφιξης t , διανέμονται ομοιόμορφα στην $(t-T)$. Καθώς η ισχύς E_i είναι ανάλογη του πεδίου ισχύος, πρέπει να εξαρτάται από την απόσταση από το δέκτη στην πηγή της εκκένωσης παράγοντας την ώθηση j th. Αυτή η απόσταση πηγής στο δέκτη θα καθοριστεί από την τυχαία μεταβλητή R_1 και η συναρτησιακή εξάρτηση ανάμεσα στην E_1 και R_1 θα αντιπροσωπευθεί από την g , π.χ. $E_1 = g(R_1)$. Με σκοπό να συμπληρώσουμε την περιγραφή της διαδικασίας της λαμβανομένης μετάδοσης $f_{E_1}(e_1)$ πρέπει να καθοριστεί η συνάρτηση πιθανότητας πυκνότητας του E_1 , όπου η E_1 μπορεί να υπολογιστεί διαδοχικά από τη γνώση της συνάρτησης διάδοσης g και $f_{R_1}(r_1)$, η συνάρτηση πιθανότητας πυκνότητας της απόστασης από την πηγή στο δέκτη. Σε αυτή τη μελέτη η $f_{R_1}(r_1)$, θα καθοριστεί ρητά για δυο σπουδαίες περιπτώσεις πηγών διανομής του διαστήματος.

Διανομή Διαστημικής Σταθεράς

Θεωρήστε μια θέση στην οποία ένας δέκτης τοποθετημένος κεντρικά ανάμεσα σε διασκορπισμένες εκκενώσεις αστραπής κάθε μια από τις οποίες παράγει ίση ενέργεια. Υποθέστε ότι μια αστραπή εκκενώνει στο δέκτη από μια απόσταση R_1 σε χρόνο t . Τότε η $E_1 = g(R_1)$ είναι η ισχύς ώθησης που εφαρμόζεται στο εισαγόμενο του δέκτη από αυτήν την εκκένωση. Οι ωθήσεις που φτάνουν στο δέκτη υποτίθεται στο παρόν ότι είναι ανεξάρτητες. Αφήνοντας τη Θ_1 να σημαίνει τη γωνία της άφιξης της εκκένωσης j th, $f_{R_1 \Theta_1}(r_1 \theta_1)$, η συνάρτηση κοινής πιθανότητας πυκνότητας των R_1 και Θ_1 τώρα καθορίζεται ότι είναι σταθερά, C_0 , για τιμές της R_1 , λιγότερο από κάποιο

ανώτατο όριο απόστασης r_m , στην οποία συμβαίνουν οι εκκενώσεις. (Το όρισμα σε μια συνάρτηση πιθανότητας πυκνότητας θα δηλώνει την τιμή της τυχαίας μεταβλητής). Καθώς η $f_{R_1 \theta_1}(r_1 \theta_1)$ πρέπει να αναμειγνύεται σταδιακά με την ενότητα $C_0=1/2\pi r_m$. Η συνάρτηση πιθανότητας πυκνότητας της R_1 δίνεται τότε από

$$f_{R_1}(r_i) = \begin{cases} 1/r_m & 0 \leq r_i \leq r_m \\ 0 & \text{αλλιώς} \end{cases} \quad (2)$$

Το ανώτερο πρότυπο μπορεί να εξηγηθεί φυσικά θεωρώντας δυο ομόκεντρους κύκλους ίσου πλάτους που έχουν εστίασει αντίθετα από το δέκτη. Καθώς η πιθανότητα ότι μια λαμβάνει χώρα μέσα σε ένα ετήσιο εύρος ΔR είναι $\Delta R/r_m$, ο κύκλος μακρύτερα από το δέκτη έχει μικρότερο αριθμό πηγών ανά περιοχή μονάδας. Με άλλα λόγια αυτό το πρότυπο μιμείται την περίπτωση στην οποία ο αριθμός των πηγών που απαντώνται κοντά στο δέκτη είναι μεγαλύτερος από τον αριθμό των πηγών που απαντώνται μακρύτερα. Μια άλλη αξίωση που είναι συνεπαγόμενη στα αποτελέσματα του προτύπου από τη συμμετρία της διανομής της πηγής γύρω από το δέκτη. Η υπόθεση είναι ότι δεν υπάρχει προτιμώμενη οδηγία από την οποία φτάνουν οι εκκενώσεις. Επομένως το ανώτερο πρότυπο περιορίζεται σε περιοχές όπου μπορούν να ικανοποιηθούν οι καθορισμένες συνθήκες. Για παράδειγμα, αυτές οι συνθήκες συχνά ανέρχονται στις τροπικές περιοχές όπου συμβαίνουν τοπικά περισσότερες εκκενώσεις, και συμβαίνουν σχετικά λίγες εκκενώσεις σε μεγάλες αποστάσεις.

Διμεταβλητή Διαστημική Διανομή Gaussian

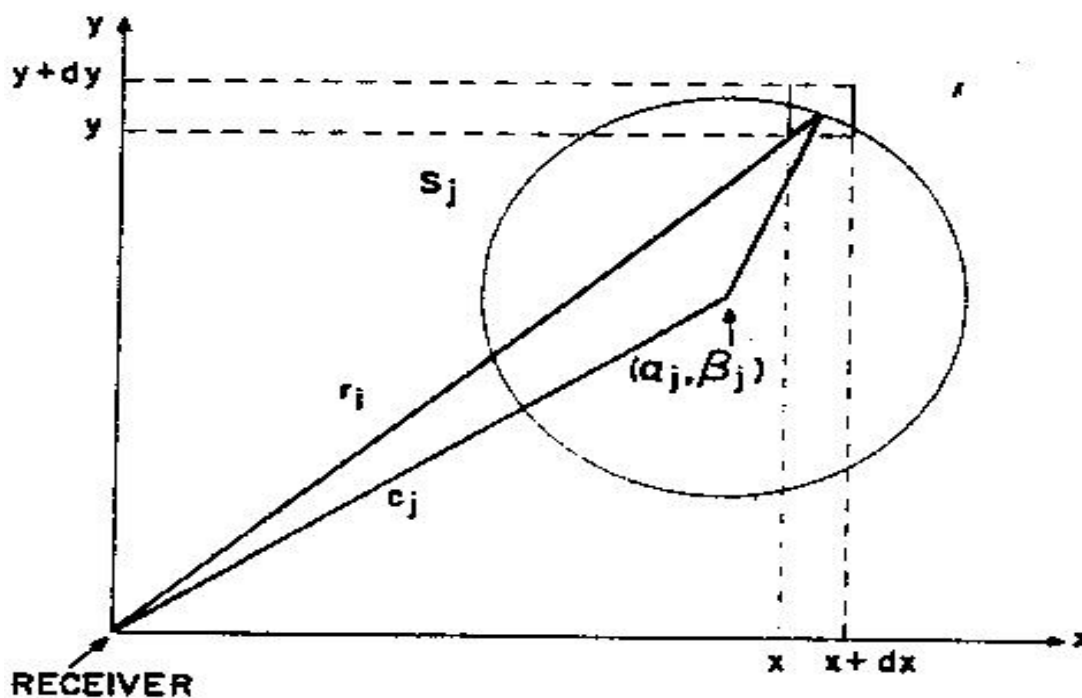
Άλλη μια μετριοπαθής αξίωση για τη διαστημική μετάδοση από πηγές για την ομαλή διμεταβλητή. Εδώ η συνάρτηση πιθανότητας πυκνότητας μειώνεται εκθετικά, περισσότερο από αντίστροφα, με την απόσταση από το κέντρο της δραστηριότητας. Στη χρήση μας αυτού του προτύπου έχουμε προχωρήσει ένα βήμα παραπέρα και έχουμε συμπεριλάβει ένα αυθαίρετο μέσο να επιτρέψει να μην επικεντρώνει το δέκτη στο κέντρο της καταιγίδας.

Ο δέκτης θεωρείται ότι τοποθετείται στην αρχή ενός ορθογώνιου συντονισμένου συστήματος, όπως φαίνεται στο **Σχήμα 1**. Συμπεραίνεται ότι οι εκκενώσεις αστραπών

ίσης ενέργειας συμβαίνουν στην περιοχή της πηγής j th, S_j , κάθε μια να συμβαίνει σε μια θέση δεδομένη από μια διμεταβλητή συνάρτηση πυκνότητας Gaussian έχουσα κέντρο στις συντεταγμένες (α_j, β_j) π.χ.

$$f_{XY}(x, y) = (1/2\pi\sigma^2) \exp\{-[(x - \alpha_j)^2 + (y - \beta_j)^2]/2\sigma^2\} \quad (3)$$

Όπου σ = το κριτήριο απόκλισης των δύο αποστάσεων X και Y (π.χ. $\sigma_x = \sigma_y = \sigma$).



Σχήμα 1

Στην εξίσωση 3 η προεγγραφή j χρησιμοποιείται για να υποδεικνύει κάθε μια από τις περιοχές της πηγής, S_j π.χ. ($j=1,2,3$). Έχει κατασκευαστεί ένας κύκλος που έχει κέντρο γύρω από τις συντεταγμένες (α_j, β_j) για να υποδεικνύει τη συμμετρία της διανομής. Δεν αποδίδεται προεγγραφή στο σ καθώς και τα τρία πεδία της πηγής συνεπάγεται ότι έχουν τον ίδιο βαθμό απόκλισης (π.χ. $\sigma = \sigma_j$, $j = 1,2,3$). Γενικά, μπορούν να υποθεθούν οι περιοχές ελλειπτικών πηγών με αυθαίρετους βαθμούς απόκλισης για κάθε μια από τις τρεις περιοχές.

Η συνάρτηση πιθανότητας πυκνότητας $R_i f_{R_i}(r_i)$ μπορεί τώρα να προσδιοριστεί. Υποθέστε ένα δέκτη που ευρίσκεται σε αποστάσεις c_1 , c_2 και c_3 από τις περιοχές των

κέντρων της πηγής S_1 , S_2 και S_3 αντίστοιχα. Υποθέστε ότι σε χρόνο t_i φθάνει μια εκκένωση αστραπής στο δέκτη από απόσταση R_i και παράγει μια ώθηση ισχύος $E_i = g(R_i)$. Ξανά, οι ωθήσεις που φθάνουν στο δέκτη αξιωνομιαί ότι είναι ανεξάρτητες. Για απλούστευση θα υποθεθεί ότι είναι εξ ίσου πιθανόν ότι μια πηγή πηγάζει από οποιαδήποτε από τις τρεις περιοχές, ούτως ώστε

$$f_{R_i}(r_i) = (1/3) \sum_{i=1}^3 f_{R_i/S_i}(r_i | s_i) \quad (4)$$

όπου $f_{R_i}(r_i | S_i)$ είναι η υποθετική πιθανότητα ότι μια πηγή απαντάται σε μια απόσταση ανάμεσα στις $(r_1, r_2 + dr_1)$ δεδομένου ότι η πηγή πηγάζει από την περιοχή πηγής j th. Από την εξίσωση 3 μπορούμε να δούμε ότι η $f_{R_1/S_1}(r_1/S_1)$ δίνεται από μια συνάρτηση πυκνότητας των Rice-Nakagami. Η εξίσωση 4 τότε καταλήγει σε

$$f_{R_i}(r_i) = \begin{cases} \sum_{i=1}^3 \frac{r_i}{3\sigma^2} \exp\left[-\frac{r_i^2 + c_i^2}{2\sigma^2} I_0\left(\frac{r_i c_i}{\sigma^2}\right)\right] & r_i \geq 0 \\ 0 & r_i < 0 \end{cases} \quad (5)$$

$$c_i = (a_i^2 + \beta_i^2)^{1/2}$$

Πρότυπα Διάδοσης

Τρία απλά πρότυπα διάδοσης θεωρούνται στην διαδοχική ανάλυση. Το πρώτο πρότυπο αξιώνει ότι το λαμβανόμενο πεδίο ισχύος της j th, εκκενώνει στο δέκτη, π.χ.

$$E_i = e_0 / R_i \quad (6)$$

όπου e_0 είναι μια αναλογική σταθερά στην μV . Το δεύτερο πρότυπο καταλήγει από τη θεωρία ρυθμού-κυματοδηγού. Σε αυτήν την περίπτωση το λαμβανόμενο πεδίο ισχύος εξ αιτίας της j th εκκένωσης είναι

$$E_i = [e_w \exp(-a_w R_i)] / R_i^{1/2} \quad (7)$$

όπου E_{10} είναι μια αναλογική σταθερά στην $\mu V/m^{1/2}$ και a_{10} μια σταθερά εξασθένησης στα db/1000 km. Καθώς η a_{10} είναι τυπικά στο βαθμό των 1/2 db/1000 km, η εξίσωση 7 είναι περίπου

$$E_i = e_w / R_i^{1/2} \quad (8)$$

Το τελικό πρότυπο διάδοσης είναι αντιπροσωπευτικό των εμπειρικών τύπων διάδοσης

$$E_i = e_\gamma / R_i^\gamma \quad 1/2 < \gamma < 2 \quad (9)$$

Όπου e_γ είναι μια αναλογική σταθερά στην $\mu\text{V}/\text{m}^{1/2}$.

Στατιστικές Μετρήσεις Πρώτου-Βαθμού

Πιθανότητα Διανομής Εύρους Χρησιμοποιώντας Μετασχηματισμούς Hankel.

Στην ακόλουθη ανάλυση ορίζεται ότι ο δέκτης θα είναι μικρού εύρους με κέντρο συχνότητας f_0 και μια αντίδραση ώθησης $h(t)$ δοσμένη από

$$h(t) = b(t) \cos(\omega_0 t - \Psi) u(t) \quad (10)$$

όπου $b(t)$ είναι το εύρος της $h(t)$, Ψ είναι η φάση, $\omega_c = 2\pi f_c$, και $u(t)$ είναι η συνάρτηση μονάδας διαβάθμισης. Εάν η διαδικασία μετάδοσης καθορίζεται από εξίσωση εφαρμόζεται το 1 σε ένα δέκτη με μια αντίδραση ώθησης δοσμένη από την εξίσωση 10, η διαδικασία της εξερχόμενης μετάδοσης, $n_{oT}(t)$, είναι

$$n_{oT}(t) = \sum_{i=1}^N V_i(t) \cos(\omega_0 t - \omega_0 t_i - \Psi) u(t - t_i) \quad (11)$$

ή

$$n_{oT}(t) = V(t) \cos[\omega_0 t + \Psi_s(t)] \quad (12)$$

όπου $V(t)$ είναι ο φάκελος της $n_{oT}(t)$, $\Psi_s(t)$ είναι η φάση της $n_{oT}(t)$ και $V1(t) = E1b(t - t_1)$. Σε αυτήν την περίπτωση η πιθανότητα διανομής εύρους της $V(t)$ ο φάκελος της λαμβανόμενης μετάδοσης, δίνεται από

$$P(V > u) = 1 - u \int_0^\infty dp J_1(pu) H_u(p) \quad (13)$$

$$\text{όπου } H_u(p) = \exp\left(\left(-\mu \int_0^\infty de_i f_E(e_i) \bullet \int_{t-T}^t dt_{i0} \{1 - J_0[pe_i b(t - t_{i0})]\}\right)\right) \quad (14)$$

η $H_u(p)$ μπορεί να προσδιοριστεί σαν μετασχηματισμός Hankel του φακέλου. Στα πλαίσια της συνάρτησης πιθανότητας πυκνότητας της R_1 και τη συνάρτηση διάδοσης g , $H_u(p)$ μπορεί να εκφραστεί

$$H_u(p) = \exp\left(\left(-\mu \int_0^\infty dr_i f_E(r_i) \bullet \int_{t-T}^t dt_{i0} \{1 - J_0[pg(r_i)b(t-t_{i0})]\}\right)\right) \quad (15)$$

Χρησιμοποιώντας την ταυτότητα Bessel

$$1 - J_0(z) = \int_0^z dy J_1(y) \quad (16)$$

Μαζί με την προεγγραφή $\rho = t - t_{i0}$, στην ταυτότητα 14 αποδίδεται μια περισσότερο κατάλληλη μορφή μετά τη διάταξη της σταδιακής ανάμειξης του αποτελέσματος. Τα ολοκληρώματα R_1 και ρ εναλλάσσονται, π.χ.

$$H_u(p) = \exp\left[-\mu \int_0^T dp \int_0^\infty dr_i f_{R_1}(r_i) \int_0^{pg(r_i)b(p)} dy J_1(y)\right] \quad (17)$$

Πιθανότητα Διανομής Εύρους Με Ομογενοποιημένη Πιθανότητα Πυκνότητας Στην R_1

Ένα ιδιαίτερα απλό πρότυπο που αποτελείται και από τα δύο πειραματικά στοιχεία και προηγούμενα θεωρητικά πρότυπα προκύπτει από την εξίσωση 17 χρησιμοποιώντας την αντίστροφη συνάρτηση της διανομής της απόστασης εξίσωση 6, σε συνδυασμό με τη σταθερά συνάρτηση πιθανότητας της R_1 δοσμένης από την εξίσωση 2. Σε αυτήν την περίπτωση

$$H_u(p) = \exp\left[-\mu \int_0^T dp \int_0^{r_m} (dr_i / r_m) \int_0^{pe_0 b(p)/r_i} dy J_1(y)\right] \quad (18)$$

Ανταλλάζοντας τα ολοκληρώματα r_i και y και εκτελώντας το ολοκλήρωμα στην r_i αποφέρει

$$H_u(p) = \exp\left(\left(-\mu \int_0^T dp \left\{ \frac{pe_0 b(p)}{r_m} + \int_0^{pe_0 b(p)/r_m} dy J_1(y) \left[1 - \frac{pe_0 b(p)}{r_m y}\right] \right\}\right)\right) \quad (19)$$

Καθώς $\int_0^{\infty} dy J_1(y)/y = 1$. Μια καλή προσέγγιση της εξίσωσης 19 μπορεί να επιτευχθεί επεκτείνοντας τη συνάρτηση Bessel του ορίσματος y για y μικρό. Η εγκυρότητα της στρογγυλοποίησης δικαιολογείται όπως ακολουθεί. Η ποσότητα e_0/r_m μπορεί να προσδιοριστεί σαν ισχύς του ορίου του πεδίου του δέκτη. Ένας περισσότερο ευαίσθητος δέκτης μπορεί να εντοπίσει τις εκκενώσεις σε μια μεγαλύτερη απόσταση, ούτως ώστε να μειώνεται η ισχύς του ορίου του πεδίου του δέκτη. Καθώς η $b(p)$ είναι μια συνεχής μη ατομική συνάρτηση της p και $H_u(p)$ είναι μια μονοτονική αυξανόμενη συνάρτηση του p , η ποσότητα $e_0 b(p) / r_m$ μπορεί να βεβαιωθεί ότι είναι μικρά σχετικά του ενός για όλες τις p επιτρέποντας στην ισχύ του ορίου του πεδίου να είναι αυθαίρετα μικρό. Καθώς $J_1(y) \approx y$ για μικρό y

$$H_u(p) \cong \exp \left[- (\mu e_0 p / r_m) \int_0^T dp b(p) \right] \quad (20)$$

Όπου η σταδιακή ανάμειξη στην y εκτελείται και οι όροι δεύτερης-τάξης έχουν παραλειφθεί. Καθορίζοντας τη σταθερά K_u από

$$K_u = (\mu e_0 p / r_m) \int_0^T dp b(p) \quad (21)$$

$$P(V > 0) = \begin{cases} K_u / (K_u^2 + u^2)^{1/2} & u \geq 0 \\ 0 & u < 0 \end{cases} \quad (22)$$

Ο τύπος που καθορίζεται από τη εξίσωση 22 έχει βρεθεί και από τους δύο τον Nakai και τον Hall. Είναι ικανή να περιγράψει ένα μεγάλο αριθμό παρατηρούμενων στοιχείων.

Μια άλλη παραλλαγή της πιθανότητας διανομής εύρους μπορεί να εξασφαλιστεί χρησιμοποιώντας την εξίσωση 8, την συνάρτηση στρογγυλοποιημένης διανομής από τη θεωρία της μεθόδου-κυματοδηγού σε συνδυασμό με την συνάρτηση 2, η αμετάβλητη συνάρτηση πιθανότητας πυκνότητας της R_1 . Συλλογισμός ενός τρόπου που είναι παρόμοιος με τη απόδοση της προηγούμενης παραγράφου μια διανομή πιθανότητας εύρους διανομής Rayleigh. Αυτό το αποτέλεσμα μπορεί να ερμηνευτεί στα πλαίσια του προτύπου διανομής το οποίο σε αυτήν την περίπτωση δίνει έμφαση περισσότερο στις μακρινές παρά στις τοπικές πηγές.

Ένα τελικό πρότυπο θα εξεταστεί για πηγές που κατέχουν μια ομοειδή συνάρτηση πιθανότητας πυκνότητας στην R_1 . Σε αυτό το παράδειγμα το πρότυπο διανομής περιγράφεται από την εξίσωση 9. Γι' αυτό το συγκεκριμένο παράδειγμα είναι ενδιαφέρον να υπολογιστεί η συνάρτηση πιθανότητας πυκνότητας της E_i από αυτήν της R_1 δοσμένη από την εξίσωση 2. Το αποτέλεσμα είναι

$$f_{E_i}(e_i) = \begin{cases} (1/\gamma r_m)(e_\gamma^{1/\gamma} / e_i^{1+1/\gamma}) & e_\gamma / r_m^\gamma \leq e_i < \infty \\ 0 & e_i < e_\gamma / r_m^\gamma \end{cases} \quad (23)$$

Η συνάρτηση πιθανότητας πυκνότητας της E_j είναι ίδια στη μορφή με αυτή της E_i που σχηματίστηκε από τον Nakai από μετρημένες στατιστικές του βαθμού διασταύρωσης. Ο Nakai συνέχισε τις μετρήσεις του χρησιμοποιώντας τα αποτελέσματα των Furutsu και Ishida με μια ανταπόκριση μονού-τόνου κυκλικού-φίλτρου. Οι μετρήσεις που χρησιμοποιήθηκαν εδώ έχουν μερικά πλεονεκτήματα πάνω στην προσέγγιση που είναι παρμένη από τον Nakai. Αυτά τα πλεονεκτήματα συμπεριλαμβάνουν (α) μετρημένες στατιστικές που χρησιμοποιούνται σαν έλεγχος πάνω στο πρότυπο και δεν χρειάζεται να διατυπώσουν το πρότυπο, (β) πρότυπα τα οποία είναι φυσικά καλά-υποκινούμενα καθώς η πιθανότητα διανομής εύρους μπορεί να κατασκευαστεί από σημαντικούς συνδυασμούς των συνθηκών διανομής και διάδοσης της πηγής, και (γ) η απουσία κάθε αναγκαιότητας να προσδιορίσουν τη συνάρτηση του φίλτρου-αντίδρασης $b(p)$. Μια γενικοποίηση της πιθανότητας διανομής εύρους δίνεται από τον Nakai και μετά βρέθηκε να είναι

$$P(V > u) = 1 - u \int_0^\infty dp J_1(pu) \exp(-K_\gamma p^{1/\gamma}) \quad 1/2 < \gamma < 2 \quad (24)$$

$$K_\gamma = (\mu / r_m)(e_\gamma / 2)^{1/\gamma} \{[\Gamma(1 - 1/2\gamma)] / [\Gamma(1 + 2\phi)]\} \int_0^T dp b^{1/\gamma}(p) \quad (25)$$

Πιθανότητα Διανομής Εύρους Για Μεγάλες Τιμές Φακέλου

Εάν η εξίσωση 5, η συνάρτηση πιθανότητας πυκνότητας R_1 παράγεται από ένα σύνολο τριών διμεταβλητών Gaussian διανομής, συνδυάζεται με τις εξισώσεις 13 και 15, δεν φαίνεται να είναι πιθανή η ακριβής εκτίμηση των ολοκληρωμάτων που προκύπτουν ακόμα και αν επιλέξουμε μια συγκεκριμένη συνάρτηση διάδοσης και

ανταπόκριση δέκτη-εύρους. Στην ουσία η υψηλή ταλαντωτική συμπεριφορά της συνάρτησης πρώτου-βαθμού Bessel για μεγάλες τιμές από το όρισμά της κάνει απαγορευτικές τους αριθμητικούς υπολογισμούς. Όμως, είναι δυνατόν να σχηματίσουμε σημαντικές στρογγυλοποίησης για τον σπουδαίο τομέα της πιθανότητας διανομής εύρους που σχετίζεται με ωθήσεις χαμηλής-πιθανότητας υψηλού-εύρους. Πρώτα θα εξασφαλιστεί ένα όρισμα για να αποδείξει ότι η διανομή των πηγών, η συνάρτηση διάδοσης και η ανταπόκριση του δέκτη-εύρους επηρεάζει το τμήμα υψηλής-πιθανότητας χαμηλού-εύρους μόνο με ένα ασήμαντο τρόπο. Εάν $\rho = t - t_i$ αντικαθίσταται στην εξίσωση 14, μικρές τιμές εύρους e_i επιτρέπουν στη συνάρτηση μηδενικού-βαθμού Bessel να επεκταθεί σε μικρές τιμές στο όρισμά της, π.χ.

$$H_u(p) \cong \exp \left\{ -(\mu/4) \left[\int_0^\infty de_i e_i^2 f_{E_i}(e_i) \right] \left[\int_0^T dp b^2(p) \right] p^2 \right\} \quad p e_i b(p) < 1 \quad (26)$$

Η εξίσωση 26 είναι η μεταφορά Hankel ενός φακέλου διανομής Rayleigh. Με άλλα λόγια, με τμήματα υψηλής-πιθανότητας χαμηλού-εύρους της πιθανότητας διανομής εύρους θα τείνουν προς μια διανομή Rayleigh για μια αυθαίρετη διανομή πηγής, συνάρτηση διασποράς και ανταπόκριση δέκτη-εύρους. Η στρογγυλοποίηση του τμήματος υψηλής-πιθανότητας χαμηλού-εύρους θα σχηματιστεί τώρα για μια γενική συνθήκη διασποράς και διανομής πηγής και για ανταπόκριση δέκτη-εύρους που είναι εξασθενημένη εκθετική συνάρτηση, π.χ.

$$b(p) = \exp(-ap) \quad (27)$$

Εάν οι εξισώσεις 13, 14 και 27 συνδυαστούν, οι μετατροπές $\xi = \rho e_i \exp(-ap)$ $u = \rho u$ οδηγεί στο

$$P(V > u) = 1 - \int_0^\infty du J_1(u) \exp \left\{ -(\mu/a) \int_0^\infty de_i f_{E_i}(e_i) \int_0^{ue_i/u} (d\xi/\xi) [1 - J_0(\xi)] \right\} \quad (28)$$

για διάστημα μεγάλης παρατήρησης ($T \rightarrow \infty$). Μπορεί να εγκατασταθεί ένας περιορισμός στο ολοκλήρωμα ξ καθώς το ανώτατο όριο αυτού του περιορισμού είναι πάντοτε μεγαλύτερο από την ίδια την τιμή του ολοκληρώματος. Επομένως, η ποσότητα που παρουσιάζεται στην εκθετική συνάρτηση στην εξίσωση 28 περιορίζεται από $(\mu/a) E(E_1) (u/v)$. Καθώς η συνάρτηση πρώτου-βαθμού Bessel στην εξίσωση 28 μειώνεται με u , υπάρχει κάποια τιμή για το u ας πούμε u_{\max} , για το οποίο

$J_1(u_{\max}) \sim 0$. Επί προσθέτως, η ποσότητα μ/α είναι τυπικά ~ 0.1 . Επομένως, οι τιμές του u τέτοιες ώστε να είναι $u > (\mu/\alpha)E(E_1)$ u_{\max} η εκθετική συνάρτηση 28 μπορεί να επεκταθεί για μικρές τιμές του ορίσμάτός της, π.χ.

$$P(V > u) \cong (\mu / \alpha) \int_0^\infty du J_1(u) \int_0^\infty de_i f_{E_i}(e_i) \int_0^{ue_i/u} (d\xi / \xi) [1 - J_0(\xi)] \quad (29)$$

όπου $\int_0^\infty du J_1(u) = 1$. Ανταλλάζοντας τη σειρά της σταδιακής ανάμειξης των ολοκληρωμάτων στην εξίσωση 29 και αποτιμώντας τα ολοκληρώματα πάνω στο u και τότε η ξ οδηγεί στο

$$P(V > u) = (\mu / a) \int_0^\infty de_i f_{E_i}(e_i) \ln(e_i / u) \quad (30)$$

Η εξίσωση 30 μπορεί επίσης να αντιπροσωπευτεί στα πλαίσια μια γενικής πηγής με συνθήκες διανομής και διάδοσης, π.χ.

$$P(V > u) = (\mu / a) \int_0^\infty de_i f_{E_i}(e_i) \begin{cases} \ln[(g(r_i) / u)] & 0 < u / [g(r_i)] < 1 \\ 0 & 1 < u / [g(r_i)] \end{cases} \quad (31)$$

Η συνάφεια των αποτελεσμάτων μπορεί να ελεγχθεί αντικαθιστώντας την αμετάβλητη συνάρτηση πιθανότητας πυκνότητας της R_1 (εξίσωση 2) και την αντίστροφη συνάρτηση της απόστασης διάδοσης (εξίσωση 6) στην εξίσωση 31. Σε αυτήν την περίπτωση η εξίσωση 31 κατέχει τον ίδιο φάκελο απόκλισης όπως η επέκταση της εξίσωσης 22 για u μεγάλο.

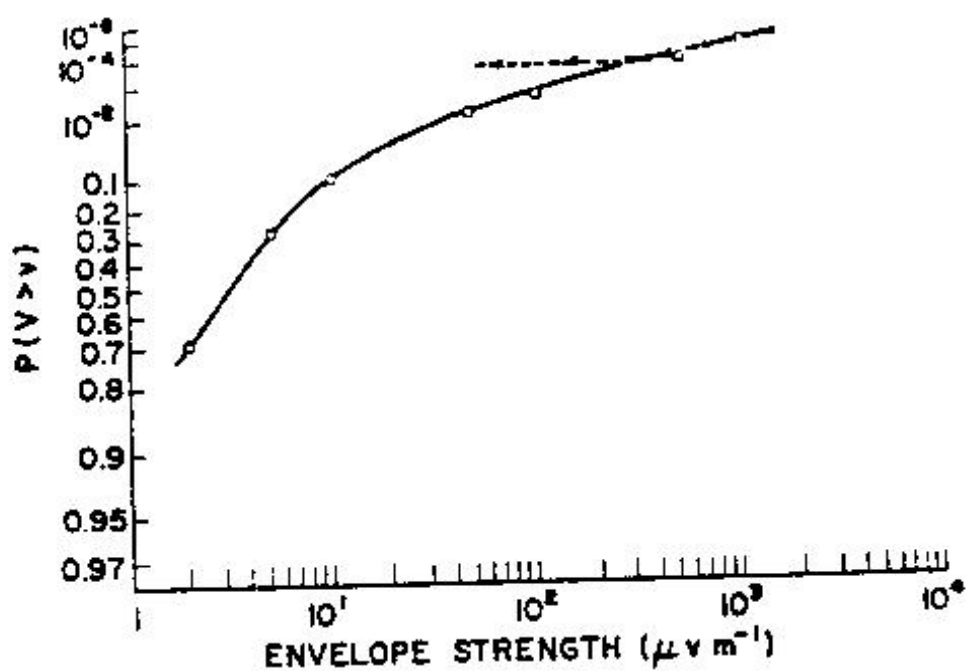
Εάν η εξίσωση πιθανότητας πυκνότητας R εξ' αιτίας ενός συνόλου τριών διμεταβλητών διανομών Gaussian αντικαθίσταται από την εξίσωση 31, με ένα πρότυπο αντίστροφης απόστασης διασποράς, η πιθανότητα διανομής εύρους γίνεται

$$P(V > u) = (\mu / a) \int_0^{e_0/u} dr_i [\ln(e_0 / ur_i)] \cdot \left[\sum_{i=1}^3 (r_i / 3\sigma^2) \exp[-(r_i^2 + c_i^2) / 2\sigma^2] I_0(r_i c_i / \sigma^2) \right] \quad (32)$$

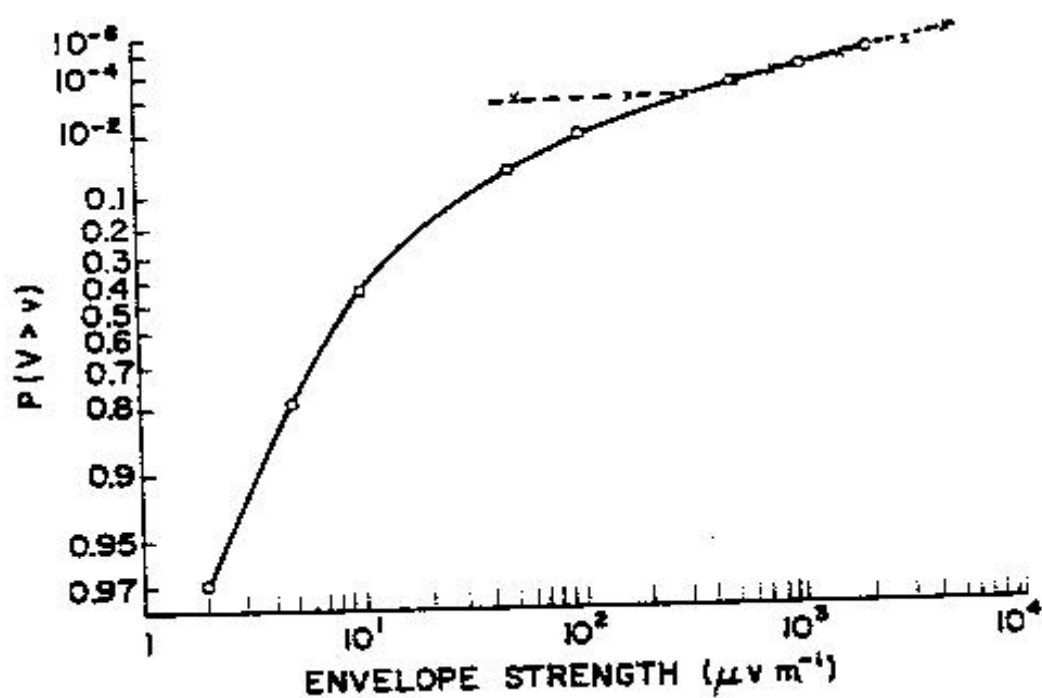
Η εξίσωση 32 έχει εκτιμηθεί αριθμητικά σε τρεις συγκεκριμένες τοποθεσίες για μια χρονική περίοδο που παρατείνεται από το Σεπτέμβριο μέχρι το Νοέμβριο. Οι τρεις επιλεγμένες περιοχές του δέκτη συμπεριλαμβάνουν τη Balboa, Ζώνη Κάναλ (9° B,

80° Δ), Boulder , στο Κολοράντο (40° Β , 105° Δ) και Point Barrow, στην Αλάσκα (71° Β, 157°Δ). Με σκοπό να προσδιορίσουμε τις αποστάσεις (c_j , $j = 1,2,3$) από την τοποθεσία του δέκτη στα κέντρα των τριών περιοχών της καταιγίδας, τα κέντρα των περιοχών της καταιγίδας κατά τη χρονική περίοδο Σεπτέμβριος μέχρι Νοέμβριο χρονική περίοδο επιλέχθηκαν να είναι από το Σχήμα 5.2.14 στον Watt : Αφρική (5° Β, 10°Α), (10°Ν, 55°Δ), Νότιος Αμερική και Ινδονησία (5°Β, 100°Α).

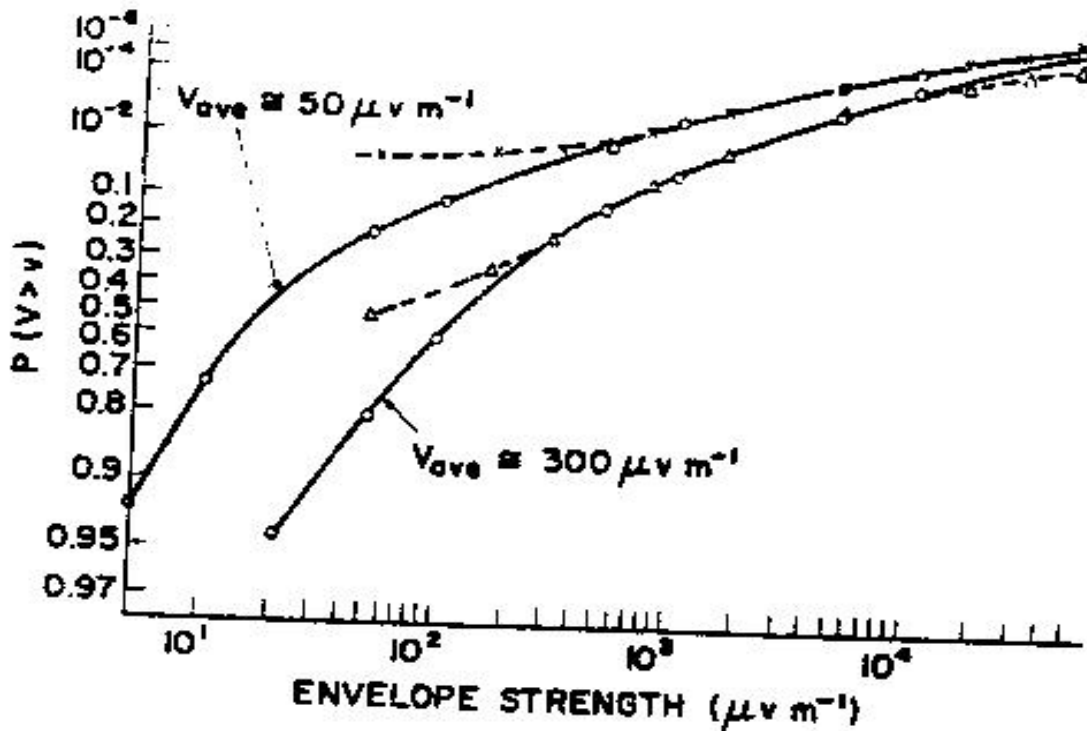
Με τις ανωτέρω πληροφορίες οι αποστάσεις c_j μετρήθηκαν τότε με μέσα σφαιρικής τριγωνομετρίας για κάθε μια από τις τρεις περιοχές. Τώρα χρειάζονται λεπτομερείς όρους μόνο οι παράμετροι σ , μ/a , και ϵ_0 . Μια δύσκολη αποτίμηση των στοιχείων στο σχήμα 5.2.14 στο Watt είχε σαν αποτέλεσμα μια σταθερή απόκλιση $\sigma \sim 3700$ km. Επιλέγοντας ο λόγος ϵ_0/σ να είναι $\sigma \sim 3000$ μm^{-1} το αποτελεσματικά ακτινικά συμμετρικό πεδίο σε μια απόσταση 1.609 km είναι περίπου 7 vm_1 . Καθώς το εύρος ζώνης των περισσοτέρων καμπυλών που παίρνονται πειραματικά είναι περίπου 1 kHz, αυτή η τιμή για ακτινικά συμμετρικό πεδίο σε ένα εύρος ζώνης 1 kHz είναι σύμφωνο με μετρημένα στοιχεία στην VLF. Ο λόγος μ/a επιλέχθηκε να παράγει μια καλύτερη εναρμόνιση στα μετρημένα στοιχεία πιθανότητας διανομής εύρους. Οι τιμές μ/a που χρησιμοποιούνται εδώ ποικίλουν από .0005 σε .4 και είναι επομένως σε συμφωνία με τις τιμές που επιτυγχάνονται πειραματικά. Στα κέντρα υπολογισμών των τριών περιοχών των καταιγίδων σιγουρεύτηκαν ότι θα παραμείνουν σταθερές ακόμα και οι μετρήσεις στο Boulder, στο Κολοράντο, που εκτελέστηκαν τον Μάρτιο. Αυτό το γεγονός μπορεί να είναι η εξήγηση για την ασυνήθιστα χαμηλή αναλογία μ/a που παρατηρήθηκε στο Boulder. Τα αποτελέσματα των υπολογισμών με τις ιδιαίτερες τιμές των παραμέτρων που χρησιμοποιούνται επιδεικνύονται στα **σχήματα 2 και 4**. όλες οι μετρημένες πιθανότητες διανομής εύρους έχουν παρθεί από τους Watt Maxwell. Από αυτά τα σχήματα μπορούμε να δούμε ότι έχει επιτευχθεί καλή συμφωνία ανάμεσα στα μετρούμενα και τα θεωρητικά αποτελέσματα για τις τιμές του φακέλου ανωτέρω 200 μm^{-1} . Μπορεί να καταλογιστεί ανεπαρκής συμφωνία στα κατώτερα όρια επιπέδου στις ανακρίβειες που παρουσιάζονται από την ασυμπτωτική στρογγυλοποίηση.



Σχήμα 2



Σχήμα 3



Σχήμα 4

Έχουμε ένα ενδιαφέρον αποτέλεσμα εάν η εξίσωση 32 στρογγυλοποιηθεί για μεγάλες τιμές του φακέλου. Χρησιμοποιώντας την αντικατάσταση $z = rj/e_0$ στην εξίσωση 32 οδηγεί στο

$$P(V > u) = (\mu / \alpha)(e_0 / u^2) \cdot \int_0^1 dz \left\{ \sum_{i=1}^3 (z / 3\sigma^2) \exp \left[-\frac{(e_0^2 z^2 / u^2) + c_i^2}{2\sigma^2} \right] I_0(e_0 z c_i / u \sigma^2) \right\} \ln(1/z) \quad (33)$$

Εάν $u > e_0 c_j / \sigma^2$ τότε ο λόγος $e_0 z c_j / u \sigma^2$ θα είναι μικρά καθώς $z < 1$. Επομένως, αφήνοντας

$$\exp(-e_0^2 z^2 / 2\sigma^2 u^2) I_0[e_0 z c_i / u \sigma^2] \sim 1$$

Η εξίσωση 33 γίνεται

$$P(V > u) \cong [(e_0 / 12\sigma^2)(\mu / \alpha) \sum_{i=1}^3 \exp(-c_i^2 / 2\sigma^2)] / u^2 \quad (34)$$

Η εξίσωση 34 έχει την ίδια ασυμπτωτική συμπεριφορά όπως η πιθανότητα διανομής εύρους του Hall για $\theta=3$. Καθώς η περίπτωση $\theta=3$ βρέθηκε να αποφέρει στοιχεία καλής εναρμόνισης παρμένα στις τροπικές, εύκρατες και αρκτικές ζώνες, λαμβανομένου υπ' όψη ότι η εξίσωση 34, δεν είναι εκπληκτικό το ότι η αριθμητική αποτίμηση της συνάρτησης 32 παρήγαγε ευνοϊκά αποτελέσματα. Συμπερασματικά μπορεί να δηλωθεί ότι οι τρεις διμεταβλητές διανομές Gaussian με ένα όρο αντίστροφο απόσταση διάδοση επιτυγχάνουν ένα ακριβές πρότυπο για τις περισσότερες τοποθεσίες σε ολόκληρο τον κόσμο. Το πρότυπο είναι φυσικά καλοσχηματισμένο και μπορεί να υποστηριχθεί και θεωρητικά και πειραματικά .

Μια παραμένουσα περίπτωση μπορεί να εξεταστεί η περίπτωση που πρέπει να μελετηθεί είναι ο συνδυασμός των τριών διμεταβλητών διανομών Gaussian και μια ένταση πεδίου που μειώνεται με την τετραγωνική ρίζα της απόστασης. Εάν οι εξισώσεις 5 και 8 αντικατασταθούν στην εξίσωση 31 τότε οι στρογγυλοποιήσεις που είναι αντίστοιχες με αυτές στην παραπάνω παράγραφο αποδίδουν ένα αποτέλεσμα που είναι αντιστρόφως ανάλογο με την τέταρτη δύναμη του φακέλου.

Μέσος Όρος Της Διασταυρούμενης Σταθερής Αναλογίας Φάκελο –Επίπεδο

Ο μέσος όρος της διασταυρούμενης σταθερής αναλογίας φάκελος–επίπεδο θα υπολογιστεί τώρα από μερικές περιπτώσεις πιθανότητας διανομής εύρους που παρουσιάζονται παραπάνω. Μπορεί να αναπτυχθεί μια ακριβής διατύπωση της διασταυρούμενης κατανομής για μερικές περιπτώσεις πιθανότητας διανομής εύρους χρησιμοποιώντας αυτό που περιγράφεται στην εξίσωση 22 με μια εξασθένηση της ανταπόκρισης εύρους της εκθετικής συνάρτησης. Όμως, μπορούν να αποκομιστούν παρόμοια αποτελέσματα για μεγάλες τιμές φακέλου με ένα απλό διαισθητικό όρισμα.

Η διαισθητική μέθοδος χρησιμοποιεί τη συνάρτηση αμετάβλητης πιθανότητας πυκνότητας της R_1 και το γενικό πρότυπο νόμος-δύναμη διασποράς. Επί προσθέτως συμπεραίνεται ότι σε μεγάλα όρια επιπέδων οι λαμβανόμενες ωθήσεις είναι ευρέως ξεχωριστές. Επομένως φαίνεται λογικό να προτείνονται ότι $\langle Nv(u_0) \rangle$, ο μέσος αριθμός της διασταύρωσης ανά δευτερόλεπτο του επιπέδου u_0 , μπορεί να υπολογιστεί

από το προϊόν της κατανομής άφιξης-ώθησης και την πιθανότητα ότι οι εισερχόμενες ωθήσεις επιτυγχάνουν μια ισχύ που υπερβαίνει το φυσιολογικό επίπεδο της u_0 , π.χ.

$$N_v(u_0) = \mu \int_{u_0}^{\infty} f_{E_i}(e_i) de_i \quad (35)$$

Εάν το ανώτατο όριο της u_0 είναι μεγαλύτερο από το μικρότερο αξιοσημείωτο φυσιολογικό επίπεδο $\eta = \epsilon\gamma/r_m^\gamma$, στην εξίσωση 23 μπορεί να αντικατασταθεί με την εξίσωση 35 και εκτιμώμενο να δώσει

$$\langle N_v(u_0) \rangle = (\mu / r_m)(e_\gamma^{1/\gamma} / u_0^{1/\gamma}) \quad (36)$$

Η εξίσωση 36 κατέχει την ίδια μορφή όπως στην διασταυρούμενη κατανομή που προέρχεται από τον Hall στην οποία $1/\gamma$ χαρακτηρίζεται σαν $(\theta-1)$ του Hall.

Διανομή Διαγραμμάτωσης Παλμού

Στην φύση υπάρχει μια μεγάλη ποσότητα από αποδείξεις ότι οι αυθόρμητες ωθήσεις της ατμοσφαιρικής-μετάδοσης που εμφανίζονται στην είσοδο του δέκτη είναι στατιστικά εξαρτώμενες. Για παράδειγμα, πολλαπλή σειρά χτυπημάτων προώθησης σε ένα σημαντικό μηχανισμό που μπορεί να δώσει εκτίμηση για ελεγχόμενες εξαρτήσεις. Όμως τα περισσότερα θεωρητικά πρότυπα δίνουν μικρή σημασία στις πιθανές σχέσεις ανάμεσα στους παλμούς περιορίζοντας τον υπολογισμό της μετάδοσης μόνο στις στατιστικές πρώτου βαθμού. Μην επιτρέποντας στατιστικές εξαρτήσεις που απαντώνται αυθόρμητα, τότε, μειώνει σοβαρά τη δυνατότητα ενός προτύπου να εκπροσωπήσει την πραγματική διαδικασία της μετάδοσης. Αυτή η απλοποίηση είναι ιδιαίτερα ενοχλητική για πρότυπα ώθησης-φίλτρου τα οποία χρησιμοποιούνται για να παρέχουν μια πραγματική περιγραφή της μετάδοσης. Πριν από αυτή την εργασία είχε αποκαλυφθεί ότι τα πρότυπα ώθησης μπορούν να περιγράψουν ικανοποιητικά τις στατιστικές πρώτου-βαθμού, αλλά δεν έχει γίνει προσπάθεια να αποδειχθεί ότι τα πρότυπα ώθησης-φίλτρου μπορούν να παράγουν τη διανομή του χρόνου ανάμεσα στα επίπεδα διασταυρώσεως που αποτελούνται από μετρικά στοιχεία.

Με σκοπό να εστιάσουμε πάνω στα αποτελέσματα των στατιστικών εξαρτήσεων, θα ληφθούν υπ' όψιν μόνο τα απλούστερα φυσικά πρότυπα. Επομένως θα υποθεθεί ότι στα περισσότερα συνοδεύει κάθε ανεξάρτητο παλμό ένας απλός εξαρτημένος παλμός. Οι περιπτώσεις που επιτρέπουν περισσότερους από ένα εξαρτώμενους παλμούς παρεμποδίζουν σοβαρά την ανάλυση αν και είναι πιθανές.

Πρότυπα Για Εξαρτήσεις

Σε ένα διάλειμμα παρατήρησης $(t-T, t)$ θεωρείται μια αλληλουχία από ανεξάρτητες ωθήσεις N οι οποίες κατέχουν δυνάμεις $E_i (i=1,2,\dots,N)$ σε χρόνους $t_i (i=1,2,\dots,N)$. Η αλληλουχία των ωθήσεων με μεγέθη E_i συμπεραίνεται ότι ανέρχεται από εκκενώσεις αστραπής ίσης ενέργειας που είναι τοποθετημένες σε αποστάσεις R_i ούτως ώστε $E_i = g(R_i)$. Τότε βεβαιώνεται ότι οι ωθήσεις N είναι διανομή Poisson με παράμετρο μT . Τώρα υποτίθεται ότι κάθε ένας από της ωθήσεις N μπορεί να ακολουθηθεί από μια απλή εξαρτώμενη ώθηση που συμπεριφέρεται φυσικά όπως η συσχετιζόμενη της η προηγηθείσα από αυτήν. Αυτή η αξίωση συνεπάγεται ότι και οι δύο και ο αρχικός παλμός και ο εξαρτώμενος πηγάζουν από την ίδια τοποθεσία πηγής και φθάνουν στο δέκτη με την ίδια απόσταση πηγής στο δέκτη. Ο εξαρτώμενος παλμός μπορεί να διακριθεί από τον αρχέτυπο παλμό καθώς επιβραδύνεται από τον αρχέτυπο και κανονικά κατέχει λιγότερη ενέργεια. Κατόπιν, αντιστοιχίζοντας σε κάθε αρχέτυπο παλμό που έχει πετύχει μια ισχύ E_i σε χρόνο $t_i + \tau_i$ όπου $A_i > 0$ και $\tau_i > 0$ για όλα τα i . Με άλλα λόγια, ο εξαρτώμενος παλμός επιβραδύνεται από ένα αριθμό τ_i από τον αρχέτυπο παλμό και πετυχαίνει ένα εύρος που είναι αντίστοιχο του εύρους του αρχέτυπου παλμού. Τότε, οι ανωτέρω συνθήκες υποδηλώνουν ότι η διαδικασία των εισερχόμενων παράσιτων, $n_{iT}(t)$, σε ένα δέκτη μπορεί να εκφραστεί σαν

$$n_{iT}(t) = \sum_{i=1}^N [E_i \delta(t - t_i) + A_i E_i \delta(t - t_i - \tau)] \quad (37)$$

όπου οι E_i , A_i , t_i , και τ_i σημαίνουν τυχαίες μεταβλητές.

Η πιθανότητα διανομής εύρους μπορεί τώρα να προσδιοριστεί χρησιμοποιώντας τη γενικοποίηση της μεθόδου μετασχηματισμού του Hankel. Για μια αμετάβλητη συνάρτηση πιθανότητας πυκνότητας στην R_1 , μια συνάρτηση διάδοσης αντίστροφης

απόστασης και μια γενική ανταπόκριση δέκτη-εύρους, η διανομή παίρνει μια μορφή απόκλισης που είναι ίδια με την απόκλιση για την αντίστοιχη περίπτωση ανεξάρτητου παλμού. Με άλλα λόγια, οι στατιστικές πρώτου βαθμού είναι απαθής στις εξαρτήσεις που συμβαίνουν ανάμεσα στους παλμούς. Όμως επηρεάζεται από τις εξαρτήσεις η διανομή του χρόνου ανάμεσα στα επίπεδα διασταύρωσης.

Διανομή Παλμού-Διαστήματος

Σκεφτείτε μια κατάσταση όπου η αρχική ακολουθία των ωθήσεων είναι εκτενώς ξεχωριστές σε σύγκριση με το μέσο όρο του χρόνου επιβράδυνσης ανάμεσα στους παλμούς ούτως ώστε δεν παρεμβάλλονται καθόλου παλμοί ανάμεσα στους συσχετιζόμενους. Ο συνδυασμός των ανταποκρίσεων ενός αρχέτυπου και ενός πολύ-παλλόμενου παλμού θα ονομαστούν μια δέσμη κύματος. Σε μια παύση t_c , ο χρόνος στον οποίο μια ανταπόκριση διασχίζει το επίπεδο u_0 δηλώνεται από το t_0 . Τρεις αμοιβαία αποκλειστικές περιπτώσεις μπορούν τώρα να διακριθούν εξαρτώμενες από την τιμή της παραμέτρου τ , (για απλούστευση η προεγγραφή i θα παραλειφθεί). Στην πρώτη περίπτωση $\tau < t_0$ και μια διασταύρωση του επιπέδου u_0 απαντάται κατά τη διάρκεια της ανταπόκρισης του πολύ-παλλόμενου παλμού. Στην δεύτερη περίπτωση $t_0 < \tau < t_0 + t_c$, και μια διασταύρωση του επιπέδου u_0 απαντάται κατά τη διάρκεια της ανταπόκρισης του αρχέτυπου παλμού. Στην τρίτη περίπτωση $\tau > t_0 + t_c$ και μια διασταύρωση του επιπέδου u_0 απαντάται κατά τη διάρκεια της ανταπόκρισης του αρχέτυπου παλμού. Εάν T_c σημαίνει το χρόνο ανάμεσα σε μια κάτω-διασταύρωση του επιπέδου u_0 και η επομένη άνω-διασταύρωση του επιπέδου u_0 , η διανομή παλμού Διαγραμμάτωσης μπορεί να προσδιοριστεί σαν η πιθανότητα ότι η T_c υπερβαίνει την τιμή t_c , π.χ.

$$\begin{aligned} P(T_0 > t_0) &= P(T_0 > t_0 | \tau < t_0)P(\tau < t_0) \\ &\quad + P(T_0 > t_0 | t_0 < \tau < t_0 + t_c)P(t_0 < \tau < t_0 + t_c) \\ &\quad + P(T_0 > t_0 | \tau > t_0 + t_c)P(\tau > t_0 + t_c) \end{aligned} \quad (38)$$

Εάν η V_{ID} δηλώνει το φάκελο οποιουδήποτε χρόνου κατά τη διάρκεια πολύ – παλλόμενης ανταπόκρισης που συσχετίζεται με ένα αρχικό παλμό που έχει ένα επίπεδο u_0 που διασταυρώνεται στο χρόνο t_0 , τότε η P_D ορίζεται σαν $P(V_{ID} < u_0)$.

Προσδιορίζοντας την μ_{10} σαν την τιμή της άφιξης κύματος-δέσμης και p_0 σαν πιθανότητα μετάδοσης εύρους σε επίπεδο u_0 , η εξίσωση 38 μπορεί να εκφραστεί σαν

$$\begin{aligned} P(T_0 > t_0) = & \exp(-\mu p_0 t_c) P(\tau < t_0) \\ & + p_0 \exp(-\mu p_0 t_c) P(t_0 < \tau < t_0 + t_c) \\ & + P(\tau > t_0 + t_c) \end{aligned} \quad (39)$$

Η πιθανότητα p_D , μπορεί να καθοριστεί από τη γνώση της ισχύος της αρχέτυπης ώθησης, ο χρόνος καθυστέρησης ανάμεσα στο αρχέτυπο και τον πολύ-παλλόμενο παλμό, ο παράγοντας ισχύς-αναλογικότητα του πολύ-παλλόμενου παλμού και η διαφορά στην φάση των προσαρμοζόμενων ανταποκρίσεων. Αυτή η αρίθμηση είναι σχετικά πολύπλοκη και δεν θα παρουσιαστεί καθώς εξαρτάται από το t_c . Η συνάρτηση πιθανότητας πυκνότητας της T_c , $f_{T_0}(t_c)$ μπορεί τώρα να επιτευχθεί στα πλαίσια $f_T(\tau)$ διακρίνοντας το συμπλήρωμα της εξίσωσης 39, π.χ.

$$\begin{aligned} f_{T_0}(t_c) = & \mu p_0 \exp(-\mu p_0 t_c) \int_0^{t_0} d\bar{\tau} \phi_T(\bar{\tau}) \\ & + p_0 \mu p_0 \exp(-\mu p_0 t_c) \int_{t_0}^{t_0+t_c} d\bar{\tau} \phi_T(\bar{\tau}) \\ & + f_T(t_0 + t_c) [1 - p_D \exp(-\mu p_0 t_c)] \end{aligned} \quad (40)$$

Τώρα θα υποθεθεί ότι η πιθανότητα διανομής εύρους στο επίπεδο u_0 στην εξίσωση 40 δίνεται από την εξίσωση 22 ούτως ώστε για επίπεδα u_0 μεγάλο

$$p_0 \cong K_{uD} / u_0 \quad u_0 \gg K_{uD} \quad (41)$$

όπου K_{uD} δηλώνει τη σταθερά για την περίπτωση του εξαρτώμενου – παλμού. Καθώς μετρημένες τιμές της t_c είναι μικρότερες από 1 δευτ. η κατανομή συμβάντος των δεσμών κύματος μ_{10} , είναι μικρότερη από την κατανομή άφιξης των εκκενώσεων (~ 10 αναβοσβήσηματα sec^{-1}) και $K_{uD}/U_0 \ll 1$, η ποσότητα $\mu_{10} p_0 t_c$ είναι μικρή ούτως ώστε η εξίσωση 40 να είναι ακριβώς

$$\begin{aligned} f_{T_0}(t_c) = & (\mu K_{uD} / u_0) \int_0^{t_0} d\bar{\tau} f_T(\bar{\tau}) \\ & + p_D \mu (K_{uD} / u_0) \int_{t_0}^{t_0+t_c} d\bar{\tau} f_T(\bar{\tau}) \\ & + f_T(t_0 + t_c) (1 - p_D) \end{aligned} \quad u_0 \gg K_{uD} \quad (42)$$

Με σκοπό να συμπληρώσουμε την αρίθμηση της διανομής παλμού-διαγραμμάτωσης, η διανομή της τα θα υποτεθεί σαν Rayleigh π.χ.

$$f_T(\bar{\tau}) = \begin{cases} (\bar{\tau}/\sigma_T^2) \exp(-\bar{\tau}/2\sigma_T^2) & 0 \leq \bar{\tau} < \infty \\ 0 & \bar{\tau} < 0 \end{cases} \quad (43)$$

όπου σ_T είναι μια σταθερά. Αντικαθιστώντας την εξίσωση 43 στην 42 τότε έχουμε σαν αποτέλεσμα

$$f_{T_0}(t_c) = K_0 + B_0 \{[(\hat{t}_0 + \hat{t}_c) - r_D \sigma_T] \exp[-(\hat{t}_0 + \hat{t}_c)^2 / 2]\} \quad \hat{t}_c \geq 0 \quad (44)$$

$$\hat{t}_0 = t_0 / \sigma_T$$

$$\hat{t}_c = t_c / \sigma_T$$

$$B_0 = (1 - p_D) / \sigma_T$$

$$r_D = (K_{uD} \mu / u_0) [p_D / (1 - p_D)]$$

$$K_0 = (K_{uD} \mu / u_0) [1 - \exp(-\hat{t}_0 / 2)(1 - p_D)]$$

Μια τυπική καμπύλη της εξίσωσης 44 εντοπίζεται με συντεταγμένες στο **Σχήμα 5**. Το ανώτατο όριο της καμπύλης μπορεί να βρεθεί βάζοντας το παράγωγο της εξίσωσης 44 ίσο με μηδέν ούτως ώστε

$$\hat{t}_c \max = -\hat{t}_0 + (r_D \sigma_T / 2) [1 + (r_D \sigma_T / 2)^2]^{1/2} \quad (45)$$

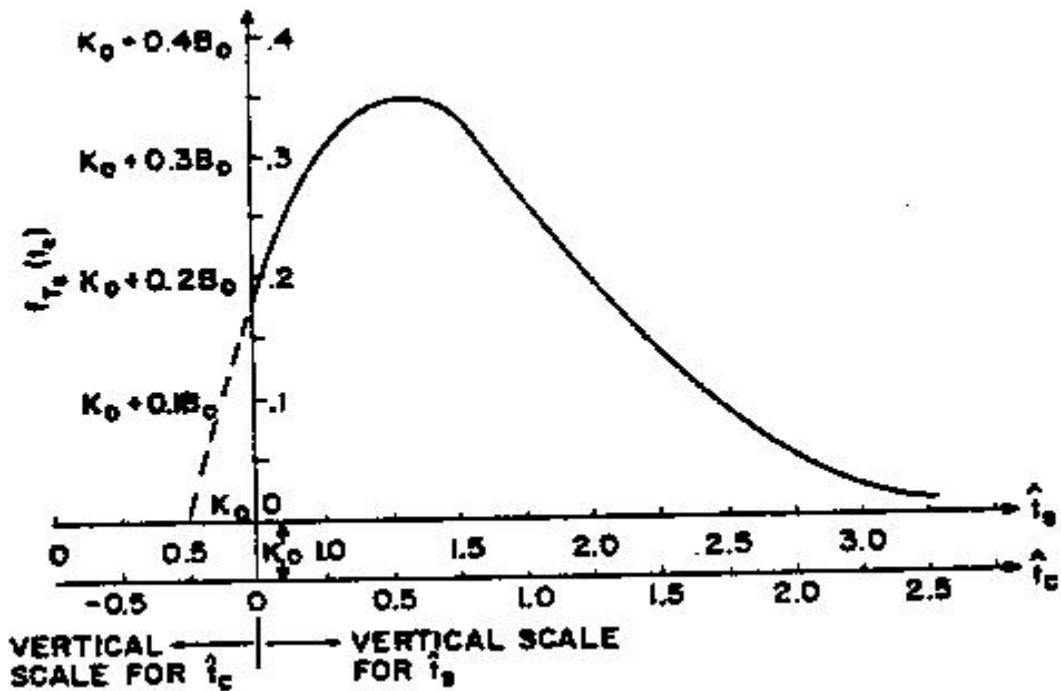
Το ανώτατο όριο που επιτυγχάνεται από τη συνάρτηση πιθανότητας πυκνότητας της T_c δείχνει ότι οι παλμοί είναι εξαρτώμενοι με μια τάση των παλμών να μαζεύονται σε ομοειδή σύνολα γύρω από τη διαγραμμάτωση που δίνεται στην εξίσωση 45. Εάν η αρχέτυπη ακολουθία των παλμών ήταν ανεξάρτητη με υπέρθετες ανταποκρίσεις της διανομής διαγραμμάτωσης του παλμού θα είχε προβλεφθεί μια εκθετική συνάρτηση αλλοίωσης στο χρόνο ανάμεσα στις διασταυρώσεις των επιπέδων. Καθώς η μετρημένη διανομή διαγραμμάτωσης του παλμού δείχνει συσχέτιση ανάμεσα στους παλμούς επιδεικνύοντας ένα ανώτατο όριο στην συνάρτηση πιθανότητας πυκνότητας της T_c , συμπεραίνεται ότι το πρότυπο ώθησης φίλτρου που έχει επιλεγεί παραπάνω αντικατοπτρίζει τις παρατηρούμενες εξαρτήσεις ανάμεσα στους εισερχόμενους παλμούς.

Ένα χαρακτηριστικό των μετρούμενων δεδομένων που δεν μπορεί να προβλεφθεί από τη θεωρητική συνάρτηση πιθανότητας πυκνότητας της T_c είναι ότι η συνάρτηση που παίρνεται πειραματικά είναι μεγαλύτερη στις μικρές τιμές του T_c . Η αξίωση των μη

υπέρθετων δεσμών κύματος προφανώς εισάγουν αυτό το αποτέλεσμα. Εάν οι δέσμες κύματος επιτρέπεται να έχουν κοινά χαρακτηριστικά, είναι αναμενόμενο ότι η θεωρητική συνάρτηση της T_c θα αυξανόταν μονότονα με την ελάττωση με αυξανόμενη T_c με ένα υπέρθετο ανώτατο όριο από δέσμη ομοειδών παλμών.

Περίληψη Και Συμπεράσματα

Ο αρχικός στόχος αυτής της μελέτης είναι να δείξει πως μπορούν να σχηματιστούν τα πρότυπα της ατμοσφαιρικής μετάδοσης με τη γνώση της παγκόσμιας διανομής των καταιγίδων και τις επικρατούσες συνθήκες διάδοσης. Αν και ένας μεγάλος αριθμός από προηγούμενη θεωρητική εργασία βασίζεται στις μετρημένες στατιστικές, εδώ έχει χρησιμοποιηθεί μια πιο θεμελιώδης αντίληψη. Πρώτον, μελετήθηκαν οι δύο φυσικοί παράγοντες. Μετά υποτέθηκαν μερικοί συνδυασμοί της μετάδοσης των πηγών και οι συνθήκες διάδοσης και έχουν παρουσιαστεί υπολογισμοί πιθανότητας διανομής εύρους από τη μέθοδο μετασχηματισμού του Hankel. Έχει αναζητηθεί εδώ η προέλευση των στατιστικών της διανομής και του ρυθμού διασταύρωσης επιπέδου του φακέλου και βρέθηκαν να είναι σε συμφωνία με προηγούμενα θεωρητικά και στατιστικά αποτελέσματα. Για να συμπληρώσουμε τα φυσικά πρότυπα που έχουν επιλεγεί παραπάνω, παρουσιάστηκε ένας μηχανισμός πολύ-σθεναρής προσπάθειας για να εκτιμήσει τις εξαρτήσεις που παρατηρήθηκαν στη διαδικασία της λαμβανόμενης μετάδοσης. Σε αυτήν την περίπτωση βρέθηκαν στατιστικές πρώτου βαθμού για ένα απλό πρότυπο ότι είναι ανεπηρέαστες από το σύμπλεγμα. Όμως, αποδείχτηκε ότι προβλέπει το σύμπλεγμα, μια καινούρια παράσταση της μετάδοσης παλμού-διαγραμμάτωσης, μια στατιστική που υποδεικνύει συσχετίσεις ανάμεσα στους παλμούς. Ιδιαίτερα παρουσιάστηκε ένα ανώτατο όριο για τιμές φακέλου, η συνάρτηση πιθανότητας μετάδοσης που σχετίζεται με τη μετάδοση παλμού διαγραμμάτωσης. Καθώς μετρήθηκε ότι οι καμπύλες της συνάρτηση πιθανότητας διανομής επίσης κατέχουν ένα ανώτατο όριο, βγήκε το συμπέρασμα ότι το αξίωμα του προτύπου πολύ-παλμό μπορεί να εκτιμηθεί για τις παρατηρούμενες εξαρτήσεις. Συμπερασματικά, το μεγαλύτερο απλό πλεονέκτημα των προτύπων που χρησιμοποιήθηκαν σε αυτή τη μελέτη είναι ότι μπορεί να επιτευχθεί μια ακριβής αντιπροσώπευση της μετάδοσης από τη γνώση δύο μεγάλων φυσικών παραγόντων με μετρημένες στατιστικές που εξασφαλίζουν ένα έλεγχο στα αποτελέσματα.



Σχήμα 5

Μια Μέθοδος Μετασχηματισμού Για Τον Προσδιορισμό Της Πιθανότητας Μετάδοσης Εύρους HANKEL

Η παρουσίαση του συντονιστή της εξίσωσης 11 απεικονίζεται στο **Σχήμα A1** για $t > t_N > \dots > t_2 > t_1$. Η N που αντιδρά αθροισμένη στην εξίσωση 11 μπορεί να θεωρηθεί σαν ένα σύνολο από ανύσματα εναλλασσόμενα σε γωνιακή συχνότητα ω_c . Παρουσιάζοντας το σύνολο του ανύσματος N αποδίδει ένα επακόλουθο άνυσμα με εύρος $V(t)$ και φάση $\Psi_c(t)$. Η μέθοδος μετασχηματισμού Hankel είναι το εργαλείο που χρειάζεται για να σχετίσουμε τη $V(t)$, την ένταση ήχου του επακόλουθου αθροίσματος στην εξίσωση 11 για μια σταθερή τιμή του N (π.χ. $N=k$). Αυτή η μέθοδος είναι στην πραγματικότητα ένα αποτέλεσμα του θεωρήματος της χαρακτηριστικής συνάρτησης για τον προσδιορισμό της συνάρτησης πιθανότητας πυκνότητας ενός συνόλου από ανεξάρτητα τυχαία ανοίγματα. Στην θεωρία της πιθανότητας αυτό το θεώρημα εκφράζει ότι η χαρακτηριστική συνάρτηση ενός συνόλου από ανεξάρτητα τυχαία ανοίγματα μπορεί να ευρεθεί μορφοποιώντας το προϊόν των χαρακτηριστικών συναρτήσεων των ανεξάρτητων τυχαίων διεξόδων. Εάν επιπροσθέτως, στις παραπάνω συνθήκες, τα ανεξάρτητα τυχαία ανοίγματα έχουν σταθερά διανεμόμενη φάση, τότε η χαρακτηριστική συνάρτηση του φακέλου που

προκύπτει γίνεται $H_{V_{N=k}}(p)$, η χαρακτηριστική συνάρτηση του φακέλου στην ανεξάρτητη διεξοδο i th ($i=1 \dots N$) γίνεται $H_{V_i}(p)$ και το χαρακτηριστικό θεώρημα της συνάρτησης απλοποιείται σε

$$H_{V_{N=k}}(p) = \prod_{i=1}^k H_{V_i}(p) \quad (A1)$$

$$H_{V_i}(p) = E \{ J_0 [p V_i(t)] \} \quad (A2)$$

Η εξίσωση A2 μπορεί να σχηματιστεί καθορίζοντας τη χαρακτηριστική συνάρτηση του φακέλου του ανύσματος i th στις ορθογώνιες συντεταγμένες. Π.χ.

$$\phi_{X_i, Y_i}(p_1, p_2) = E \{ \exp(jX_i p_1 + jY_i p_2) \} \quad (A3)$$

$$X_i = V_i \cos \Psi_i$$

$$Y_i = -V_i \sin \Psi_i$$

$$V_i = E_i b(t - t_i)$$

$$\Psi_i = -(w_c t_i + \Psi)$$

Με τη βοήθεια του Σχήματος A2 η εξίσωση A3 μπορεί να αναπαρασταθεί στις πολικές συντεταγμένες σαν

$$\phi_{X_i, Y_i}(p_1, p_2) = E \{ \exp[jV_i p \cos(w_c t_i + \Psi - \theta_v)] \} \quad (A4)$$

$$p = (p_1^2 + p_2^2)^{1/2}$$

$$\theta_v = \tan^{-1}(p_2 / p_1)$$

Συμπεραίνοντας ότι η Ψ είναι ανεξάρτητη του V_i και διανεμόμενη σταθερά στη διακύμανση (0,2) η εξίσωση A4 γίνεται

$$\phi_{X_i, Y_i}(p_1, p_2) = \int_0^\infty du_i f_{V_i}(u_i) \int_0^{2\pi} (d\psi / 2\pi) \bullet \exp[jpu_i \cos(w_c t_i + \psi - \theta_v)] \quad (A5)$$

Προσδιορίζοντας το ολοκλήρωμα στο ψ σαν $J_0(pu_i)$ η εξίσωση A5 απλοποιείται σε

$$\phi_{X_i, Y_i}(p_1, p_2) = \int_0^\infty du_i f_{V_i}(u_i) J_0(pu_i) \quad (A6)$$

$$\dot{\eta}$$

$$\phi_{X_i, Y_i}(p_1, p_2) = E[J_0(pV_i)] \quad (A7)$$

Ο προσδιορισμός που δίνεται από την εξίσωση A2 είναι τώρα φανερός καθώς η p μόνη μπαίνει στην εξίσωση A7. Γι' ένα σταθερό N (π.χ. $N = k$) $\phi_{XY/N}(p_1, p_2)$, η χαρακτηριστική συνάρτηση δίνεται από

$$\phi_{XY/N_i}(p_1, p_2) = \prod_{i=1}^k \phi_{X_i, Y_i}(p_1, p_2) \quad (A8)$$

Αντικαθιστώντας την εξίσωση A7 στην εξίσωση A8 αποδεικνύει την αξιοπιστία της εξίσωσης A1 καθώς το προϊόν είναι επίσης μια συνάρτηση του p μόνου. Συμπεραίνουμε ότι τα ανοίγματα k είναι ανεξάρτητα και όμοια διανεμόμενα, οι εξισώσεις A2, A7 και A8 αποδίδουν

$$\phi_{XY/N}(p_1, p_2) = H_{V_i}^k(p) \quad (A9)$$

Για να προσδιορίσουμε το αποτέλεσμα της συνάρτησης πιθανότητας πυκνότητας για $N = k$ το άνωσμα σημειώνει ότι

$$\phi_{XY/N}(x, y) = [1/(2\pi)^2] \int_0^\infty \int_0^\infty dp_1 dp_2 \phi_{XY/N}(p_1, p_2) \exp(-jp_1 x - jp_2 y) \quad (A10)$$

Μετασχηματίζοντας την εξίσωση A10 στις πολικές συνθήκες και χρησιμοποιώντας τις εξισώσεις A1 και A9 απορρέει ότι

$$\phi_{XY/N}(x, y) = (1/2\pi) \int_0^\infty dp p H_{V_{n-k}}(p) \int_0^{2\pi} \frac{d\theta_v}{2\pi} \exp[-jup \cos(\theta_v + \psi)] \quad (A11)$$

ή

$$\phi_{XY/N}(x, y) = (1/2\pi) \int_0^\infty dp p H_{V_{n-k}}(p) J_0(up) \quad (A12)$$

Η συνάρτηση πιθανότητας πυκνότητας του αποτελέσματος δίνεται τώρα από τον

$$f_{V/N}(u) = u \int_0^\infty dp p H_{V_{n-k}}(p) J_0(up) \quad (A13)$$

για το αποτέλεσμα του φακέλου μπορεί να προσδιοριστεί από τον υποθετικό μετασχηματισμό Hankel για $N=k$ από

$$H_V(p) = \sum_{k=0}^{\infty} H_{V_{n-k}}(p) P[N = K] \quad (A14)$$

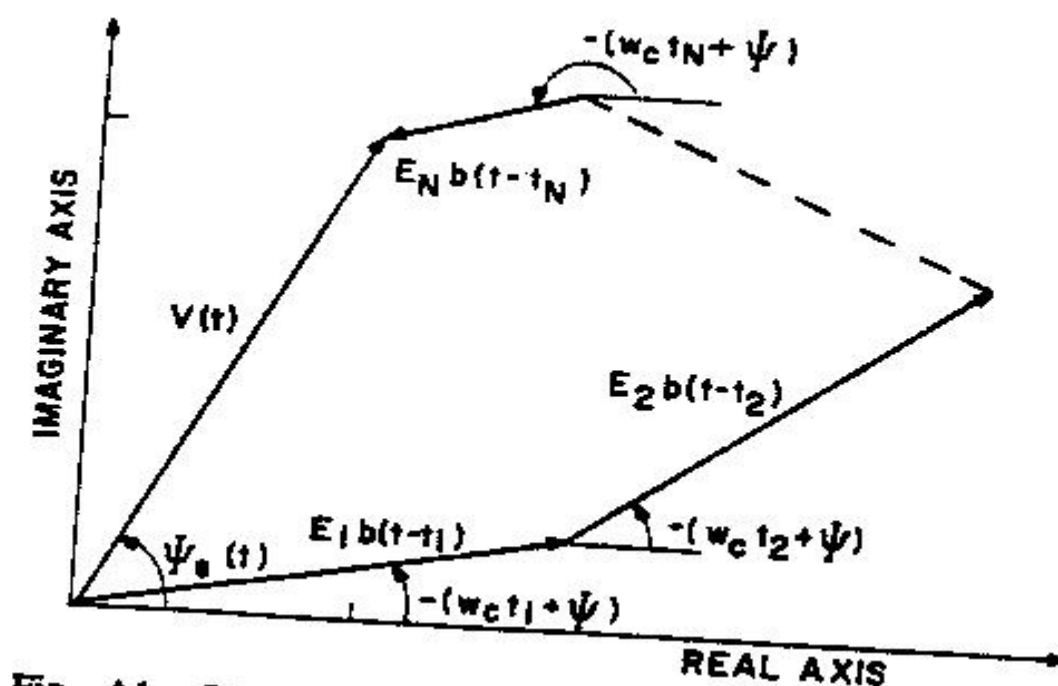
$$P[N = K] = \exp(-\mu T) (\mu T)^k / k! \quad k = 0, 1, 2, \dots$$

Συνδυάζοντας τις εξισώσεις A9 και A14 οδηγεί στην έκφραση αυτόνομης μορφής

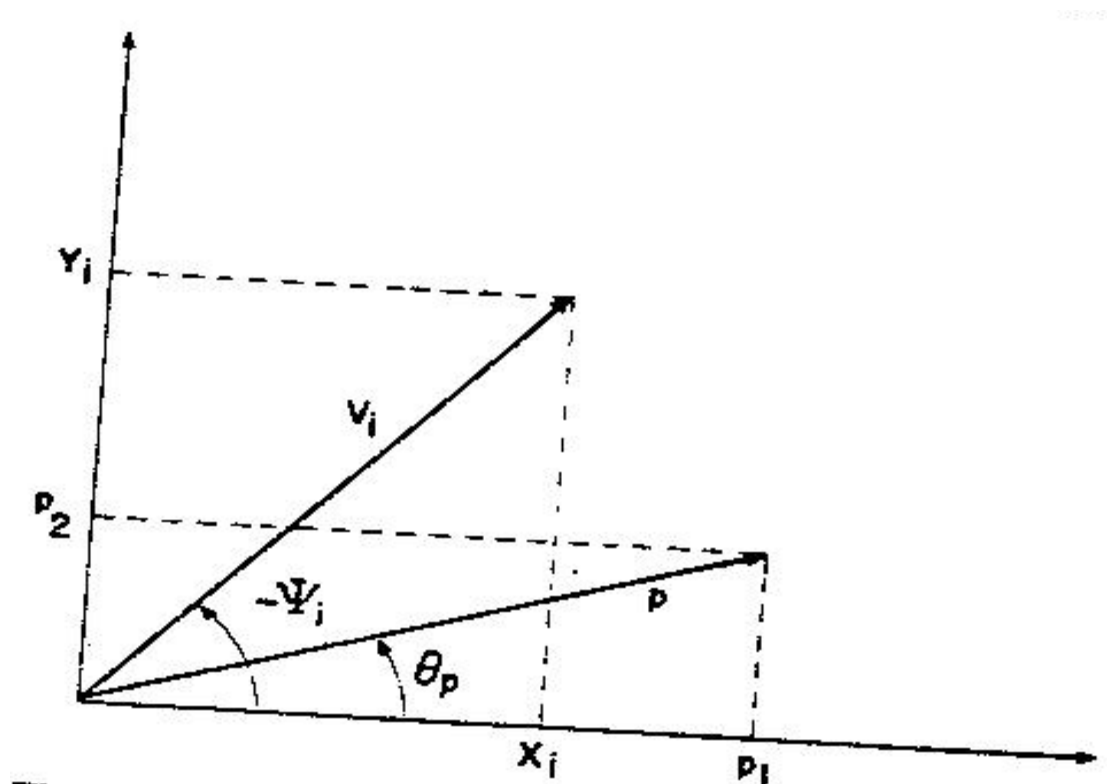
$$H_V(p) = \exp\{-\mu T[H_{V_i}(p) - 1]\} \quad (A15)$$

Αντικαθιστώντας την εξίσωση A2 στην εξίσωση A15 και μετασχηματίζοντας αντίστροφα το αποτέλεσμα αποδίδει τις εξισώσεις 13 και 14.

Η προσέγγιση μπορεί να επεκταθεί για να συμπεριλάβει την περίπτωση στην κατέχονται οποία οι εξαρτήσεις της διαδικασίας της εισερχόμενης μετάδοσης (εξίσωση 37). Καθώς η μέθοδος μετασχηματισμού Hankel απαιτεί ένα άθροισμα από ανεξάρτητα ανοίγματα, όλα τα συσχετιζόμενα εξαρτώμενα ανοίγματα προστίθενται προηγουμένως στην εφαρμογή της εξίσωσης A1.



Σχήμα A1



Σχήμα Α2

Αποτίμηση Των Υποθετικών Πιθανοτήτων Στην Διανομή Παλμού-Διαγραμμάτωσης

Οι υποθετικές πιθανότητες στην εξίσωση 38 μπορούν να προσδιοριστούν όπως κατωτέρω. Καθώς υποτίθεται ότι δεν απαντώνται παλμού ανάμεσα στους εξαρτημένους παλμούς

$$P\langle T_c > t_c | \tau > t_0 + t_c \rangle = 1 \quad (B1)$$

Η υποθετική πιθανότητα $P(T_c > t_c | \tau > t_0 + t_c) = 1$ μπορεί να προσδιοριστεί επιτρέποντας στις δέσμες κυμάτων K να επέρχονται ανεξάρτητα στο βαθμό μ_0 στο διάστημα t_0 . Τότε η πιθανότητα των δεσμών κύματος t_0 συμπεραίνεται ότι είναι κατανομή Poisson με παράμετρο μ_0 ούτως ώστε

$$P\langle T_c > t_c | \tau < t_0 \rangle = \sum_{k=0}^{\infty} P\langle T_c > t_c | \tau < t_0, K = k \rangle \exp(-\mu t_c) [(\mu t_c)^k / k!] \quad (B2)$$

Εάν η V_{iD} σημαίνει το φάκελο κάθε στιγμής κατά τη διάρκεια της δέσμη κύματος i th, τότε η υποθετική πιθανότητα στο άθροισμα της εξίσωσης B2 μπορεί να υπολογιστεί βρίσκοντας την πιθανότητα ότι ο φάκελος παραμένει κάτω από το επίπεδο u_0 σε κάθε σημείο ολόκληρου του διαστήματος t_c π.χ.

$$P\langle T_c > t_c \mid \tau < t_0, K = k \rangle = P(V_{i1} < u_0, V_{i2} < u_0, \dots, V_{ik} < u_0) \quad (B3)$$

Καθώς οι δέσμες κύματος είναι ανεξάρτητες,

$$P\langle T_c > t_c \mid \tau < t_0, K = k \rangle = (1 - p_0)^k \quad (B4)$$

όπου $p_0 = 1 - P(V < u_0)$ και είναι η πιθανότητα διανομής εύρους στο επίπεδο u_0 .

Αντικαθιστώντας την εξίσωση B4 σε B2 και παρουσιάζοντας το άθροισμα καταλήγει

$$\text{σε } P\langle T_c > t_c \mid \tau < t_0 \rangle = \exp(-\mu p_0 t_c) \quad (B5)$$

Η υποθετική πιθανότητα $P\langle T_c > t_c \mid t_0 < \tau < t_0 + t_c \rangle$ μπορεί να υπολογιστεί με ένα τρόπο που είναι παρόμοιος με τους παραπάνω υπολογισμούς

$$P\langle T_c > t_c \mid t_0 < \tau < t_0 + t_c \rangle = \sum_{k=0}^{\infty} P(V_{iD} < u_0, V_{i1} < u_0, \dots, V_{ik} < u_0) \cdot \exp(-\mu t_c) [(\mu t_c)^k / k!] \quad (B6)$$

Καθώς η δέσμη κατέχει ένα επίπεδο διασταύρωσης u_0 σε χρόνο t_0 και οι δέσμες k στο διάστημα t_c είναι ανεξάρτητες

$$P(V_{iD} < u_0, V_{i1} < u_0, \dots, V_{ik} < u_0) = p_D (1 - p_0)^k \quad (B7)$$

όπου η $p_D = P(V_{iD} < u_0)$. Αντικαθιστώντας την εξίσωση B7 στην B6 και υπολογίζοντας το άθροισμα δίνει

$$P\langle T_c > t_c \mid t_0 < \tau < t_0 + t_c \rangle = p_D \exp(-\mu p_D t_c) \quad (B8)$$

Συνδυάζοντας τις εξισώσεις 38, B1, B5 και B8, αποδίδεται η εξίσωση 39.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 6

ΜΕΤΡΗΣΙΜΑ ΣΤΑΤΙΣΤΙΚΑ ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΑ ΤΗΣ VLF

A.D. WATT AND E. L. MAXWELL

Απόσπασμα: Περιγράφεται η διατάραξη στη μέτρηση της αθροιστικής διανομής των παλμών εύρους και διαστήματος σε ένα στιγμιαίο φάκελο της ισχύος του πεδίου της ατμοσφαιρικής μετάδοσης. Γενικά, η ατμοσφαιρική μετάδοση VLF που παρατηρήθηκε στους 22 kc σε μια ζώνη 1 kc κατά τη διάρκεια του φθινοπώρου του 1955 σε γεωγραφικό πλάτος 9°B 71°B βρέθηκαν να έχει ένα ανώτατο όριο διακύμανσης στο μέσο όρο του επιπέδου ισχύος, συμπεριλαμβανομένων και των επιρροών από το χρόνο και τη γεωγραφική τοποθεσία, σε περίπου 46 db. Η δυναμική διακύμανση του στιγμιαίου φακέλου μετάδοσης, που μετρήθηκε κατά τη διάρκεια μιας χρονικής περιόδου 20 έως 30 λεπτών, καθορίστηκε ότι είναι η αναλογία του πεδίου ισχύος υπερβάλλουσα κατά 0.0001 τοις εκατό του χρόνου έως την υπερβάλλουσα 90 τοις εκατό τέτοιων χρονικών περιόδων. Η δυναμική διακύμανση σε μια ζώνη του 1 kc, για 66 περιόδους που μετρήθηκαν, ποίκιλε από 59 έως 102 db. Ο μέσος όρος της δυναμικής διακύμανσης στην Αρκτική ήταν 68 db και στους τροπικούς 81db. Ο φάκελος μετάδοσης σε επίπεδα χαμηλού εύρους βρέθηκε να είναι κατανεμημένος Rayleigh, ενώ αυτός των υψηλότερων επιπέδων πλησιάζει μια κατανομή η οποία έχει πολύ μεγαλύτερη στο επίπεδο για μια δεδομένη αλλαγή στην πιθανότητα. Γενικά στα υψηλότερα επίπεδα, η διαγραμματάωση ανάμεσα στους παλμούς δεν εμφανίζεται τυχαία στις εύκρατες και αρκτικές περιοχές, αλλά οι παλμοί μετάδοσης που παρατηρήθηκαν στους τροπικούς φάνηκαν να είναι πιο τυχαίοι στο χώρο. Όταν το εύρος ζώνης του δέκτη μειώνεται, η δυναμική διακύμανση πλησιάζει τα 21.18 db, η τιμή που αναμένεται από το φάκελο διανομής Rayleigh απορρέει από ένα τερματικό εισαγόμενο μετάδοσης. Το εύρος ζώνης στο οποίο συμβαίνει αυτό θα εξαρτάται από το χαρακτήρα της ατμοσφαιρικής μετάδοσης την ώρα της

παρατήρησης, αλλά φαίνεται από τις μετρήσεις μας στους 22 kc να είναι 0.2 κύκλοι ανά δευτερόλεπτο.

Εισαγωγή

Είναι ένα πολύ γνωστό γεγονός το ότι ο μεταφορέας προς αναλογία μετάδοσης που χρειάζεται για ένα συγκεκριμένο βαθμό εξυπηρέτησης σε ένα δεδομένο ράδιο σύστημα εξαρτάται από τα χαρακτηριστικά της μετάδοσης καθώς επίσης και σε αυτά της διαμόρφωσης που χρησιμοποιείται στον πομπό και της αποδιαμόρφωσης που χρησιμοποιείται στο δέκτη. Εξ'αιτίας της σπουδαιότητας του, να γνωρίζεις το χαρακτήρα της μετάδοσης καθώς επίσης και το επίπεδό της όταν εκτιμάς ή προβλέπεις την απόδοση ενός ασύρματου συστήματος, η ανάγκη για μια λεπτομερή έρευνα των στατιστικών χαρακτηριστικών της ατμοσφαιρικής μετάδοσης είναι άμεσα φαινομενική.

Η ατμοσφαιρική μετάδοση περισσότερο από τη θερμική ή την ώθηση μετάδοσης την κατασκευασμένη από τον άνθρωπο είναι ο περιοριστικός παράγοντας μετάδοσης για ένα μεγαλύτερο ποσοστό του χρόνου στην διακύμανση VLF παρά στις άλλες διακυμάνσεις συχνότητας. Γι'αυτό το λόγο έχουμε επιλέξει αυτήν την περιοχή συχνότητας ηλεκτρομαγνητικού φάσματος για τις αρχικές φάσεις της λεπτομερούς μελέτης των στατιστικών χαρακτηριστικών της ατμοσφαιρικής μετάδοσης.

Τα αποτελέσματα του πεδίου της ατμοσφαιρικής ράδιο μετάδοσης που απορρέουν από το συνδυασμό ενός μεγάλου αριθμού ουσιωδώς ανεξαρτήτων γεγονότων, αυτό το κάνει άμεσα υποκείμενο σε στατιστική χρήση. Αν και οι εκκενώσεις των αστραπών οι οποίες είναι η αρχική πηγή των ατμοσφαιρικών παρασίτων είναι ουσιωδώς ανεξάρτητα γεγονότα, οι αποκλίσεις στο πεδίο της μετάδοσης στο δέκτη δεν απαντώνται εντελώς τυχαία. Αυτή η εκκίνηση από μια διανομή τυχαίου χρόνου προκαλείται από τη συσχέτιση του χρόνου που εισάγεται σύμφωνα με την τροχιά πολλαπλής διάδοσης με τα διάφορα χαρακτηριστικά τους επιβράδυνσης της διάδοσης και το γεγονός ότι ανεξάρτητες εκκενώσεις αστραπών συνήθως περιέχουν πολλαπλά χτυπήματα.

Ένας ακριβής καθορισμός του πεδίου της μετάδοσης στην έννοια της στατιστικής μπορεί να είναι πολύ σύνθετος και απαιτεί τη συσσώρευση μεγάλου αριθμού

δεδομένων. Συζητήσεις γι αυτό το πρόβλημα δίνονται από τους Hoff και Sullivan, Horner και Hoff και Johnson. Εν τούτοις, είναι δυνατόν να εξασφαλίσουμε τις περισσότερες από τις σχετικές πληροφορίες για το πεδίου του φακέλου της ατμοσφαιρικής μετάδοσης μετρώντας το εύρος διανομής και τη διανομή παλμού-διαγραμμάτωσης. Αυτές οι δύο διανομές δίνουν πληροφορίες οι οποίες είναι πολύ χρήσιμες στο να προβλέπουν την απόδοση των λειτουργικών ράδιο συστημάτων με τη παρουσία τέτοιου είδους μετάδοσης. Το είδος των στοιχείων που επιτυγχάνονται εξηγούνται καλύτερα εξετάζοντας τον εξοπλισμό που χρησιμοποιείται κάνοντας τις μετρήσεις. Πρέπει να επισημανθεί ότι, αν και τα αποτελέσματα που παρουσιάζονται εδώ είναι μόνο για τη ζώνη συχνότητας VLF, έχει γίνει ένας περιορισμένος αριθμός από παρόμοιες μετρήσεις με τον ίδιο εξοπλισμό σε μεγαλύτερες συχνότητες. Μέχρι σήμερα οι μεγαλύτερες συχνότητες φαίνεται να έχουν μικρότερες δυναμικές διακυμάνσεις, αλλά σχεδιάζεται επιπλέον έρευνα ατού και άλλων χαρακτηριστικών της υψηλής συχνότητας μετάδοσης.

Μετρήσιμοι Παράμετροι Και Χρησιμοποιούμενος Εξοπλισμός

Με τον παρακάτω εξοπλισμό, λαμβάνονται αθροιστικές διανομές εύρους του φακέλου του πεδίου ασύρματης μετάδοσης. Η κεραία που αναφέρεται εδώ και χρησιμοποιήθηκε για όλες τις μετρήσεις ήταν 6-πόδια-τετράγωνη, 15-απόκλιση, προφυλασόμενη κεραία σχήματος βρόχου. Μερικές προηγούμενες μετρήσεις έγιναν με μια κατακόρυφη ένωση, όμως βρέθηκε σε πολλές τοποθεσίες η προφυλασόμενη κεραία σχήματος βρόχου προϋπέθετε μια σημαντική μείωση στην τοπικά παραγόμενη μετάδοση. Ένας άλλος λόγος για την επιλογή της προφυλασόμενης κεραίας σχήματος βρόχου είναι ότι έπρεπε να παρθούν μετρήσεις στην αρκτική περιοχή και οι ενώσεις που λειτουργούσαν στην περιοχή ήταν συχνά επιρρεπείς σε υψηλό αριθμό από παράσιτα είδους κατακρημνισμάτων. Οι κεραίες σε σχήμα βρόγχου χρησιμοποιούνται συχνά σε περιοχές που λαμβάνουν VLF και η χρήση της κεραίας σχήματος βρόγχου προϋποθέτει ισοδύναμα πεδία μετάδοσης τα οποία είναι τα ίδια με αυτά τα οποία στην πραγματικότητα θ'αντιμετωπιστούν στην πράξη. Επίσης τα κατευθυντικά χαρακτηριστικά της κεραίας σχήματος βρόγχου επιτρέπουν την εξέταση των αλλαγών στο χαρακτήρα της μετάδοσης που φτάνει από διαφορετικές κατευθύνσεις. Ο δέκτης ήταν ελεγχμένος με βαθμονομημένα όργανα στα πλαίσια ενός ισοδύναμου ηλεκτρικού

πεδίου, σε μικροβόλτ ανά μέτρο, για ένα σήμα στην επίπεδη επιφάνεια της κεραίας σχήματος βρόγχου και το ισοδύναμο μετρούμενο πεδίο μετάδοσης είναι το ολοκλήρωμα πάνω σε όλες τις κατευθύνσεις της άφιξης, τροποποιούμενο από κατευθυντικά χαρακτηριστικά της κεραίας σχήματος βρόγχου. Χρησιμοποιήθηκε η σχετικά μεγάλη κεραία σχήματος βρόγχου επειδή έχει χαμηλή ισοδύναμη θερμικό πεδίο μετάδοσης από περίπου 0.4 $\mu\text{V/m}$ σε ένα εύρος ζώνης 1000 στα 20 kc. Αυτό προϋποθέτει αμελητέα μόλυνση του πεδίου της ατμοσφαιρικής μετάδοσης στα 2 $\mu\text{V/m}$, το χαμηλότερο πεδίο που μετρήθηκε με αυτό το εύρος ζώνης.

Η συσκευή του δέκτη, έχει μια ενσωματωμένη διάταξη μείωσης η οποία επιτρέπει στα αποτελεσματικά ευαίσθητα επίπεδα του διευκρινιστή εύρους μονάδες που ποικίλουν από 2 $\mu\text{V/m}$ έως 0.52 V/m . Το φίλτρο χαμηλού περάσματος στη μονάδα ανορθωτή επιλέχθηκε προσεκτικά για να εξασφαλίσει επαρκή μείωση στο κέντρο ή στο φέρον κύμα της συχνότητας και ακόμα να έχει αμελητέα μείωση στις συχνότητες που περιέχονται στο φάκελο της μετάδοσης. Είναι ουσιώδες να αντιπροσωπεύονται επακριβώς οι πυκνότητες υψηλής πιθανότητας. Ο διευκρινιστής εύρους και το ηλεκτρικό κύκλωμα πύλης έχουν μια υστέρηση περίπου 0.2 βολτ στο ευαίσθητο επίπεδο, ενώ τα επίπεδα ορίου των τριών διευκρινιστών εύρους είναι 2,5 και 10 βολτ αντίστοιχα.

Οι αθροιστικές διανομές επιτυγχάνονται ελέγχοντας μέσω πύλης σε σήμα 10 kc για μια χρονική περίοδο κατά τη διάρκεια της οποίας πρέπει να επιτευχθούν ενδείξεις οργάνων και να μετρηθεί ο αριθμός των κύκλων κατά τη διάρκεια των οποίων υπερβαίνεται το όριο διαφοράς δυναμικού του διευκρινιστή εύρους. Χρειάζονται ποικίλες βάσεις χρόνου για να επιτευχθούν σταθερά στατιστικά στοιχεία, γενικά 100 δευτερόλεπτα χρησιμοποιούνται για τιμές των 5 τοις εκατό και μεγαλύτερες, 200 δευτερόλεπτα για τιμές στην διακύμανση των 0.0005 προς 5 τοις εκατό. Γενικά, χρειάζεται ένα σύνολο από περίπου 10 λεπτά για να πάρουμε όλες τις ενδείξεις οργάνου εκτός από τις τρεις τελευταίες χαμηλού-ποσοστού, οι οποίες μπορεί να χρειαστούν 10 έως 20 δευτερόλεπτα ούτως ώστε να επιτευχθούν σταθερά στατιστικά στοιχεία. Το σύνολο του χρόνου που χρειάζεται είναι μια συνάρτηση του τύπου της μετάδοσης που μετράται, με το να απαιτείται πολύς χρόνος για μετάδοση με μεγάλο δυναμικό πεδίο.

Οι διανομές του χρόνου λαμβάνονται με τον παρακάτω εξοπλισμό. Στην ουσία χρησιμοποιείται το ίδιο λεπτομερές σχέδιο κυκλώματος όπως παραπάνω, στο εισερχόμενο και την έχουσα προδιάθεση για προς τα κάτω ή μονάδα ηλεκτρικού κυκλώματος phantastrom. Αυτή η μονάδα, λειτουργώντας σε ένα συγκεκριμένο αισθαντικό επίπεδο, μετασχηματίζει το χρόνο διαγραμμάτωσης ανάμεσα στους παλμούς σε αποκλίσεις εύρους.

Δύο επιπλέον μονάδες διευκρινηστού εύρους που σχεδιάστηκαν σαν διευκρινηστής T και διευκρινηστής 0.35 T κανονίστηκαν να καταγράφουν μια αποτίμηση στον κατάλληλο μετρητή όταν η διαγραμμάτωση ανάμεσα στους παλμούς υπερβαίνει την δηλούμενη τιμή. Η πραγματική τιμή του T επιλέγεται με ένα διακόπτη που αλλάζει την κλίση ανάπτυξης προς τα κάτω αυτής της μονάδας. Οι διαθέσιμες τιμές του T ποικίλουν από 0.1 χιλιοστό του δευτερολέπτου έως 10 δευτερόλεπτα. Τα πραγματικά ποσοστά του χρόνου στη διαγραμμάτωση ανάμεσα στους παλμούς υπερβαίνουν τις τιμές του T_a και $0.35 T_a$ που λαμβάνονται διαιρώντας και διαβάζοντας τους μετρητές 2 και 3 από την ένδειξη οργάνου του μετρητή 1, ο οποίος καταγράφει τον ολικό αριθμό των εκκενώσεων που υπερβαίνουν το δεδομένο επίπεδο. Ο πραγματικός χρόνος που απαιτείται για να πάρουμε στατιστικά σταθερά ποσοστά ποικίλει με το επίπεδο ενός παρόμοιου στυλ με αυτό που περιγράφεται για τη διανομή εύρους.

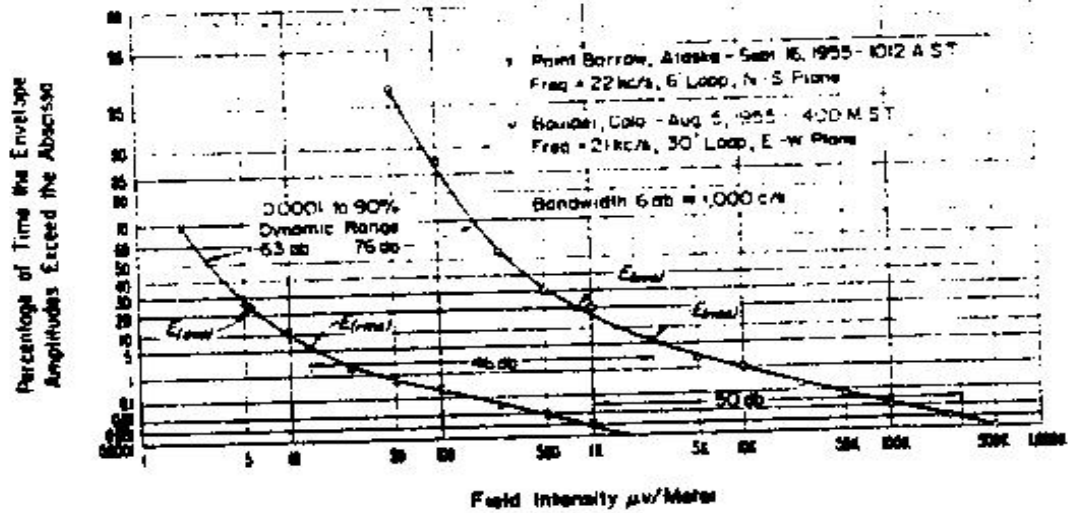
Πληροφορίες για τη διανομή εύρους του παλμού μπορεί να επιτευχθεί εύκολα αναστρέφοντας την εκ διαμέτρου αντίθεση του πρώτου διευκρινηστή εύρους, αλλά δεν δίνονται σε αυτή τη μελέτη τέτοιου είδους διανομές.

Μετρήσιμο Εύρος Και Διανομές Χρόνου

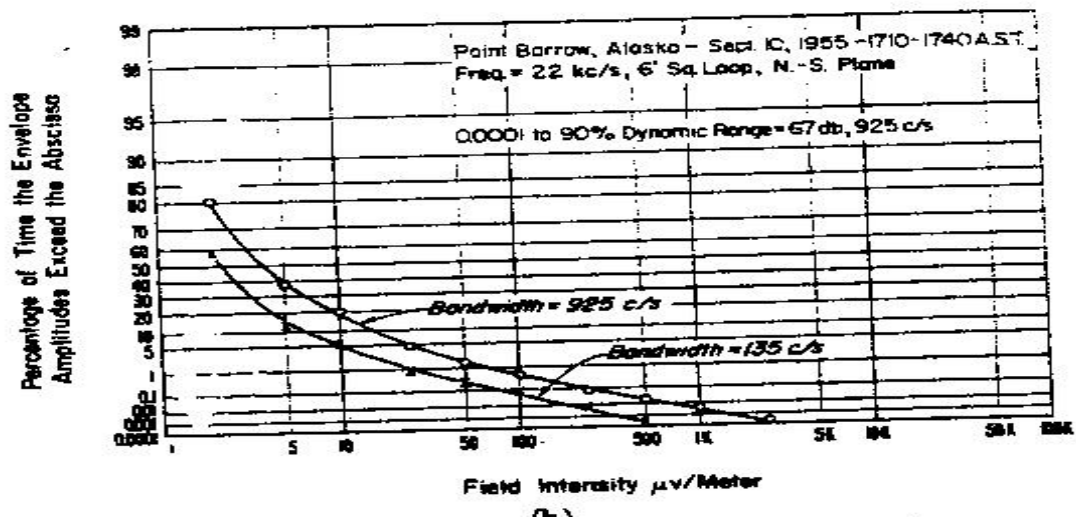
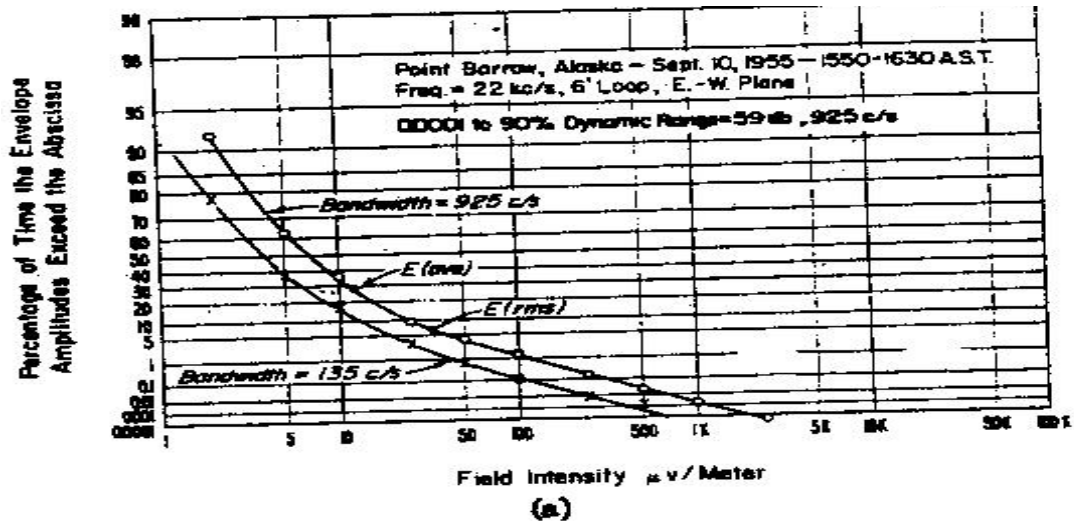
Στατιστικές μετρήσεις της ατμοσφαιρικής μετάδοσης έχουν γίνει με τον εξοπλισμό που περιγράφεται στην προηγούμενη ενότητα στο Point Barrow, στην Αλάσκα (71.2°B, 156.8°Δ), στο Kenai, Αλάσκα (60.4°B, 150.3°Δ), Boulder, Κολορ. (40°B, 005.3°Δ), Balboa, Canal Zone (9°B, 80°Δ). Παρόμοιες μετρήσεις εύρους της ατμοσφαιρικής μετάδοσης έχουν γίνει από άλλους με αξιοσημείωτα διαφορετικό εξοπλισμό οργάνων στο Slough, στην Αγγλία,¹⁰ Gainesville, Φλα.

Ένας αριθμός από ενδιαφέρουσες ιδιότητες της ατμοσφαιρικής μετάδοσης μπορεί να εξακριβωθεί παρατηρώντας συγκεκριμένα παραδείγματα από μετρημένες διανομές. Πρέπει να δοθεί έμφαση στο ότι, αν και έχουν μετρηθεί πάνω από εκατό διανομές κατά τη διάρκεια αυτής της περιόδου των μερικών μηνών, πρέπει να εξασφαλιστούν περισσότερα στοιχεία πάνω σε μια μεγαλύτερη χρονική περίοδο και σε περισσότερες γεωγραφικές τοποθεσίες πριν να μπορούν να γίνουν ικανοποιητικά ακριβείς λεπτομερείς παρουσιάσεις των αναμενόμενων διανομών μετάδοσης-πεδίου. Όμως, είναι κατανοητό ότι τα στοιχεία πράγματι διευθετούν τη βάση για μια καλή προσέγγιση στο στατιστικό χαρακτήρα του πεδίου μετάδοσης της VLF και των παραγόντων που επηρεάζουν αυτό το χαρακτήρα.

Στο **σχήμα 1**, μπορείτε να δείτε τη στρογγυλοποίηση της διακύμανσης των αποκλίσεων σε επίπεδο που μπορεί να αναμένεται για το πεδίο μετάδοσης, όπου φαίνονται οι διανομές με τον ανώτερο και τον κατώτερο παρατηρούμενο μέσο όρο των επιπέδων ισχύος. Η καμπύλη υψηλού-επιπέδου επιτεύχθηκε στο Boulder, Colo, σε μια ημέρα με μεγάλο αριθμό τοπικών απογευματινών βουνίσσιων καταιγίδων. Η καμπύλη χαμηλού-επιπέδου επιτεύχθηκε στο Point Barrow, στην Αλάσκα, κατά τη διάρκεια του πρωινού μιας σχετικά ήσυχης ημέρας. Αυτές οι διακυμάνσεις του επιπέδου μετάδοσης είναι πολύ γνωστές σαν συνάρτηση του χρόνου, του τόπου και της κατεύθυνσης. Όμως πολύ λίγα είναι γνωστά για τις διακυμάνσεις στο στατιστικό χαρακτήρα καθώς μια συνάρτηση από αυτές τις διάφορες παραμέτρους **σχήμα 2(α)** και **2(β)** περιέχουν διανομές οι οποίες έχουν παρθεί η μια να ακολουθεί την άλλη αμέσως αλλά με διαφορετική περιβαλλοντική προσαρμογή της κεραίας. Η παρατηρούμενη αλλαγή στη δυναμική διακύμανση από 59 db έως 67.4 db είναι τυπική των αλλαγών στο χαρακτήρα της μετάδοσης εξ'αιτίας είτε στην αλλαγή της περιβαλλοντικής προσαρμογής της κεραίας ή στην αλλαγή της ώρας. Η δυναμική διακύμανση 59 db σε τιμές από το 0.0001 τοις εκατό έως 90 τοις εκατό είναι η μικρότερη δυναμική διακύμανση που παρατηρήθηκε κατά τη διάρκεια αυτών των

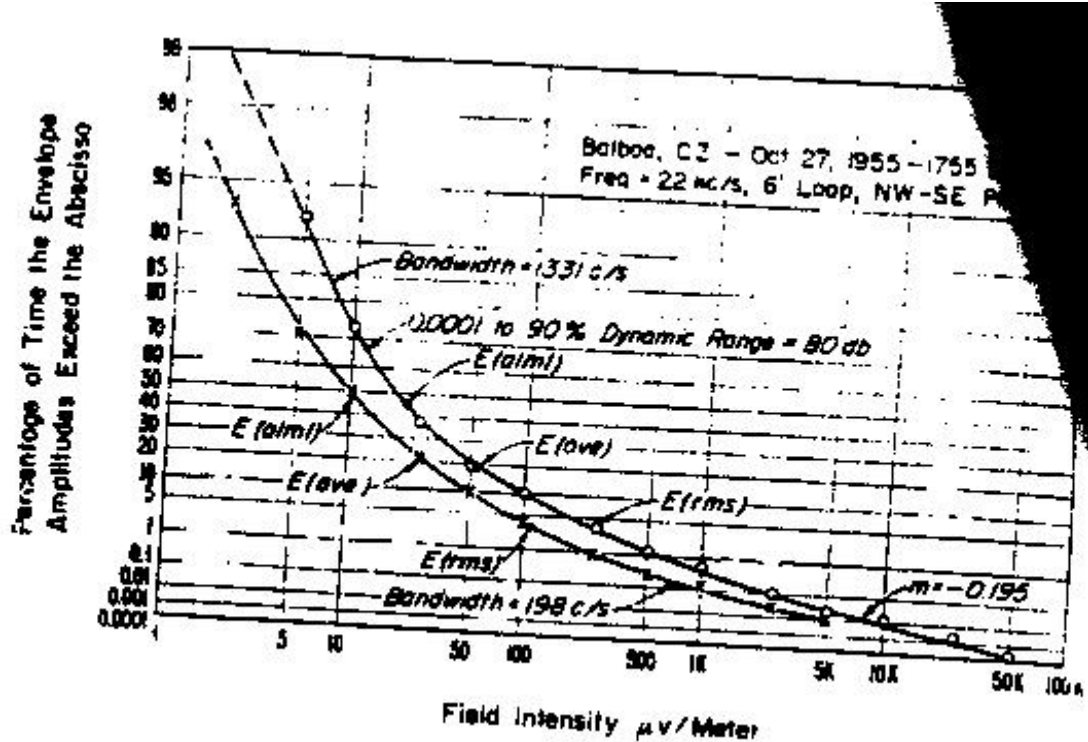


Σχήμα 1

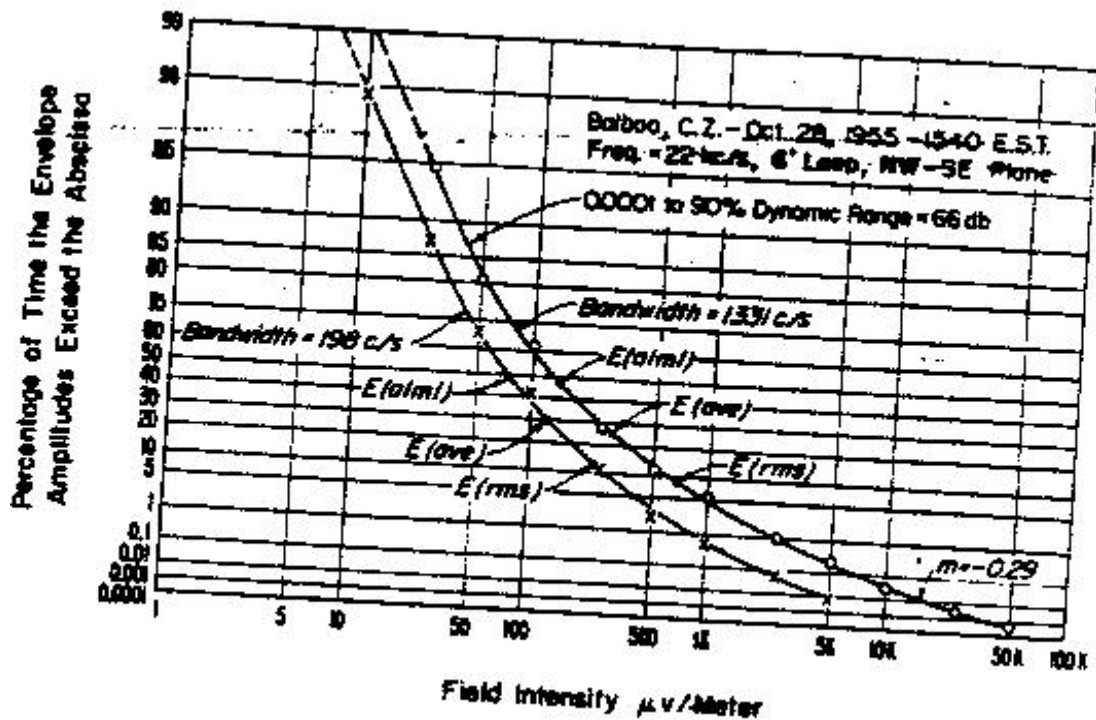


Σχήματα 2(α) και 2(β)

ie
I.



(a)



(b)

Σχήματα 3(a) και 3(β)

δοκιμών σε ζώνη ενός kc στα 22 kc. Κάποια ιδέα από τις παρατηρούμενες δυναμικές διακυμάνσεις μπορεί να εξασφαλιστεί από τον Πίνακα 1.

Ένας τυπικός φάκελος διανομής εύρους μετάδοσης της Canal Zone επιδεικνύεται στο **σχήμα 3(α)** με μια δυναμική διακύμανση των 80 db και στο **σχήμα 3(β)** επιδεικνύεται η διανομή με τη μικρότερη δυναμική διακύμανση που παρατηρήθηκε στο Canal Zone.

**ΠΑΡΑΤΗΡΟΥΜΕΝΟΣ ΔΥΝΑΜΙΚΟΣ ΦΑΚΕΛΟΣ ΑΤΜΟΣΦΑΙΡΙΚΗΣ ΜΕΤΑΔΟΣΗΣ
ΤΙΜΕΣ ΔΙΑΚΥΜΑΝΣΕΙΣ (DB) 0.001 ΈΩΣ 90 ΤΟΙΣ ΕΚΑΤΟ
22-ΚC, 1200 C/S ΕΥΡΟΣ
ΑΥΓΟΥΣΤΟΣ –ΝΟΕΜΒΡΙΟΣ ,1995**

Τόπος	Μέσος όρος	Ανώτατο όριο	Κατώτατο όριο
Point Barrow, Αλάσκα	68	84	59
Kenai, Αλάσκα	73	84	65
Bouldr, Κολορ.	71	80	63
Balboa, Canal Zone	81	102	66

ΠΙΝΑΚΑΣ 1

Η καταγραφή του σχεδίου log–log της πιθανότητας vs log του πεδίου ισχύος αποκαλύπτει μερικές ενδιαφέρουσες πραγματικότητες για τις διανομές. Σε όλες τις μετρήσεις που έχει παρατηρηθεί αμόλυντη ατμοσφαιρική μετάδοση, οι τιμές ισχύος του χαμηλού επιπέδου πλησιάζουν ή μορφοποιούν μια ευθεία γραμμή [m από (1)] από –2. Η περιοχή ισχύος του υψηλού πεδίου συχνά πλησιάζει την ευθεία γραμμή με τιμές της κλίσης οι οποίες διακυμαίνονται από – 0.1 έως – 0.4. Σε μερικές περιπτώσεις τα άκρα υψηλού εύρους της καμπύλης διανομής στρέφονται προς τα κάτω σχετικά γρήγορα στο πεδίο 0.0001 τοις εκατό. Αυτό το τελευταίο φαινόμενο δείχνει ότι δεν υπάρχουν καταιγίδες αρκετά κοντά για να παράγουν πεδία που υπερβαίνουν ένα δεδομένο επίπεδο.

Η διατριβή του διαγράμματος log log vs log που χρησιμοποιήθηκε για την καταγραφή του σχεδίου των στοιχείων έχει την ενδιαφέρουσα ιδιότητα να αποδίδει μια ευθεία γραμμή με αρνητική κλίση του m για κάθε διανομή που έχει την μορφή

$$P=100 \exp-x^m. \quad (1)$$

Όταν η $m = -2$, εξασφαλίζεται η διανομή Rayleigh, η οποία είναι η αναμενόμενη διανομή για το φάκελο της θερμικής μετάδοσης μικρού εύρους. Εξ'αιτίας αυτού του γεγονότος, είναι πολύ εύκολο να δούμε ποιο μέρος της ατμοσφαιρικής μετάδοσης συμπεριφέρεται το ίδιο όπως η θερμική μετάδοση.

Οι αποκλείσεις στην δυναμική διακύμανση συμφωνούν με τις προσδοκίες που βασίζονται στην διανομή των αποστάσεων των καταιγίδων, όπου είναι προφανές, λαμβάνοντας υπ'όψιν τη συχνότητα της διακύμανσης, ότι θα έχουμε σαν επακόλουθο μικρές δυναμικές διακυμάνσεις εάν είναι μικρή η διακύμανση των αποστάσεων στην ενεργό καταιγίδα.

Επίσης θα πρέπει να σημειωθεί ότι πολλές από τις διανομές εύρους επιτυγχάνονται όταν σχεδιάζονται σε πλέγμα συντεταγμένων χάρτη log ομαλή για να δούμε εάν ο στιγμιαίος φάκελος μετάδοσης πεδίου είναι log ομαλά διανεμόμενος. Όλες οι μετρήσεις έχουν δείξει ότι το στιγμιαίο εύρος δεν ακολουθεί από κοντά μια διανομή log ομαλή πάνω στην ολική διακύμανση των πιθανοτήτων που μετρήθηκαν, αν και πολλές από τις διανομές που πλησίασαν τη log ομαλή σε μικρότερες, ενδιάμεσες, δυναμικές διακυμάνσεις.

Στην περιοχή χαμηλού πεδίου σφοδρότητας της διανομής ατμοσφαιρικής μετάδοσης, το ολικό πεδίο είναι το αποτέλεσμα ενός μεγάλου αριθμού υπέρθετων ανεξάρτητων γεγονότων.

Είναι πολύ γνωστό το γεγονός ότι μια φυσιολογική διανομή που απορρέει από το συνδυασμό ενός μεγάλου αριθμού υπέρθετων ανεξάρτητων γεγονότων και ότι ο φάκελος μιας φυσιολογικά διανεμόμενης συνάρτησης είναι διανομή Rayleigh. Καθώς η συνάρτηση πυκνότητας διανομής Rayleigh πλησιάζει την αρχή συντεταγμένων με μια θετική κλίση, είναι άμεσα προφανές ότι η διανομή log ομαλή δεν μπορεί να εξασφαλίσει μια καλή εναρμόνιση για την ατμοσφαιρική μετάδοση σε αυτήν την περιοχή. Αυτό συμβαίνει εξ'αιτίας του γεγονότος ότι συνάρτηση πυκνότητας για κάθε διανεμόμενη log ομαλή μεταβλητή πλησιάζει την εφαπτόμενη αρχή συντεταγμένων στον άξονα x .

Το κύριο αποτέλεσμα μιας ελαχιστοποίησης προ αναζήτησης ζώνης εύρους στις διανομές εύρους είναι, όπως φαίνεται στο **σχήμα 4**, η ελαχιστοποίηση στην δυναμική

διακύμανση. Σε άλλες μετρήσεις στα δύο δέκατα (0.2) μιας κυκλικής ζώνης πάνω στην ολική διακύμανση που μετρήθηκε βρέθηκε μια διανομή Rayleigh.

Το **σχήμα 5** δείχνει τον τρόπο με τον οποίο διάφορες απόκλιση στατιστικού δείγματος μετάδοσης ποικίλουν όπως μια συνάρτηση εύρους ζώνης. Αυτές οι αποκλίσεις στατιστικού δείγματος προσδιορίζονται από τις ακόλουθες εξισώσεις.

$$E_{rms} = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T e^2 dt} \quad (2)$$

$$E_{ave} = \frac{1}{T} \int_0^T e dt \quad (3)$$

$$E_{alml} = anti \log \frac{1}{T} \int_0^T \log e dt \quad (4)$$

Οι E_{rms} , E_{ave} , E_{alml} είναι αντίστοιχα, η τετραγωνική ρίζα του αριθμητικού μέσου, ο μέσος όρος και ο αντιλογάριθμος του κυρίου \log διαφοράς δυναμικού που ενεργεί πάνω από το χρονικό διάστημα T και e είναι ο στιγμιαίος φάκελος εύρους διαφοράς δυναμικού. Οι σκουρόχρωμες γραμμές περιλαμβάνονται για να δείξουν τα αποτελέσματα τα οποία θα εξασφαλιστούν με την τερματική διάταξη της μετάδοσης της οποίας το επίπεδο ισχύος κατά ενότητα εύρους ζώνης είναι το ίδιο όπως αυτό το ιδιαίτερο δείγμα της ατμοσφαιρικής μετάδοσης. Είναι ενδιαφέρον να σημειώσουμε ότι οι αποκλίσεις στατιστικού δείγματος πλησιάζουν αυτές της τερματικής διάταξης όπως μειώνεται το παρατηρούμενο εύρος ζώνης. Ο Norton έχει τοποθετήσει σε κατηγορίες της τέσσερις απαραίτητες αξιώσεις για να παράγει μια συνάρτηση η οποία έχει φάκελο διανομής Rayleigh και είναι ενδιαφέρον να σημειώσουμε, ότι σε ένα μεγάλο παρατηρούμενο εύρος ζώνης, η πρώτη αξίωση μιας συνεχούς εισερχόμενης δραστηριότητας, και η δεύτερη αξίωση ότι η δραστηριότητα σε κάθε μια συνιστώσα πρέπει να είναι μικρά συγκρινόμενη με το σύνολο της λαμβανόμενης δραστηριότητας είναι αυτές οι οποίες δεν παρουσιάζονταν στην ατμοσφαιρική μετάδοση. Όταν ένα παρατηρούμενο εύρος ζώνης μειώνεται, η δραστηριότητα από όλες τις λαμβανόμενες ωθήσεις επεκτείνεται σε μια μεγαλύτερη χρονική περίοδο και με αποτέλεσμα, σχεδόν να πλησιάζετε αυτό το κριτήριο της σταθερής δραστηριότητας. Ακόμα, η δραστηριότητα που λαμβάνεται από κάθε μια από της ωθήσεις γίνεται ένα μικρότερο κλάσμα του όλου όσο περισσότερες ωθήσεις συμβάλουν σε δεδομένο χρόνο, με

αποτέλεσμα ότι ο φάκελος της ατμοσφαιρικής μετάδοσης πλησιάζει την διανομή Rayleigh όπως φαίνεται στα σχήματα 4 και 5.

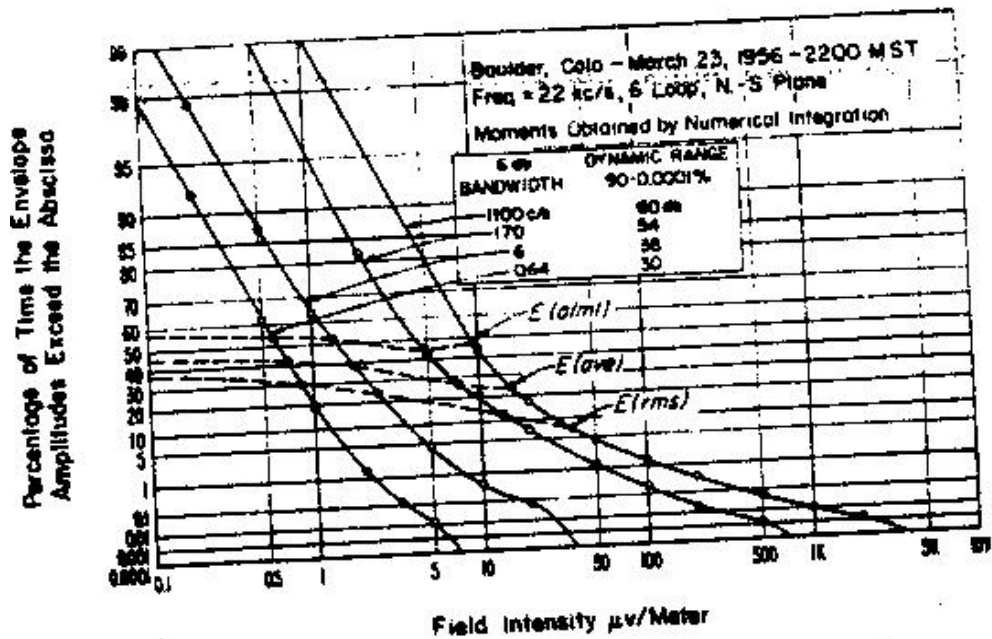
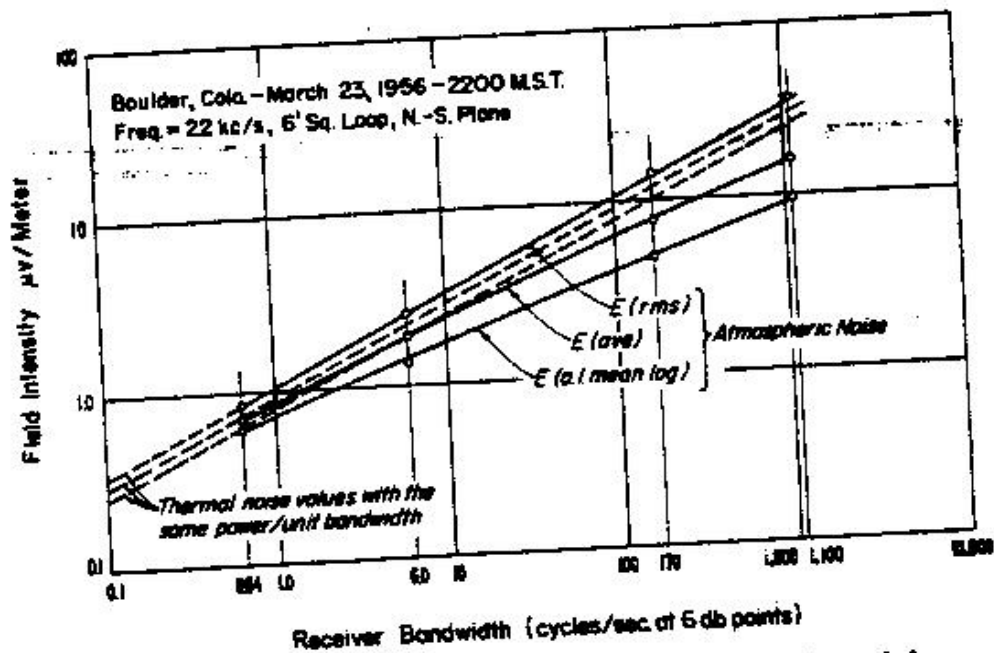
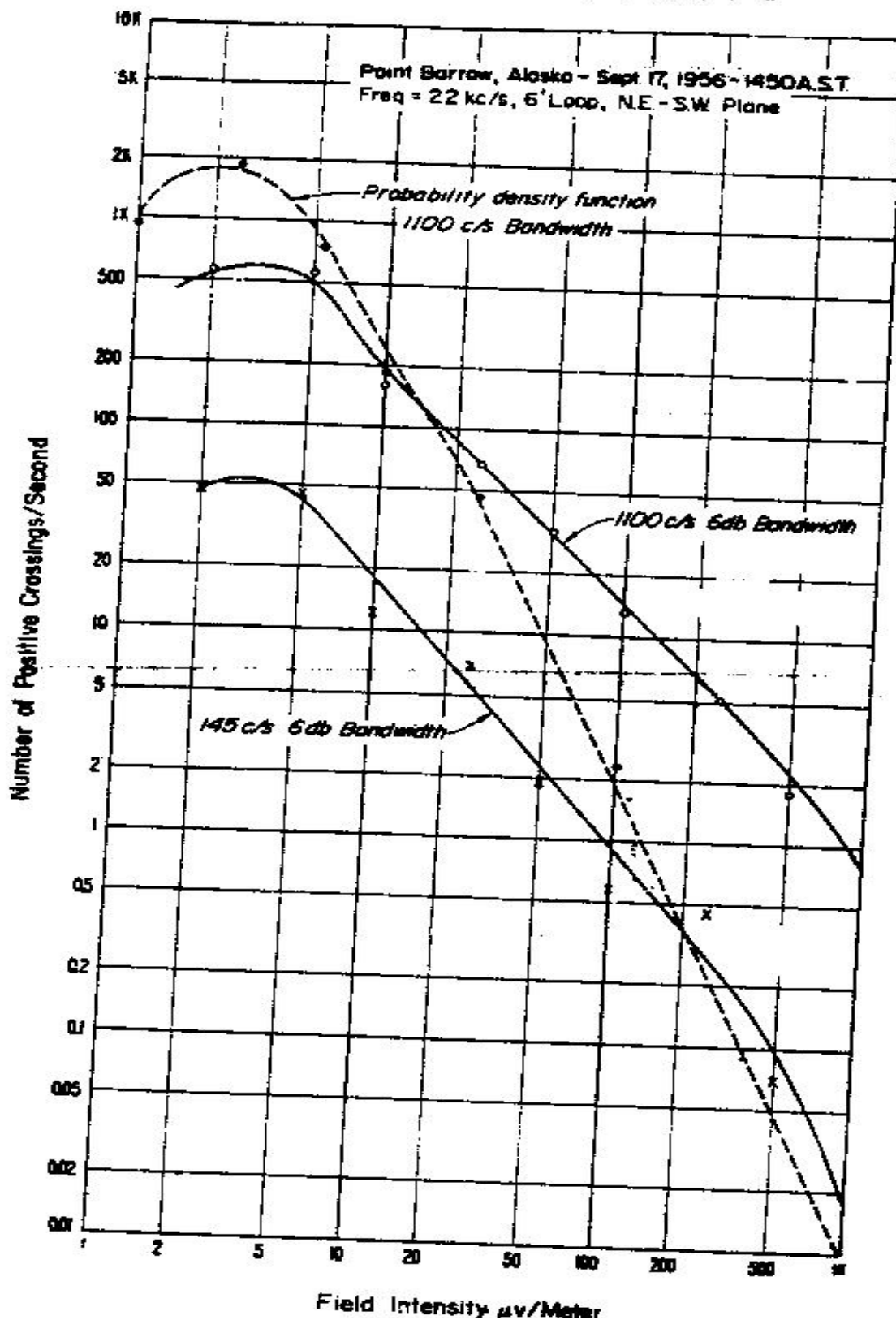


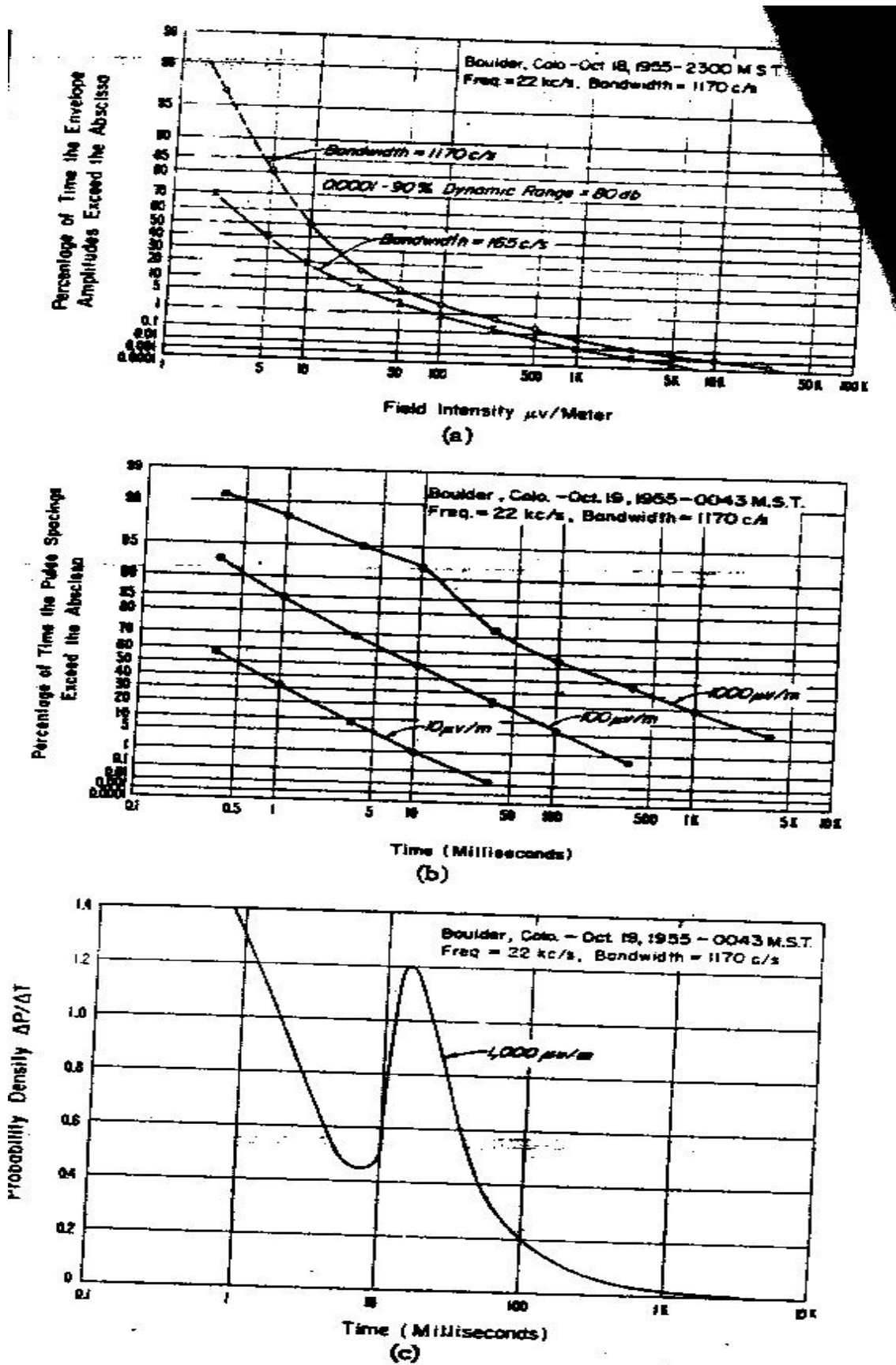
Fig. 6—Amplitude distributions of atmospheric noise envelopes.



Σχήματα 4 και 5



Σχήμα 6



Σχήματα 7(α), 7(β) και 7(γ)

Σε αυτό το σημείο, πρέπει να λάβουμε υπ' όψιν μας μόνο τις μετρικές στατιστικές ιδιότητες των αποκλίσεων στο εύρος της μετάδοσης του φακέλου. Όταν δίνεται προσοχή στους διάφορους τρόπους που μπορεί να δημιουργηθεί μια δεδομένη διανομή εύρους, είναι άμεσα προφανές ότι η διανομή εύρους δεν προσδιορίζει εξαιρετικά τη συνιστώσα του παρατηρούμενου πεδίου μετάδοσης.

Έχει δηλωθεί από τον Rice ότι οι στατιστικές ιδιότητες των αποκλίσεων του φακέλου τυχαίας μετάδοσης από ένα σύστημα πέρασμα-ζώνης, του οποίου το εύρος ζώνης είναι μικρό συγκρινόμενο με το κέντρο συχνότητας, ορίζονται απαράμιλλα από την τιμή των rms της μετάδοσης και τα χαρακτηριστικά περάσματος ζώνης του φίλτρου.

Συγκεκριμένα, ο Rice έχει δείξει ότι ο αναμενόμενος αριθμός των θετικών διασταυρώσεων ενός δεδομένου επιπέδου διαφοράς δυναμικού του φακέλου τυχαίας μετάδοσης ή τυχαίας μετάδοσης συν κομιστής είναι ίσο με τον παράγοντα εύρους ζώνης επί την πιθανότητα μετάδοσης του εύρος του φακέλου. Αυτή η σχέση δεν ισχύει για την ατμοσφαιρική μετάδοση όπως μπορούμε να δούμε αμέσως από τις καμπύλες του **σχήμα 6**, όπου η συνάρτηση της μετρούμενης πιθανότητας πυκνότητας επί μια κατάλληλη σταθερά είναι σχεδιασμένη κατά μήκος των δυο διασταυρούμενων καμπυλών του μετρούμενου φακέλου μετάδοσης. Η αποχώρηση στην κατεύθυνση των μικρότερων πιθανοτήτων πυκνότητας στις τιμές υψηλού πεδίου ισχύος οφείλεται πιθανόν στο γεγονός ότι η διαφορά δυναμικού της ατμοσφαιρικής μετάδοσης δεν διανέμεται κανονικά σε υψηλά εύροι, όπως αποδεικνύεται από το γεγονός ότι οι φάκελοι δεν είναι διανομής Rayleigh.

Ο μέσος όρος της διασταυρούμενης αναλογίας δεν δείχνει καμία ένδειξη των αναμενόμενων αποχωρήσεων από μια τυχαία διανομή χρόνου για τις λαμβανόμενες ωθήσεις μετάδοσης. Αυτού του είδους οι πληροφορίες μπορούν, εν τούτοις, να εξασφαλιστούν άμεσα με τη βοήθεια του εξοπλισμού μέτρησης του χρόνου διανομής που περιγράφηκε νωρίτερα. **σχήματα 7(α), 7(β) και 7(γ)** παρουσιάζουν τυπικές διανομές εύρους και χρόνου παρμένες συνεχόμενα στο Boulder, Colo. Εάν η ύπαρξη των παρατηρούμενων παλμών ήταν απολύτως τυχαία, ο χρόνος T σε δευτερόλεπτα ανάμεσα στις πρώτες άκρες θα αναμενόταν να ακολουθεί το νόμο $P(T > T_1) = \exp(-NT_1)$, όπου N είναι ο μέσος αριθμός των παλμών ανά δευτερόλεπτο. Στην ουσία η διαγραμματάωση του χρόνου που μετρήθηκε είναι αυτή ανάμεσα στους παλμούς,

όμως, εφόσον τα διαστήματα θεωρούνται ότι είναι μακριά συγκρινόμενα με το χρόνο ανταπόκρισης της ώθησης του φίλτρου περάσματος-ζώνης του δέκτη, οι τιμές που εξασφαλίζονται θα σχηματίζουν, εάν η διαγραμμάτωση είναι τυχαία, μια ίσια γραμμή με μια κλίση του(-1) στη μελέτη $\log \log$ vs \log που χρησιμοποιείται. Ακριβείς μετρήσεις με θερμική μετάδοση αποδίδουν αυτή την ευθεία γραμμή με μια κλίση των (-1) κάτω στις διαγραμμάτωσεις των 5 χιλιοστών του δευτερολέπτου. Το γεγονός ότι οι καμπύλες που φαίνονται στο **σχήμα 7(β)** έχουν μια κλίση λιγότερο από μια αποδεικνύει, όπως ήταν αναμενόμενο, ότι μερικοί λαμβανόμενοι παλμοί εξαρτώνται από τους προηγούμενους.

Οι αθροιστικές διανομές του χρόνου που περιγράφονται εδώ περιέχουν μόνο την πληροφορία για τις αποκλίσεις του χρόνου του πεδίου ατμοσφαιρικής μετάδοσης όπως παρατηρείται σε ένα μικρό εύρος ζώνης. Η τελική κατασκευή όπως αυτή που προκαλείται από το μηχανισμό εκκένωσης ή τα πολλαπλάσια μονοπάτια διανομής ή τρόπους δεν είναι γενικά παρατηρήσιμα. Μετρήσεις με αυτά τα μικρά εύροι ζώνης, έχουν επιλεγεί επειδή προσεγγίζουν τον τυπικό δέκτη επικοινωνίας του εύρους ζώνης και επίσης επειδή αυτές επιτρέπουν την παρατήρηση των πεδίων της χαμηλής ατμοσφαιρικής μετάδοσης χωρίς ιδιαίτερα παράσιτα, αποδίδουν όμως, στατιστικές πληροφορίες για τον παρατηρούμενο φάκελο μετάδοσης ο οποίος είναι χρήσιμος στο να καθορίζουμε την παρουσίαση του συστήματος επικοινωνίας.

Στα υψηλότερα επίπεδα του πεδίου ισχύος γίνεται προφανής η συσχέτιση μεταξύ των παλμών στον φάκελο και η συνάρτηση πιθανότητας πυκνότητας στο **σχήμα 7(γ)** δείχνει ότι αυτήν την συγκεκριμένη νύχτα υπήρχε ένας ασυνήθιστα μεγάλος αριθμός παλμών σε έκταση από 10 έως 100 δέκατα του δευτερολέπτου. Αυτή η αύξηση της πυκνότητας είναι σε πολύ καλή συμφωνία με τις μετρήσεις που έγιναν από εταιρίες ηλεκτρικής ενέργειας σε εκκενώσεις από σύννεφο στο έδαφος όπου ανεξάρτητες εκκενώσεις αστραπών παρατηρήθηκαν να περιέχουν μερικά πολλαπλά χτυπήματα που συμβαίνουν στο παρόν. Τυπικά στοιχεία αυτού του είδους, προσαρμοσμένα από τον Hagenguth φαίνονται στο **σχήμα 8**, όπου η διαγραμμάτωση των 10 έως 100 εκατοστών του δευτερολέπτου φαίνεται να συμπεριλαμβάνουν την πλειονότητα των πολλαπλών χτυπημάτων.

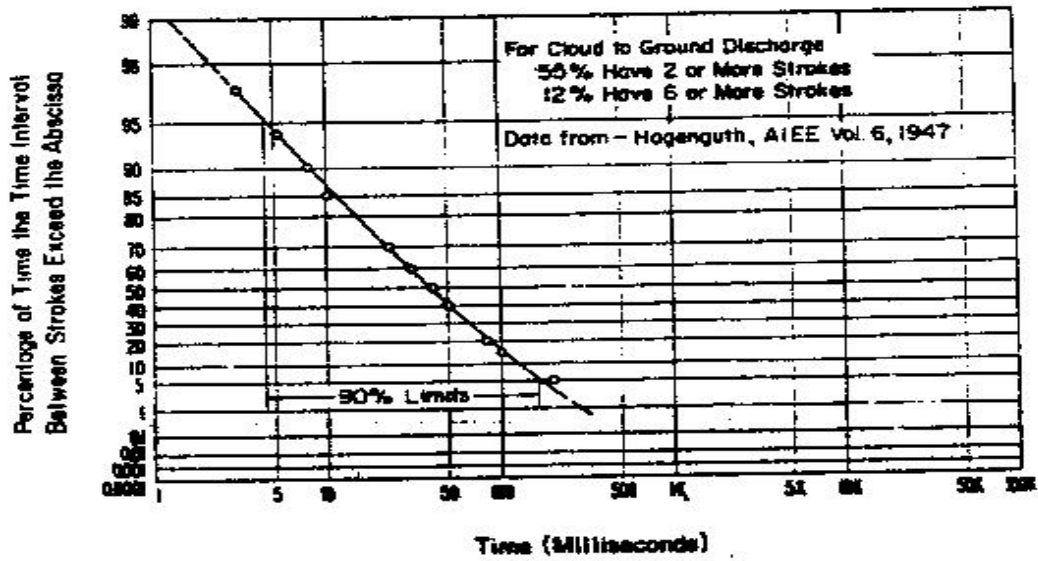
Μια άλλη εφαρμογή των διανομών εύρους και χρόνου, που πάρθηκε στο Kenai, στην Αλάσκα, φαίνεται στα **σχήματα 9(α) και (β)**. Ο χρόνος διανομής σε αυτήν την

περίπτωση επίσης δείχνει στοιχεία συσχέτισης, όμως, καθώς μειώνεται το επίπεδο της παρατήρησης, είναι φανερό ότι αυξάνονται οι κλίσεις. Αυτό δείχνει ότι οι τιμές χαμηλού επιπέδου γίνονται πιο τυχαίες στην φύση εξ'αιτίας της αυξανόμενης πιθανότητας του υπέρθετου παλμού.

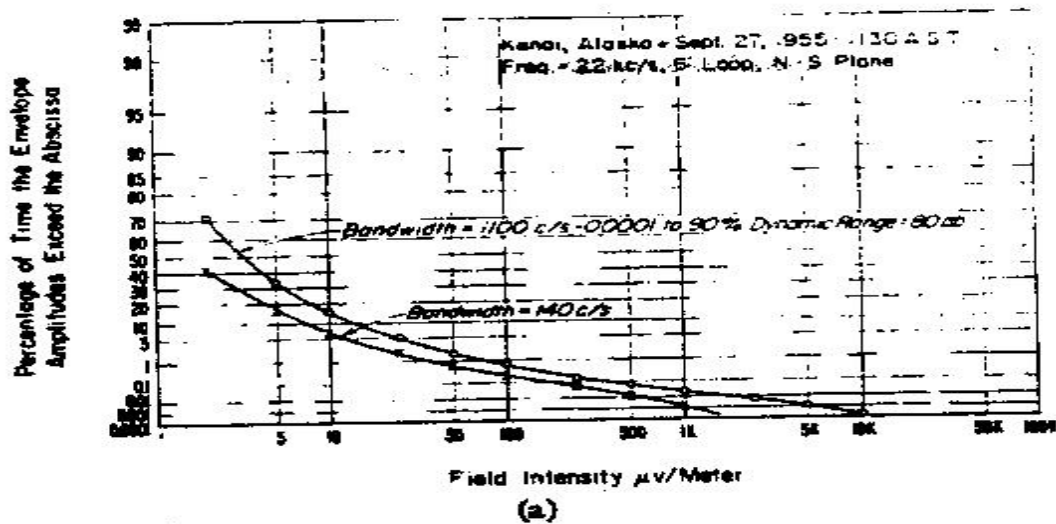
Μπορούμε να δούμε την επίδραση της γεωγραφικής περιοχής στις διανομές χρόνου για το μήνα Οκτώβριο συγκρίνοντας τα **σχήματα 10 και 11**, όπου το ποσό της συσχέτισης του χρόνου βρίσκεται να είναι λιγότερο στα στοιχεία από το Canal Zone και επίσης από το γεγονός ότι αυτές οι καμπύλες είναι πιο απότομες από τις καμπύλες του Boulder. Μια πιθανή εξήγηση αυτού του αποτελέσματος μπορεί να είναι το γεγονός ότι οι τροπικές καταιγίδες σπάνια περιέχουν πολλαπλά χτυπήματα ενώ ο μετωπικός τύπος της καταιγίδας που παρατηρείται συχνά στην εύκρατη ζώνη συνήθως περιέχει πολλαπλά χτυπήματα.

Μια επιπρόσθετη ενδιαφέρουσα παρατήρηση η οποία μπορεί να γίνει από τις ανώτερες καμπύλες στα **σχήματα 9(β) και 10**, είναι η φαινομενική αύξηση στη διαγραμμάτωση του παλμού στην περιοχή των πέντε-δευτερολέπτων, ένα φαινόμενο το οποίο είναι ακόμα πιο ορατό σε μερικές από τις άλλες διανομές χρόνου στην Αλάσκα. Αυτοί οι χρόνοι μεγάλης επιβράδυνσης είναι σε συμφωνία με επιβραδύνσεις που παρατηρούνται σε αυτήν τη συχνότητα για τη διάδοση τρόπου σφυρίχτρας, και μπορεί αυτός ο τρόπος διάδοσης να συνεισφέρει σε περιπτώσεις του ολικού πεδίου μετάδοσης.

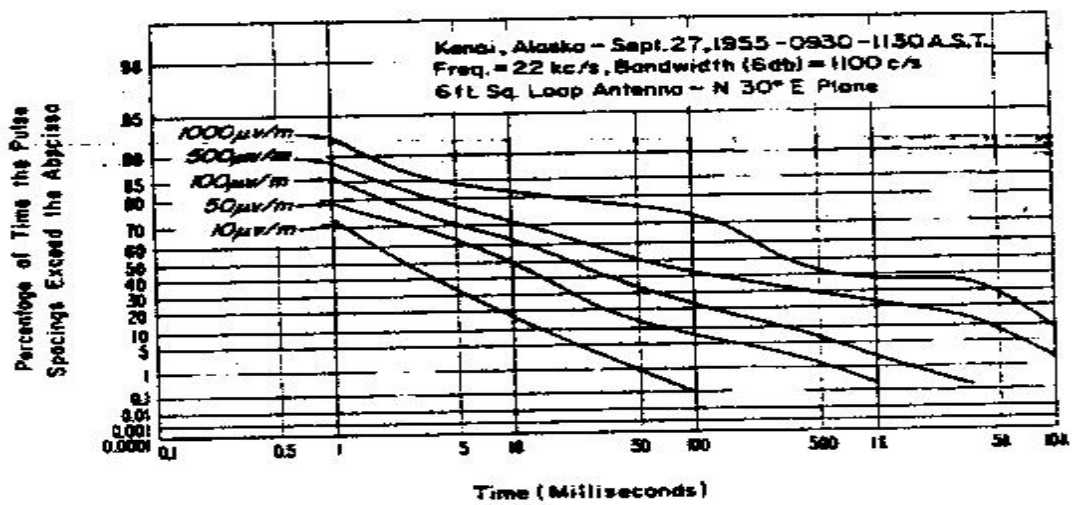
Τα **σχήματα 12 και 13** συμπεριλαμβάνονται για να δείξουν τις διανομές εύρους που επιτυγχάνονται σε δύο πρόσθετα γεωγραφικά σημεία. Αν και χρησιμοποιήθηκε πολύ διαφορετικός εξοπλισμός, τα χαρακτηριστικά είναι πολύ πανομοιότυπα με αυτά που έχουμε εξασφαλίσει. Τα στοιχεία στο **σχήμα 12** πάρθηκαν από ιδιωτική επικοινωνία από τον Frederic Horner.



Σχήμα 8

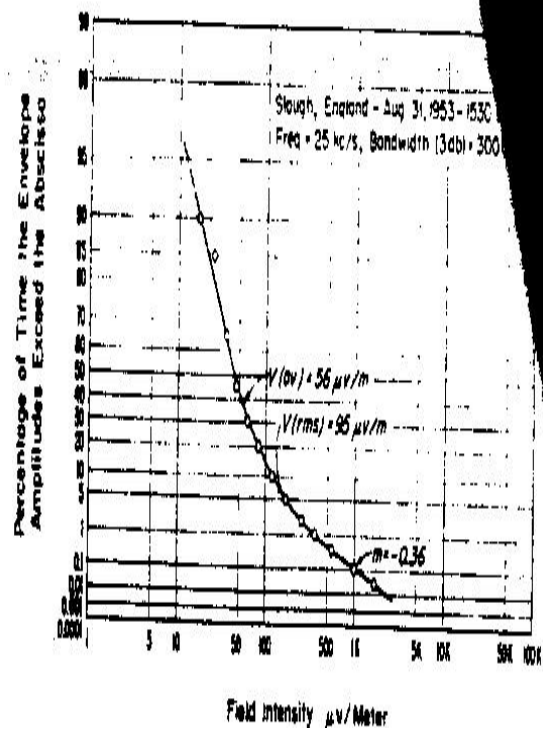
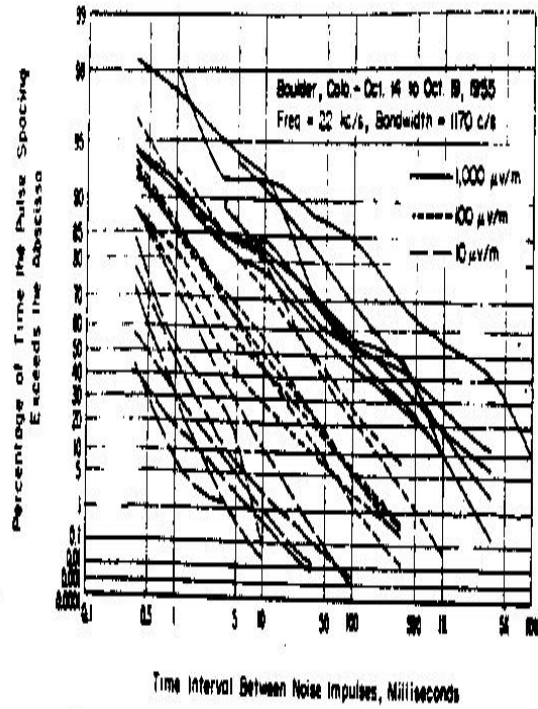


(a)

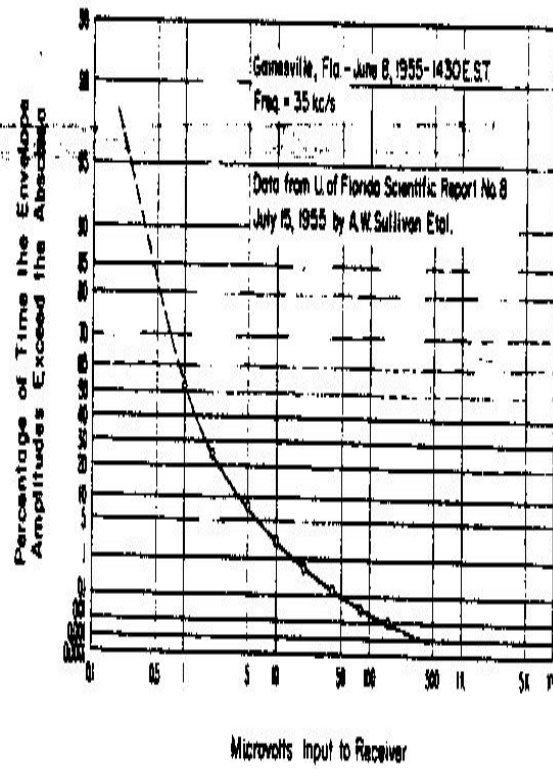
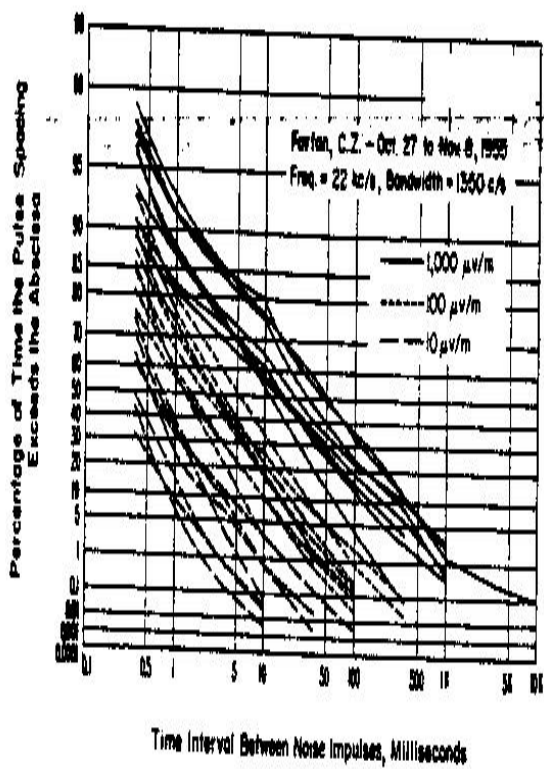


(b)

Σχήματα 9(a) και 9(β)



Σχήματα 10 και 12



Σχήματα 11 και 13

ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΑ ΤΗΣ ΑΤΜΟΣΦΑΙΡΙΚΗΣ ΜΕΤΑΔΟΣΗΣ (ΑΠΟ 1 ΕΩΣ 100 ΚC)

Παρουσιάζονται τα αποτελέσματα από μερικές αρχικές στατιστικές μετρήσεις του φακέλου της ατμοσφαιρικής μετάδοσης μικρού εύρους για μια διακύμανση του κέντρου συχνότητων από 1 έως 100 kc. Η απόκλιση του επιπέδου και της δυναμικής διακύμανσης, καθώς και η συνάρτηση συχνότητας, εξετάζονται και συγκρίνονται με τα αποτελέσματα που αναμενόταν στη φασματική εκκένωση αστραπών, διανομή καταιγίδων και φαινόμενα διάδοσης.

Εισαγωγή

Είναι πολύ γνωστό ότι το επίπεδο της ατμοσφαιρικής μετάδοσης όπως παρατηρείται σε ένα σταθερό εύρος ζώνης ποικίλει όπως μια συνάρτηση του κέντρου ή συχνότητα παρατήρησης σε συγκέντρωση με ένα αριθμό από άλλες σπουδαίες παραμέτρους όπως ο χρόνος η τοποθεσία, κ.λ.π. Ο τρόπος συμπεριφοράς με τον οποίο το επίπεδο ποικίλει από 1 έως 100 kc δεν είναι όμως, πολύ γνωστός και επιπλέον πολύ λίγα είναι γνωστά για τα στατιστικά χαρακτηριστικά του φακέλου της ατμοσφαιρικής μετάδοσης πάνω από αυτή τη διακύμανση.

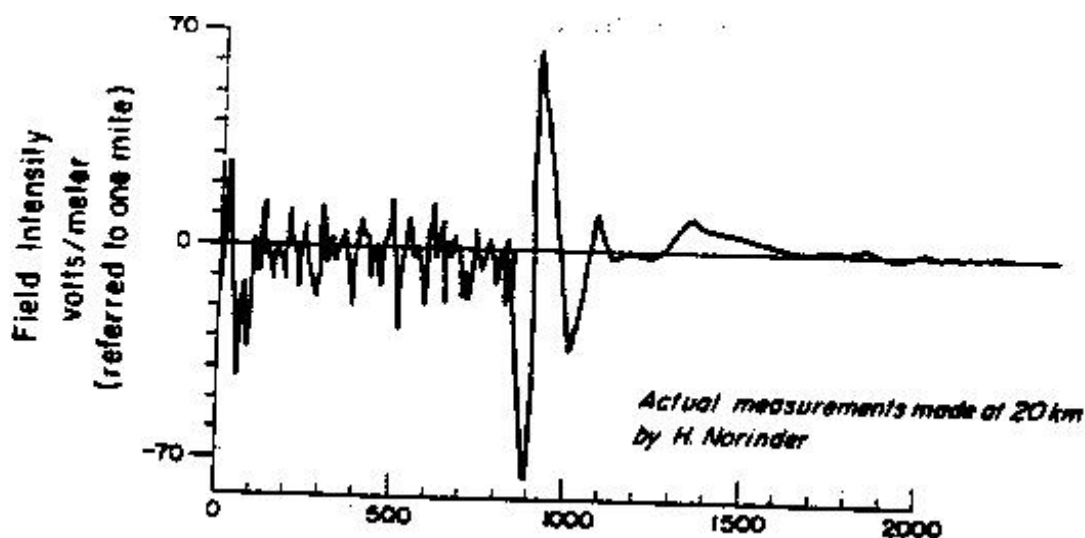
Μια προηγούμενη διατριβή από τους συγγραφείς περιγράφει τα στατιστικά χαρακτηριστικά του φακέλου της ατμοσφαιρικής μετάδοσης όπως παρατηρούνται σε ένα κέντρο συχνότητας των 22 kc συμπεριλαμβανομένων των επιδράσεων του εύρους ζώνης, της γεωγραφικής τοποθεσίας, την κατεύθυνση της κεραίας, το χρόνο, κ.λ.π. Ο σκοπός αυτής της διατριβής είναι να παρουσιάσει μερικά από τα αρχικά αποτελέσματα που εξασφαλίστηκαν χρησιμοποιώντας παρόμοιο εξοπλισμό και τεχνικές πάνω στην διακύμανση συχνότητας από 1 έως 100 kc. Επί πλέον συμπεριλαμβάνονται, μια εξήγηση για τα αποτελέσματα που εξασφαλίστηκαν βασισμένα σε στοιχεία εκκενώσεων αστραπών και χαρακτηριστικά διάδοσης. Αυτή η ανάλυση βασίζεται στο να καθορίσει το φάσμα της ενέργειας της εκπεμπόμενης σε κύματα μιας τυπικής εκκένωσης αστραπής και μετά να δείξουν πώς τροποποιείται το

απλωμένο ακτινωτά φάσμα από μια τροχιά διάδοσης. Μετά αυτά τα αποκομιζόμενα χαρακτηριστικά συγκρίνονται με παρατηρήσεις που έγιναν στο Boulder, Colo.

Ακτινωτό Πεδίο Μιας Εκκένωσης Αστραπής

Ο ακριβής μηχανισμός μιας εκκένωσης αστραπής είναι πολύ σύνθετος. Ο Schonland όμως, έχει δείξει ότι η εκκένωση ξεκινάει από μια ασθενή ιονισμένη αργής κίνησης ατμοσφαιρικό οδηγό ο οποίος γενικά προωθείται από το σύννεφο προς το έδαφος με εκρήξεις δραστηριότητας από 30 έως 200 πόδια με ταχύτητες της τάξεως από 1 έως 2 πόδια ανά msec. Αυτός ο οδηγός ακολουθείται από ένα πολύ ιονισμένο οδηγό, ο οποίος ταξιδεύει σε περίπου 200 πόδια ανά msec παράγοντας ένα συνεχή παλμό της τάξεως των 300 A η διάρκεια των οποίων είναι περίπου ένα msec.

Ο οδηγός κινείται πάλι μπροστά και η διαδικασία επαναλαμβάνεται κάθε 25 έως 100 msec. Αυτοί οι μικροί παλμοί και οι οδηγοί διακλάδωσης των τάξεων από 10 έως 40 kc ακτινωτής ενέργειας κατά τη διάρκεια αυτής της περιόδου γνωστής σαν προεκκένωση η οποία έχει ολικό μήκος της τάξεως του ενός msec. Αυτό το μήκος που λαμβάνεται χρησιμοποιώντας ένα μέσο όρο ύψους των 500 ποδιών είναι σε σωστή συμφωνία με τις παρατηρήσεις του ηλεκτρικού πεδίου. Καθώς ο οδηγός πλησιάζει το έδαφος, το κυρίως ή το χτύπημα επιστροφής με μέσο όρο τρεχόντων τιμών αιχμής των 20 KA αρχίζει προς τα πάνω με ταχύτητα της τάξεως των 200 ποδιών/μs. Μια τυπική εγγραφή των διακυμάνσεων του ηλεκτρικού πεδίου σε μια απόσταση των 20 km από την πηγή δείχνει ότι (αναφέρεται στο εύρος μόνο σε απόσταση ενός μιλίου) στο **σχήμα 1**, όπου τα σχετικά σχήματα και εύροι των τμημάτων της προεκκένωσης και του κυρίως χτυπήματος είναι άμεσα προφανή. Το ρεύμα όπως μετρήθηκε στο έδαφος έχει τη μορφή που φαίνεται στο **σχήμα 2(α)**. Γενικά η ταχύτητα μειώνεται με την αύξηση του ύψους όπως φαίνεται στο **σχήμα 2(β)**. Η επακόλουθη απόκλιση στατιστικού δείγματος M, π.χ. το προϊόν του ύψους και του μέσου όρου ροπής, φαίνεται στο **σχήμα 2(γ)**. Η ακριβής διατύπωση του M εξαρτάται από την κάθετη διανομή η οποία πιθανόν έχει τη μορφή που φαίνεται στις



Σχήμα 1

σκούρες καμπύλες. Σε αυτό το σχήμα παρουσιάζεται επίσης η διαφορική απόκλιση στατιστικού δείγματος dM/dt . Η τρέχουσα και η επακόλουθη απόκλιση στατιστικού δείγματος έχει συνήθως κάποια τελική δομή η οποία οφείλεται στην αύξηση της τρέχουσας όταν εκτείνεται ένα σημείο διακλάδωσης στην ιονισμένη τροχιά. Η αφαίρεση του φορτίου από αυτές τις διακλαδώσεις δίνει επίσης άνοση σε μια αποτελεσματική απόκλιση στατιστικού δείγματος το οποίο μπορεί να προστεθεί ή να αφαιρεθεί από την κυρίως απόκλιση στατιστικού δείγματος. Καθώς επιτελείται αυτό το κυρίως χτύπημα, μπορεί να ακολουθηθεί από ένα ή περισσότερα πολλαπλά χτυπήματα τα οποία γενικά ακολουθούν την αρχική ιονισμένη τροχιά και πιθανόν να έχουν μια αξιοσημείωτα διαφορετική μορφή από το αρχικό χτύπημα. Καθώς περισσότερες από τις μισές εκκενώσεις από το σύννεφο στο έδαφος έχουν δύο ή περισσότερα χτυπήματα, πρέπει να ληφθεί υπ'όψιν αυτός ο παράγοντας στον καθορισμό του μέσου όρου της ακτινωτής ενέργειας από την προεκκένωση και το κυρίως χτύπημα σαν συνάρτηση συχνότητας.

Είναι ευρέως γνωστό ότι αλλάζοντας το κατακόρυφο ρεύμα του ύψους h , παράγει ένα ηλεκτρικό πεδίο

$$E = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \left[\int \frac{Mdt}{d^3} + \frac{M}{Cd^2} + \frac{dM/dt}{C^2d} \right] \quad (1)$$

όπου:

M είναι η κατακόρυφη απόκλιση στατιστικού δείγματος της κεραίας εκπομπής π.χ. στιγμιαία παραγωγή του ύψους επί το μέσο όρο του ρεύματος (μετρητής αμπερ)

C είναι η ταχύτητα του φωτός $=3 \cdot 10^8$

ϵ_0 είναι η διηλεκτρική σταθερά του ελεύθερου διαστήματος.

d είναι η απόσταση από την πηγή στο σημείο παρατήρησης σε μέτρα και

E είναι το κάθετο πεδίο σε βολτ / μέτρο.

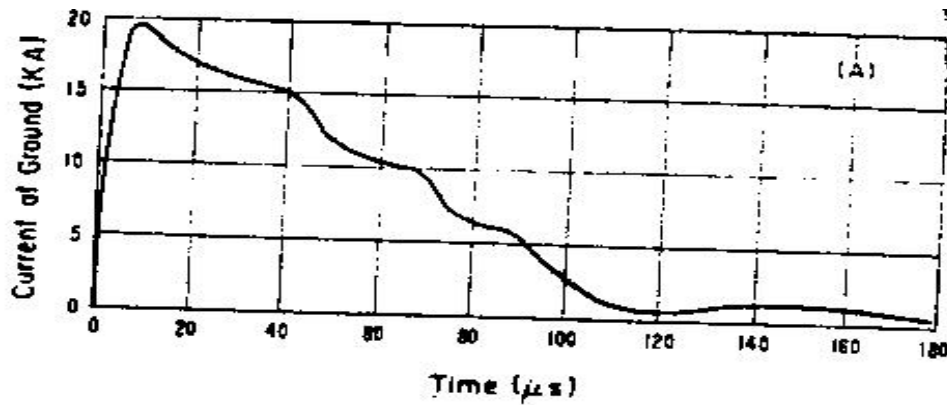
Όταν $d > 50$ το εύρος του όρου της ακτινοβολίας επικρατεί σε συχνότητες μεγαλύτερες από 1 kc καθώς περιορίζουμε την παρούσα μας ανάλυση στις επιδράσεις των μακρινών πηγών, θα λάβουμε υπ' όψιν μας μόνο αυτόν τον τελευταίο όρο.

$$E = \frac{2 dM / dt}{10^{-7} d} \quad (2)$$

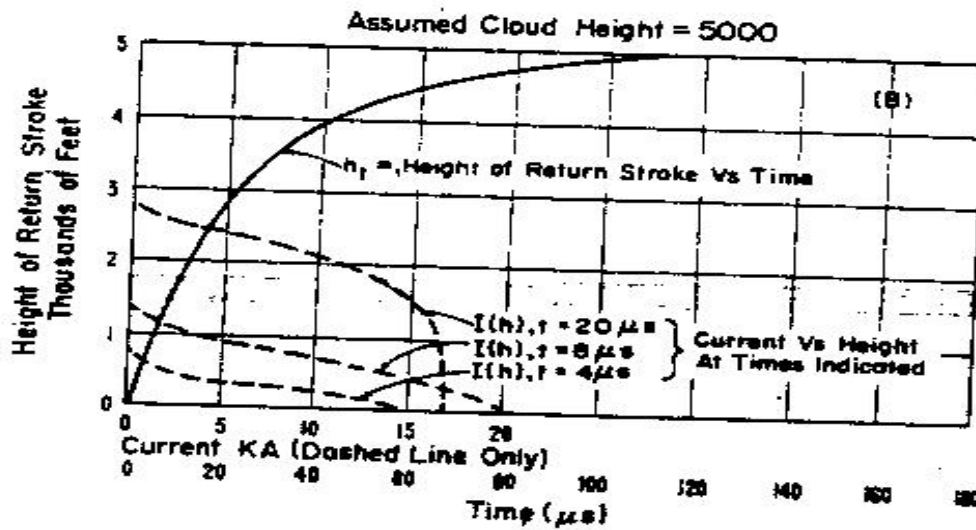
Με την βοήθεια της (2) μπορεί να αποδειχτεί ότι η διαφορική απόκλιση στατιστικού δείγματος στο **σχήμα 3(γ)** είναι ανάλογη με το ακτινωτό πεδίο και εάν η d σαν ένα μίλι βρίσκουμε ότι η τιμή αιχμής αυτού του ακτινωτού πεδίου είναι 56 βολτ ανά μέτρο.

Ο Wait έχει δείξει ότι η διανομή εδάφους κύματος θα αλλάξει τη μορφή του παρατηρούμενου πεδίου όμως, εάν $d \geq 40$ km το εύρος του παρατηρούμενου πεδίου θα έχει ουσιαστικά το ίδιο σχήμα όπως η διαφορική της απόκλισης στατιστικού δείγματος με την προϋπόθεση ότι ο χρόνος ανύψωσής της δεν είναι μικρότερος από ένα msec. Ο Norinder έχει καταγράψει ένα μεγάλο αριθμό από πεδία εκκενώσεων αστραπών και έχει ενδιαφέρον αν σημειώσουμε ότι οι κυματομορφές τους σε αυτές τις διακυμάνσεις, όπως φαίνεται στο **σχήμα 1**, είναι παρόμοιες με αυτές που φαίνονται στο **σχήμα 2(γ)**. Όταν τα παρατηρούμενα επίπεδα αναφέρονται σε ενεργό ακτινωτό πεδίο σε απόσταση ενός μιλίου, τα εύροι που παρατηρούνται είναι του ίδιου βαθμού μεγέθους όπως τα 56 βολτ ανά μέτρο που λαμβάνονται από τα **σχήμα 2(γ) και 2(β)**. Ο Floman έχει καταγράψει ένα μεγάλο αριθμό από ατμοσφαιρικά ραδιοκύματα τα οποία είναι επίσης παρόμοια στην μορφή και στο εύρος. Όμως, πρέπει να επισημανθεί ότι σε όλα τα παρατηρούμενα ραδιοκύματα, υπάρχει μια αξιοσημείωτη διακύμανση στις λεπτομέρειες των κυματομορφών, ιδιαίτερα μετά που θα έχει επιτευχθεί το πρώτο ανώτατο όριο και ότι τα ενεργά ακτινωτά εύροι μπορεί να ποικίλουν πάνω από μια διακύμανση από 10 έως 1. Ο Floman με τη βοήθεια του

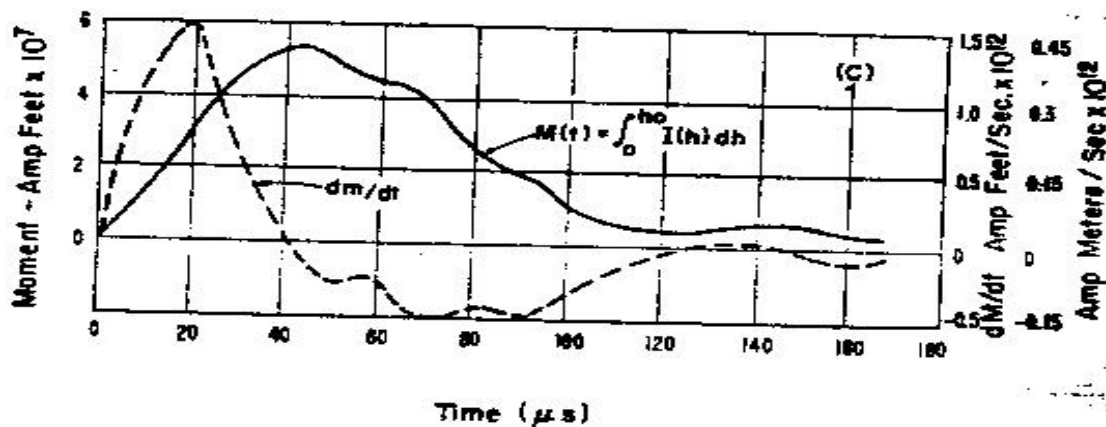
Dr. H. H. Howe, έχει επιτευχθεί η συχνότητα ηλεκτρομαγνητικού φάσματος αυτών των καταγεγραμμένων κυματομορφών με



(a)

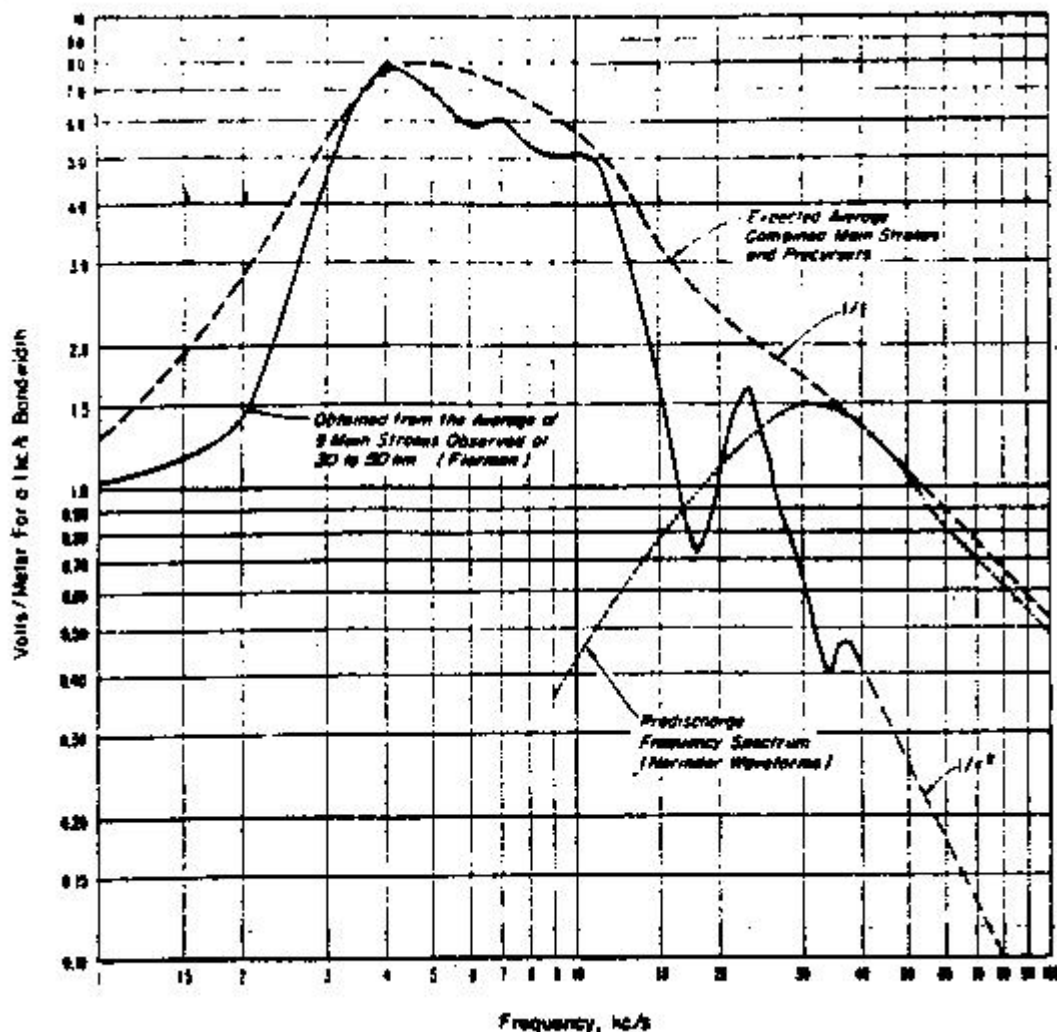


(b)



(c)

Σχήματα 2(α), 2(β) και 2(γ)



Σχήμα 3

αυτόματες υπολογιστικές τεχνικές. Ένας μέσος όρος από 9 τυπικά ηλεκτρομαγνητικά φάσματα, των οποίων οι αποστάσεις ήταν από την πηγή από 30 έως 50 km, δείχνονται από την πυκνά τυπωμένη καμπύλη του **σχήμα 3**. Τα εύροι τροποποιήθηκαν όμως, αξιωνοντας μια αντίστροφη σχέση απόστασης για να επιτευχθεί το λειτουργικό ακτινωτό πεδίο σε ένα μίλι από την πηγή. Είναι φανερό από το **σχήμα 1** ότι είναι παρούσα μια αξιοσημείωτη ποσότητα από ενέργεια υψηλής συχνότητας στο τμήμα της προεκκένωσης το οποίο πρέπει να προστεθεί σε αυτό της κυρίας εκκένωσης εάν θέλουμε να πάρουμε το ολικό ακτινωτό ηλεκτρομαγνητικό φάσμα. Το γεγονός ότι οι τιμές επανάληψης στην περιοχή της προεκκένωσης είναι από 10 έως 40 kc, κάνει το ανώτατο όριο του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος στην περιοχή των 30 kc. Το σχετικό εύρος του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος σε αυτό το ανώτατο όριο αναμένεται να έχει περίπου την ίδια αναλογία με την αναλογία της

συνάρτησης χρόνου εύρους. Καταγεγραμμένα πεδία και μετρήσεις του ανώτατου ορίου της διαφορικής απόκλισης στατιστικού δείγματος δείχνει μια αναλογία της προεκκένωσης με το εύρος της κυρίως εκκένωσης περίπου 0.2. Το επικρατούν τριγωνικό σχήμα των μεγάλων περιοχών της κυρίας εκκένωσης δείχνει μια μείωση $1/f^2$ στις συνιστώσες του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος ενώ η απότομη αλλαγή, σε χρόνους φανερά ορθογώνιους, στο ακτινωτό πεδίο της προεκκένωσης δείχνει μεγάλη ενέργεια με εξασθένηση $1/f$. Σε αυτή τη βάση, πάρθηκε το στικτό ηλεκτρομαγνητικό φάσμα του πρόδρομου του **σχήμα 3** και γενικά επιδεικνύεται με την εντυπωσιακή καμπύλη του συνδυασμένου ηλεκτρομαγνητικού φάσματος.

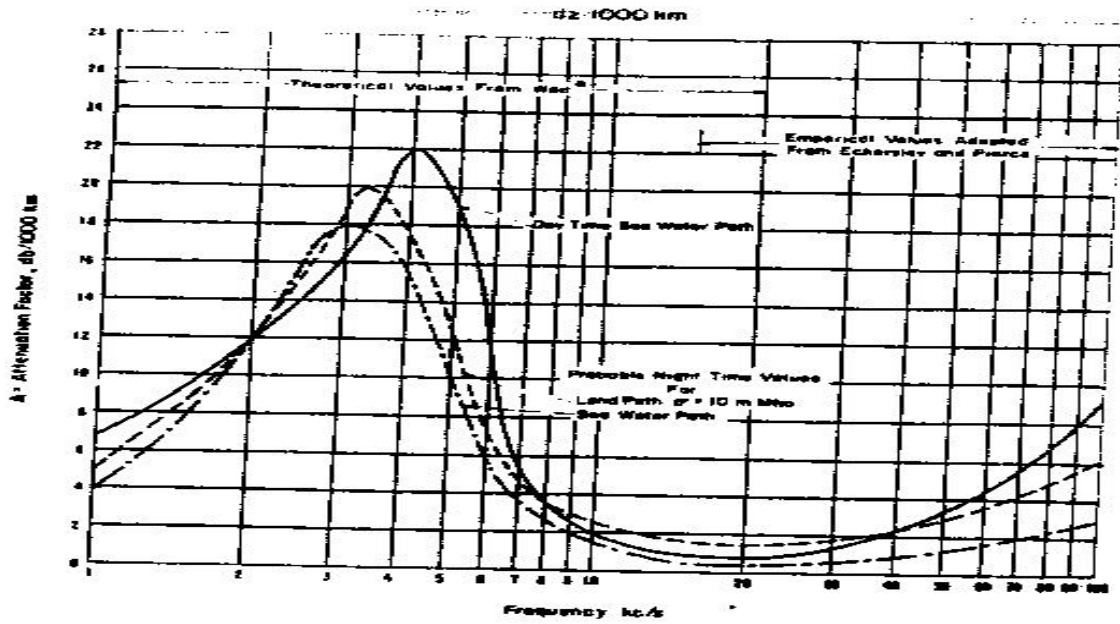
Πρέπει να επισημανθεί ότι η ενέργεια από την προεκκένωση απλώνεται ακτινωτά περίπου πάνω από ένα χιλιοστό του δευτερολέπτου, ενώ οι συνιστώσες της χαμηλότερης συχνότητας της κυρίως εκκένωσης απλώνονται ακτινωτά στα 100 έως 200 χιλιοστά του δευτερολέπτου. Αυτή η διάκριση είναι σπουδαία στον καθορισμό των αποτελεσμάτων του εύρους ζώνης και του κέντρου συχνότητας στην παρατηρούμενη δυναμική διακύμανση του πεδίου της ατμοσφαιρικής μετάδοσης.

Τα Χαρακτηριστικά Της Διασποράς

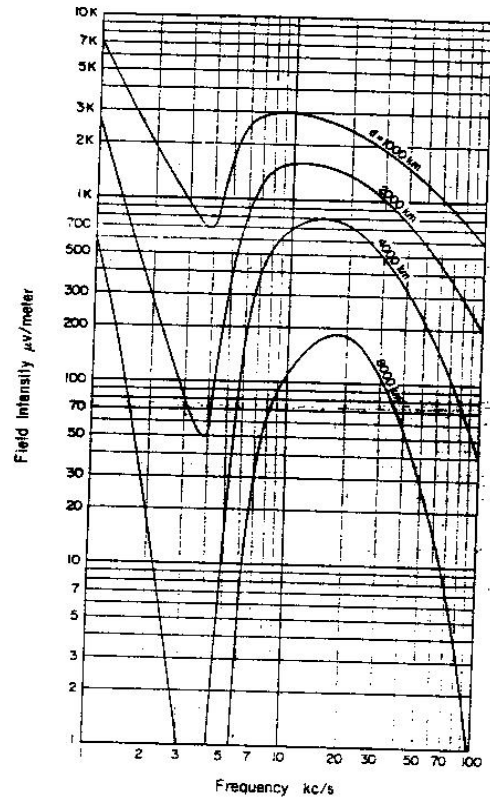
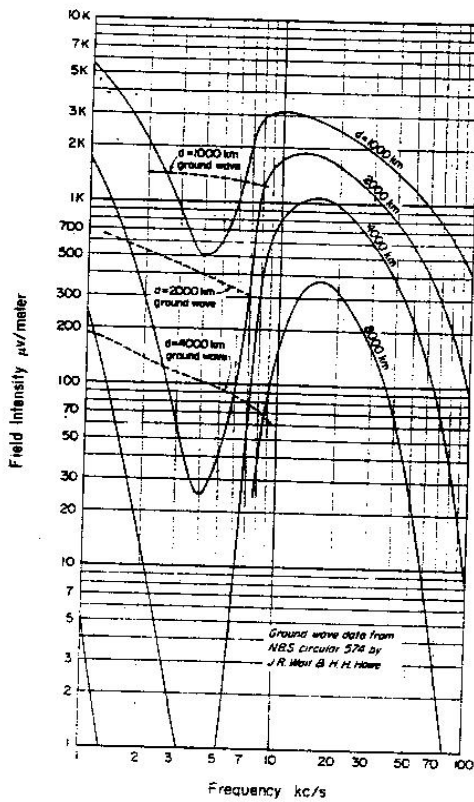
Πρόσφατες μελέτες από τον Wait έχουν δείξει ότι το κατακόρυφο ηλεκτρικό πεδίο σε μεγάλες αποστάσεις από την πηγή μπορούν να αντιπροσωπευθούν από μια αναπαράσταση που έχει την μορφή

$$E_d \cong \frac{E_0 * 0,4 * 10^{-(Ad / 2 * 10^4)}}{\sqrt{d} * \sqrt{f}} \quad 1000 \leq d \leq 8000 \quad (3)$$

όπου E_d είναι το κατακόρυφο ηλεκτρικό πεδίο σε μια απόσταση d από την πηγή, d είναι αυτή η απόσταση σε χιλιόμετρα, E_0 είναι το ενεργό ακτινωτό πεδίο σε ένα μίλι από την πηγή συνήθως εκφραζόμενο σε μ/m , f είναι η συχνότητα σε kc και A ο παράγοντας μείωσης σε $db/100 km$. Ο παράγοντας A λαμβάνεται από τους τρόπους υπολογισμού του Wait πάνω στην διακύμανση 1 έως 20 kc και από τα στοιχεία που προσαρμόζονται από τον Eckersley και από τον Pierce σε διακύμανση 20 έως 100 kc , που παρουσιάζεται στο **σχήμα 4**. Θα πρέπει να επισημανθεί ότι οι τιμές από τις



Σχήμα 4



6—Calculated frequency spectra...

Σχήματα 5 και 6

ολονύχτιες καμπύλες δεν είναι τόσο καλά επαληθευμένες όσο αυτές από τις ημερήσιες συνθήκες. Η συμπεριφορά του κατοπτρικού τηλεσκοπίου είναι πολύ λιγότερο σταθερή το βράδυ όμως, είναι αναμενόμενο ότι η ζώνη απορρόφησης

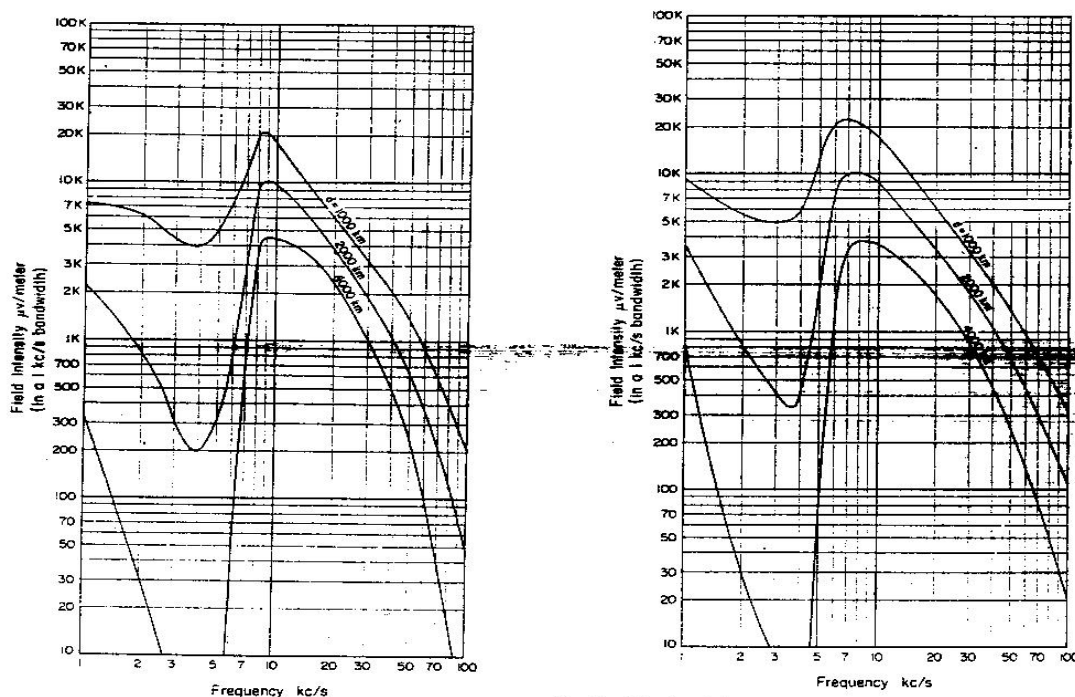
χαμηλής συχνότητας πιθανότατα θα μετακινηθεί κάτω από 4 kc σε περίπου 3 kc τη νύχτα και επίσης είναι πιθανόν η τιμή αιχμής της απορρόφησης θα είναι μικρότερη το βράδυ εξ'αιτίας του γεγονότος ότι το ιονοσφαιρικό στρώμα είναι ψηλότερο και γίνεται περισσότερο αγώγιμο τη νύχτα.

Χρησιμοποιώντας τον παράγοντα A του σχήμα 5 στην (3) και αξιόνοντας μια σταθερά E_0 (μια λευκή πηγή ενός u/m στο ένα μίλι), παίρνουμε τα φάσματα του **σχήματα 5 και 6** τα οποία δείχνουν το αναμενόμενο πεδίο σε αποστάσεις ενδεικνυόμενες για μια τροχιά σε θαλασσινό νερό κατά τη διάρκεια της ημέρας και μια νυχτερινή τροχιά στην στεριά. Είναι ενδιαφέρον να επισημανθεί η αποφασισμένη ζώνη απορρόφησης στην γειτνιάζουσα περιοχή των 4 kc και αν δεν είναι καλά επαληθευμένο το ακριβές βάθος, υπάρχουν πειραματικές μαρτυρίες οι οποίες υποδεικνύουν ότι η γενική διαδοχή της έντασης ήχου είναι όπως φαίνεται. Οι καμπύλες θαλάσσιου ύδατος υποδεικνύουν μια καθορισμένη προτίμηση για συχνότητες της τάξεως των 15 έως 20 kc όταν είναι επιθυμητές περιφερειακές τροχιές μεγάλης διακύμανσης και είναι ενδιαφέρον να σημειώσουμε ότι αυτή είναι η ακριβής περιοχή όπου είναι τοποθετημένοι οι περισσότεροι από τους υπάρχοντες σταθμούς μεγάλης διακύμανσης VLF. Η γήινες καμπύλες κατά τη διάρκεια της νύχτας έχουν παρόμοιο σχήμα όμως, η ζώνη απορρόφησης δεν είναι τόσο βαθιά και μπορεί να ονομάζεται σημείο ζώνης VLF στα 15 kc αξιοσημείωτα ευρύτερο.

Χαρακτηριστικά Της Ατμοσφαιρικής Μετάδοσης **Υπολογισμένες Φασματικές Συχνότητες**

Το ολικό πεδίο της παρατηρούμενης ατμοσφαιρικής μετάδοσης σε μια δεδομένη τοποθεσία απορρέει από το σύνολο όλων των μεμονωμένων πεδίων των εκκενώσεων αστραπής και από όλες τις άλλες συνεισφέρουσες πηγές που τροποποιήθηκαν με τα ανεξάρτητα μονοπάτια διασποράς τους. Σε οποιαδήποτε δεδομένη τοποθεσία και ώρα, υπάρχουν ένας μεγάλος αριθμός από αποστάσεις που επιδρούν, καθώς τα κοντινότερα κέντρα καταιγίδας θα συμβάλλουν γενικά στο μεγαλύτερο ποσοστό ενέργειας, είναι αναμενόμενο ότι η παρατηρούμενη φασματική συχνότητα θα είναι συχνά μια συνάρτηση της απόστασης προς το κοντινότερο μεγάλο κέντρο καταιγίδας. Χρησιμοποιώντας τη συνδυασμένη φασματική συχνότητα που φαίνεται με την εντυπωσιακή γραμμή στο **σχήμα 3** σαν μια πηγή και τις καμπύλες διάδοσης των

σχημάτων 5 και 6, λαμβάνουμε την αναμενόμενη φασματική συχνότητα του πεδίου της ατμοσφαιρικής μετάδοσης με ένα κύριο κέντρο καταγίδας στις αποστάσεις που υποδεικνύονται. Αυτά τα αποτελέσματα φαίνονται στα **σχήματα 7 και 8**.

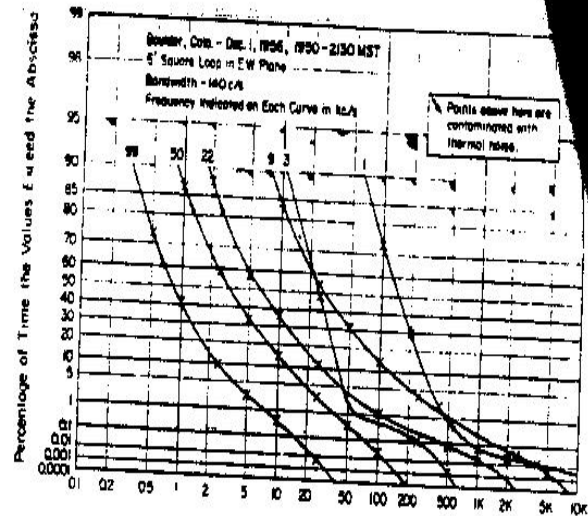
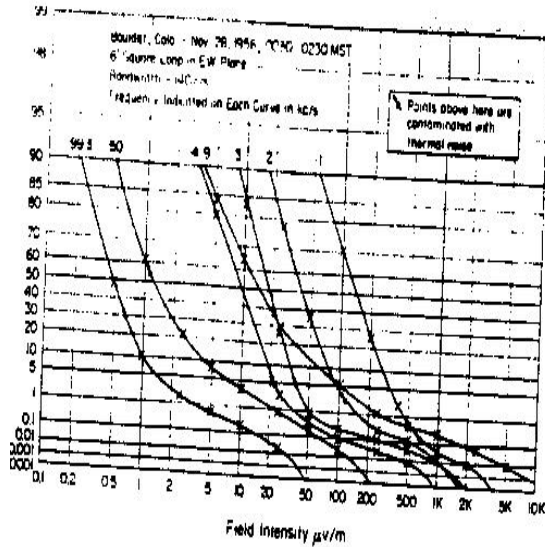


Σχήματα 7 και 8

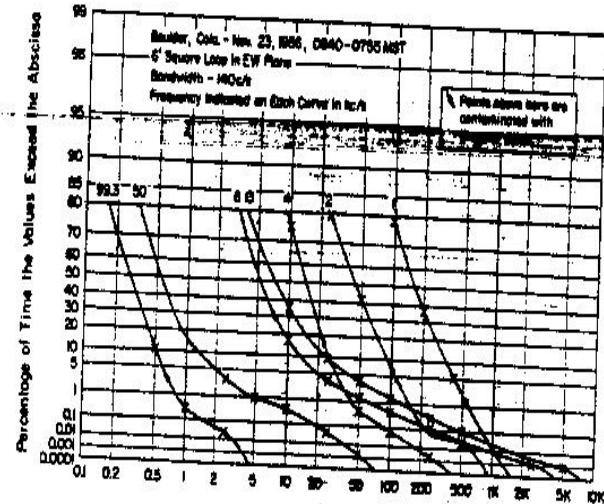
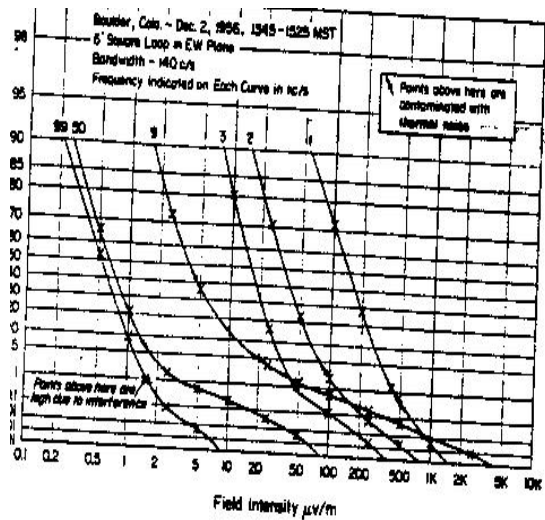
Μετρήσιμα Χαρακτηριστικά Του Πεδίου Της Μετάδοσης

Ο εξοπλισμός της διανομής εύρους που περιγράφεται από τους Watt και Maxwell χρησιμοποιήθηκε σαν μια ενδιάμεση αναλογία συχνότητας ενός υπερτεροδυνου δέκτη ο οποίος μπορεί να συντονιστεί από 1 έως 100 kc. Ο ίδιος βρόγχος 6-ίντσες τετράγωνο 15-καμπύλη χρησιμοποιείται σαν την κεραία και η διανομή εύρους του φακέλου της ατμοσφαιρικής ράδιο μετάδοσης όπως παρατηρείται στην ζώνη των 140-cps (6 db) κεντραρισμένη στις συχνότητες που υποδεικνύονται και που φαίνονται στα **σχήματα 9 και 10**, στην επόμενη σελίδα, για τυπικές συνθήκες νυχτερινού χρόνου, **σχήμα 11** για τυπικές συνθήκες κατά τις ώρες της ημέρας και **σχήμα 12** σαν μια μεταβατική περίοδος.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 6: ΜΕΤΡΗΣΙΜΑ ΣΤΑΤΙΣΤΙΚΑ ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΗΚΑ ΤΗΣ VLF ΚΑΙ ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΗΚΑ ΤΗΣ ΑΤΜΟΣΦΑΙΡΙΚΗΣ ΜΕΤΑΔΟΣΗΣ ΑΠΟ 1 ΕΩΣ 100 ΚC



Σχήματα 9 και 10



Σχήματα 11 και 12

Οι τιμές των πειραματικών σημείων στις αθροιστικές διανομές λαμβάνονται μετρώντας το επί τοις εκατό του χρόνου όπου το πεδίο μετάδοσης που παρατηρείται σε ζώνη 140-cps υπερβαίνει το πεδίο έντασης που υποδεικνύεται κατά τη διάρκεια μιας δεύτερης περιόδου από 100 ή 200. Αυτές οι περιόδοι επιλέγονται να είναι ακριβώς όσο χρειάζεται μακριές για να εξασφαλίζουν στατιστικά σταθερά δεδομένα. Έγινε πρόβλεψη στον εξοπλισμό για τη μέτρηση τριών συνεχόμενων επιπέδων ανά περίοδο. Αυτό επιτρέπει μια πλήρη διανομή σε μια δεδομένη συχνότητα που επιτυγχάνεται σε 7 έως 12 λεπτά. Καθώς έχουμε επιλέξει 10 διαφορετικές συχνότητες από 1 μέχρι 100 kc, χρειάζεται ένα σύνολο χρόνου από 1^{1/4} έως 2 ώρες για να εξασφαλιστεί το πλήρες φάσμα.

Αντιμετωπίζεται σημαντική δυσκολία στο να επιτύχουμε τις μετρήσεις κατά τη διάρκεια της ημέρας καθώς μολύνεται τακτικά το τοπικό πεδίο μετάδοσης στα 50 kc και 100 kc των λήψεων του οργάνου. Και ακόμη το επίπεδο θερμικής μετάδοσης του δέκτη προσεγγίστηκε κατά τη διάρκεια περιόδων χαμηλού πεδίου λαμβανομένης μετάδοσης σε υψηλό ποσοστό περιοχών με πεδία χαμηλής σφοδρότητας σε 4 kc και κάτω. Υποδηλώνονται αντίστοιχα οι μολυσμένες τιμές σε κάθε καταγεγραμμένο πεδίο σφοδρότητας όπου λαμβάνονται.

Γενικά οι δριμύτητες των πεδίων οι οποίες υπερβαίνουν το 0.1 τοις εκατό του χρόνου μπορούν να θεωρηθούν σαν αντιπροσωπευτικές του πραγματικού πεδίου ατμοσφαιρικής μετάδοσης και σαν αποτέλεσμα έχουν επιλεγεί να αντιπροσωπεύουν τη μεταβλητότητα σε παρατηρούμενα επίπεδα μετάδοσης σαν συνάρτηση συχνότητας. Τα αντίστοιχα φάσματα των **σχημάτων 9, 10, 11 και 12** φαίνονται στα **σχήματα 13 έως 16** (αντίστοιχα). Το γενικό σχήμα φαίνεται να ανταποκρίνεται σχετικά καλά με αυτό που εξασφαλίστηκε στα **σχήματα 7 και 8**. Η τοποθέτηση της συχνότητας στο ανώτατο και στο μηδαμινό φαίνεται να είναι σε καλή συμφωνία με τις θεωρητικές καμπύλες και το γενικό επίπεδο εύρους και σχημάτων φαίνεται να υποδηλώνει μια απόσταση των 2 έως 4 χιλιάδες χιλιόμετρα όπως μπορεί να είναι αναμενόμενο για καταιγίδες σε αυτή την εποχή του χρόνου.

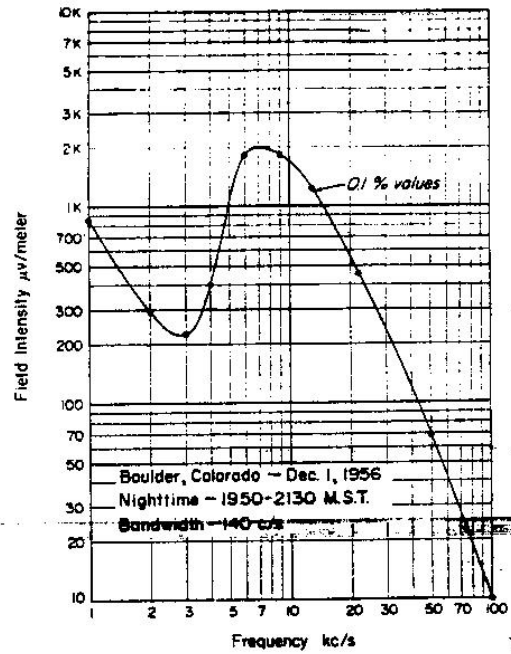
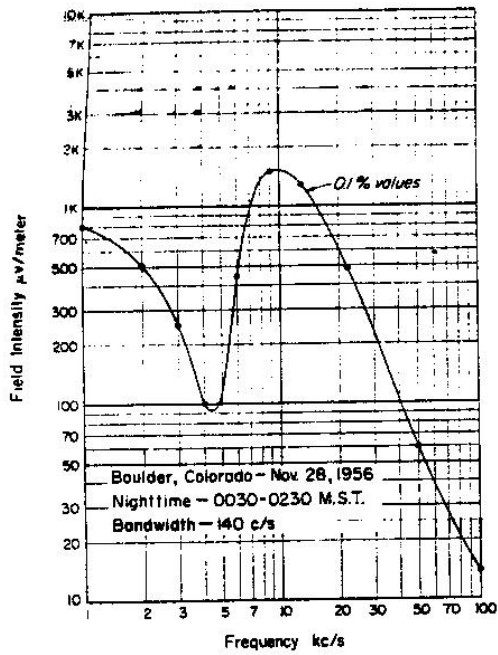
Τα φασματικά των τιμών rms δεν φαίνονται, επειδή οι τιμές της διανομής rms θα είναι σε σφάλμα εξ'αιτίας της μόλυνσης της θερμικής μετάδοσης σε μερικές από τις συχνότητες. Η ακριβής απόκλιση της ισχύος ή της τιμής rms με τη συχνότητα αναμένεται να ποικίλει με ένα τρόπο παρόμοιο με αυτόν που φαίνεται για τις τιμές τους 0.1 τοις εκατό σε περίπου ένα δέκατο του εύρους αυτών των συγκεκριμένων καμπυλών. Ακόμη, αναμένεται ότι θα υπάρξει μια μικρή συστηματική αποχώρηση ανάμεσα στις rms και στο 0.1 τοις εκατό των φασμάτων εξ'αιτίας της αλλαγής στην δυναμική διακύμανση της μετάδοσης με την συχνότητα..

Η πραγματική δυναμική διακύμανση του φακέλου της ατμοσφαιρικής συχνότητας πάνω από μια ευρεία διακύμανση ποσοστών δεν μπορεί να εξασφαλιστεί άμεσα από την παρατηρούμενη διανομή επειδή η μόλυνση της θερμικής μετάδοσης σε περιοχές χαμηλού εύρους της ελάχιστης συχνότητας διανομής, λιγότερο από 10 kc. Επί πρόσθετα οι περιοχές διανομής χαμηλού εύρους των 10 και 100 kc μολύνονται κατά

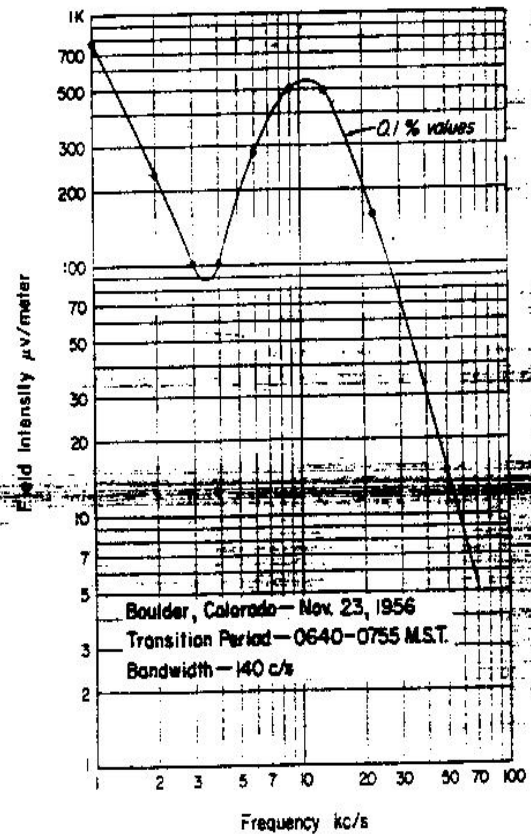
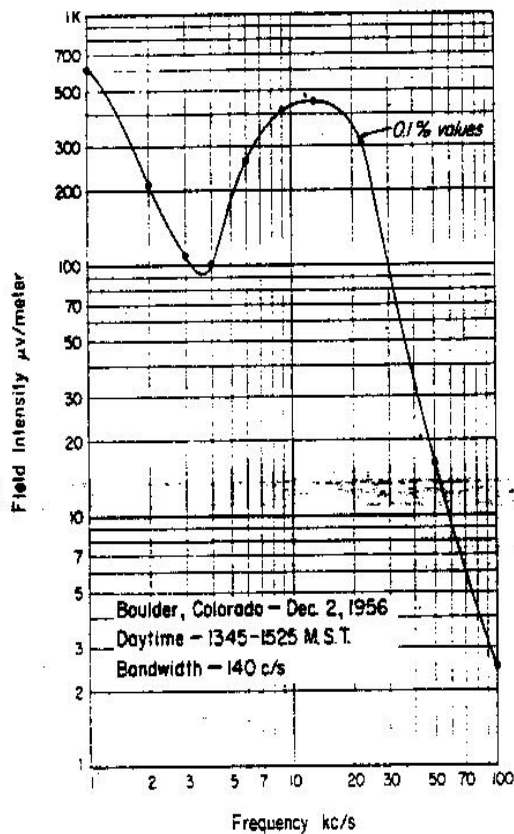
περίσταση από παρεμβολές κατασκευασμένες από τον άνθρωπο. Αυτή η διακύμανση από 1 έως 0.0001 τοις εκατό είναι επομένως, σχετικά ελεύθερη από μόλυνση.

Η δυναμική διακύμανση του φακέλου μετάδοσης αναμένεται να ποικίλει σαν μια συνάρτηση συχνότητας εξ'αιτίας δύο ανεξάρτητων παραγόντων: 1) η διάρκεια του χρόνου κατά τη διάρκεια της οποίας η ενέργεια στην συγκεκριμένη διακύμανση συχνότητας απλώνεται ακτινωτά και 2) οι δραστικές συμβολές των ανεξάρτητων πηγών εξ'αιτίας της εξασθένησης με την απόσταση. Ο παράγοντας ένα αναμένεται να είναι λιγότερο αποφασισμένος σε ένα εύρος ζώνης των 140 cps παρά σε εύροι ζώνης του 1 kc ή μεγαλύτερο εξ'αιτίας της διάρκειας ενός χιλιοστού του δευτερολέπτου του μέσου όρου προεκκένωσης. Το γεγονός ότι η δραστικός χρόνος της εκπομπής ακτινοβολίας είναι μεγαλύτερος σε συχνότητες πάνω από 20 kc θα προκαλέσει μια μείωση στην παρατηρούμενη δυναμική διακύμανση σε κέντρο συχνότητας μεγαλύτερο από 20 kc. Ο δεύτερος παράγοντας παράγει ένα αποτέλεσμα το οποίο εξαρτάται από τη συγκεκριμένη γεωγραφική διανομή των καταιγίδων την ώρα της παρατήρησης και κατά τη διάρκεια περιόδων όπου η ελάχιστη απόσταση είναι εκτιμητή, είναι αναμενόμενο ότι ένας μεγάλος βαθμός εξασθένησης θα μειώσει τη δυναμική διακύμανση.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 6: ΜΕΤΡΗΣΙΜΑ ΣΤΑΤΙΣΤΙΚΑ ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΗΚΑ ΤΗΣ VLF ΚΑΙ ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΗΚΑ ΤΗΣ ΑΤΜΟΣΦΑΙΡΙΚΗΣ ΜΕΤΑΛΟΣΗΣ ΑΠΟ 1 ΕΩΣ 100 ΚC



Σχήματα 13 και 14



Σχήματα 15 και 16

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 7

ΑΝΑΛΥΣΗ ΤΩΝ ΠΡΟΓΡΑΜΜΑΤΩΝ ΚΑΙ ΤΩΝ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΩΝ ΤΗΣ ΕΡΓΑΣΙΑΣ

Εισαγωγή

Στο κεφάλαιο αυτό παρουσιάζεται η ανάλυση των αποτελεσμάτων που προήλθε κατόπιν επεξεργασίας των στοιχείων που είχαμε στη διάθεσή μας και τα οποία διαφοροποιούνταν ανάλογα με τον σταθμό, την ώρα και την ημέρα. Τα στοιχεία αυτά, τα οποία συλλέχθηκαν από τον κεντρικό σταθμό που βρίσκεται στο Τ.Ε.Ι. ΧΑΝΙΩΝ, έχουν την εξής μορφή:

H0010000.dat

Όπου

το πρώτο ψηφίο είναι το γράμμα που αντιπροσωπεύει το σταθμό,

δηλ. H=Ηράκλειο

τα επόμενα τρία(3) ψηφία είναι η ημέρα,

δηλ. 001=Πρώτη ημέρα

τα επόμενα τέσσερα ψηφία είναι η ώρα/λεπτό.

Η επεξεργασία των δεδομένων μας έγινε σε περιβάλλον MATLAB, με τη βοήθεια του οποίου εξήλθαν τα ιστογράμματα που παρουσιάζονται σε αυτή την εργασία. Το πρόγραμμα χωρίζεται στο κύριο πρόγραμμα με το οποίο εξάγονται τα ιστογράμματα και στο πρόγραμμα μέσης τιμής–τυπικής απόκλισης.

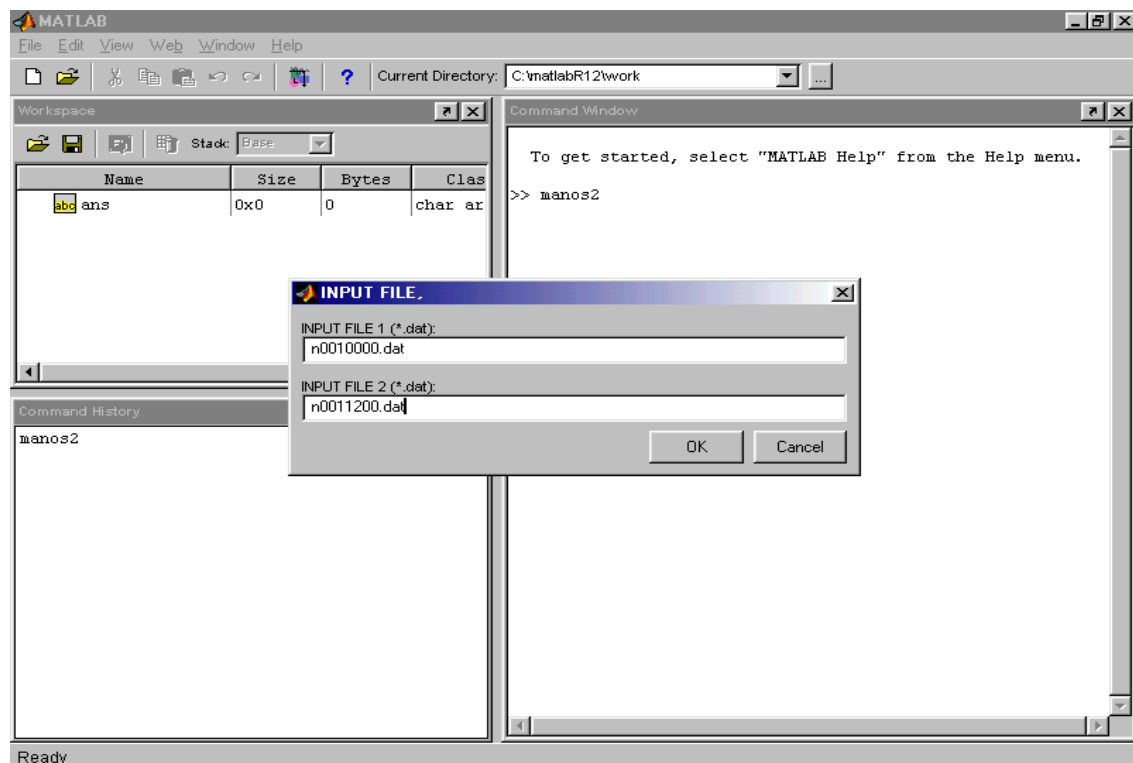
Ανάλυση Των Προγραμμάτων

Στη συνέχεια εξηγούμε τη σχεδίαση των δύο προγραμμάτων μας (τα οποία πραγματοποιήθηκαν σε περιβάλλον MATLAB), έτσι ώστε να γίνουν κατανοητά από όλους τους χρήστες.

Ανάλυση Κόριου Προγράμματος

Γραμμή 1: Βάζουμε για πόσες μέρες θέλουμε να τρέξει το πρόγραμμα μας. Δηλαδή αν θέλουμε για πέντε μέρες: `for num=1:5`

Γραμμές 2-4: Δημιουργεί ένα πλαίσιο στο οποίο γράφουμε τις μέρες. Επειδή στα δεδομένα μας οι μέρες δίνονται ανά 12 ώρες, στο πλαίσιο (INPUT FILE) γράφουμε πάνω τη μισή μέρα και κάτω την άλλη μισή.



Γραμμές 5-8: Στις γραμμές 5-6, ανοίγει τα αρχεία που του 'γραφα και στις 7-8, δημιουργεί τα αρχεία (data.m-data1.m) στα οποία γράφω ότι θέλω.

Γραμμές 9-22: Στις γραμμές 9-10 και 16-17, διαβάζει ότι βλέπει στα αρχεία (n0010000.dat-n0011200.dat) και στις 11-13 και 18-20, διαβάζει αυτά που θέλουμε μόνο. Δηλαδή διαβάζει μόνο αυτά που είναι μετά το "+" και μόνο έξι στήλες.

(02+0001. 03+0000. 04+1206. 05+222.5 06+310.3 07+334.6)

Γραμμές 23-27: Κλείνει όλα τα αρχεία και μετά φορτώνει τα (data.m-data1.m), τα οποία και τα σβήνει.

Γραμμή 28: Επειδή θέλουμε τα δεδομένα μιας μέρας, κάνουμε τις δύο στήλες, μία. (Η μία στήλη έχει τα δεδομένα της μιας μισής μέρας και η άλλη της άλλης μισής μέρας).

Γραμμές 29-40: Προσδιορίζει το μέγεθος του πίνακα και στη συνέχεια παίρνει τα πρώτα έξι στοιχεία από κάθε υπάρχουσα στήλη και φτιάχνει τις στήλες που θέλουμε.

Γραμμές 41-47: Επιλέγουμε την κάθε στήλη και την ονομάζουμε, ώστε να τη χρησιμοποιήσουμε παρακάτω.

Γραμμές 48-52: Αποθηκεύουμε την κάθε μέρα στο αρχείο (mera.m), για να το χρησιμοποιήσουμε στο άλλο πρόγραμμα.

Γραμμές 54-71, 72-89, 90-106, 107-123: Υπολογίζει το μέγεθος του πίνακα και βάζει τα δεδομένα σε στήλη. Μετά υπολογίζει τη μέγιστη και την ελάχιστη τιμή, τη μέση τιμή και την τυπική απόκλιση και ακολούθως τα αποθηκεύει στα αρχεία (mean1.m-mean2.m-mean3.m-mean4.m-std1.m-std2.m-std3.m-std4.m). Στη συνέχεια υπολογίζει το εύρος καθώς και το πλήθος των τμημάτων που χωρίζονται τα ιστογράμματα και χρωματίζει τα ιστογράμματα.

Κύριο Πρόγραμμα

```

1. for num=1:1

2. prompt1={'INPUT FILE 1 (*.dat):','INPUT FILE 2 (*.dat):'};
3. title1='INPUT FILE, ';
4. in=inputdlg(prompt1,title1);

5. fid = fopen(in{1},'rt');
6. fid1=fopen(in{2},'rt');
7. fid2=fopen('data.m','a');
8. fid3=fopen('data1.m','a');

9. while feof(fid) == 0;
10.     tline1 = fgetl(fid);
11.     for i=1:6
12.         tline=tline1(((i-1)*10+3):((i-1)*10+8));
13.         fprintf(fid2,'%s \n',tline);
14.     end
15. end

16. while feof(fid1) == 0;
17.     tline2 = fgetl(fid1);
18.     for i=1:6
19.         tline3=tline2(((i-1)*10+3):((i-1)*10+8));
20.         fprintf(fid3,'%s \n',tline3);
21.     end
22. end

23. fclose('all');
24. y=load('data1.m');
25. x=load('data.m');
26. delete data.m

```

27. delete data1.m

28. x=cat(1,x,y);

29. num=1;

30. [m1,n1]=size(x);

31. k=m1/6;

32. for i=1:k

33. z{i}=x(6*(i-1)+1:6*i,:);

34. [m,n]=size(z{i});

35. e{i}=reshape(z{i}',m*n,1);

36. for j=1:m*n

37. v(j,i)=e{i}(j);

38. v1{num}=v';

39. end

40. end

41. DM=v1{num}(:,1);

42. DH=v1{num}(:,2);

43. EW3=v1{num}(:,3);

44. EW10=v1{num}(:,4);

45. NS3=v1{num}(:,5);

46. NS10=v1{num}(:,6);

47. N=1*24*60;

48. fid12=fopen('mera.dat','a');

49. [m2,n2]=size(DM);

50. w=m2*n2;

51. mera=reshape(DM,w,1);

52. mera1=num2str(mera(1,1));

53. fprintf(fid12,'%s \n',mera1);

54. fid4=fopen('mean1.dat','a');

55. fid5=fopen('std1.dat','a');

```
56. [m2,n2]=size(EW3);
57. p1=m2*n2;
58. val1=reshape(EW3,p1,1);
59. Mean1=mean(val1);
60. Std1=std(val1);
61. fprintf(fid4,'%s \n',Mean1);
62. fprintf(fid5,'%s \n',Std1);
63. Max1=max(val1);
64. Min1=min(val1);
65. delta1=(Max1-Min1)/(1+3.3*log(N));
66. count1=round(Max1/delta1);
67. subplot(2,2,1)
68. hist(val1,count1)
69. h = findobj(gca,'Type','patch');
70. set(h,'FaceColor','w','EdgeColor','m')
71. xlabel '3 KHz'
72. title 'EAST-WEST'

73. fid6=fopen('mean2.dat','a');
74. fid7=fopen('std2.dat','a');
75. [m2,n2]=size(NS3);
76. p2=m2*n2;
77. val2=reshape(NS3,p2,1);
78. Mean2=mean(val2);
79. Std2=std(val2);
80. fprintf(fid6,'%s \n',Mean2);
81. fprintf(fid7,'%s \n',Std2);
82. Max2=max(val2);
83. Min2=min(val2);
84. delta2=(Max2-Min2)/(1+3.3*log(N));
85. count2=round(Max2/delta2);
86. subplot(2,2,2)
87. hist(val2,count2)
88. h = findobj(gca,'Type','patch');
```

```
89. set(h,'FaceColor','w','EdgeColor','b')
90. xlabel '3 KHz'
91. title 'NORTH-SOUTH'

92. fid8=fopen('mean3.dat','a');
93. fid9=fopen('std3.dat','a');
94. [m2,n2]=size(EW10);
95. p3=m2*n2;
96. val3=reshape(EW10,p3,1);
97. Mean3=mean(val3);
98. Std3=std(val3);
99. fprintf(fid8,'%s \n',Mean3);
100. fprintf(fid9,'%s \n',Std3);
101. Max3=max(val3);
102. Min3=min(val3);
103. delta3=(Max3-Min3)/(1+3.3*log(N));
104. count3=round(Max3/delta3);
105. subplot(2,2,3)
106. hist(val3,count3)
107. h = findobj(gca,'Type','patch');
108. set(h,'FaceColor','w','EdgeColor','m')
109. xlabel '10 KHz'

110. fid10=fopen('mean4.dat','a');
111. fid11=fopen('std4.dat','a');
112. [m2,n2]=size(NS10);
113. p4=m2*n2;
114. val4=reshape(NS10,p4,1);
115. Mean4=mean(val4);
116. Std4=std(val4);
117. fprintf(fid10,'%s \n',Mean4);
118. fprintf(fid11,'%s \n',Std4);
119. Max4=max(val4);
120. Min4=min(val4);
```

```
121. delta4=(Max4-Min4)/(1+3.3*log(N));
122. count4=round(Max4/delta4);
123. subplot(2,2,4)
124. hist(val4,count4)
125. h = findobj(gca,'Type','patch');
126. set(h,'FaceColor','w','EdgeColor','b')
127. xlabel '10 KHz'

128.      fclose ('all');

129. clear prompt1 fid fid2 EW3 NS3 EW10 NS10  DM DH Max Min
      N Val count data delta
130. clear e i in j k m m1 n n1 n2 title1 tline tline1 v x z m mean1 mean2
      mean3 mean4 std1 std2 std3 std4

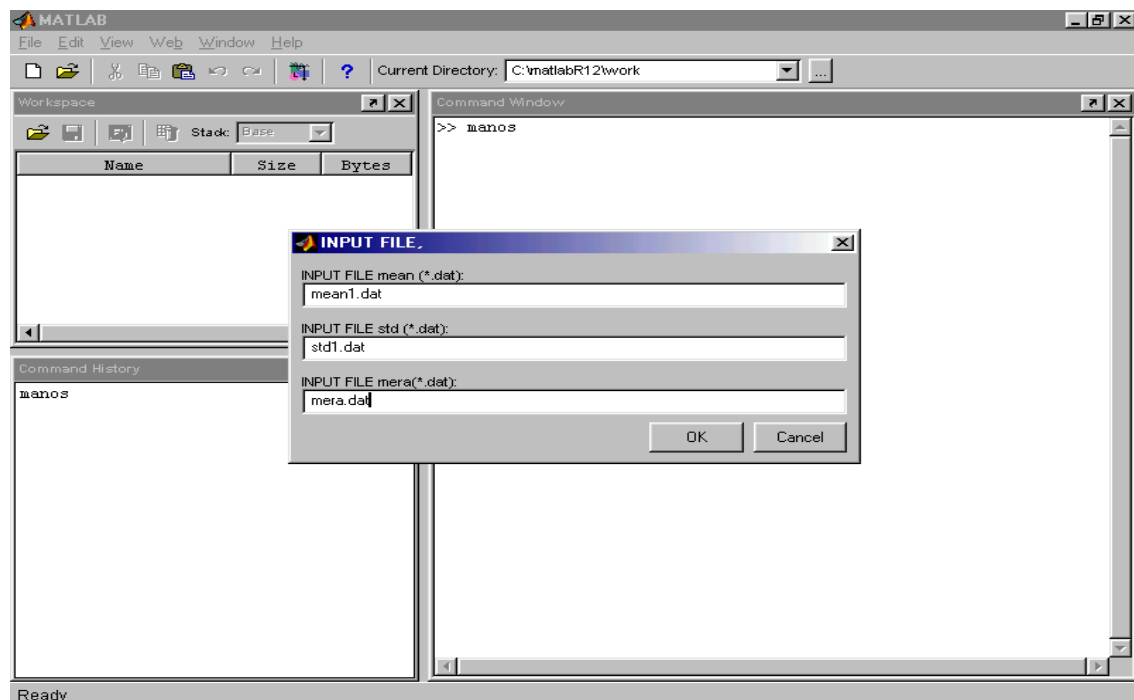
131. end
```

Ανάλυση Του Προγράμματος Μέσης Τιμής-Τυπικής Απόκλισης

Γραμμή 1: Τρέχει το πρόγραμμα όσες φορές του πούμε.

Γραμμή 2-4: Εμφανίζει το παρακάτω πλαίσιο στο οποίο γραφούμε τα αρχεία της μέσης τιμής, της τυπικής απόκλισης και της μέρας (mean.dat-std.dat-mera.dat). Ανάλογα με την επιλεγθείσα κεραία, τα αρχεία της μέσης τιμής, της τυπικής απόκλισης και της μέρας είναι:

	E-W	N-S
3 KHz	Mean1.dat	Mean2.dat
10 KHz	Mean3.dat	Mean4.dat
3 KHz	Std1.dat	Std2.dat
10 KHz	Std3.dat	Std4.dat



Γραμμές 5-10: Στις γραμμές 5-7, ανοίγει τα αρχεία που του 'γραψα και στις 8-10, δημιουργεί τα αρχεία (data.m-data1.m-data2.m) στα οποία γράφω ότι θέλω.

Γραμμές 11-22: Διαβάζει ότι βλέπει στα αρχεία (mean.dat-std.dat-mera.dat).

Γραμμές 23-29: Κλείνει όλα τα αρχεία και μετά φορτώνει τα (data.m-data1.m-data2.m), τα οποία και τα σβήνει.

Γραμμές 33-40: Βάζει τα δεδομένα των mean, std, mera σε πίνακες A και B. Στη συνέχεια, τοποθετεί τα δεδομένα κατά αύξοντα αριθμό. Μετά επιλέγουμε την κάθε στήλη και την ονομάζουμε, ώστε να τη χρησιμοποιήσουμε παρακάτω.

Γραμμές 41-52: Σχεδιάζει τις καμπύλες της μέσης τιμής και της τυπικής απόκλισης.

Πρόγραμμα Μέσης Τιμής-Τυπικής Απόκλισης

```

1. for num=1:4

2. prompt1={'INPUT FILE mean (*.dat):','INPUT FILE std (*.dat):','INPUT
   FILE mera(*.dat):'};
3. title1='INPUT FILE, ';
4. in=inputdlg(prompt1,title1);

5. fid = fopen(in{1},'rt');
6. fid1=fopen(in{2},'rt');
7. fid2=fopen(in{3},'rt');
8. fid3=fopen('data.m','a');
9. fid4=fopen('data1.m','a');
10.fid5=fopen('data2.m','a');

11.while feof(fid) == 0;
12.tline1 = fgetl(fid);
13.fprintf(fid3,'%s \n',tline1);
14.end

15.while feof(fid1) == 0;
16.tline2 = fgetl(fid1);
17.fprintf(fid4,'%s \n',tline2);
18.end

19.while feof(fid2) == 0;
20.tline3 = fgetl(fid2);
21.fprintf(fid5,'%s \n',tline3);
22.end

23.fclose('all');
24.q=load('data2.m');

```

```
25. w=load('data1.m');
26. x=load('data.m');
27. delete data.m
28. delete data1.m
29. delete data2.m

30. mean=x;
31. std=w;
32. mera=q;

33. A=[mera,mean];
34. B=[mera,std];
35. W=sortrows(A,[1,2]);
36. Q=sortrows(B,[1,2]);
37. mean=W(:,2);
38. std=Q(:,2);
39. mera1=W(:,1);
40. mera2=Q(:,1);

41. subplot(2,1,1)
42. plot(mera1,mean,'-mo','LineWidth',1,...
43. 'MarkerEdgeColor','k',...
44. 'MarkerFaceColor','k',...
45. 'MarkerSize',1)
46. ylabel 'ΜΕΣΗ ΤΙΜΗ'

47. subplot(2,1,2)
48. plot(mera2,std,'-go','LineWidth',1,...
49. 'MarkerEdgeColor','k',...
50. 'MarkerFaceColor','k',...
51. 'MarkerSize',1)
52. ylabel 'ΑΠΟΚΛΙΣΗ'
53. clear prompt1 fid fid2 DM DH Max Min N Val count data data1 data2
delta
```

54. clear e i in j k m m1 n n1 n2 title1 tline tline1 v w x q mean mera std

55. end

Ανάλυση Αποτελεσμάτων

Τα αποτελέσματα που πάρθηκαν από τα παραπάνω προγράμματα, αναφέρονται σε δεδομένα ενός έτους (συγκεκριμένα του έτους 1995). Από αυτό το έτος, επιλέχθηκαν τρεις μήνες (Ιανουάριος, Φεβρουάριος και Μάρτιος) και από τους τρεις μήνες, επιλέχθηκαν συνολικά 35 μέρες. Η ανάλυση, δεν πραγματοποιήθηκε με διάφορα πειράματα δηλ. με μαθηματικούς τύπους, σύγκριση θεωρητικών-πειραματικών τιμών, σύγκριση διαφόρων πρότυπων κ.τ.λ. γιατί χρειάζεται πάρα πολύ χρόνος και εμπειρία. Εμείς αυτό που κάναμε ήταν μια απλή θεωρητική ανάλυση.

Για την ανάλυση των αποτελεσμάτων μας, επιλέξαμε από τις 35 μέρες μόνο 9 μέρες για να τις παρατηρήσουμε. (Οι μέρες είναι η 1^η, η 17^η, η 31^η, η 32^η, η 50^η, η 59^η, η 61^η, η 73^η και η 81^η).

Παρατηρώντας τα ιστογράμματα, που εξήλθαν από το κύριο πρόγραμμα μας, η μορφή της καμπύλης που βγαίνει από τα ιστογράμματα είναι καλή, άλλοτε είναι συμμετρική δηλ. οι μετρήσεις απέχουν από το κεντρικό μέγιστο την ίδια συχνότητα, άλλοτε η καμπύλη παρουσιάζει «ουρά» προς τα δεξιά ή προς τα αριστερά και άλλοτε μπορεί η καμπύλη να έχει δύο μέγιστα, δηλ. να είναι δικόρυφη. Στη συνέχεια, αναλύουμε τις καμπύλες της μέσης τιμής-τυπικής απόκλισης, που εξήλθαν από το δεύτερο πρόγραμμα μας.

- Στη διεύθυνση E-W (3 KHz), παρατηρούμε ότι μέχρι την 20^η μέρα και από την 60^η έως 81^η, η απόκλιση από τη μέση τιμή κυμαίνεται σε χαμηλά επίπεδα. Αντιθέτως από την 30^η μέρα μέχρι την 55^η, η απόκλιση κυμαίνεται σε υψηλά επίπεδα.
- Στη διεύθυνση N-S (3 KHz) και E-W (10 KHz), παρατηρούμε ότι η απόκλιση κυμαίνεται σε χαμηλά επίπεδα.
- Στη διεύθυνση N-S (10 KHz), παρατηρούμε ότι η απόκλιση κυμαίνεται σε υψηλά επίπεδα στις δύο τελευταίες μέρες.

Η υψηλή απόκλιση που παρατηρείται, μπορεί να οφείλεται, είτε στις διάφορες διαταραχές από ατμοσφαιρικά παράσιτα, είτε σε αίτια που οφείλεται στον ανθρώπινο παράγοντα.

Όπως αναφέραμε και παραπάνω, η ανάλυση δεν στηρίχθηκε σε διάφορα πειράματα, έτσι ώστε να μπορέσουμε να βρούμε, αν οι πειραματικές-θεωρητικές τιμές διαφέρουν ή όχι μεταξύ τους, αλλά ούτε και στη σύγκριση διαφόρων προτύπων. Μπορούμε όμως να πούμε λίγα λόγια, για το πώς θα πραγματοποιούνταν τα παραπάνω συμπεράσματα.

Ένας τρόπος θα ήταν να βρούμε, αν οι θεωρητικές τιμές διαφέρουν ή όχι από τις πειραματικές. Αυτό θα γινόταν μέσω του τύπου:

$$\chi^2 = \sum_{j=1}^k \frac{(o_j - e_j)^2}{e_j}$$

Όπου o_j είναι πειραματικές μετρήσεις

e_j είναι θεωρητικές μετρήσεις.

Εάν τώρα βρίσκαμε ότι το $\chi^2 = 0$, τότε οι θεωρητικές και οι πειραματικές συμφωνούν ακριβώς, ενώ αν βρίσκαμε ότι το $\chi^2 > 0$, τότε δεν συμφωνούν ακριβώς.

Ένας άλλος τρόπος ήταν να συγκρίνουμε διάφορα πρότυπα και να βρίσκαμε πιο πρότυπο είναι πιο ακριβές. Το πιο ακριβές πρότυπο εξαρτάται από τη γεωγραφική θέση, την εποχή του έτους και την ημέρα, τη συχνότητα και το εύρος ζώνης. Για να βρούμε τις καταλληλότερες παραμέτρους του κάθε προτύπου και να συγκρίνουμε τα πρότυπα μεταξύ τους, θα χρησιμοποιούσαμε το κριτήριο λάθους ή μέσο-τετράγωνο του λογαρίθμου σφάλματος που είναι το εξής:

$$MSLE = \int f_x \left(\log_{10} \frac{f(x)}{\hat{f}(x)} \right)^2 dx$$

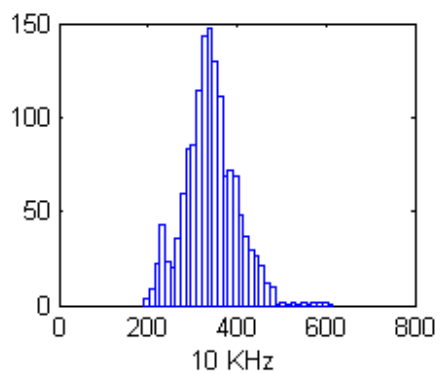
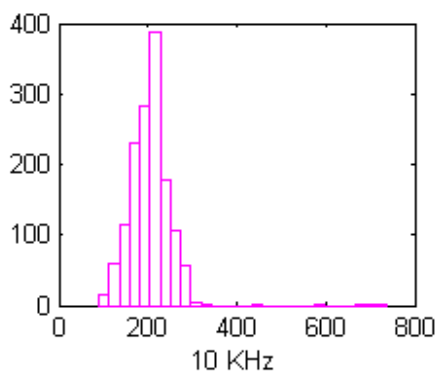
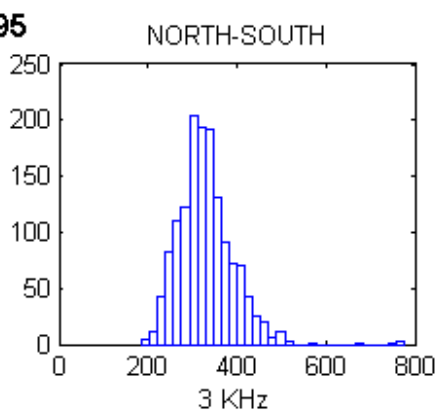
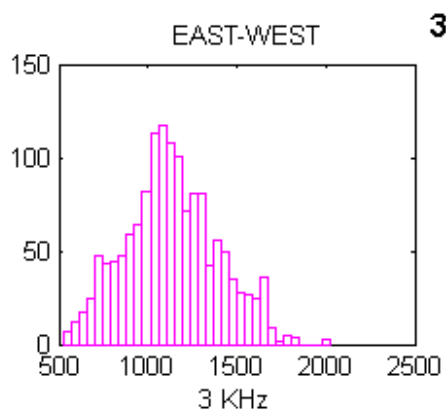
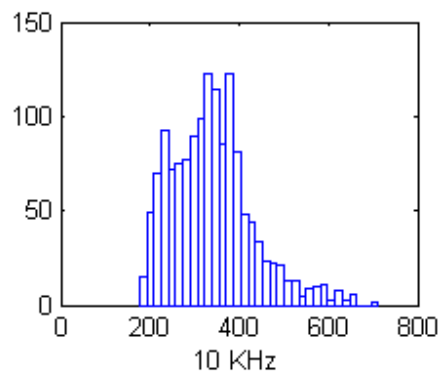
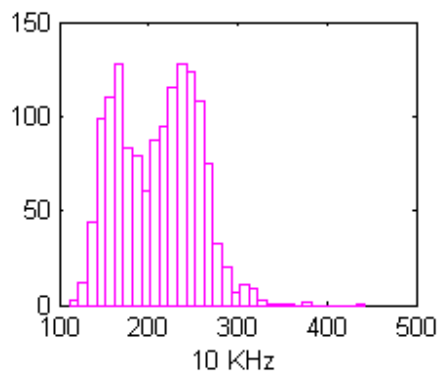
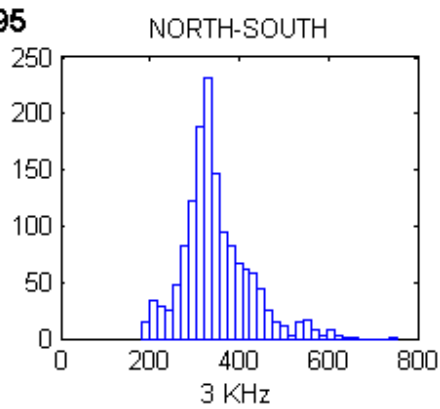
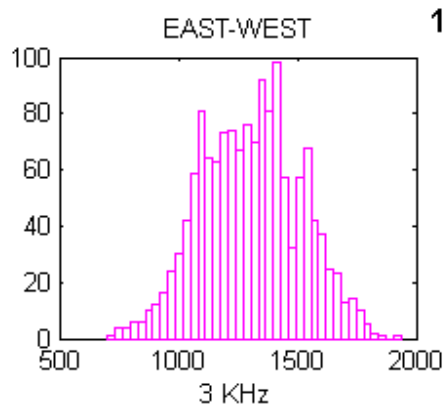
όπου $f(x)$ είναι τα στοιχεία pdf

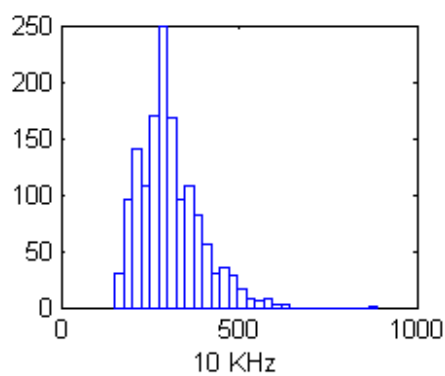
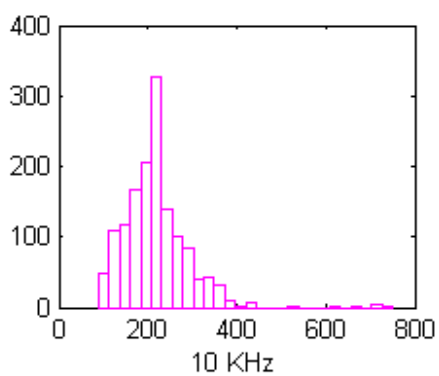
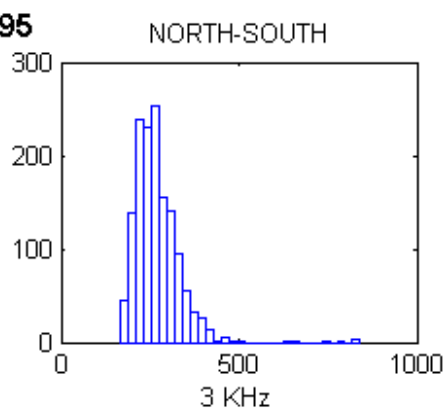
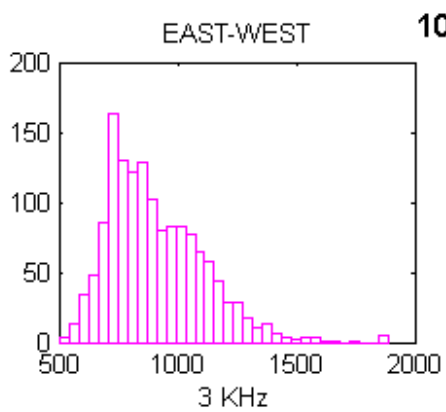
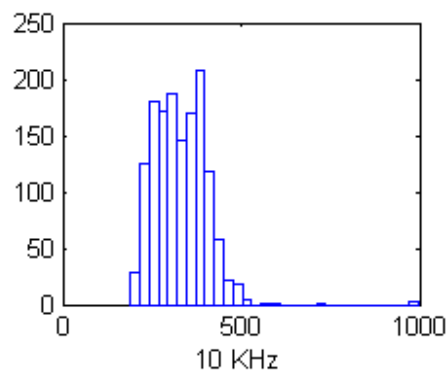
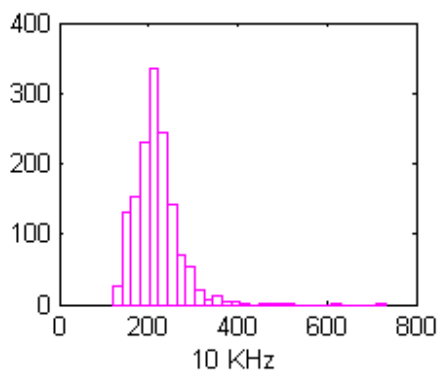
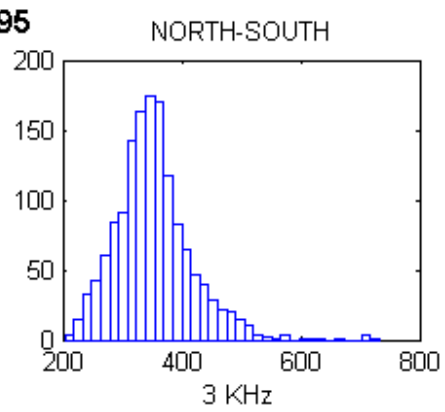
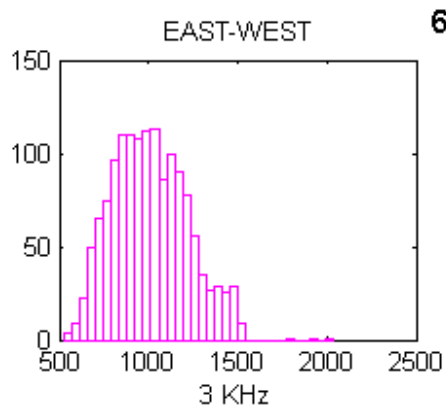
$\hat{f}(x)$ είναι ο υπολογισμός του προτύπου αυτού.

Με αυτούς τους τρόπους, θα μπορούσαμε να κάνουμε μια πιο σωστή και λεπτομερέστατη ανάλυση της εργασίας μας, αλλά όπως αναφέραμε και παραπάνω, χρειάζεται πάρα πολύς χρόνος και εμπειρία.

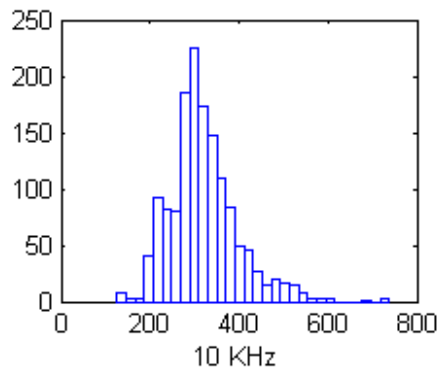
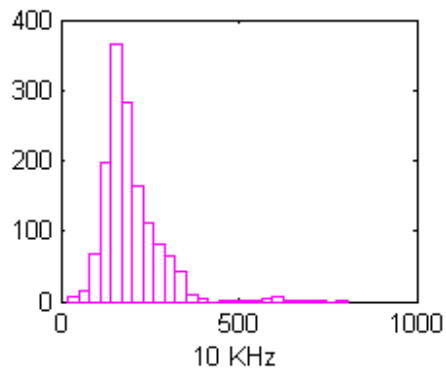
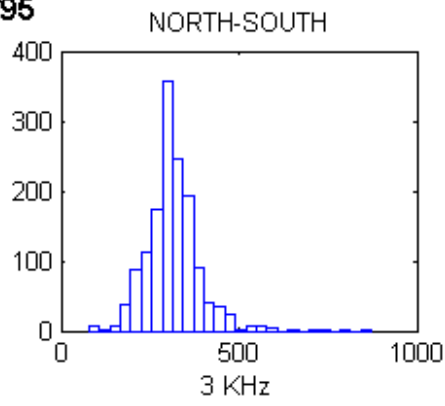
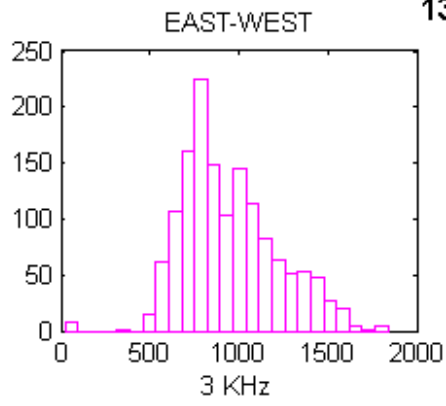
ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Α

ΙΣΤΟΓΡΑΜΜΑΤΑ

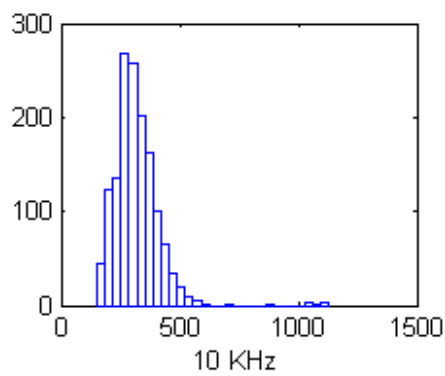
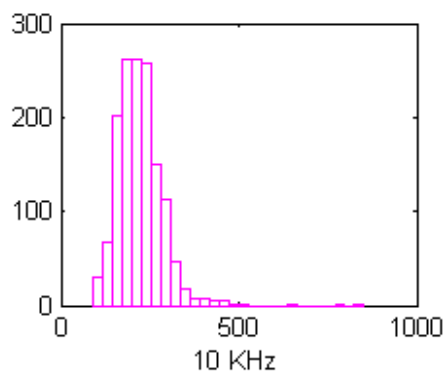
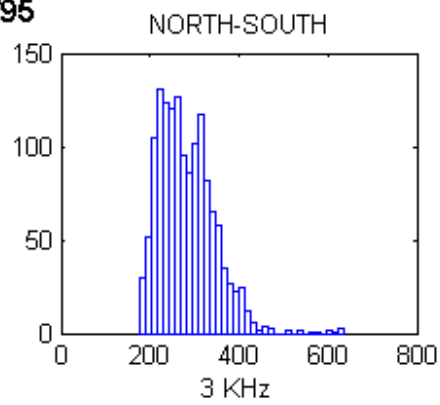
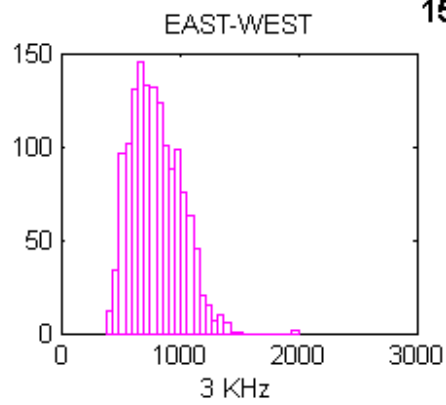


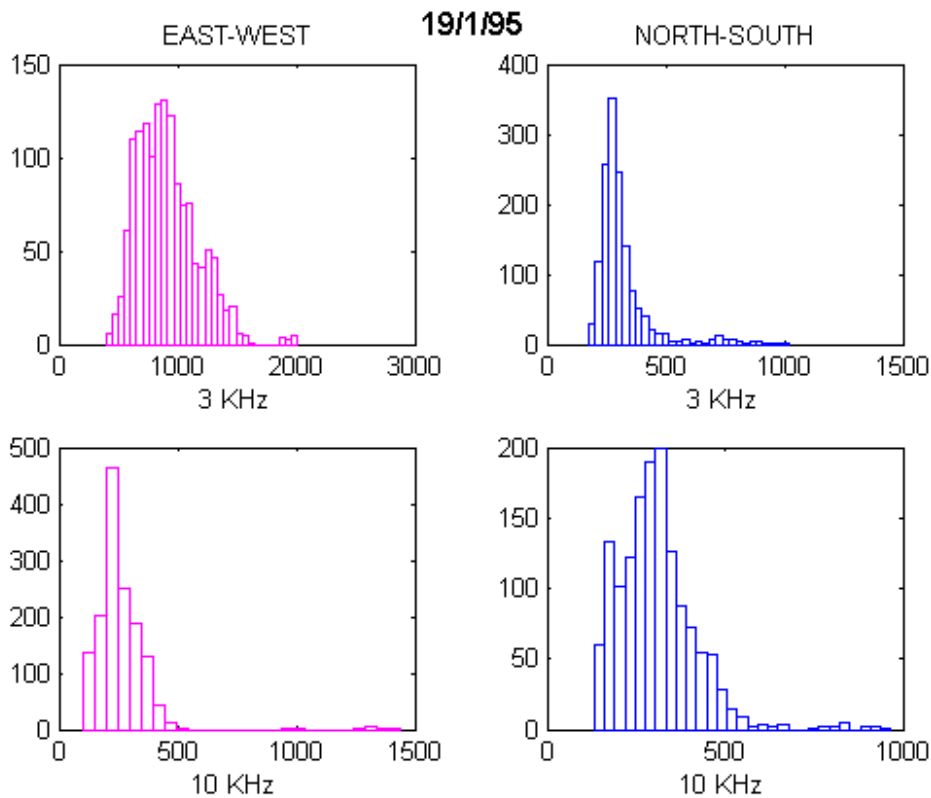
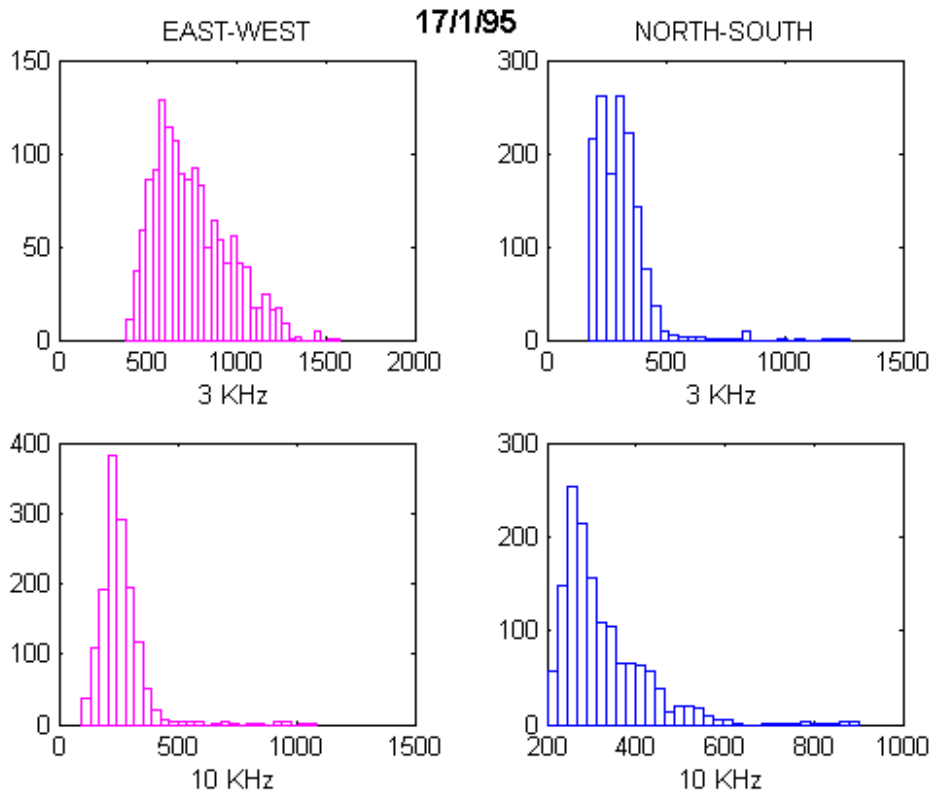


13/1/95

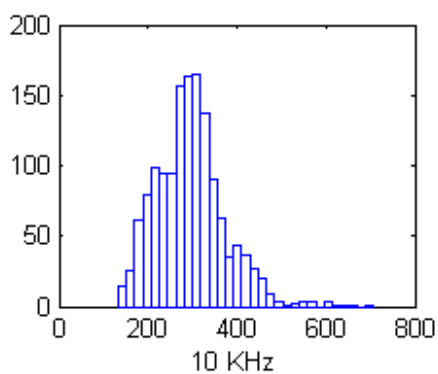
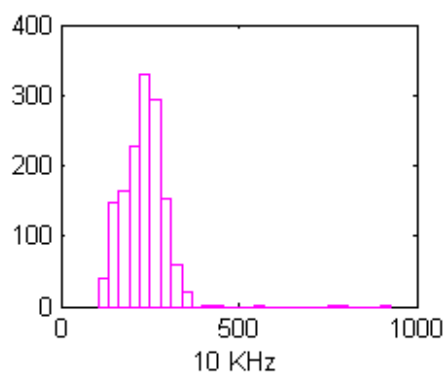
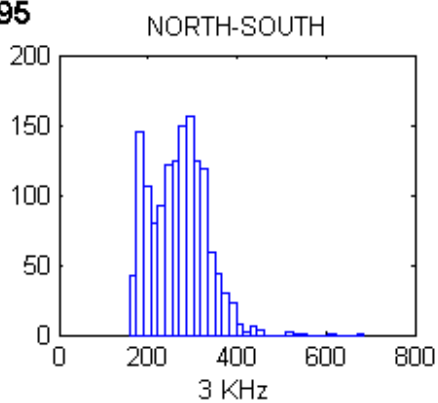
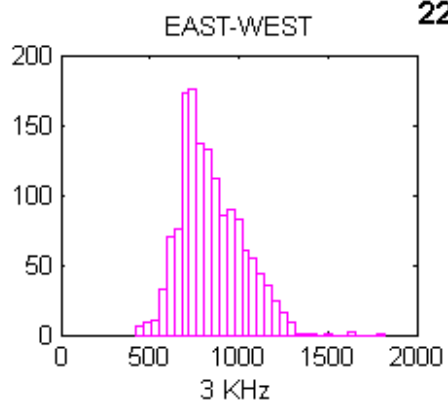


15/1/95

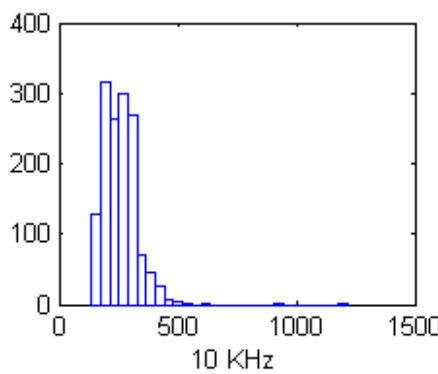
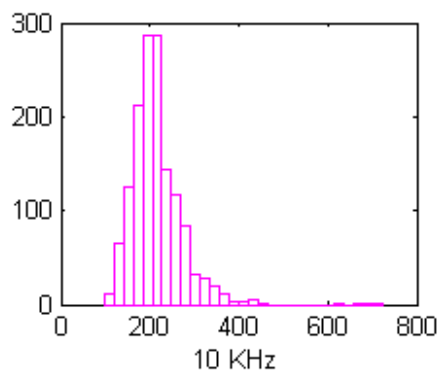
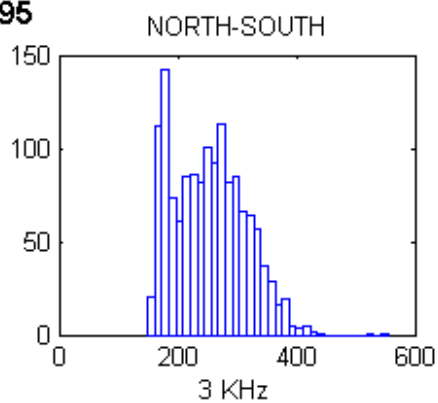
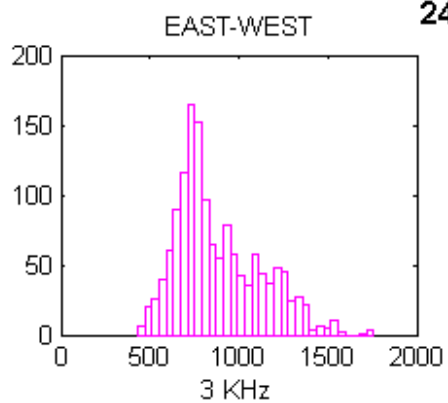




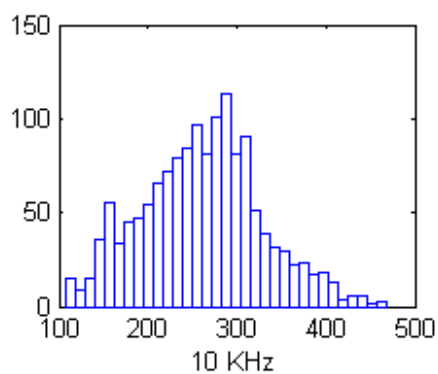
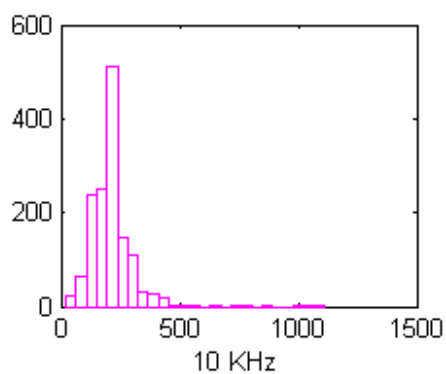
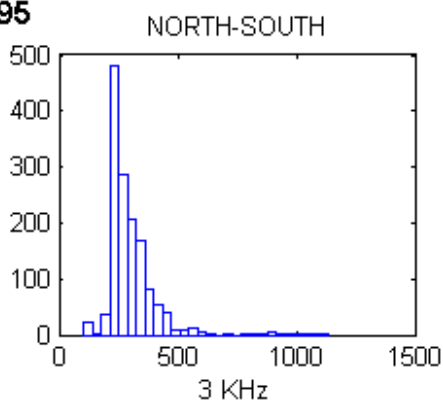
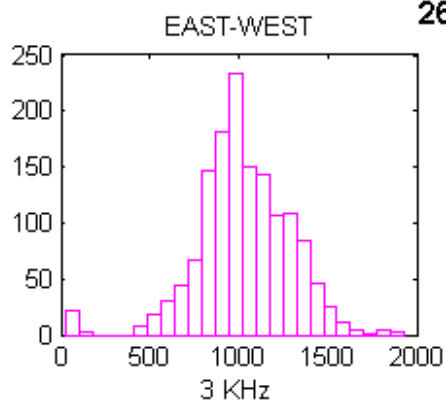
22/1/95



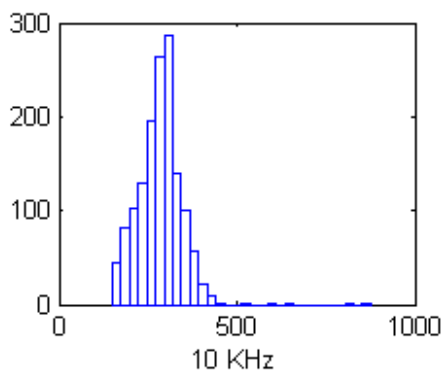
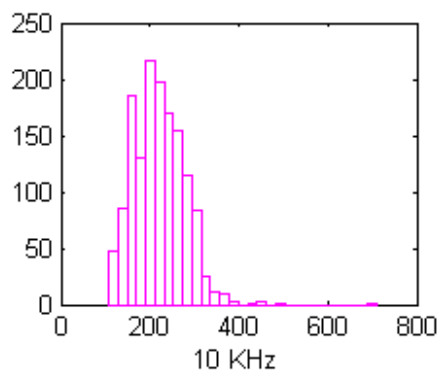
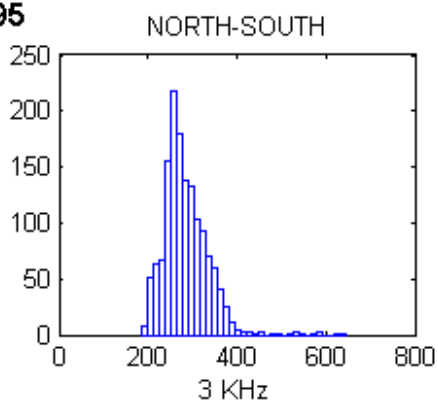
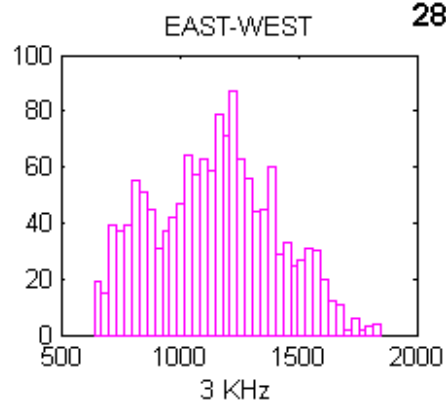
24/1/95

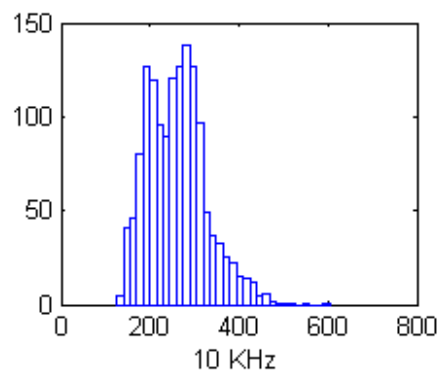
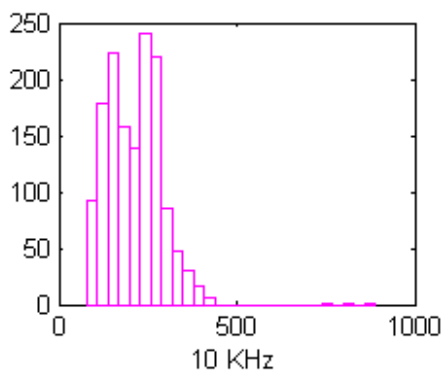
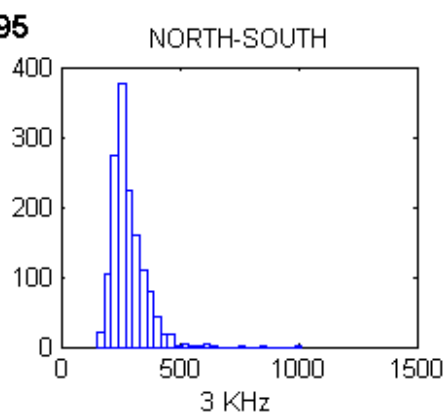
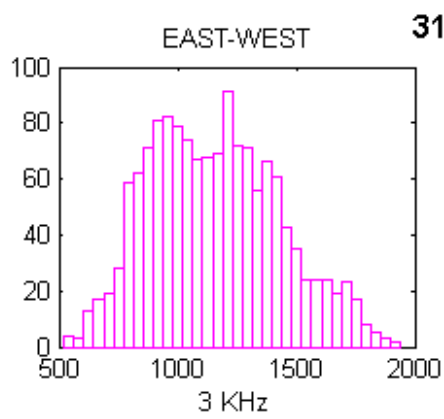
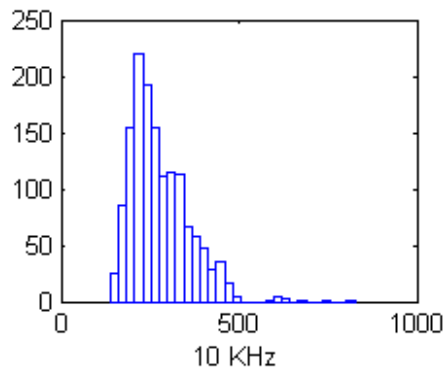
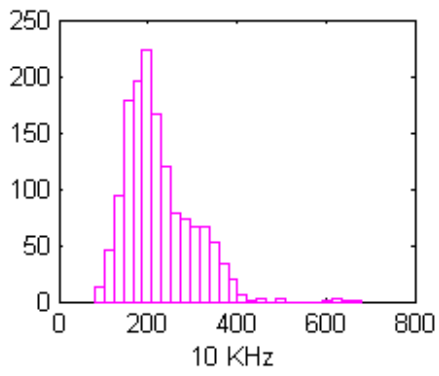
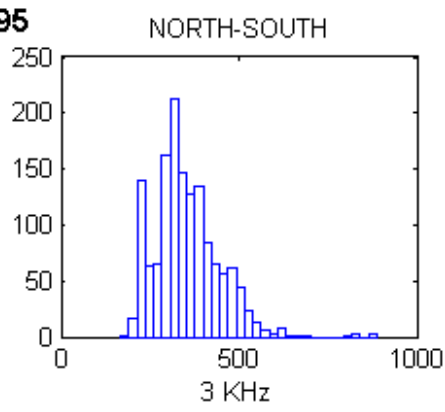
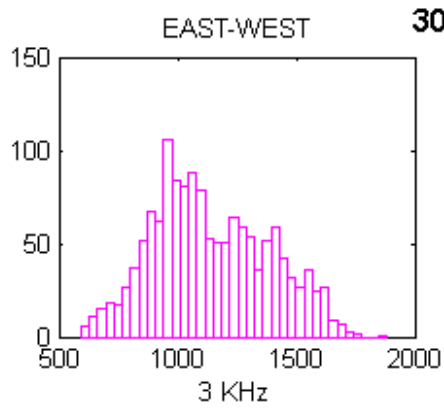


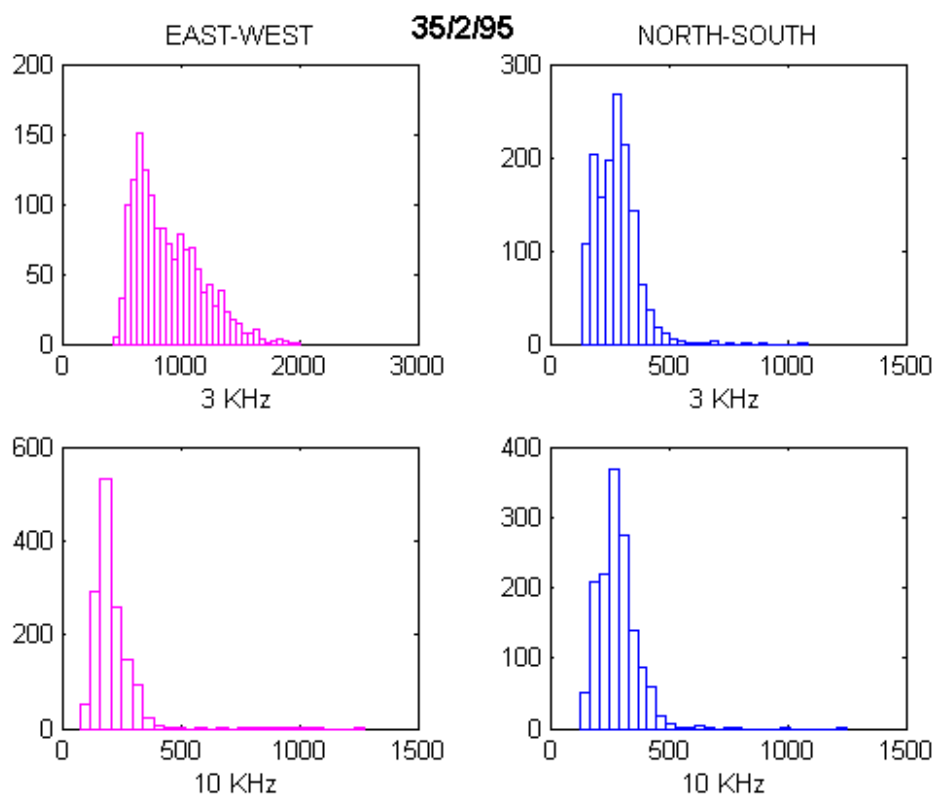
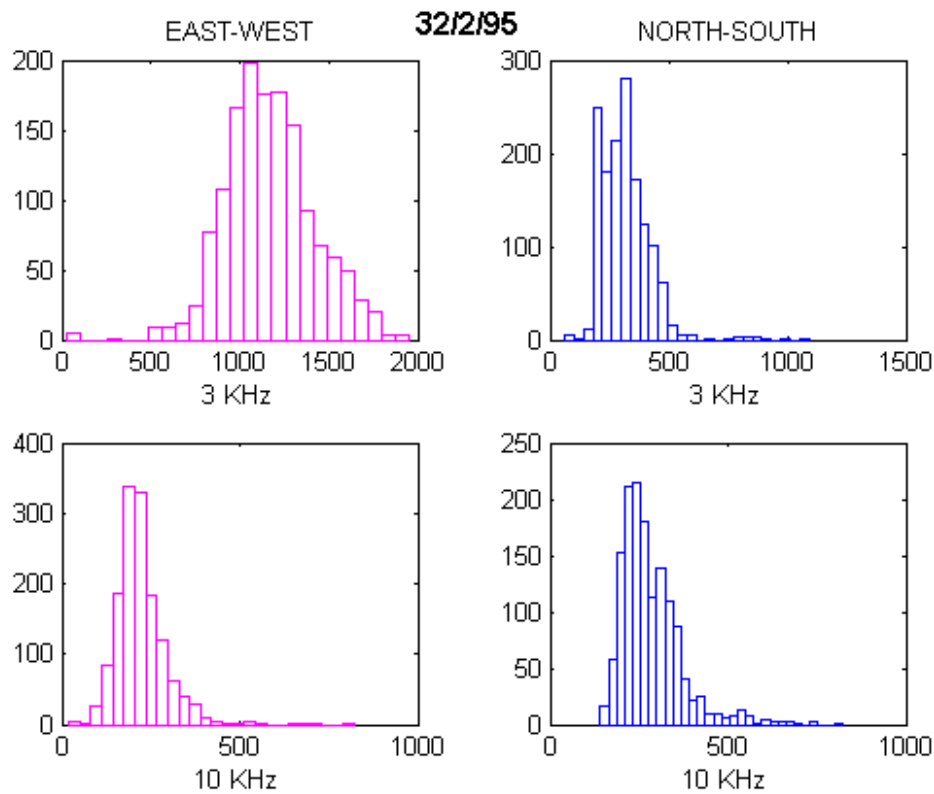
26/1/95

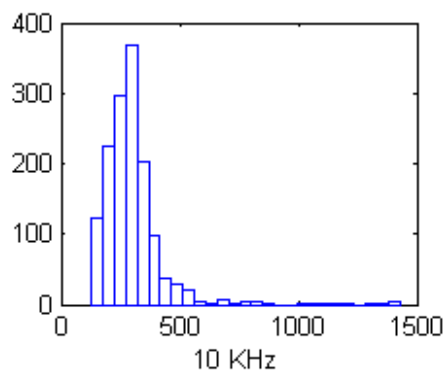
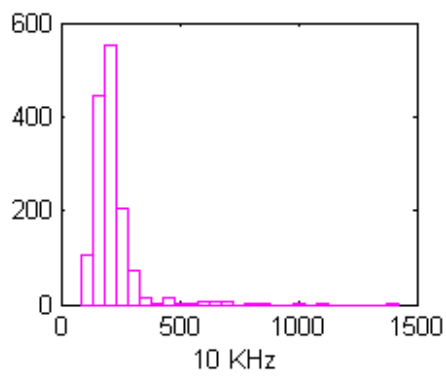
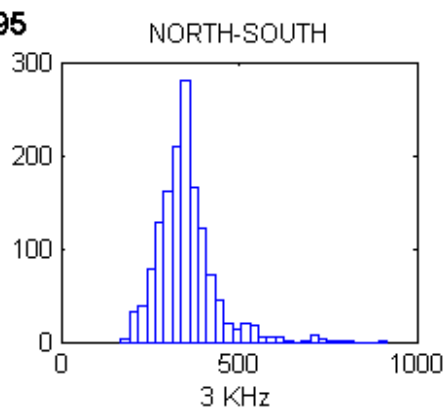
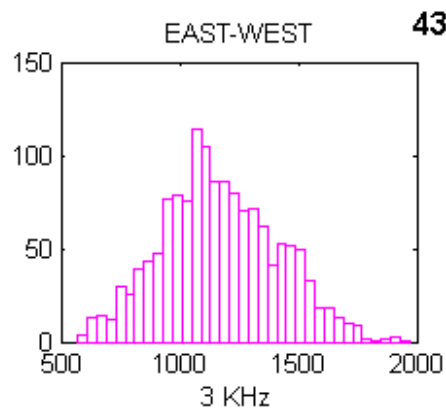
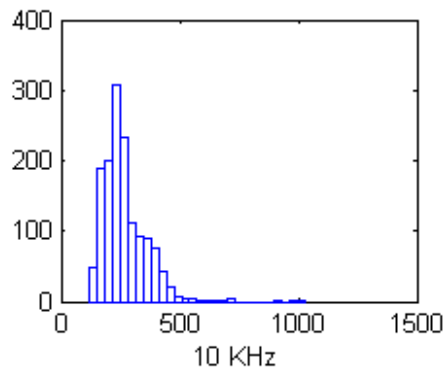
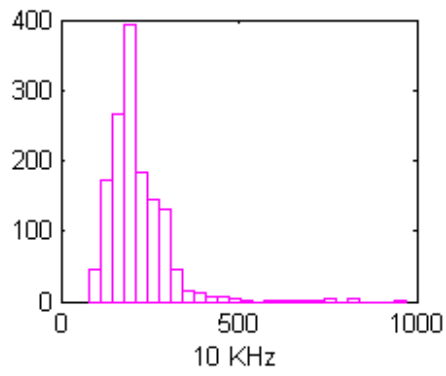
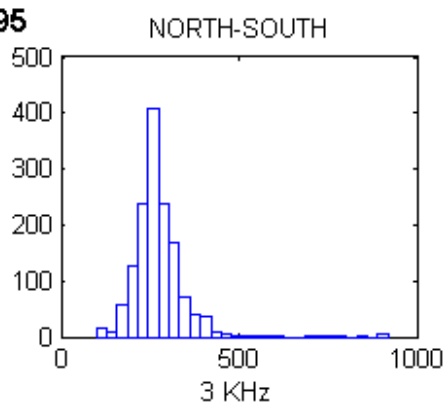
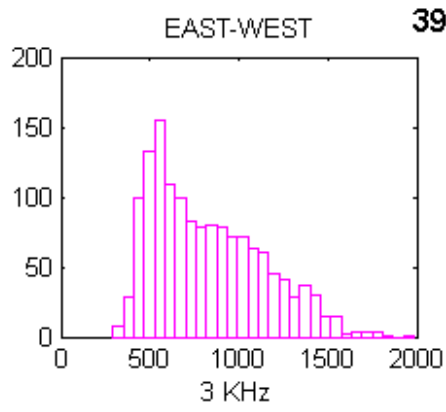


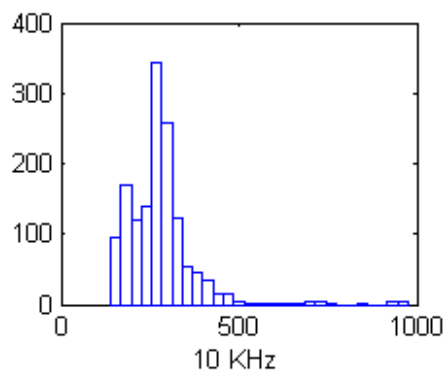
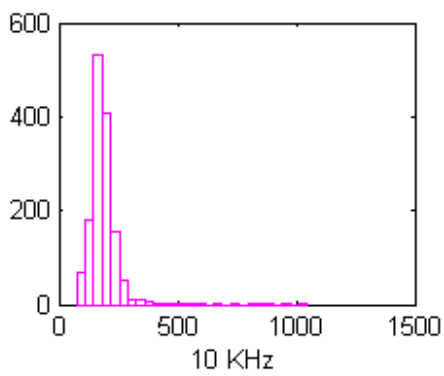
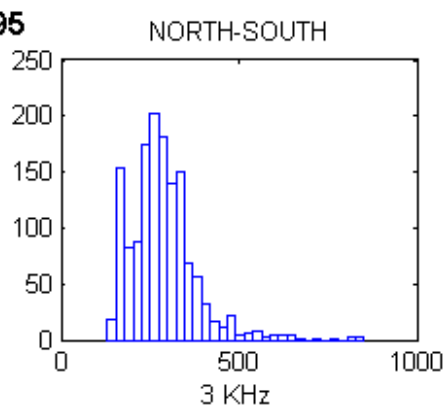
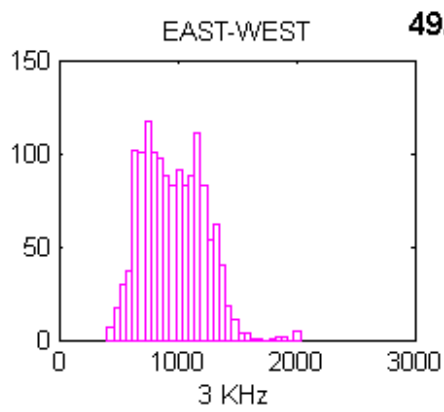
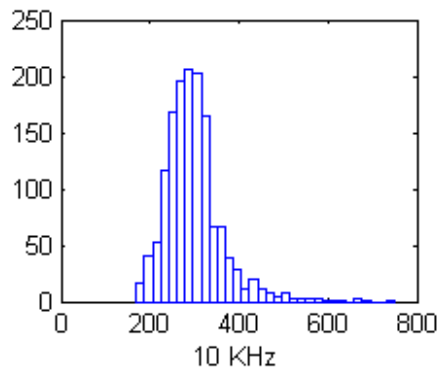
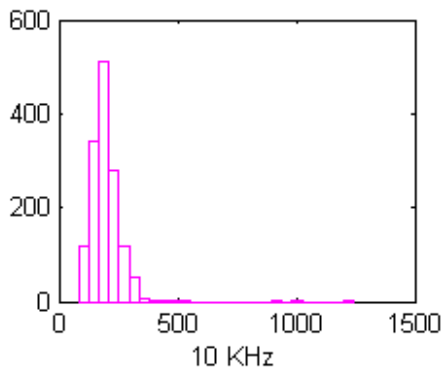
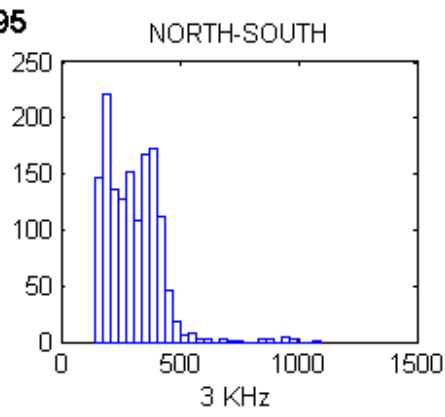
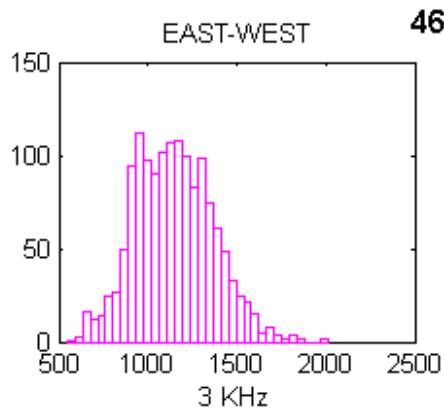
28/1/95

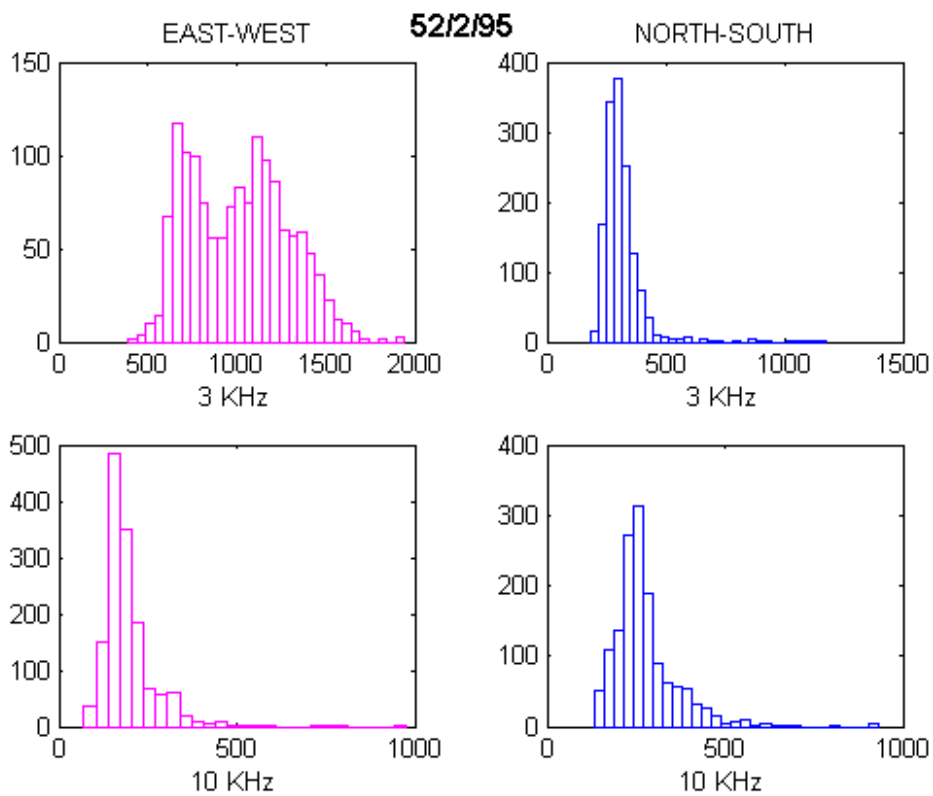
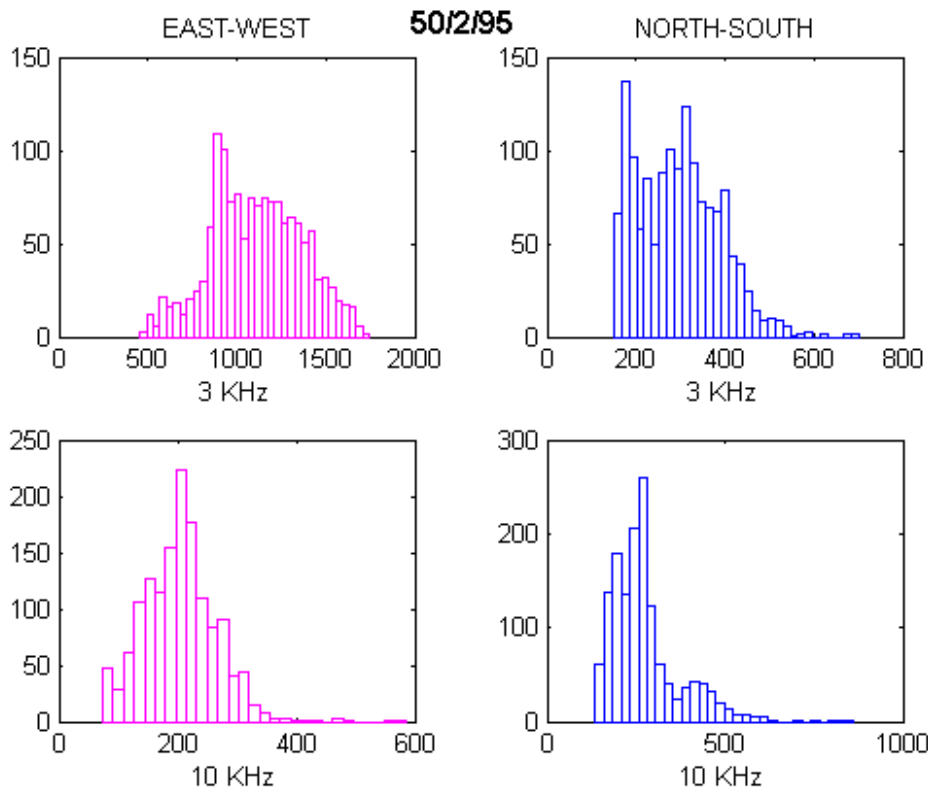


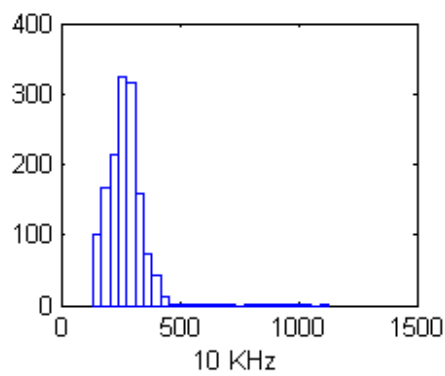
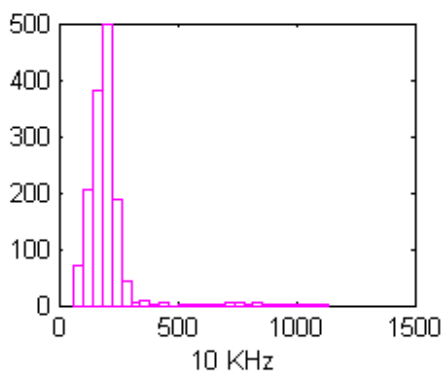
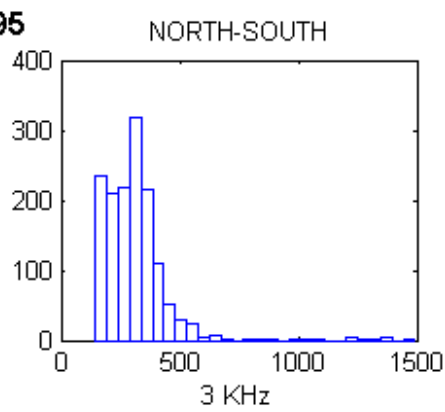
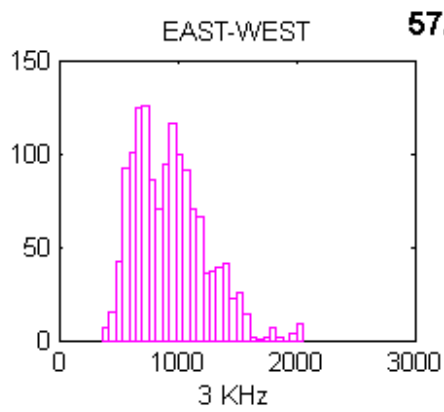
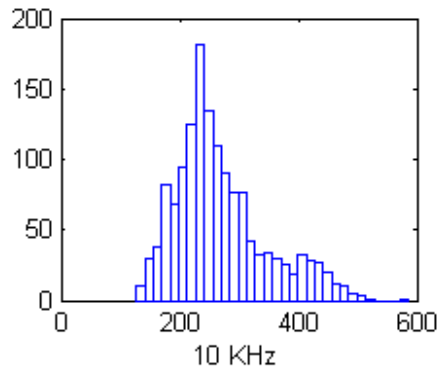
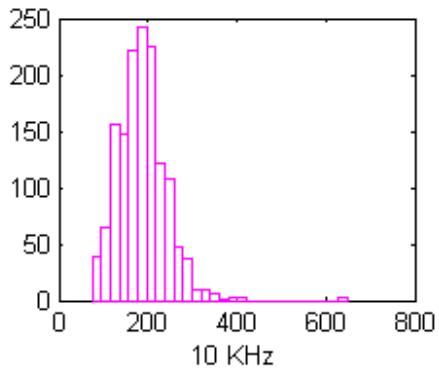
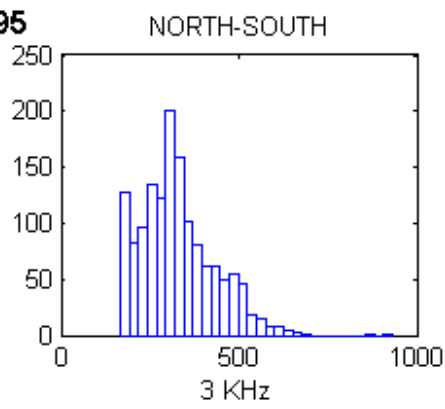
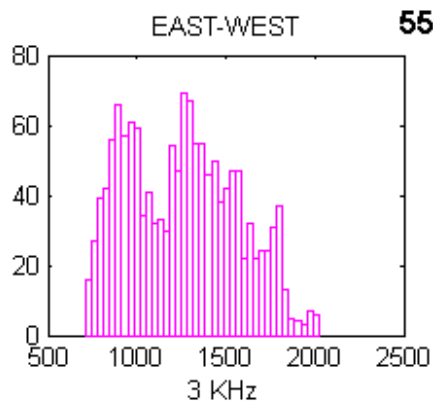


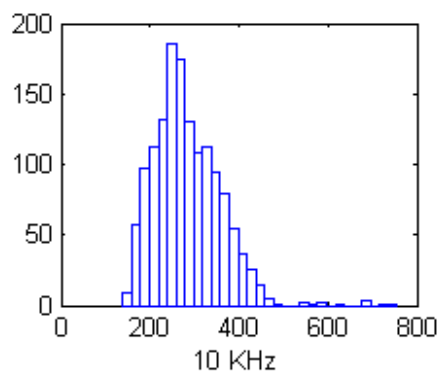
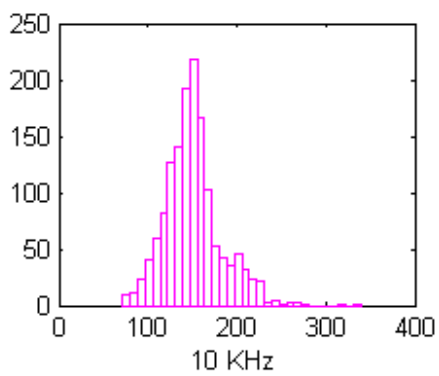
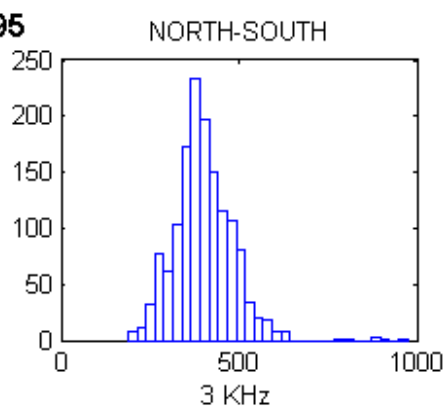
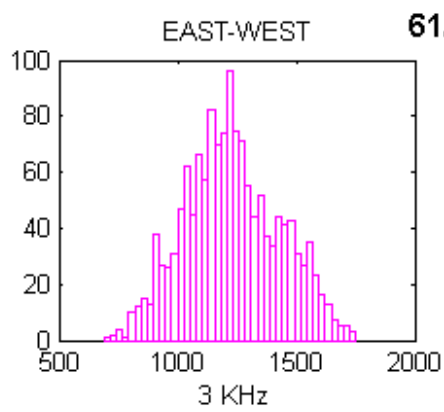
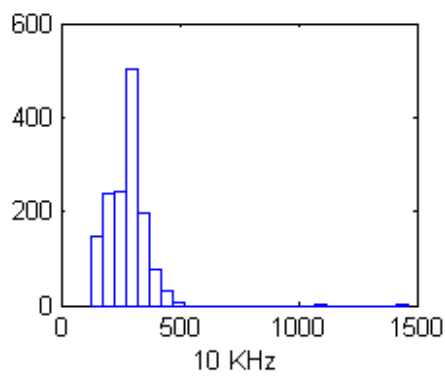
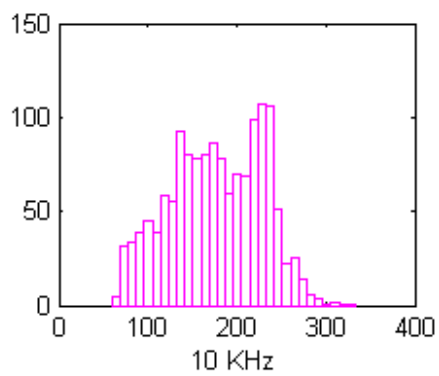
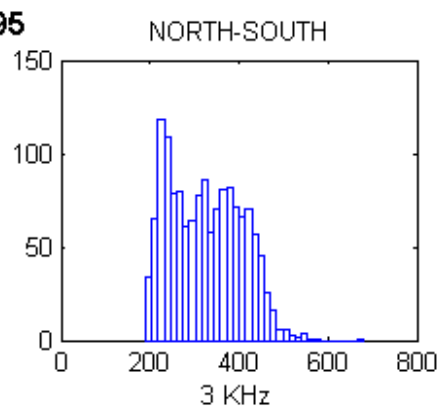
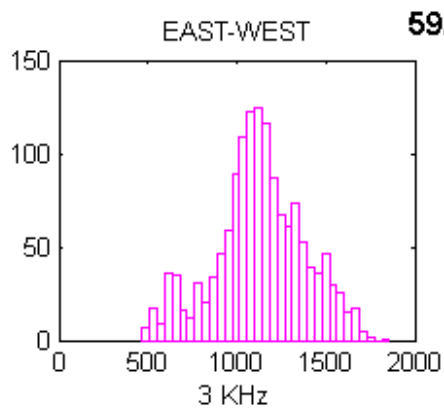


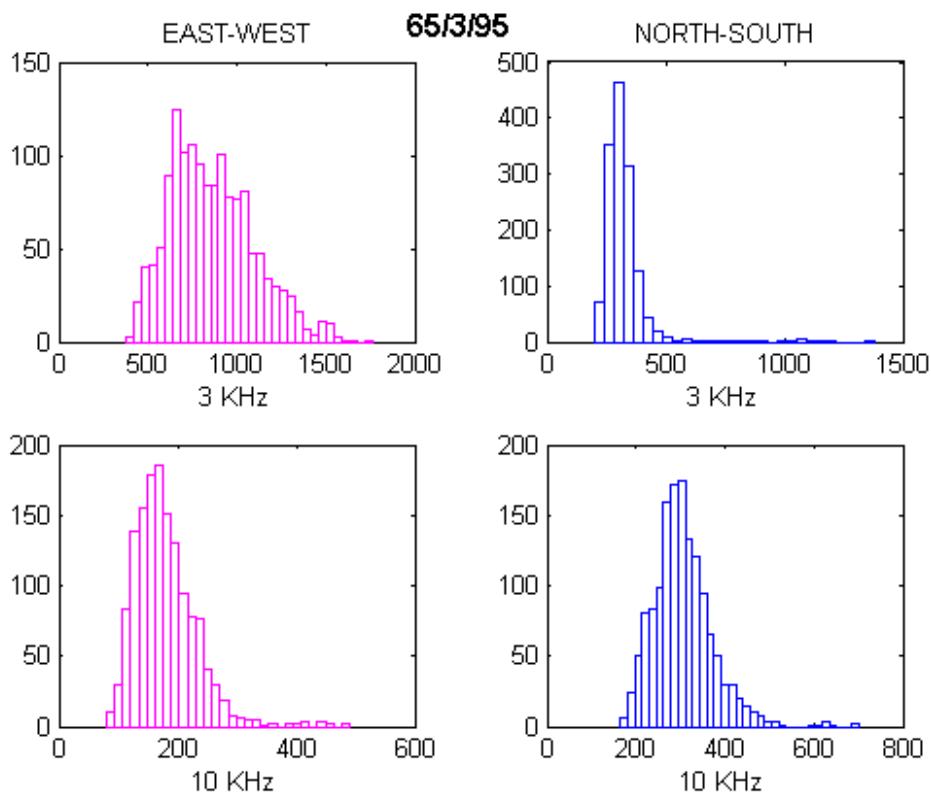
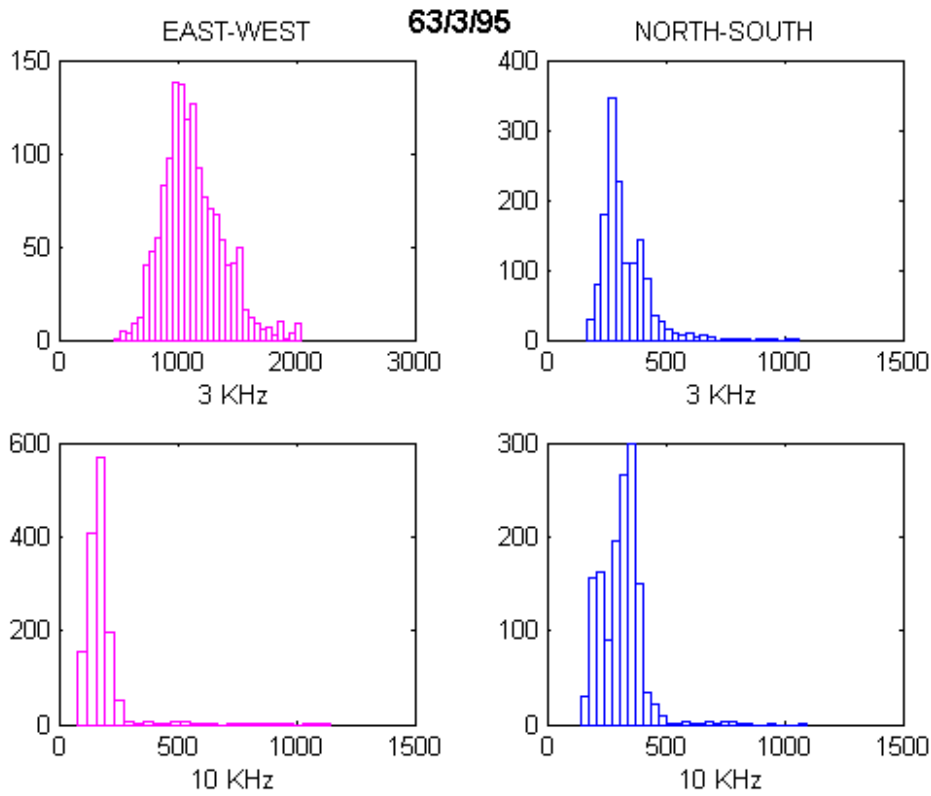


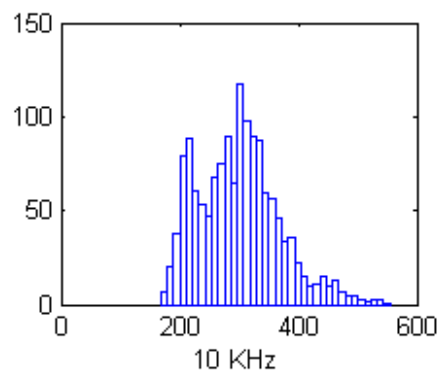
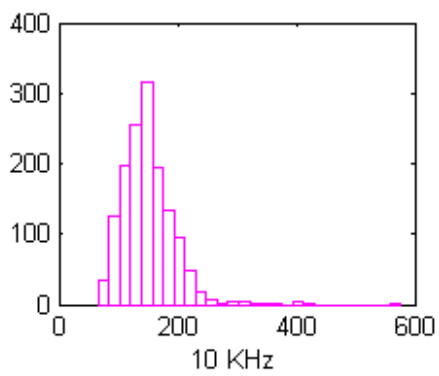
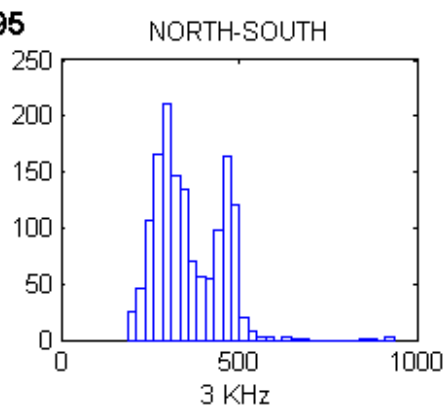
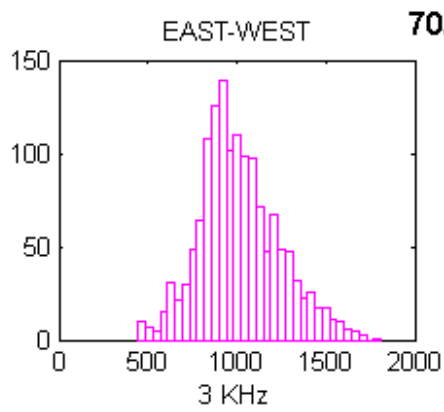
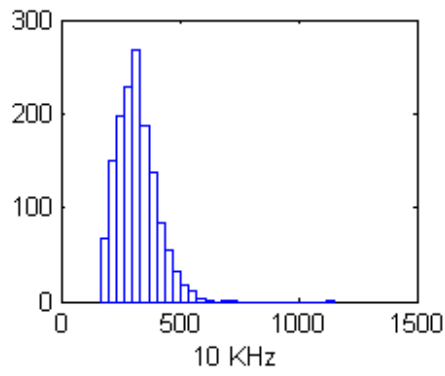
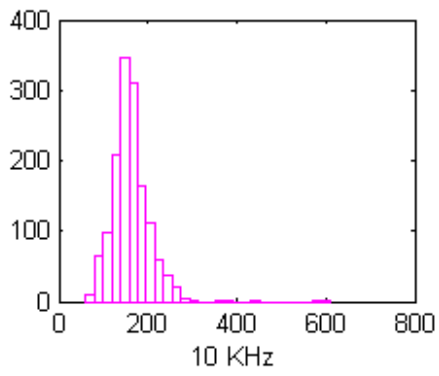
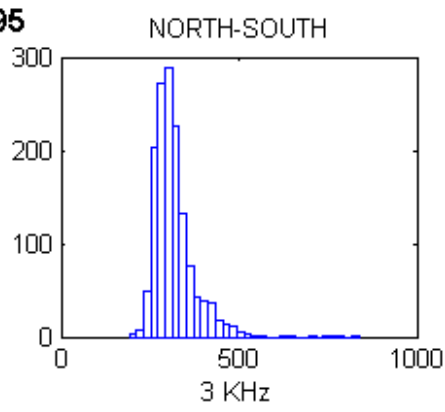
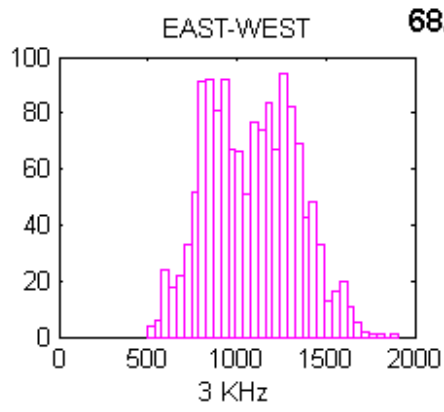


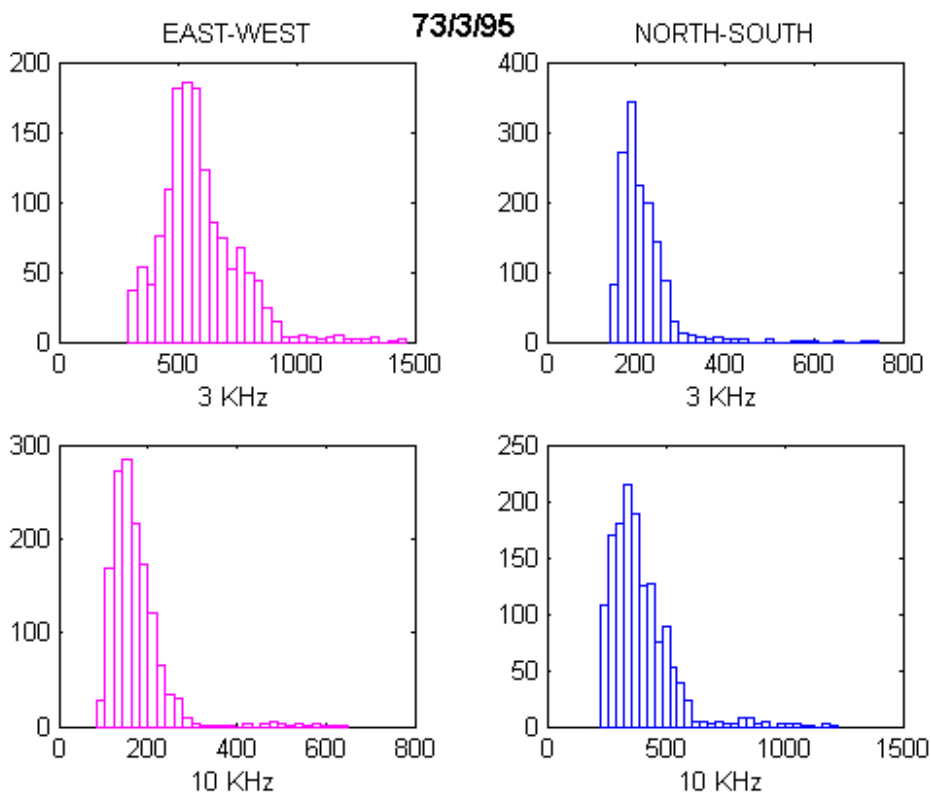
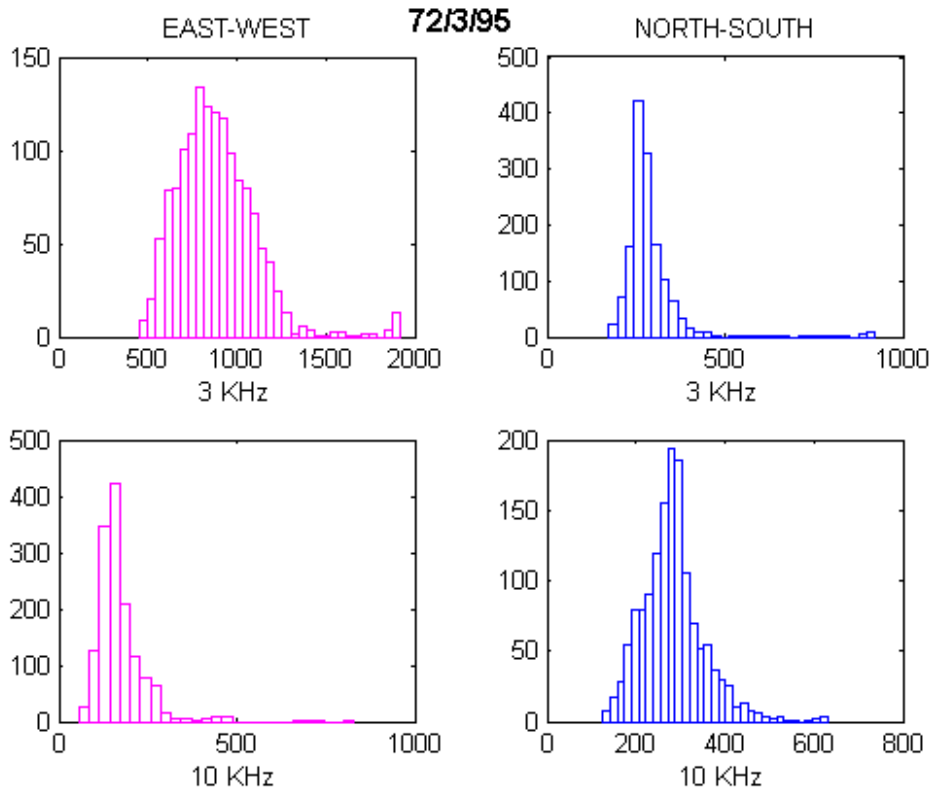


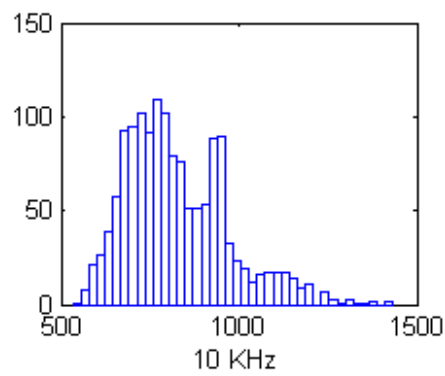
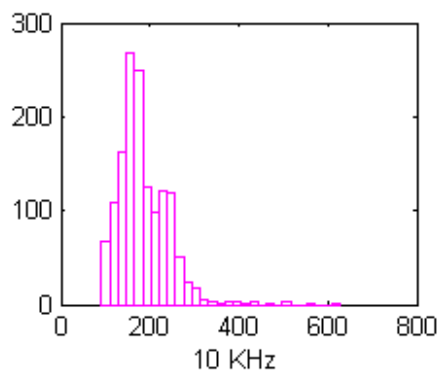
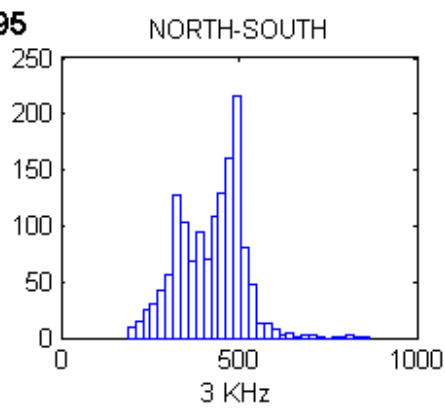
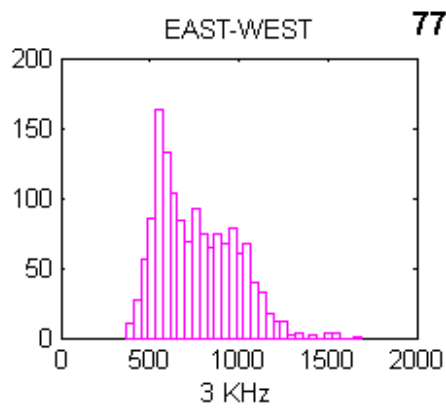
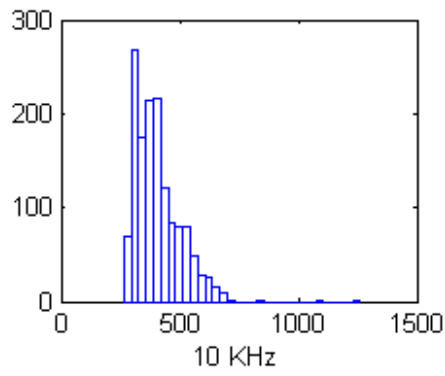
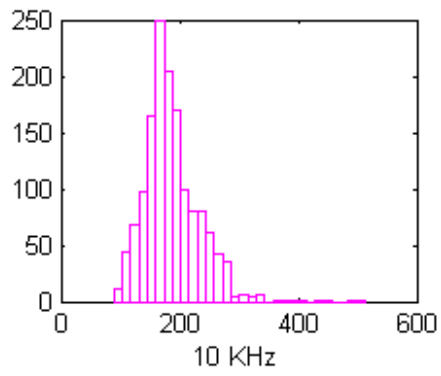
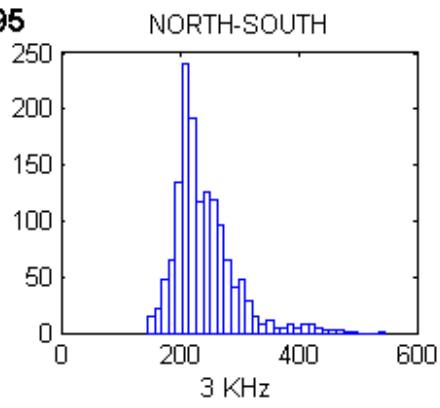
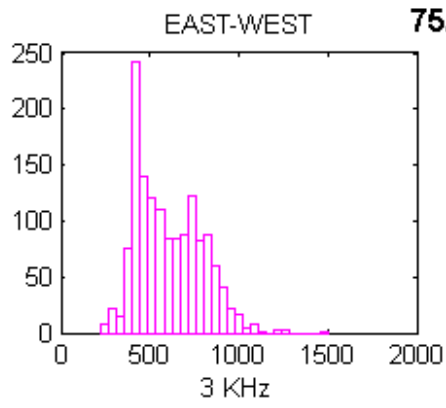


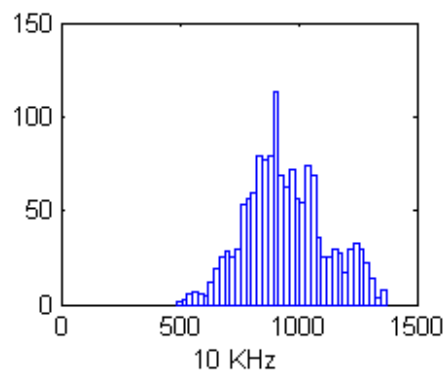
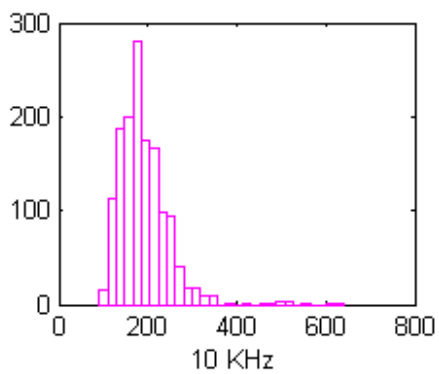
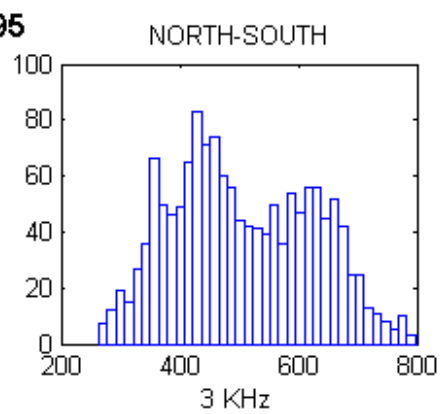
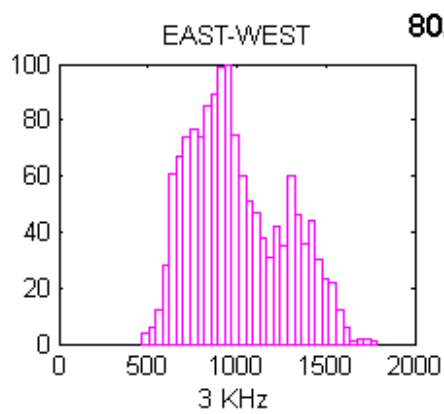
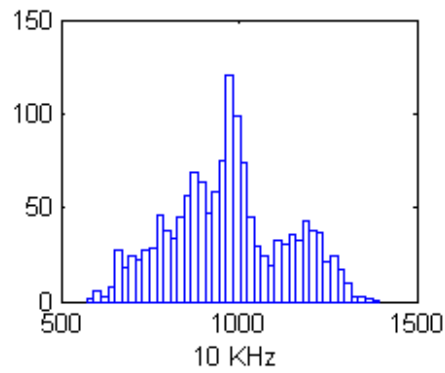
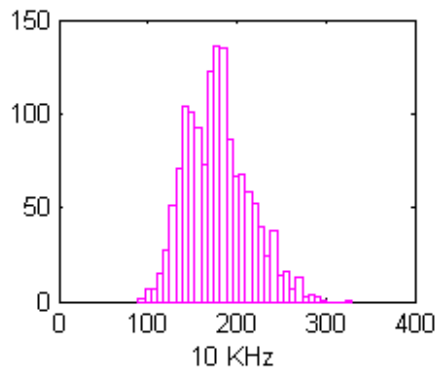
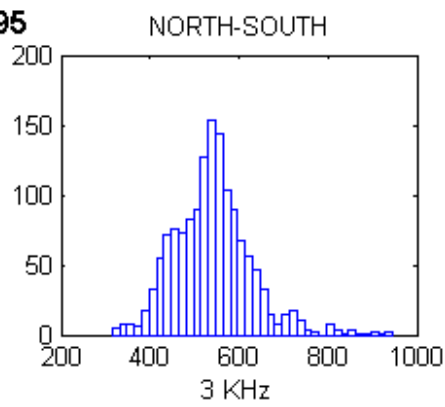
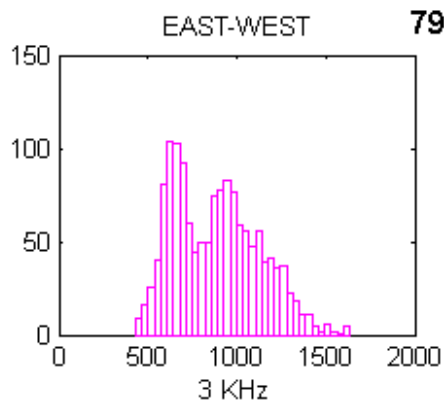








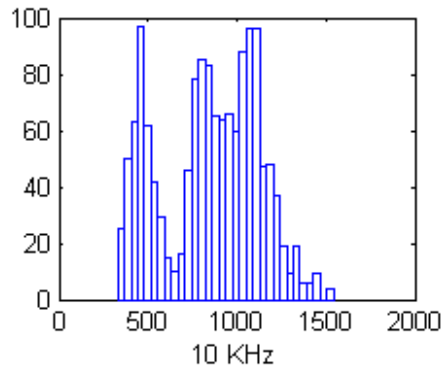
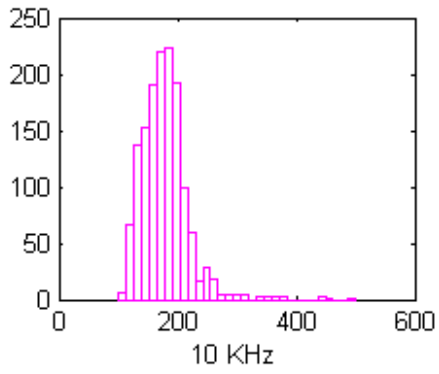
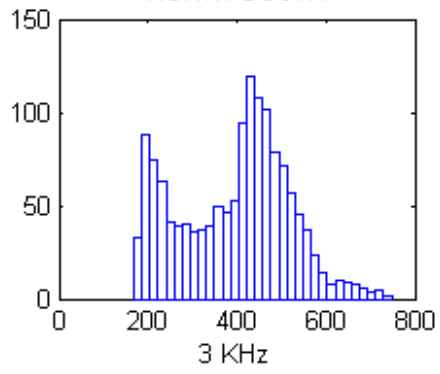
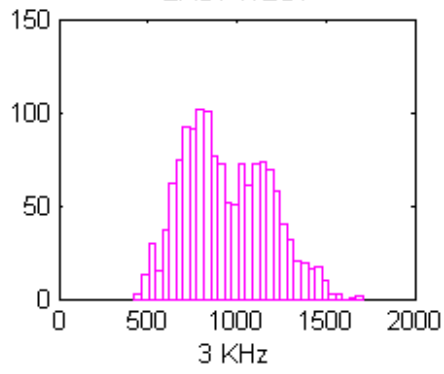




EAST-WEST

81/3/95

NORTH-SOUTH

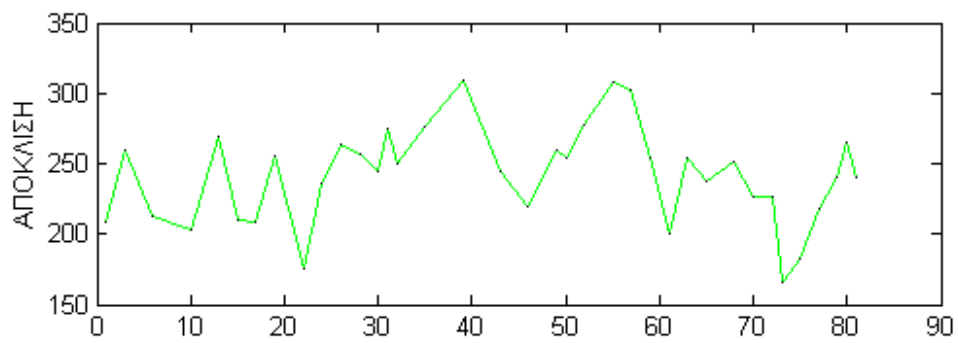
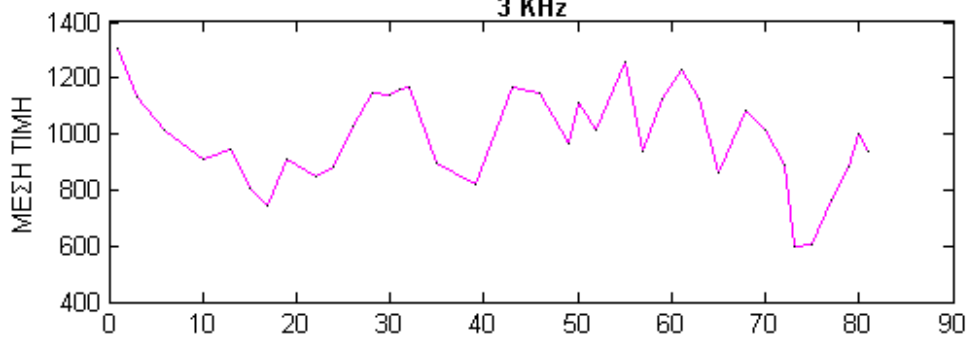


ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Β

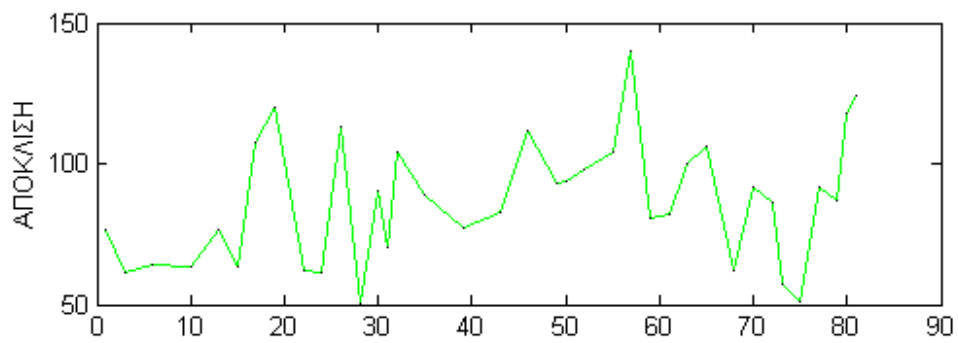
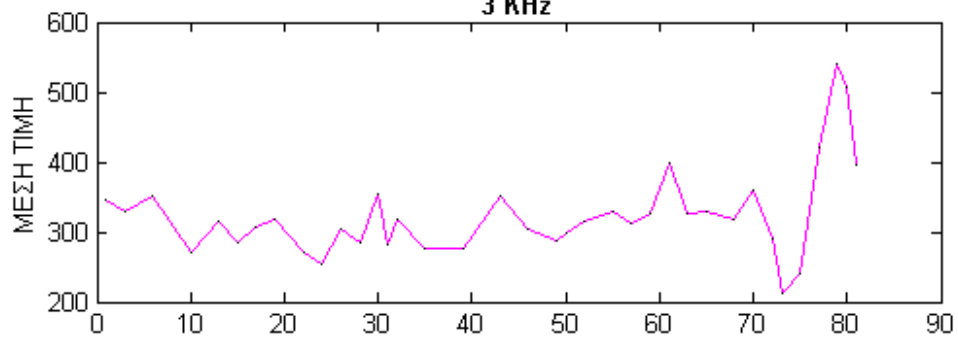
ΚΑΜΠΥΛΕΣ

ΜΕΣΗΣ ΤΙΜΗΣ - ΤΥΠΙΚΗΣ ΑΠΟΚΛΙΣΗΣ

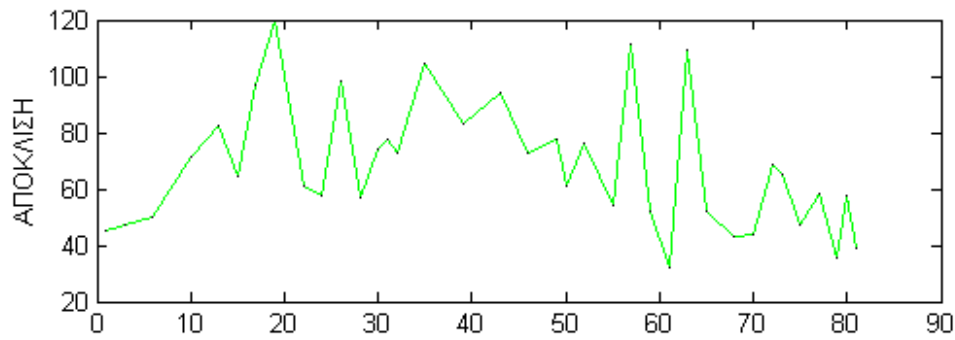
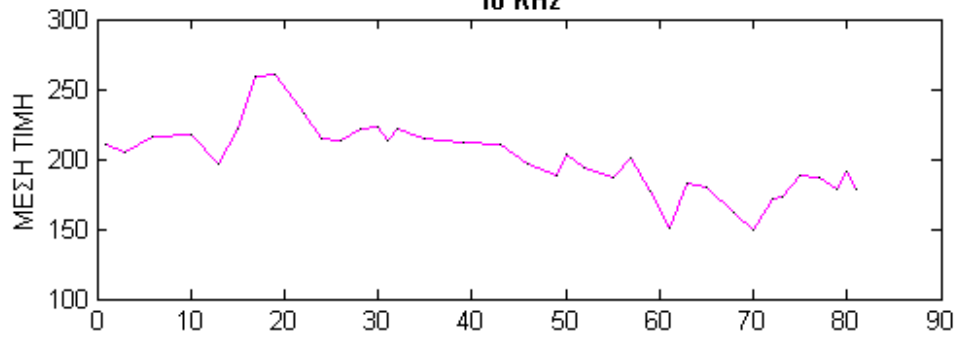
**EAST-WEST
3 KHz**



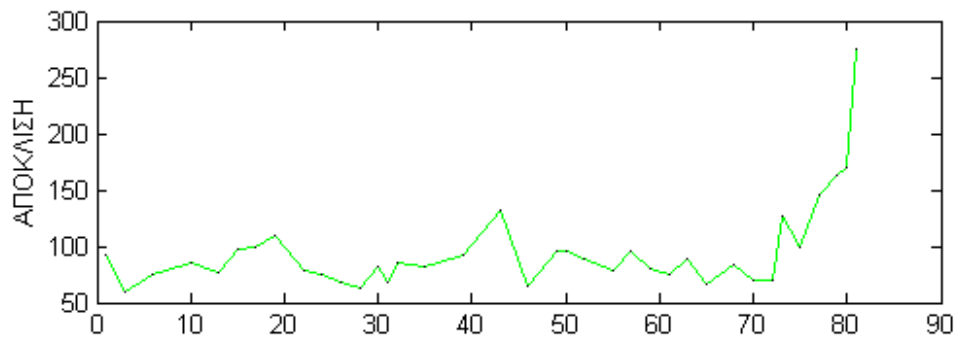
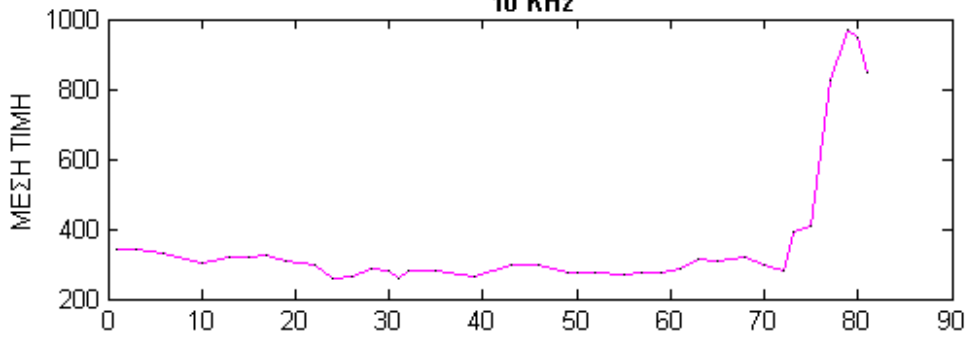
**NORTH-SOUTH
3 KHz**



**EAST-WEST
10 KHz**



**NORTH-SOUTH
10 KHz**



ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Γ

ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΟΙ ΤΥΠΟΙ

Εύρος δείγματος ονομάζεται η διαφορά ανάμεσα στη μεγαλύτερη και στη μικρότερη τιμή του.

$$r = X_{\max} - X_{\min}$$

Διασπορά δείγματος η μετρήσεων x_1, x_2, \dots, x_n για μη ομαδοποιημένα δεδομένα ονομάζεται η τιμή που προκύπτει από τον τύπο :

$$s^2 = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2 = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n x_i^2 - n\bar{x}^2$$

ενώ για ομαδοποιημένα ο τύπος είναι :

$$s^2 = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^k f_i (x_i - \bar{x})^2 = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^k f_i x_i^2 - n\bar{x}^2$$

όπου x_i το κέντρο της i τάξης,
 f_i η αντίστοιχη συχνότητα και
 k το πλήθος των τάξεων.

Τυπική απόκλιση δείγματος ή εκτιμώμενο τυπικό σφάλμα ονομάζεται η θετική ρίζα της δειγματικής διασποράς :

$$s = \sqrt{s^2} = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2}$$

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

Chrissan D. and A.C. Fraser-Smith : A comparison of low-frequency radio amplitude probability distribution models. (Pages 195-207, 2000)

Field E. C. Jr. and M. Lewenstein : Amplitude-probability distribution model for VLF / ELF atmospheric noise. (Pages 83-87, 1978)

Giordano A. A.. and F. Haber : Modeling of atmospheric noise. (Pages 1011-1023, 1972)

Middleton D. : Statistical-physical model of electromagnetic interference. (Pages 106-127, 1977)

Watt A. D. and E. L. Maxwell : Characteristics of atmospheric noise from 1 to 100 kc. (Pages 787-794, 1957a)

Watt A. D. and E. L. Maxwell : Measured statistical characteristics of VLF atmospheric radio noise. (Pages 55-62, 1957b)