



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ
ΣΧΟΛΗ ΗΛΕΚΤΡΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ
ΚΑΙ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΩΝ
ΤΟΜΕΑΣ ΣΥΣΤΗΜΑΤΩΝ ΜΕΤΑΔΟΣΗΣ
ΠΛΗΡΟΦΟΡΙΑ ΚΑΙ ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΑΣ ΥΛΙΚΩΝ

ΕΠΙΔΟΣΗ ΔΟΡΥΦΟΡΙΚΩΝ ΔΙΚΤΥΩΝ ΧΑΜΗΛΗΣ ΤΡΟΧΙΑΣ
ΓΙΑ ΜΕΤΑΔΟΣΗ ΔΕΔΟΜΕΝΩΝ ΠΑΡΑΤΗΡΗΣΗΣ ΤΗΣ ΓΗΣ
(EARTH OBSERVATION DATA)

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

ΚΩΝΣΤΑΝΤΙΝΟΣ ΜΠΕΝΙΔΗΣ

ΕΠΙΒΛΕΠΩΝ:

ΑΘΑΝΑΣΙΟΣ Δ. ΠΑΝΑΓΟΠΟΥΛΟΣ (Λέκτορας ΕΜΠ)

Αθήνα, Ιούλιος 2011



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ
ΣΧΟΛΗ ΗΛΕΚΤΡΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ
ΚΑΙ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΩΝ
ΤΟΜΕΑΣ ΣΥΣΤΗΜΑΤΩΝ ΜΕΤΑΔΟΣΗΣ
ΠΛΗΡΟΦΟΡΙΑ ΚΑΙ ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΑΣ ΥΛΙΚΩΝ

ΕΠΙΔΟΣΗ ΔΟΡΥΦΟΡΙΚΩΝ ΔΙΚΤΥΩΝ ΧΑΜΗΛΗΣ ΤΡΟΧΙΑΣ
ΓΙΑ ΜΕΤΑΔΟΣΗ ΔΕΔΟΜΕΝΩΝ ΠΑΡΑΤΗΡΗΣΗΣ ΤΗΣ ΓΗΣ
(EARTH OBSERVATION DATA)

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ
ΚΩΝΣΤΑΝΤΙΝΟΣ ΜΠΕΝΙΔΗΣ

ΕΠΙΒΛΕΠΩΝ:

ΑΘΑΝΑΣΙΟΣ Δ. ΠΑΝΑΓΟΠΟΥΛΟΣ (Λέκτορας ΕΜΠ)

Εγκρίθηκε από την τριμελή εξεταστική επιτροπή την 18^η Ιουλίου 2011.

.....

.....

.....

Αθανάσιος Δ. Παναγόπουλος

Φίλιππος Κωνσταντίνου

Ιωάννης Κανελλόπουλος

.....
Κωνσταντίνος Μπενίδης

Διπλωματούχος Ηλεκτρολόγος Μηχανικός και Μηχανικός Υπολογιστών Ε.Μ.Π.

Copyright © Κωνσταντίνος Μπενίδης, 2011

Με επιφύλαξη παντός δικαιώματος. All rights reserved.

Απαγορεύεται η αντιγραφή, αποθήκευση και διανομή της παρούσας εργασίας, εξ ολοκλήρου ή τμήματος αυτής, για εμπορικό σκοπό. Επιτρέπεται η ανατύπωση, αποθήκευση και διανομή για σκοπό μη κερδοσκοπικό, εκπαιδευτικής ή ερευνητικής φύσης, υπό την προϋπόθεση να αναφέρεται η πηγή προέλευσης και να διατηρείται το παρόν μήνυμα. Ερωτήματα που αφορούν τη χρήση της εργασίας για κερδοσκοπικό σκοπό πρέπει να απευθύνονται προς τον συγγραφέα.

Οι απόψεις και τα συμπεράσματα που περιέχονται σε αυτό το έγγραφο εκφράζουν τον συγγραφέα και δεν πρέπει να ερμηνευθεί ότι αντιπροσωπεύουν τις επίσημες θέσεις του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου.

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1: ΕΙΣΑΓΩΓΙΚΑ ΣΤΟΙΧΕΙΑ ΔΟΡΥΦΟΡΟΥ	1
1.1 ΠΑΡΑΜΕΤΡΟΙ ΤΡΟΧΙΑΣ	1
Εισαγωγή	1
1.1.1 Πρώτος νόμος του Kepler	1
1.1.2 Δεύτερος νόμος του Kepler	2
1.1.3 Τρίτος νόμος του Kepler	3
1.1.4 Θέση του δορυφόρου στην τροχιά – Ανωμαλίες	4
1.1.5 Θέση του επιπέδου της τροχιάς στον χώρο (διάστημα).....	5
1.1.6 Θέση της τροχιάς στο επίπεδό της	6
1.2 ΧΡΗΣΙΜΕΣ ΤΡΟΧΙΕΣ ΔΟΡΥΦΟΡΩΝ	6
1.2.1 Γεωσύγχρονη τροχιά – Γεωστατική τροχιά	6
1.2.2 Χαμηλή τροχιά (LEO) – Μέση τροχιά (ΜΕΟ).....	8
1.2.3 Ισημερινή τροχιά – Κεκλιμένη τροχιά	9
1.2.4 Ελλειπτική τροχιά – Κυκλική τροχιά	11
1.2.5 Ηλιοσύγχρονη τροχιά	11
1.2.6 Τροχιά "MOLNYA"	12
1.2.7 Τροχιά τύπου "LOOPUS"	12
1.3 ΓΕΩΜΕΤΡΙΑ ΓΗΣ – ΔΟΡΥΦΟΡΟΥ	13
1.3.1 Το ίχνος του δορυφόρου	13
1.3.2 Απόσταση του δορυφόρου	15
1.3.3 Θέση του δορυφόρου: ανύψωση, αζιμούθιο και ναδίρ	16
1.3.4 Κάλυψη με δεδομένη γωνία ανύψωσης	17
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2: ΣΥΝΑΡΤΗΣΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗΣ ΠΥΚΝΟΤΗΤΑΣ ΠΙΘΑΝΟΤΗΤΑΣ ΓΩΝΙΑΣ ΑΝΥΨΩΣΗΣ ΣΕ LEO ΔΟΡΥΦΟΡΙΚΕΣ ΖΕΥΞΕΙΣ	19
Εισαγωγή	19
2.1 ΙΧΝΟΣ ΔΟΡΥΦΟΡΟΥ	19
2.1.1 Μετατόπιση του ίχνους λόγω περιστροφής της Γης	19
2.1.2 Συνάρτηση πυκνότητας πιθανότητας για υποδορυφορικά σημεία	20
2.2 ΣΥΝΑΡΤΗΣΗ ΠΥΚΝΟΤΗΤΑΣ ΠΙΘΑΝΟΤΗΤΑΣ ΤΗΣ ΓΩΝΙΑΣ ΑΝΥΨΩΣΗΣ	25
2.2.1 Επισκόπηση	25
2.2.2 Συνάρτηση πυκνότητας πιθανότητας σε ένα μόνο πέρασμα δορυφόρου	28

2.2.3 Συνάρτηση πυκνότητας πιθανότητας των μέγιστων γωνιών ανύψωσης	30
2.2.4 Συνάρτηση πυκνότητας πιθανότητας των γωνιών ανύψωσης	37
2.3 ΣΥΝΑΡΤΗΣΗ ΠΥΚΝΟΤΗΤΑΣ ΠΙΘΑΝΟΤΗΤΑΣ ΤΩΝ ΔΟΥΡΥΦΟΡΙΚΩΝ ΖΕΥΞΕΩΝ	38
2.4 ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΤΩΝ ΓΩΝΙΩΝ ΑΝΥΨΩΣΗΣ ΣΕ ΣΤΡΑΤΗΓΙΚΕΣ ΔΙΑΦΟΡΙΣΜΟΥ (DIVERSITY) ΣΕ ΔΟΥΡΥΦΟΡΙΚΑ ΔΙΚΤΥΑ	40
2.5 ΑΡΙΘΜΗΤΙΚΕΣ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΕΙΣ	41
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3: ΚΑΝΑΛΙΑ ΔΙΑΛΕΙΨΕΩΝ ΚΙΝΗΤΩΝ ΔΟΥΡΥΦΟΡΙΚΩΝ ΕΠΙΚΟΙΝΩΝΙΩΝ.....	46
Εισαγωγή	46
3.1 ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΑ ΔΙΑΔΟΣΗΣ ΤΟΥ LMS ΚΑΝΑΛΙΟΥ	47
3.1.1 Το απ' ευθείας κύμα	47
3.1.2 Το ανακλώμενο από τη Γη κύμα	48
3.1.3 Το κύμα διάχυσης	49
3.2 ΕΠΙΔΡΑΣΕΙΣ FADING	49
3.2.1 Μεγάλης και μικρής κλίμακας διαλείψεις	49
3.2.2 Αργές και γρήγορες διαλείψεις	52
3.2.3 Συχνοεπιλεκτικές και μη συχνοεπιλεκτικές διαλείψεις	53
3.3 ΣΤΑΤΙΣΤΙΚΟ ΜΟΝΤΕΛΟ ΤΟΥ CHUN LOO ΓΙΑ LMS ΚΑΝΑΛΙ	53
3.3.1 Η PDF του στατιστικού μοντέλου	54
3.3.2 Ο LCR και η AFD του στατιστικού μοντέλου	55
3.3.3 Αριθμητικά αποτελέσματα	59
3.4 ΣΤΑΤΙΣΤΙΚΟ ΜΟΝΤΕΛΟ ΤΩΝ CORAZZA ΚΑΙ VATALARO ΓΙΑ LMS ΚΑΝΑΛΙ	65
3.4.1 Η PDF του στατιστικού μοντέλου	66
3.4.2 Πιθανότητα λάθους σε μη γεωστατικό LMS κανάλι	67
3.4.3 Αριθμητικά αποτελέσματα για μη γεωστατικά συστήματα	68
3.5 ΣΤΑΤΙΣΤΙΚΟ ΜΟΝΤΕΛΟ ΤΟΥ ABDI ET AL ΓΙΑ LMS ΚΑΝΑΛΙ	71
3.5.1 Η PDF του στατιστικού μοντέλου	71
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4: ΑΝΑΛΥΣΗ ΠΙΘΑΝΟΤΗΤΑΣ ΥΠΕΡΒΑΣΗΣ ΤΗΣ ΙΣΧΥΟΣ ΤΟΥ ΣΗΜΑΤΟΣ ΑΠΟ ΚΑΘΟΡΙΣΜΕΝΟ ΚΑΤΩΦΛΙ.	74
Εισαγωγή	74
4.1 ΘΕΩΡΗΤΙΚΗ ΠΡΟΣΕΓΓΙΣΗ	74
4.2 ΑΡΙΘΜΗΤΙΚΑ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ	75
4.2.1 Προσομοίωση της PDF της στιγμιαίας ισχύος	76

4.2.2 Προσομοίωση υπέρβασης της στιγμιαίας ισχύος από επιλεγμένο κατώφλι	82
ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ.....	93
ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ.....	95

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Τα δορυφορικά δίκτυα επικοινωνιών αποτελούν ένα σημαντικό τμήμα των σύγχρονων τηλεπικοινωνιακών συστημάτων. Η χρησιμοποίηση δορυφόρων έχει αναπτυχθεί ταχύτατα τις δύο τελευταίες δεκαετίες. Οι δορυφόροι παρέχουν τη δυνατότητα κάλυψης μεγάλων γεωγραφικών περιοχών. Η δυνατότητα αυτή είναι καθοριστικής σημασίας σε εφαρμογές όπως τα συστήματα πλοήγησης, η διασύνδεση μεγάλων τηλεπικοινωνιακών κόμβων, οι κινητές επικοινωνίες, οι τηλεοπτικές ζεύξεις ευρυεκπομπής (broadcasting) κτλ. Η τεχνολογία των δορυφορικών συστημάτων συνεχώς εξελίσσεται και οι δορυφορικές τηλεπικοινωνίες αναμένεται να έχουν σημαντικότατο ρόλο στα σύγχρονα τηλεπικοινωνιακά συστήματα.

Στην παρούσα διπλωματική εργασία, αρχικά παρουσιάζονται όλες οι παράμετροι της τροχιάς ενός δορυφόρου και γίνεται ανάλυση των διαφόρων τύπων τροχιάς και των χαρακτηριστικών τους. Στη συνέχεια αναλύονται όλες οι παράμετροι που αφορούν τη γεωμετρία του δορυφόρου με τη Γη και τους επίγειους σταθμούς.

Ακολουθεί η ανάλυση ενός γενικού μοντέλου πρόβλεψης της συνάρτησης πυκνότητας πιθανότητας των γωνιών ανύψωσης με βάση τη γεωμετρία της Γης. Γίνεται σύγκριση του μοντέλου με ένα εμπειρικό μοντέλο καθώς και με αποτελέσματα προσομοίωσης από το πρόγραμμα STK, ενώ με βάση αυτό, εξάγονται και συγκρίνονται οι PDF των γωνιών ανύψωσης για τους δορυφορικούς αστερισμούς Sentinel, Iridium και Globalstar και επίγειους σταθμούς σε διάφορα γεωγραφικά πλάτη.

Στη συνέχεια γίνεται αναφορά στα χαρακτηριστικά διάδοσης ενός LMS καναλιού καθώς και στα είδη διαλείψεων που αυτό υφίσταται, ενώ παρουσιάζονται αναλυτικά και συγκρίνονται τα στατιστικά μοντέλα για LMS κανάλι του Loo, των Corazza - Vatalaro καθώς και του Abdi et al. Τέλος συνδυάζοντας την PDF των γωνιών ανύψωσης του παραπάνω αναλυτικού μοντέλου με το στατιστικό μοντέλο του Abdi et al, εξάγεται η πιθανότητα υπέρβασης της στιγμιαίας ισχύος του σήματος από καθορισμένο κατώφλι. Ενδιαφέροντα συμπεράσματα εξάγονται από την προτεινόμενη αναλυτική προσέγγιση.

Λέξεις Κλειδιά: Δορυφορικά Δίκτυα, LEO δορυφόρος, PDF γωνιών ανύψωσης, Διαλείψεις, LMS Κανάλι, Στατιστικό Μοντέλο, Πιθανότητα Υπέρβασης Κατωφλίου, Earth Observation Links

ABSTRACT

The satellite communication networks constitute an important part of modern telecommunication systems. The use of satellites has grown rapidly over the last two decades. The satellites are capable of covering large geographic areas. This capability is crucial in applications such as navigation systems, the interconnection of large telecommunication nodes, mobile communications, video and broadcasting links, etc. The technology of satellite systems is constantly evolving and satellite communications is expected to have a major role in modern telecommunication systems.

In this thesis, firstly, all the parameters of the orbit of a satellite are presented and an analysis of various orbit types and their characteristics are presented. Then, all the parameters concerning the geometry of the satellites regarding the trajectories of the Earth and the Earth Stations are analyzed.

Moreover, the analysis of a general analytical model, predicting the probability density function of elevation angles of LEO satellite link is presented, based on Earth's geometry. A comparison of this model with the empirical model for the Iridium and Globalstar is made, as well as with simulation results from Satellite ToolKit, is given. Based on the analytical model, a comparison of the PDF of the elevations angles is made, between Sentinel, Iridium and Globalstar satellite constellations for Earth Stations located at various latitudes.

In addition, the propagation characteristics of LMS channels as well as to the fading types are analytically presented. The statistical models for LMS channels of Loo, Corazza - Vatalaro, and Abdi et al are presented and compared. Finally, combining the PDF of elevation angles of Li and Wang, with the statistical model of Abdi et al, the probability of the instantaneous power to exceed a specified threshold (availability) is extracted. Significant conclusions are drawn

Keywords: Satellite networks, LEO satellite, PDF of elevation angles, Fading, LMS Channel, Statistical Model, Availability Probability, Earth Observation Links

ΕΥΧΑΡΙΣΤΙΕΣ

Θα ήθελα να ευχαριστήσω θερμά τον επιβλέποντα της διπλωματικής μου εργασίας κύριο Αθανάσιο Δ. Παναγόπουλο, Λέκτορα στην σχολή ΗΜΜΥ Ε.Μ.Π. για την ανάθεση της συγκεκριμένης διπλωματικής εργασίας και για την συνεχή και έγκαιρη βοήθειά που μου παρείχε καθ' όλη τη διάρκεια εκπόνησής της. Η διδασκαλία του και η συμβολή του στην ολοκλήρωση της εργασίας αυτής υπήρξε καθοριστική για την ενασχόληση μου με το επιστημονικό πεδίο των δορυφορικών επικοινωνιών.

Επίσης θα ήθελα να ευχαριστήσω τους γονείς μου, Μιχάλη και Μάρθα, και τον αδερφό μου Βαγγέλη για τη συνεχή υποστήριξή τους, καθώς και τους φίλους μου που με βοηθούν και με στηρίζουν. Ιδιαίτερες ευχαριστίες στον Παναγιώτη για την συνεχή και σημαντική βοήθεια που μου παρείχε όλα αυτά τα χρόνια.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1

ΕΙΣΑΓΩΓΙΚΑ ΣΤΟΙΧΕΙΑ ΔΟΡΥΦΟΡΟΥ

1.1 ΠΑΡΑΜΕΤΡΟΙ ΤΡΟΧΙΑΣ

Εισαγωγή

Ένας δορυφόρος που βρίσκεται σε τροχιά γύρω από τη Γη ακολουθεί τους τρεις νόμους του Kepler, οι οποίοι ανακαλύφθηκαν εμπειρικά από τον Johannes Kepler (1571-1630) και αργότερα αποδείχτηκαν και θεωρητικά από τον Sir Isaac Newton (1642-1727). Αν και οι νόμοι του Kepler αρχικά είχαν προταθεί για την πλανητική κίνηση γύρω από τον ήλιο, μπορούν να εφαρμοστούν και για δορυφόρους σε τροχιά γύρω από τη Γη.

1.1.1 Πρώτος νόμος του Kepler

Σύμφωνα με τον πρώτο νόμο του Kepler οι τροχιές των δορυφόρων είναι ελλείψεις, που ορίζονται στο τροχιακό επίπεδο από την εξίσωση:

$$r = p / [1 + e \cos(\theta - \theta_0)] \quad \text{με } e < 1 \quad (1.1)$$

Οι ελλείψεις έχουν δύο εστίες F1 και F2, όπως φαίνεται στο Σχήμα 1.1. Το κέντρο μάζας του συστήματος των δύο σωμάτων βρίσκεται πάντα πάνω στην μία εστία. Στην συγκεκριμένη περίπτωση, εξαιτίας της τεράστιας διαφοράς μάζας μεταξύ της Γης και του δορυφόρου, το κέντρο της γης βρίσκεται στη μία εστία της έλλειψης.

- **Εκκεντρότητα (e)**

Αν θεωρήσουμε τον μεγάλο (a) και μικρό ημιάξονα (b) της έλλειψης, τότε η εκκεντρότητα e, που είναι ένα μέτρο για το πόσο ελλειπτική είναι η τροχιά, δίνεται από την σχέση:

$$e = \frac{\sqrt{a^2 - b^2}}{a} \quad (1.2)$$

Για μια ελλειπτική τροχιά ισχύει $0 < e < 1$ ενώ όταν $e = 0$ η τροχιά εκφυλίζεται σε κυκλική.

- **Μεγάλος ημιάξονας (a)**

Το άθροισμα r_A+r_p αναπαριστά τον κύριο άξονα της έλλειψης με μήκος $2a$. Προσθέτοντας τις παραπάνω σχέσεις προκύπτει:

$$a = \frac{1}{2}(r_A + r_p) = p / (1 - e^2) \text{ (m)} \quad (1.3)$$

Οι παράμετροι της εκκεντρότητας και του μεγάλου άξονα καθορίζουν τη μορφή της τροχιάς. Το ακτινικό διάνυσμα r είναι μέγιστο για $\theta-\theta_0=\pi$ και αντιστοιχεί στο απόγειο της τροχιάς:

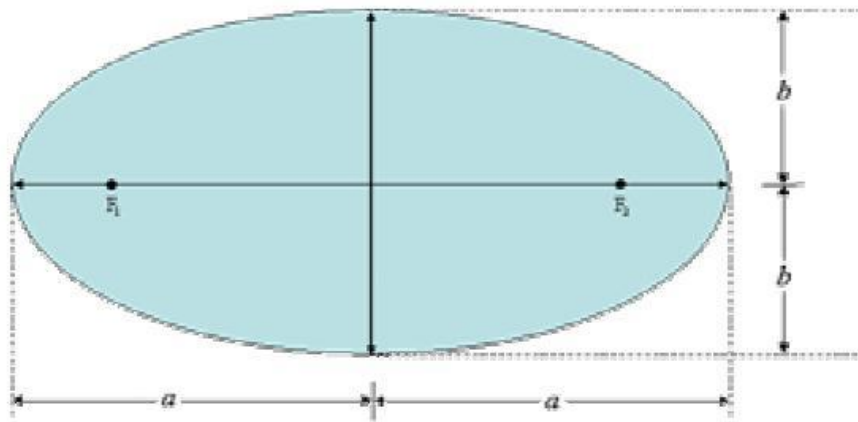
$$r_A = p / (1 - e) \text{ (m)} \quad (1.4)$$

Αντίστοιχα, το ακτινικό διάνυσμα που αντιστοιχεί στο περίγειο της τροχιάς είναι εκείνο με το ελάχιστο μήκος:

$$r_p = p / (1 + e) \text{ (m)} \quad (1.5)$$

Με βάση το απόγειο και το περίγειο μπορούμε να ορίσουμε την εκκεντρότητα και ως εξής:

$$e = (r_A - r_p) / (r_A + r_p) \quad (1.6)$$



Σχήμα 1.1: Ελλειπτική τροχιά δορυφόρου. Φαίνονται οι εστίες της τροχιάς καθώς και ο μεγάλος με τον μικρό ημιάξονα.

1.1.2 Δεύτερος νόμος του Kepler

Σύμφωνα με τον δεύτερο νόμο του Kepler, η ακτίνα που ενώνει τον Ήλιο με κάθε πλανήτη, διαγράφει ίσα εμβαδά σε ίσους χρόνους, κάτι που ισχύει αντίστοιχα στο σύστημα Γης-δορυφόρου. Όπως φαίνεται στο Σχήμα 1.2, αν υποθέσουμε ότι ο δορυφόρος διανύει απόσταση S_1 και S_2 μέτρα ανά δευτερόλεπτο, τότε οι περιοχές A_1 και A_2 θα είναι ίσες.

- **Περίοδος τροχιάς (T)**

Η διάρκεια της περιστροφής του δορυφόρου στην τροχιά, ή περίοδος, σχετίζεται με την επιφάνεια Σ της έλλειψης μέσω του νόμου των επιφανειών του Kepler. Προκύπτει ότι η περίοδος της τροχιάς ισούται με:

$$T = 2\pi\sqrt{a^3 / \mu} \text{ (s)} \quad (1.7)$$

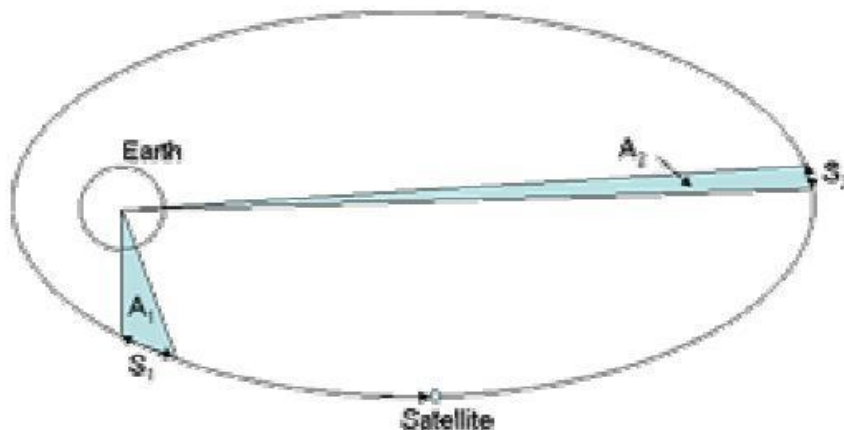
- **Ταχύτητα δορυφόρου (V)**

Η ταχύτητα του δορυφόρου είναι ίση με:

$$V = \sqrt{\mu[(2/r) - (1/a)]} \text{ (m/s)} \quad (1.8)$$

όπου $\mu=GM_E$ το γινόμενο της παγκόσμιας σταθεράς της βαρύτητας G και της μάζας M_E της Γης και r η ακτίνα της τροχιάς από το δορυφόρο μέχρι το κέντρο της Γης. Στην περίπτωση που έχουμε κυκλική τροχιά ($r=a$) η ταχύτητα είναι σταθερή:

$$V = \sqrt{\mu/a} \text{ (m/s)} \quad (1.9)$$



Σχήμα 1.2: Η ακτίνα που ενώνει τη Γη με τον δορυφόρο διαγράφει ίσα εμβαδά σε ίσους χρόνους σύμφωνα με τον δεύτερο νόμο του Kepler

1.1.3 Τρίτος νόμος του Kepler

Σύμφωνα με τον τρίτο νόμο του Kepler, το τετράγωνο της περιόδου της τροχιάς, είναι ανάλογο με τον κύβο της μέσης κίνησης του δορυφόρου. Στην περίπτωσή μας ο τρίτος νόμος του Kepler μπορεί να γραφεί ως εξής:

$$a^3 = \frac{\mu}{n^2} \quad (1.10)$$

όπου a είναι ο μεγάλος ημιάξονας, n η μέση κίνηση και $\mu=GM_E$.

- **Μέση κίνηση (n)**

Είναι επιτρεπτό να καθοριστεί η μέση κίνηση του δορυφόρου σαν η μέση γωνιακή ταχύτητα του δορυφόρου με περίοδο T στην τροχιά του:

$$n = 2\pi / T \quad (\text{rad/s}) \quad (1.11)$$

1.1.4 Θέση του δορυφόρου στην τροχιά - Ανωμαλίες

- **Αληθής ανωμαλία (ν)**

Η θέση του δορυφόρου καθορίζεται από τη γωνία ν που ονομάζεται αληθής ανωμαλία, και είναι η γωνία η οποία εκτιμάται θετική στη διεύθυνση της κίνησης του δορυφόρου από 0° μέχρι 360° , μεταξύ της διεύθυνσης του περιγείου και της διεύθυνσης του δορυφόρου. Ισχύει:

$$\nu = \theta - \theta_0 \quad (1.12)$$

- **Εκκεντρική ανωμαλία (E)**

Η θέση του δορυφόρου μπορεί επίσης να καθοριστεί από την εκκεντρική ανωμαλία E , η οποία είναι η γωνία που μετασχηματίζει την ελλειπτική τροχιά στον κύριο κύκλο της (βλ. Σχήμα 1.3). Η αληθής ανωμαλία ν σχετίζεται με την εκκεντρική ανωμαλία E μέσω των παρακάτω σχέσεων:

$$\cos \nu = (\cos E - e) / (1 - e \cos E) \quad (1.13)$$

$$\cos E = (\cos \nu + e) / (1 + e \cos \nu) \quad (1.14)$$

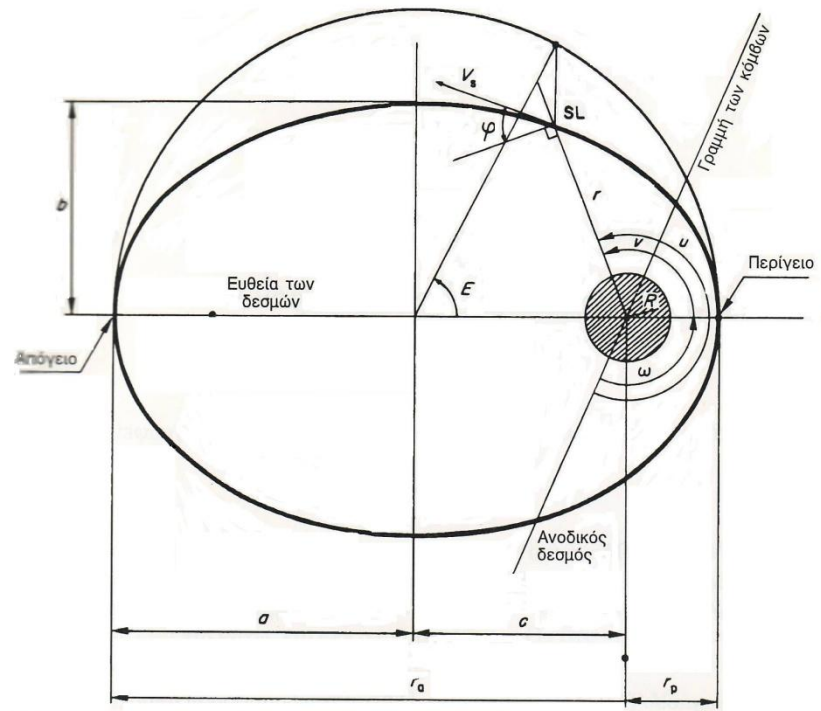
- **Μέση ανωμαλία (M)**

Η μέση ανωμαλία θα ήταν η αληθής ανωμαλία ενός δορυφόρου σε μια κυκλική τροχιά της ίδιας περιόδου T . Η μέση ανωμαλία εκφράζεται από τη σχέση:

$$M = (2\pi / T)(t - t_p) = nt - M_0 \quad (\text{rad}) \quad (1.15)$$

όπου t_p είναι η χρονική στιγμή διέλευσης από το περίγειο. Η μέση ανωμαλία σχετίζεται με την εκκεντρική ανωμαλία μέσω της εξίσωσης του Kepler:

$$M = E - e \sin E \quad (\text{rad}) \quad (1.16)$$



Σχήμα 1.3: Η θέση του δορυφόρου στην τροχιά

1.1.5 Θέση του επιπέδου της τροχιάς στο χώρο (διάστημα)

- **Κλίση του επιπέδου τροχιάς (i)**

Αυτή είναι η γωνία στον ανοδικό κόμβο, η οποία εκτιμάται θετικά στην ορθή φορά μεταξύ 0° και 180° , μεταξύ της καθέτου στην ευθεία των κόμβων στο ισημερινό επίπεδο και της καθέτου προς την ευθεία των κόμβων στο επίπεδο της τροχιάς (βλ. Σχήμα 1.4). Για κλίση μικρότερη από 90° , ο δορυφόρος περιστρέφεται με ανατολική φορά, με την ίδια διεύθυνση με εκείνη της Γης (ορθή, μη-ανάδρομη τροχιά). Για κλίση μεγαλύτερη από 90° , ο δορυφόρος περιστρέφεται με δυτική φορά, αντίθετη από τη Γη (ανάδρομη τροχιά).

- **Ορθή άνοδος του ανοδικού κόμβου (Ω)**

Αυτή είναι η γωνία που λαμβάνεται θετική από 0° μέχρι 360° στην ορθή διεύθυνση, μεταξύ της διεύθυνσης αναφοράς και εκείνη του ανοδικού κόμβου της τροχιάς (η τομή της τροχιάς με το επίπεδο του ισημερινού, καθώς ο δορυφόρος περνά από το επίπεδο αυτό με διεύθυνση από νότο προς βορρά)(βλ. Σχήμα 1.4).

Ο όρος γεωσύγχρονη τροχιά προσδιορίζει την τροχιά ενός δορυφόρου ο οποίος έχει περίοδο περιστροφής ίση με την περίοδο περιστροφής της Γης, δηλαδή $T = 23\text{h } 56\text{min } 4.1\text{sec}$. Σύμφωνα με τον τρίτο νόμο του Kepler είναι δυνατό να υπολογιστεί ότι το ύψος ενός δορυφόρου, ο οποίος ακολουθεί γεωσύγχρονη τροχιά, πρέπει να είναι $h = 37786 \text{ Km}$. Η ταχύτητα του δορυφόρου στην τροχιά αυτή προκύπτει ίση με $v = 3075 \text{ m/s}$ ενώ η κλίση και η εκκεντρότητα της γεωσύγχρονης τροχιάς μπορεί να έχουν οποιαδήποτε τιμή.

Μια πολύ συνηθισμένη κατηγορία της γεωσύγχρονης τροχιάς είναι η γεωστατική τροχιά ή αλλιώς GEO (Geostationary Earth Orbit). Η γεωστατική τροχιά είναι μία γεωσύγχρονη τροχιά η οποία έχει μηδενική κλίση και εκκεντρότητα. Συνεπώς η τροχιά ενός γεωστατικού δορυφόρου είναι κυκλική και βρίσκεται στο ισημερινό επίπεδο με αποτέλεσμα να φαίνεται από έναν επίγειο σταθμό ως ένα σταθερό σημείο στον ουρανό. Οι γεωστατικοί δορυφόροι πρακτικά εμφανίζουν μια μικρή ολίσθηση κίνησης έτσι ώστε η τροχιά τους να παρουσιάζει μια μικρή κλίση. Το φαινόμενο αυτό οφείλεται σε φαινόμενα έλξεων από τον ήλιο ή από τη σελήνη και αν δεν ληφθεί πρόνοια, μπορεί να δημιουργήσει γωνία κλίσης αρκετών μοιρών κατά τη διάρκεια ενός έτους. Για το λόγο αυτό η τροχιά του γεωστατικού δορυφόρου διορθώνεται περιοδικά, ώστε να παραμένει στο ισημερινό επίπεδο.

Η γεωστατική τροχιά είναι η προτιμότερη τροχιά για τα συστήματα δορυφορικών επικοινωνιών εδώ και 35 χρόνια, και είναι πιθανό ότι θα συνεχίσει να είναι η τροχιά που θα παρέχει τα περισσότερα έσοδα για τους φορείς εκμετάλλευσης των δορυφορικών συστημάτων. Ο λόγος είναι απλός: όταν ένας δορυφόρος είναι σε μια γεωστατική τροχιά μπορούν να σταλούν περισσότερα bits ανά δολάριο κεφαλαίου επένδυσης από οποιαδήποτε άλλη τροχιά. Αυτό έγινε αντιληπτό αρκετά νωρίς στην ανάπτυξη των δορυφορικών επικοινωνιών, και ο Intelsat, που ήταν ο πρώτος προμηθευτής εμπορικών δορυφορικών συστημάτων, ανέπτυξε μια σειρά γεωστατικών δορυφόρων, αρχίζοντας το 1965 με τον Early Bird (Intelsat I). Τις δεκαετίες του 1970 και του 1980 ακολούθησαν εμπορικά και εθνικά δορυφορικά συστήματα χρησιμοποιώντας όλα δορυφόρους GEO. Η ευρεία εκπομπή δορυφορικής τηλεόρασης απευθείας στις οικίες των καταναλωτών (Direct-To-Home, DTH), μία από τις πιο επιτυχείς εφαρμογές για συστήματα δορυφορικών επικοινωνιών, απαιτεί επίσης δορυφόρους GEO, ώστε οι πελάτες να μπορούν να χρησιμοποιήσουν μικρές σταθερές παραβολικές κεραιές.

Υπάρχουν αρκετά ακόμα πλεονεκτήματα της γεωστατικής τροχιάς λόγω των οποίων αυτή χρησιμοποιείται στα συστήματα δορυφορικών επικοινωνιών. Αρχικά ο δορυφορικός αναμεταδότης φαίνεται σταθερός από τους επίγειους σταθμούς που βρίσκονται στην περιοχή κάλυψης. Με τον τρόπο αυτό ελαχιστοποιούνται οι λειτουργικές απαιτήσεις των επίγειων σταθμών εδάφους, διότι, αφενός η παρακολούθηση της θέσης του δορυφόρου είναι απλή, και αφετέρου, τα χαρακτηριστικά μετάδοσης (σε ότι αφορά την εξάρτησή τους από την απόσταση πομπού και δέκτη), δεν μεταβάλλονται. Επίσης, η κάλυψη της Γης που παρέχουν οι γεωστατικοί δορυφόροι είναι επαρκής για τις πιο πυκνοκατοικημένες περιοχές του πλανήτη (μέχρι γεωγραφικό πλάτος $+75^\circ$ ή -75°). Τέλος, οι δορυφορικές ζεύξεις μέσω γεωστατικών δορυφόρων παρουσιάζουν ελάχιστη ολίσθηση συχνότητας Doppler και προβλέψιμες παρεμβολές με άλλα επίγεια τηλεπικοινωνιακά συστήματα λόγω της σταθερής γεωμετρίας.

Αν και είναι προφανής η σημασία της γεωστατικής τροχιάς, εντούτοις, δεν μπορούμε να παραβλέψουμε κάποια σημαντικά μειονεκτήματα. Αρχικά, λόγω της μεγάλης απόστασης μεταξύ δορυφόρου και επίγειου σταθμού, η χρονική καθυστέρηση της μετάδοσης είναι σημαντική (της τάξης των 250ms ανά απλή διαδρομή), δυσκολεύοντας έτσι τις αμφίδρομες επικοινωνίες πραγματικού χρόνου. Επιπλέον, όταν ο ήλιος βρίσκεται μέσα στο εύρος του κύριου λοβού ακτινοβολίας του επίγειου σταθμού, οπότε αποτελεί ισχυρή πηγή θορύβου, παρατηρείται μείωση της ποιότητας της επικοινωνίας. Τα μικρά αυτά χρονικά διαστήματα ελάττωσης της ποιότητας των ζεύξεων είναι πάντως προβλέψιμα. Οι γεωστατικοί δορυφόροι δεν έχουν την δυνατότητα κάλυψης περιοχών με γεωγραφικό πλάτος άνω των 75°, οπότε οι περιοχές αυτές καλύπτονται από δορυφόρους που κινούνται σε τροχιές που παρουσιάζουν σημαντικές κλίσεις. Τέλος οι γεωστατικοί δορυφόροι παρουσιάζουν αβεβαιότητα της τάξης μερικών εκατοστών της μοίρας ως προς την ακριβή τους θέση, που οφείλεται στην ελαφριά εκκεντρότητα της τροχιάς τους. Αυτό σημαίνει ότι η θέση του δορυφόρου προσδιορίζεται με αβεβαιότητα $\pm 40\text{Km}$ πάνω στην τροχιά του.

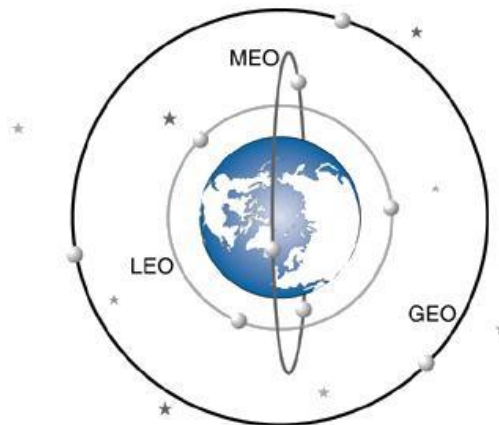
1.2.2 Χαμηλή τροχιά (LEO) - Μέση τροχιά (MEO)

Οι όροι χαμηλή τροχιά (Low Earth Orbit, LEO) και μέση τροχιά (Medium Earth Orbit, MEO), χρησιμοποιούνται γενικά για συγκεκριμένες περιοχές ύψους τροχιάς. Οι δορυφόροι LEO περιορίζονται μεταξύ ενός ανώτατου ύψους τροχιάς περίπου 1500Km (λίγο κάτω από την πρώτη ζώνη ακτινοβολίας Van Allen) και ενός χαμηλότερου ύψους τροχιάς που υπαγορεύεται από την ατμοσφαιρική αντίσταση (γενικά γύρω στα 500Km). Οι δορυφόροι MEO έχουν χαμηλότερο ύψος τροχιάς περίπου 1500Km και ένα ανώτατο όριο που ορίζεται από το ύψος της GEO γύρω στα 36000Km. Ωστόσο τα περισσότερα συστήματα MEO βρίσκονται σε τροχιά στην περιοχή από 10000 έως 15000Km.

Δεδομένου ότι οι LEO δορυφόροι βρίσκονται πολύ κοντά στη Γη, πρέπει να ταξιδεύουν με πολύ μεγάλη ταχύτητα, ώστε να αποφύγουν την είσοδό τους στην ατμόσφαιρα της Γης λόγω βαρυτικής έλξης. Μια τυπική ταχύτητα για έναν LEO δορυφόρο είναι τα 8Km/s με αποτέλεσμα να κάνει μια πλήρη περιστροφή της Γης σε περίπου 90min. Αυτό προϋποθέτει σύγχρονο εξοπλισμό εδάφους ώστε να μπορεί να εντοπίσει τον δορυφόρο. Οι δορυφόροι που βρίσκονται σε χαμηλή τροχιά μπορούν να καλύψουν μόνο μια μικρή περιοχή της επιφάνειας της Γης, συνεπώς χρειάζονται πολλοί LEO δορυφόροι (35 ή και περισσότεροι) για να επιτευχθεί παγκόσμια κάλυψη. Με κόστος πολλών εκατομμυρίων δολαρίων ανά δορυφόρο, είναι προφανές ότι είναι πολύ ακριβό να κατασκευαστεί και να συντηρηθεί ένα τέτοιο δίκτυο. Επειδή απαιτείται λιγότερη ενέργεια για την τοποθέτηση ενός δορυφόρου σε χαμηλή τροχιά ενώ παράλληλα ένας LEO δορυφόρος χρειάζεται λιγότερο ισχυρούς ενισχυτές για μια επιτυχή μετάδοση στους επίγειους σταθμούς, η χαμηλή τροχιά χρησιμοποιείται για πολλές τηλεπικοινωνιακές εφαρμογές. Τέλος, λόγω της μικρής απόστασης του δορυφόρου από τη Γη, βρίσκουν πρόσφορο έδαφος εφαρμογές που απαιτούν μικρό RTT (Round Trip Time).

Σε αντιπαράθεση με τους δορυφόρους χαμηλής τροχιάς, οι δορυφόροι μέσης τροχιάς κινούνται με μικρότερες ταχύτητες, ενώ η τροχιακή τους περίοδος κυμαίνεται από 2 έως 24

ώρες. Επειδή βρίσκονται σε μεγαλύτερο ύψος, καλύπτουν μεγαλύτερη επιφάνεια της Γης, με αποτέλεσμα να χρειάζονται λιγότεροι δορυφόροι για παγκόσμια κάλυψη. Ένας MEO δορυφόρος χρειάζεται μεγαλύτερη ισχύς από έναν LEO για επιτυχή μετάδοση (αλλά λιγότερη από έναν GEO, ο οποίος βρίσκεται σε ακόμα μεγαλύτερο ύψος), ενώ έχει και μεγαλύτερο RTT (αλλά μικρότερο από έναν GEO δορυφόρο). Η πιο κοινή χρήση των MEO δορυφόρων είναι για πλοήγηση (GPS, Galileo), ενώ και οι δορυφόροι που καλύπτουν τον βόρειο και νότιο πόλο της Γης βρίσκονται σε μέση τροχιά.



Σχήμα 1.5: Τροχιές LEO, MEO και GEO

Orbit Distance	Miles	Km	1-way Delay
Low Earth Orbit (LEO)	100-500	160 - 1,400	50 ms
Medium Earth Orbit (MEO)	6,000 - 12,000	10 -15,000	100 ms
Geostationary Earth Orbit (GEO)	~22,300	36,000	250 ms

1.2.3 Ισημερινή τροχιά - Κεκλιμένη τροχιά

Οι ισημερινές τροχιές βρίσκονται ακριβώς στο επίπεδο του ισημερινού της Γης. Δηλαδή η τροχιακή διαδρομή βρίσκεται πάντοτε ακριβώς πάνω από τον ισημερινό. Προκειμένου να αξιοποιείται η 0.45 Km/s ανατολική ταχύτητα περιστροφής της Γης, οι περισσότεροι δορυφόροι εκτοξεύονται προς την ανατολή σε ορθή (prograde) τροχιά. Μια τροχιά με δυτική κατεύθυνση ονομάζεται αντίστροφη (retrograde) τροχιά. Ένας δορυφόρος σε μια ισημερινή τροχιά με ανατολική κατεύθυνση θα έχει δύο περιόδους: μια πραγματική τροχιακή περίοδο που αναφέρεται στο χώρο αδράνειας (το γαλαξιακό υπόβαθρο) και μια

φαινόμενη τροχιακή περίοδο που αναφέρεται σε έναν ακίνητο παρατηρητή στην επιφάνεια της Γης. Η πραγματική τροχιακή περίοδος (T) δίνεται από την σχέση:

$$T = (2\pi r^{3/2}) / (\mu^{1/2}) \text{ ώρες} \quad (1.18)$$

όπου r η ακτίνα της τροχιάς από το δορυφόρο μέχρι το κέντρο του πλανήτη και μ (σταθερά του Kepler) το γινόμενο της παγκόσμιας σταθεράς της βαρύτητας G και της μάζας M_E της Γης. Η φαινόμενη τροχιακή περίοδος (P) για ακίνητο παρατηρητή στον ισημερινό δίνεται από τη σχέση:

$$P = (24T) / (24 - T) \text{ ώρες} \quad (1.19)$$

Η επίτευξη της ισημερινής τροχιάς μπορεί να γίνει με την εκτόξευση του δορυφόρου με τους εξής δύο τρόπους: Η πρώτη μέθοδος εκτόξευσης είναι να επιλεγεί η τοποθεσία εκτόξευσης στον ισημερινό και το διαστημικό σκάφος να εκτοξευθεί προς την ανατολή κατά μήκος του ισημερινού επιπέδου. Η δεύτερη μέθοδος είναι να εκτοξευτεί ο δορυφόρος σε μια κεκλιμένη τροχιά και να εκτελεστεί ένας ελιγμός, είτε κατά τη διάρκεια της τροχιάς εκτόξευσης, είτε όταν ο δορυφόρος βρίσκεται στην κεκλιμένη τροχιά, ο οποίος να αλλάξει την αρχική τροχιά ώστε η τελική τροχιά να βρίσκεται στο επίπεδο του ισημερινού. Η αφαίρεση της κλίσης από την τροχιά απαιτεί σημαντική ενέργεια και τα πρώτα οχήματα εκτόξευσης δεν είχαν τη δυνατότητα σημαντικής αλλαγής της τροχιάς κατά τη διάρκεια της εκτόξευσης. Οι πρώτοι τεχνητοί γήινοι δορυφόροι επομένως τοποθετήθηκαν σε κεκλιμένες τροχιές.

Στις κεκλιμένες τροχιές υπάρχουν πλεονεκτήματα και μειονεκτήματα ανάλογα με τους στόχους της αποστολής και τις απαιτήσεις ανάκτησης δεδομένων. Όσο μεγαλύτερη είναι η κλίση της τροχιάς τόσο μεγαλύτερη είναι η έκταση επιφάνειας της Γης από την οποία θα περάσει ο δορυφόρος κάποια στιγμή κατά τη πτήση του. Η πληρέστερη κάλυψη της Γης με ένα δορυφόρο κεκλιμένης τροχιάς, αντισταθμίζεται από το μειονέκτημα ότι ο κύριος σταθμός ελέγχου (Master Control Station, MSC), δεν είναι σε θέση να επικοινωνεί απευθείας με τον δορυφόρο σε κάθε τροχιά, όπως με ένα δορυφόρο ισημερινής τροχιάς. Ένας LEO δορυφόρος κινείται σε τροχιά γύρω από τη Γη με μια περίοδο 90 έως 100min και για έναν δορυφόρο κεκλιμένης τροχιάς η Γη θα έχει περιστρέψει τον MSC εκτός της πορείας του δορυφόρου στην επόμενη διέλευση από την ίδια πλευρά της Γης.

Αν δεν υπάρχει ανάγκη συνεχούς σύνδεσης του δορυφόρου με τον MSC, τότε μπορεί να σχεδιαστεί ο δορυφόρος να αποθηκεύει τα δεδομένα που έχει συλλέξει από πολλές τροχιές και να τα εναποθέτει γρήγορα στον MSC όταν εισέρχεται στο οπτικό του πεδίο. Αν μεταξύ ενός LEO δορυφόρου και ενός MSC απαιτείται μια συνεχής, πραγματικού χρόνου σύνδεση, υπάρχουν δύο προσεγγίσεις που μπορούν να χρησιμοποιηθούν. Η πρώτη είναι να εγκατασταθούν σταθμοί ελέγχου σε όλο τον κόσμο ώστε ο δορυφόρος να μη βρίσκεται ποτέ έξω από το οπτικό πεδίο τουλάχιστον ενός εκ των σταθμών ελέγχου. Η δεύτερη είναι η δημιουργία διαδορυφορικών ζεύξεων (ISL) για την αναμετάδοση της κίνησης των δεδομένων του LEO δορυφόρου στον MSC. Οι ISL μπορούν να εγκατασταθούν είτε μεταξύ των LEO δορυφόρων στον αστερισμό, είτε μεταξύ LEO και GEO δορυφόρων.

1.2.4 Ελλειπτική τροχιά – Κυκλική τροχιά

Σε μια ελλειπτική τροχιά, η ταχύτητα του δορυφόρου δεν είναι σταθερή. Γίνεται μέγιστη στο περίγειο και ελάχιστη στο απόγειο της τροχιάς. Έτσι για μια δεδομένη περίοδο, ο δορυφόρος παραμένει κοντά στο απόγειο για περισσότερο χρόνο από αυτόν που παραμένει κοντά στο περίγειο. Το φαινόμενο αυτό γίνεται εντονότερο όσο αυξάνεται η εκκεντρότητα της τροχιάς. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα ο δορυφόρος να είναι ορατός σε περιοχές που βρίσκονται κάτω από το απόγειο, για μεγάλο μέρος της περιόδου της τροχιάς και αυτό επιτρέπει την εγκαθίδρυση τηλεπικοινωνιακών ζεύξεων μεγάλης διάρκειας.

Με μια τροχιά μη μηδενικής κλίσης, ο δορυφόρος περνά από περιοχές που βρίσκονται εκατέρωθεν του ισημερινού, και πιθανώς από τις πολικές περιοχές, αν η κλίση της τροχιάς είναι κοντά στις 90° . Προσανατολίζοντας την αψιδική ευθεία (την ευθεία από το περίγειο στο απόγειο) κοντά στην κάθετο της ευθείας των κόμβων (δηλαδή το όρισμα του περιγείου ω θα είναι κοντά στις 90° ή τις 270°), ο δορυφόρος στο απόγειο επιστρέφει συστηματικά πάνω από τις περιοχές ενός δεδομένου ημισφαιρίου. Είναι λοιπόν δυνατό να εγκαθιδρυθούν ραδιοζεύξεις με σταθμούς σε μεγάλα γεωγραφικά πλάτη.

Το απόγειο της τροχιάς βρίσκεται μόνιμα πάνω από το ίδιο ημισφαίριο αν δεν υπάρχει περιστροφή της τροχιάς στο επίπεδό της, δηλαδή αν η ολίσθηση του ορίσματος του περιγείου είναι μηδέν. Αυτό υπαγορεύεται από τις Κεπλεριανές υποθέσεις. Στην πράξη όμως, διάφορες παρέλξεις έχουν σαν αποτέλεσμα τη διακύμανση των παραμέτρων της τροχιάς. Επιλέγοντας μια κλίση ίση με 63.45° , η ολίσθηση του ορίσματος του περιγείου γίνεται μηδέν.

Για να εγκαθιδρυθούν μόνιμες ραδιοζεύξεις, είναι αναγκαίο να παρέχονται μερικοί δορυφόροι με κατάλληλη φάση μεταξύ τους σε παρόμοιες τροχιές που βρίσκονται σε διάταξη γύρω από τη Γη κατά τρόπο ώστε ο δορυφόρος που απομακρύνεται από το απόγειο να αντικαθιστάται από έναν άλλο δορυφόρο στην ίδια περιοχή του ουρανού, όπως φαίνεται από τους σταθμούς. Για να αποφεύγονται οι παρεμβολές, μπορεί οι συχνότητες των διαφόρων δορυφόρων να είναι διαφορετικές.

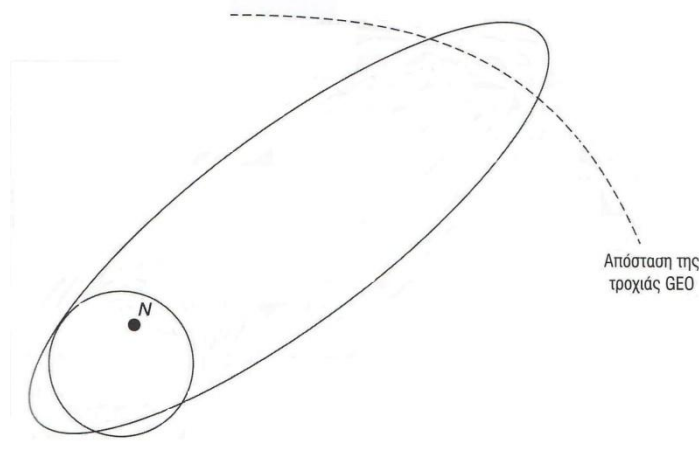
Όταν η εκκεντρότητα της τροχιάς είναι μηδενική, η τροχιά από ελλειπτική μετατρέπεται σε κυκλική. Στην κυκλική τροχιά η ταχύτητα είναι σταθερή επομένως ο δορυφόρος δεν παραμένει πάνω από κάποια περιοχή για περισσότερο χρόνο.

1.2.5 Ηλιοσύγχρονη τροχιά

Μια ηλιοσύγχρονη τροχιά είναι μια ειδική μορφή χαμηλής τροχιάς όπου το επίπεδο της τροχιάς διατηρεί μια σταθερή γωνία όψης με κατεύθυνση προς τον Ήλιο. Μερικές δορυφορικές αποστολές απαιτούν μια ειδική τροχιά με μια τέτοια σταθερή σχέση προς την κατεύθυνση του ηλιακού φωτός. Ένα παράδειγμα είναι ένας δορυφόρος εξερεύνησης γήινων αποθεμάτων που απαιτεί τον φωτισμό της περιοχής κάτω από τον δορυφόρο από ένα μεγάλο ποσό άμεσου ηλιακού φωτός, ώστε να μπορούν να ληφθούν φωτογραφίες.

1.2.6 Τροχιά "MOLNYA"

Αυτές οι τροχιές πήραν το όνομά τους από το σύστημα επικοινωνιών που εγκατέστησε η Σοβιετική Ένωση, της οποίας τα εδάφη βρίσκονται στο βόρειο ημισφαίριο σε μεγάλα γεωγραφικά πλάτη. Η περίοδος μιας τέτοιας τροχιάς είναι $T=12h$, ενώ η κλίση της τροχιάς πρέπει να είναι 63.45° για να μην υπάρχει ολίσθηση περιγείου. Με όρισμα περιγείου $\omega=270^\circ$, το απόγειο βρίσκεται πάνω από περιοχές με γεωγραφικό πλάτος 63° (το γεωγραφικό πλάτος του ζενίθ ισούται με την τιμή της κλίσης και το απόγειο συμπίπτει με το ζενίθ του ίχνους, όταν το όρισμα του περιγείου ισούται με 270°). Για περιοχές κάτω από το απόγειο, η ορατότητα είναι μεγαλύτερη από 8h, επομένως για συνεχή κάλυψη χρειάζονται 3 δορυφόροι με ίδια τροχιακά χαρακτηριστικά (α, e, i), αλλά η ορθή άνοδος τους να διαφέρει κατά 120° . Το περίγειο της τροχιάς Molnya βρίσκεται περίπου στα 1250Km και το απόγειο στα 39000Km, επομένως διασχίζει τις ζώνες Van Allen δύο φορές ανά περιστροφή.



Σχήμα 1.6: Τροχιά Molnya

1.2.7 Τροχιά τύπου "LOOPUS"

Σε ένα σύστημα με μερικούς δορυφόρους, ένα από τα προβλήματα που αντιμετωπίζουν οι επίγειοι σταθμοί, είναι εκείνο της περιστροφής της κεραίας κατά τη διάρκεια της μεταγωγής από τον ένα δορυφόρο στον άλλο. Με τροχιές των οποίων το ίχνος περιέχει ένα βρόχο, είναι δυνατό να χρησιμοποιηθεί μόνο ο βρόχος σαν το χρήσιμο τμήμα του ίχνους της τροχιάς: ο δορυφόρος που εξέρχεται από το βρόχο αντικαθίσταται από έναν άλλο που εισέρχεται. Η μεταγωγή από τον ένα δορυφόρο στον άλλο γίνεται στο σημείο διασταύρωσης του ίχνους. Τη στιγμή αυτή, οι δύο δορυφόροι φαίνονται από τον επίγειο σταθμό ακριβώς στην ίδια διεύθυνση. Έτσι δεν είναι αναγκαίο να επαναπροσανατολιστεί η κεραία. Αυτή η αρχή λειτουργίας ονομάζεται LOOPUS. Για να επιτευχθεί η συνεχής κάλυψη της περιοχής η οποία βρίσκεται κάτω από τον βρόχο, ο χρόνος διάβασης του βρόχου πρέπει να είναι ένα υποπολλαπλάσιο της περιόδου της τροχιάς, και ο αριθμός των αναγκαίων δορυφόρων ισούται με τον βαθμό του υποπολλαπλασίου.

1.3 ΓΕΩΜΕΤΡΙΑ ΓΗΣ - ΔΟΡΥΦΟΡΟΥ

1.3.1 Το ίχνος του δορυφόρου

Το ίχνος του δορυφόρου στην επιφάνεια της Γης είναι ο γεωμετρικός τόπος των σημείων τομής του διανύσματος από το κέντρο της Γης στον δορυφόρο, με την επιφάνεια της Γης. Το ίχνος αυτό επηρεάζεται από την κίνηση της επιφάνειας της Γης σε σχέση με την πραγματική μετατόπιση (ως συνάρτηση της αληθούς ανωμαλίας) του διανύσματος από το κέντρο της Γης στον δορυφόρο. Διακρίνουμε δύο περιπτώσεις για τον ορισμό του ίχνους του δορυφόρου. Στην πρώτη περίπτωση θεωρούμε τη Γη σταθερή ενώ στην δεύτερη περίπτωση θεωρούμε ότι η Γη περιστρέφεται.

- **Σταθερή Γη**

Από το Σχήμα 1.7 οι συντεταγμένες (λ_{SL}, ϕ) του δορυφόρου SL σε ένα σταθερό πλαίσιο αναφοράς με κέντρο τη Γη, σχετίζονται μέσω της ακόλουθης εξίσωσης:

$$\tan \varphi = \tan i \sin(\lambda_{SL} - \lambda_N) \quad (1.20)$$

όπου ϕ είναι το γεωγραφικό πλάτος του δορυφόρου, λ_{SL} είναι το γεωγραφικό μήκος σχετικά με τον μεσημβρινό αναφοράς, λ_N είναι το γεωγραφικό μήκος του κόμβου σχετικά με τον μεσημβρινό αναφοράς και i είναι η κλίση της τροχιάς.

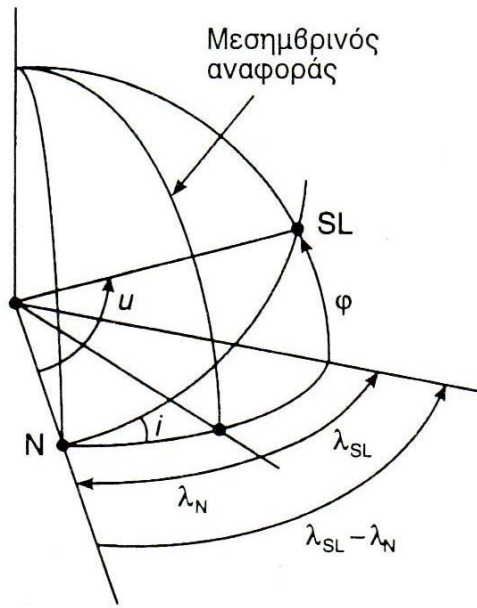
Το τόξο N-SL είναι το ίχνος του δορυφόρου στη σταθερή Γη. Το τόξο αυτό αντίκειται σε μια γωνία u (κομβική γωνία επιμήκυνσης), τέτοια ώστε:

$$\sin \varphi = \sin i \sin u \quad (1.21)$$

$$\tan(\lambda_{SL} - \lambda_N) = \tan u \cos i \quad (1.22)$$

Το σημείο στο ίχνος με το μεγαλύτερο γεωγραφικό πλάτος ονομάζεται κατακόρυφο σημείο (vertex) και το γεωγραφικό του μήκος λ_V διαφέρει από εκείνο του κόμβου κατά $\pi/2$:

$$\lambda_V = \lambda_N + 90^\circ \quad (1.23)$$



Σχήμα 1.7: Ίχνος δορυφόρου σε σταθερή Γη

- **Περιστρεφόμενη Γη**

Έστω Δt ο χρόνος από τη διέλευση του δορυφόρου από τον μεσημβρινό αναφοράς. Ισχύει:

$$\Delta t = t_S - t_0 \quad (1.24)$$

όπου t_S ο χρόνος που πέρασε από τη διέλευση από το περίγειο και t_0 ο χρόνος διέλευσης από την αρχική θέση του μεσημβρινού αναφοράς μετρημένος από τη διέλευση του δορυφόρου από το περίγειο. Η μετατόπιση του μεσημβρινού αναφοράς $\Delta \lambda$ προς τα ανατολικά έχει τιμή:

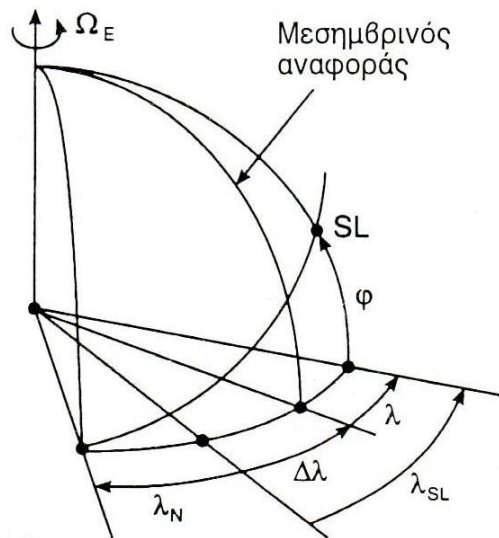
$$\Delta \lambda = \Omega_E \Delta t = \Omega_E (t_S - t_0) = M(\Omega_E / n) - M_0(\Omega_E / n) \quad (1.25)$$

όπου Ω_E η γωνιακή ταχύτητα της Γης. Το σχετικό γεωγραφικό μήκος λ του δορυφόρου σε σχέση με τον περιστρεφόμενο μεσημβρινό αναφοράς μπορεί λοιπόν να γραφεί:

$$\lambda = \lambda_{SL} - \Delta \lambda \quad (1.26)$$

Το γεωγραφικό πλάτος φ του δορυφόρου δεν μεταβάλλεται από την περιστροφή της Γης, και επομένως δεν εξαρτάται από την επιλογή της αρχικής θέσης του μεσημβρινού αναφοράς. Μπορεί να γραφεί:

$$\varphi = \arcsin[\sin i \sin(\omega + \nu)] \quad (1.27)$$



Σχήμα 1.8: Ίχνος δορυφόρου σε περιστρεφόμενη Γη

1.3.2 Απόσταση του δορυφόρου

Θεωρούμε έναν δορυφόρο με γεωγραφικό μήκος λ και γεωγραφικό πλάτος Φ δηλαδή $SL(\lambda, \Phi)$. Η απόστασή R του δορυφόρου από ένα σημείο $P(\psi, l)$ στην επιφάνεια της Γης, δίνεται από την παρακάτω σχέση:

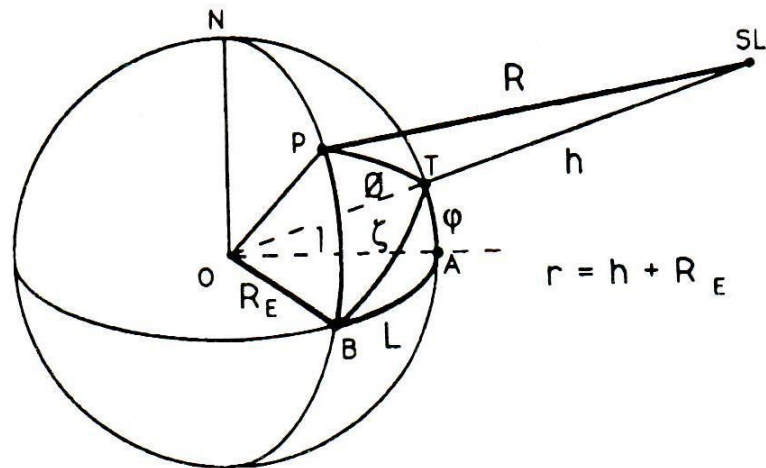
$$R = [(R_E^2 + r^2 - 2R_E r \cos \Phi)]^{1/2} \quad (1.28)$$

όπου η γωνία θ βρίσκεται από την σχέση (με $L = \psi - \lambda$):

$$\cos \Phi = \cos L \cos \varphi \cos l + \sin \varphi \sin l \quad (1.29)$$

Το ύψος h του δορυφόρου αντιστοιχεί με την απόστασή του από το σημείο στο οποίο η κατακόρυφος από τον δορυφόρο τέμνει της επιφάνεια της Γης:

$$h = r - R_E \quad (1.30)$$

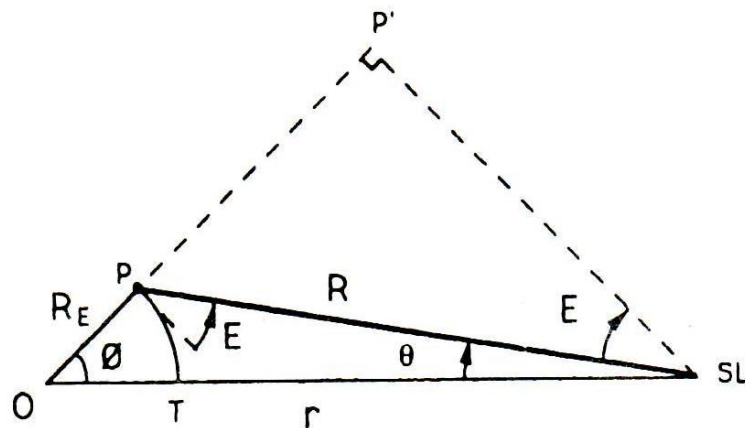


Σχήμα 1.9: Απόσταση δορυφόρου από σημείο P στην επιφάνεια της Γης

1.3.3 Θέση του δορυφόρου: ανύψωση, αζιμούθιο και ναδίρ

Η γωνία ανύψωσης E είναι η γωνία μεταξύ του ορίζοντα στο σημείο που βρισκόμαστε και του δορυφόρου, εκτιμώμενη στο επίπεδο που περιέχει το θεωρούμενο σημείο, τον δορυφόρο και το κέντρο της Γης. Η γωνία ανύψωσης φαίνεται στο Σχήμα 1.10 και δίνεται από την παρακάτω σχέση:

$$E = \arccos[(r/R) \sin \Phi] \quad (1.31)$$



Σχήμα 1.10: Γωνία ανύψωσης E

Η γωνία αζιμουθίου A είναι η γωνία που μετράμε επί του οριζοντίου επιπέδου της τοποθεσίας, μεταξύ της διεύθυνσης του γεωγραφικού βορρά και της τομής του επιπέδου που περιέχει τον δορυφόρο και το κέντρο της Γης. Αυτή η γωνία μεταβάλλεται από 0° έως 360° , σαν συνάρτηση των σχετικών θέσεων του δορυφόρου και του θεωρούμενου σημείου.

Για τον υπολογισμό της αρχικά υπολογίζουμε την ενδιάμεση παράμετρο α ($\alpha < \pi/2$) από την σχέση:

$$\alpha = \arcsin[(\sin L \cos \varphi) / \sin \Phi] \quad (1.32)$$

Έχοντας υπολογίσει την παράμετρο α , το αληθές αζιμούθιο καθορίζεται από τον Πίνακα 1.1:

Θέση του δορυφορικού ίχνους Τ σε σχέση με το σημείο P	Σχέση μεταξύ των A και α
Νότιο – Ανατολικά	$A=180 - \alpha$
Βόρειο – Ανατολικά	$A=\alpha$
Νότιο – Δυτικά	$A=180 + \alpha$
Βόρειο – Δυτικά	$A=360 - \alpha$

Πίνακας 1.1

Στο Σχήμα 1.10, η γωνία στο δορυφόρο SL, μεταξύ της διεύθυνσης του κέντρου της Γης Ο και της διεύθυνσης του σημείου P ονομάζεται γωνία ναδίρ θ . Για την γωνία ναδίρ ισχύει:

$$\theta = \arcsin[R_E (\cos E) / r] \quad (1.33)$$

1.3.4 Κάλυψη με δεδομένη γωνία ανύψωσης

Η ζώνη κάλυψης μπορεί να καθοριστεί σαν η περιοχή της Γης από την οποία είναι ορατός με μια ελάχιστη γωνία ανύψωσης E ο δορυφόρος. Το περίγραμμα της ζώνης κάλυψης καθορίζεται από ένα σύνολο επίγειων τοποθεσιών, που καθορίζονται από τις γεωγραφικές τους συντεταγμένες, και επομένως είναι γνωστές διαμέσου των τιμών του σχετικού γεωγραφικού μήκους L και του γεωγραφικού πλάτους I . Η σχέση μεταξύ των L και I είναι η εξής:

$$L = \arccos[(\cos \Phi - \sin \varphi \sin I) / \cos \varphi \cos I] \quad (1.34)$$

όπου:

$$\Phi = \pi / 2 - E - \arcsin[R_E (\cos E) / r] \quad (1.35)$$

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1: ΕΙΣΑΓΩΓΙΚΑ ΣΤΟΙΧΕΙΑ ΔΟΡΥΦΟΡΟΥ

Η έκταση γεωγραφικού μήκους της ζώνης κάλυψης σχετικά με το ίχνος του δορυφόρου λαμβάνεται θέτοντας $l = \phi$ στην παραπάνω έκφραση. Η έκταση γεωγραφικού πλάτους της ζώνης κάλυψης ισούται με Φ .

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2

ΣΥΝΑΡΤΗΣΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗΣ ΠΥΚΝΟΤΗΤΑΣ ΠΙΘΑΝΟΤΗΤΑΣ ΓΩΝΙΑΣ ΑΝΥΨΩΣΗΣ ΣΕ LEO ΔΟΡΥΦΟΡΙΚΕΣ ΖΕΥΞΕΙΣ

Εισαγωγή

Οι δορυφόροι χαμηλής τροχιάς (LEO) διαφέρουν από τους γεωστατικούς δορυφόρους στο ότι οι γωνίες ανύψωσης και αζιμούθιου των δορυφορικών ζεύξεων που παρατηρούνται από επίγειους σταθμούς, μεταβάλλονται διαρκώς με τον χρόνο. Είναι επιθυμητό να αξιολογηθεί η κατανομή πιθανότητας των δορυφορικών ζεύξεων, για την εκτίμηση των στατιστικών των διαλείψεων πάνω σε όλες τις δυνατές τηλεπικοινωνιακές ζεύξεις, όταν το μοντέλο του καναλιού διαλείψεων κάθε ζεύξης είναι διαθέσιμο. Το κεφάλαιο αυτό προτείνει δύο αναλυτικά μοντέλα για την πρόβλεψη της πιθανότητας να είναι εφικτή μία ζεύξη, με βάση μόνο τη γωνία ανύψωσης.

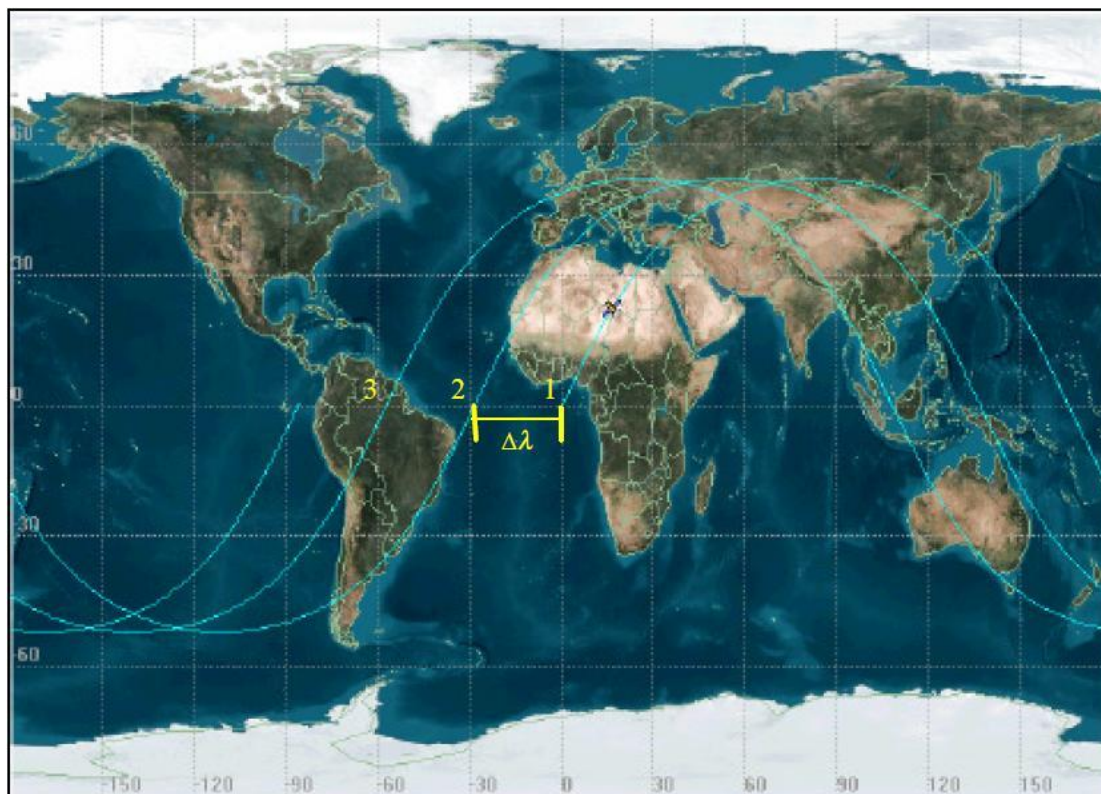
2.1 ΙΧΝΟΣ ΔΟΡΥΦΟΡΟΥ

2.1.1 Μετατόπιση του ίχνους λόγω περιστροφής της Γης

Σε κάθε χρονική στιγμή, η τομή του τροχιακού επιπέδου με την επιφάνεια της Γης παράγει έναν μεγάλο κύκλο, ο οποίος εξαρτάται μόνο από την κλίση του τροχιακού επιπέδου και την θέση του ανοδικού κόμβου. Όπως φαίνεται στο Σχήμα 1.4, αυτός ο μεγάλος κύκλος τέμνει τον ισημερινό της Γης με γωνία ίση με την κλίση της τροχιάς i και καλύπτει ολόκληρη την επιφάνεια της Γης που βρίσκεται ανάμεσα στα γεωγραφικά πλάτη $\pm i$. Λόγω της περιστροφής της Γης, το πραγματικό ίχνος του δορυφόρου διαφέρει από τον απλό μεγάλο κύκλο και έχει μια δυτική μετατόπιση με τον χρόνο. Για κάθε δορυφόρο με τροχιακή περίοδο T_S (σε δευτερόλεπτα), το γεωγραφικό μήκος λ (σε μοίρες) στο οποίο ο δορυφόρος περνά από τον ισημερινό μετακινείται κατά

$$\Delta\lambda = -\frac{360^\circ}{T_E} T_S \text{ (μοίρες)} \quad (2.1)$$

από τη μια περιστροφή στην επόμενη, όπου T_S είναι η τροχιακή περίοδος και $T_E=86164.09054$ (sec) είναι η περίοδος περιστροφής της Γης, δηλαδή μία αστρική μέρα. Η δυτική μετατόπιση του ίχνους φαίνεται καθαρά στο Σχήμα 2.1, όπου απεικονίζονται τρεις διαδοχικές περιστροφές ενός δορυφόρου Globalstar για τον οποίο ισχύει $\Delta\lambda=-28.6^\circ$ και $i=52^\circ$.

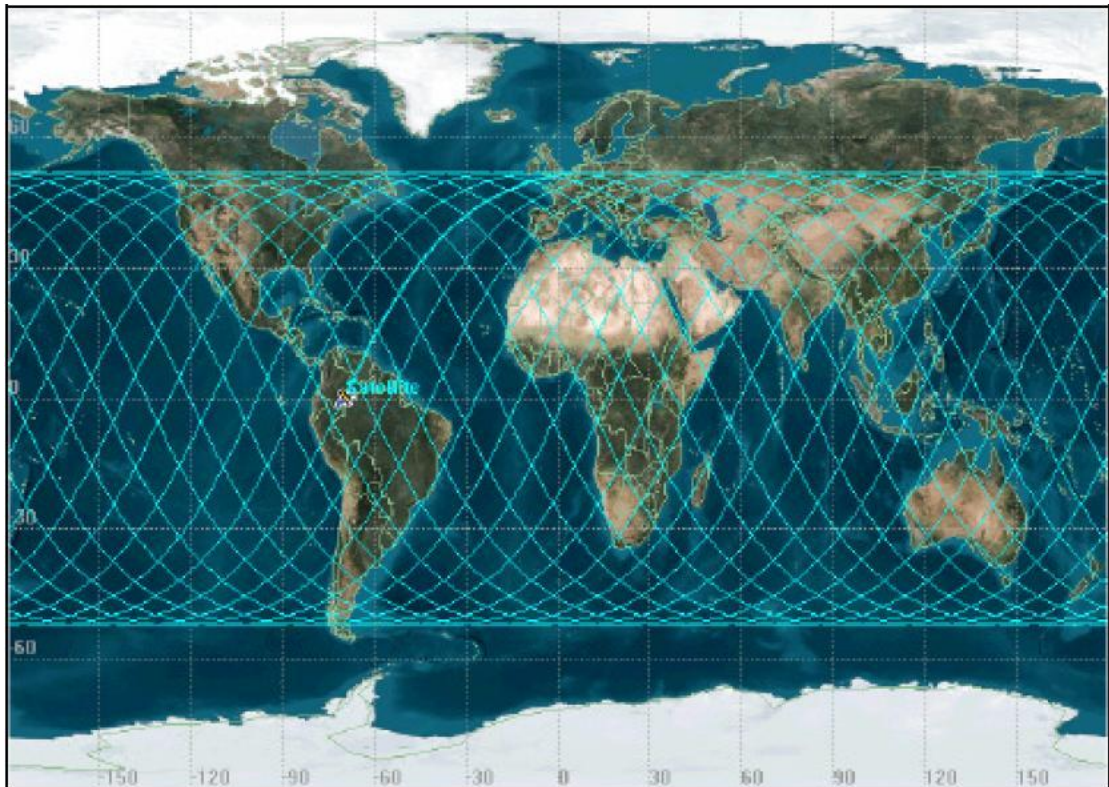


Σχήμα 2.1: Η δυτική μετατόπιση του ίχνους ενός δορυφόρου Globalstar

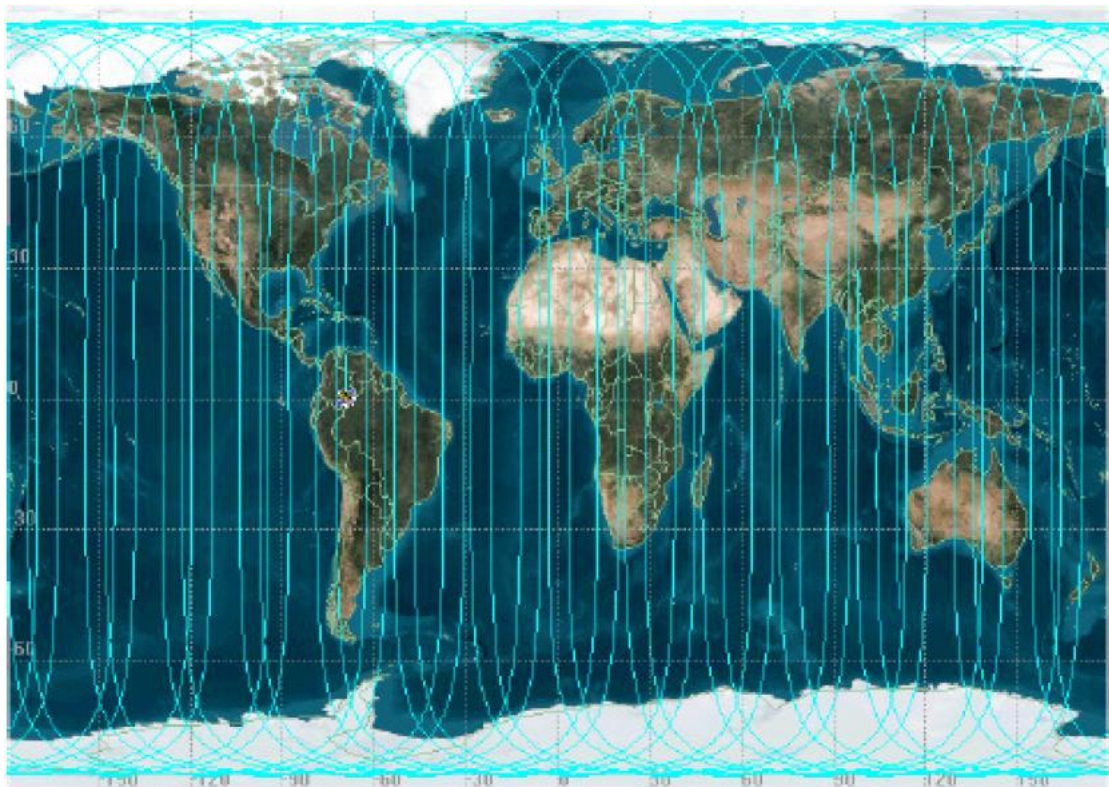
2.1.2 Συνάρτηση πυκνότητας πιθανότητας για SSPs

Στα Σχήματα 2.2 και 2.3 βλέπουμε το ίχνος ενός δορυφόρου τύπου Globalstar και Iridium αντίστοιχα, σε χρονική περίοδο δύο ημερών. Από τα σχήματα αυτά, είναι προφανές ότι λόγω της περιστροφής της Γης, η πιθανότητα ένας δορυφόρος να βρίσκεται σε μεγαλύτερα γεωγραφικά πλάτη είναι μεγαλύτερη από το να βρίσκεται σε μικρότερα γεωγραφικά πλάτη. Αυτή η τάση είναι όμοια και σε δορυφορικούς αστερισμούς, στους οποίους όλοι οι δορυφόροι έχουν την ίδια κλίση και το ίδιο υψόμετρο. Αυτό φαίνεται στα Σχήματα 2.4 και 2.5, τα οποία απεικονίζουν το ίχνος των 48 δορυφόρων Globalstar και των 66 δορυφόρων Iridium αντίστοιχα, σε χρονική περίοδο τριών ωρών. Αφού η κατανομή των υποδορυφορικών σημείων (Subsatellite points - SSPs), η οποία εξαρτάται από το γεωγραφικό πλάτος, επηρεάζει τα στατιστικά των δορυφορικών ζεύξεων, στη μάσκα ανύψωσης ενός επίγειου σταθμού, είναι επιθυμητό να αναπτύξουμε ένα αναλυτικό μοντέλο για να εκφράσουμε την κατανομή των SSPs στην επιφάνεια της Γης.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2: ΣΥΝΑΡΤΗΣΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗΣ ΠΙΘΑΝΟΤΗΤΑΣ ΓΩΝΙΑΣ ΑΝΥΨΩΣΗΣ ΣΕ LEO ΔΟΡΥΦΟΡΙΚΕΣ ΖΕΥΞΕΙΣ

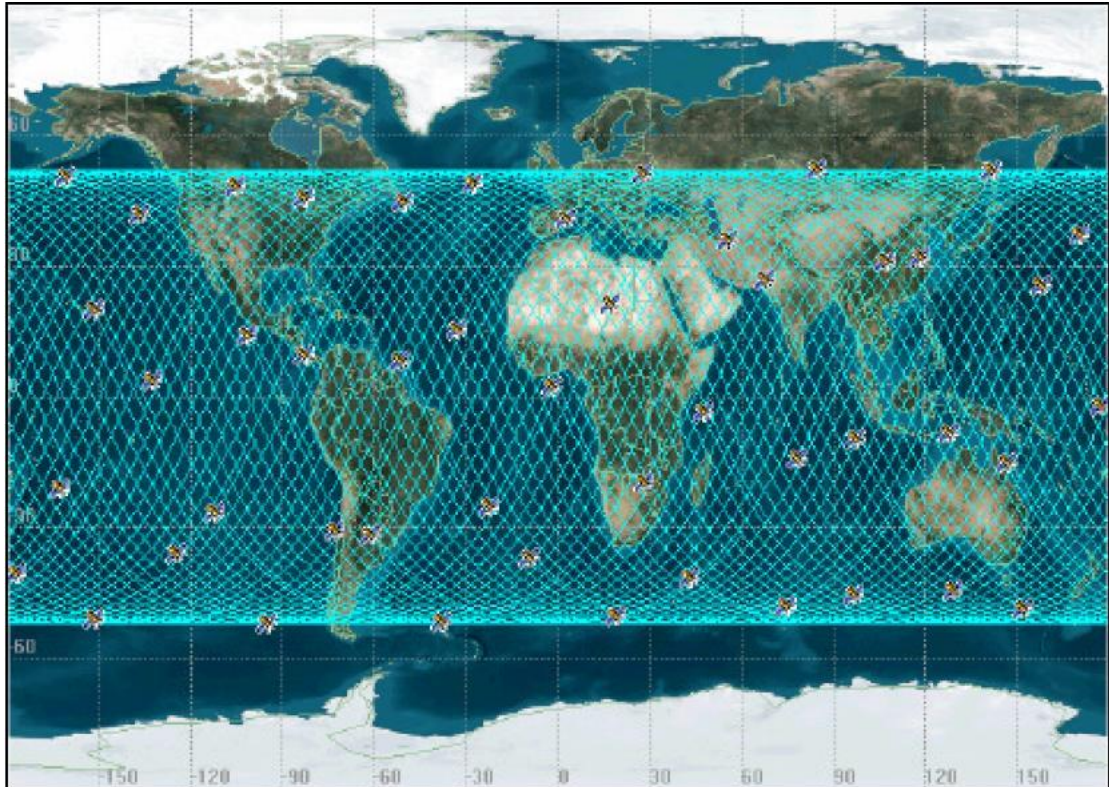


Σχήμα 2.2: Το ίχνος ενός δορυφόρου Globalstar για περίοδο τροχιάς δύο ημερών

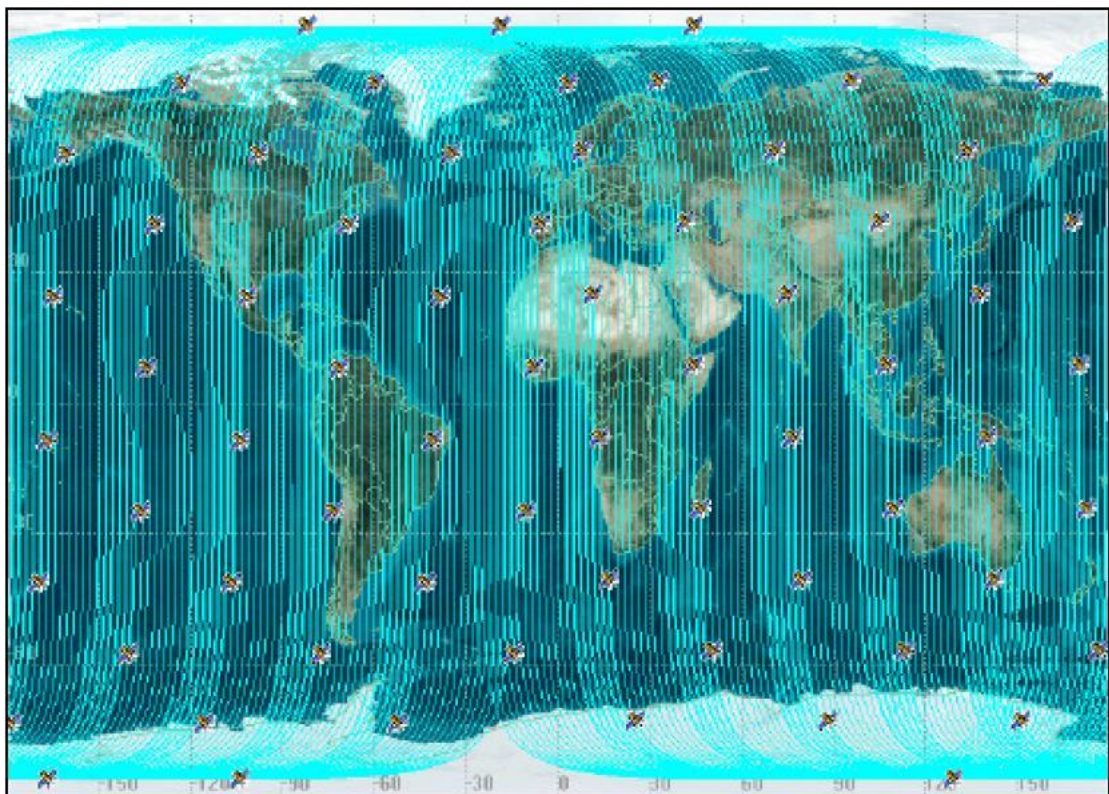


Σχήμα 2.3: Το ίχνος ενός δορυφόρου Iridium για περίοδο τροχιάς δύο ημερών

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2: ΣΥΝΑΡΤΗΣΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗΣ ΠΙΘΑΝΟΤΗΤΑΣ ΓΩΝΙΑΣ ΑΝΥΨΩΣΗΣ ΣΕ LEO ΔΟΡΥΦΟΡΙΚΕΣ ΖΕΥΞΕΙΣ



Σχήμα 2.4: Το ίχνος και των 48 δορυφόρων Globalstar για περίοδο τροχιάς τριών ωρών



Σχήμα 2.5: Το ίχνος και των 66 δορυφόρων Iridium για περίοδο τροχιάς τριών ωρών

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2: ΣΥΝΑΡΤΗΣΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗΣ ΠΙΘΑΝΟΤΗΤΑΣ ΓΩΝΙΑΣ ΑΝΥΨΩΣΗΣ ΣΕ LEO ΔΟΡΥΦΟΡΙΚΕΣ ΖΕΥΞΕΙΣ

Για να βρούμε την συνάρτηση πυκνότητας πιθανότητας (Probability Density Function – PDF) των SSPs, θεωρούμε έναν αστερισμό LEO δορυφόρων, στον οποίο όλοι οι δορυφόροι που περιλαμβάνονται στον αστερισμό είναι κυκλικής τροχιάς και έχουν την ίδια κλίση και υψόμετρο. Έτσι, χρειάζεται να αναλύσουμε μόνο έναν δορυφόρο καθώς ισχύει η συνθήκη των ανεξάρτητων και όμοια κατανεμημένων (IID). Έστω ότι ένας δορυφόρος βρίσκεται σε τροχιά γύρω από τη Γη με κλίση i και ακτίνα $r_s = r_E + h$, όπου $r_E = 6378.145$ km είναι η ακτίνα της Γης και h το ύψος της τροχιάς. Στο Σχήμα 2.6 βλέπουμε την γεωμετρία Γης-δορυφόρου όπου έχει εφαρμοστεί γεωκεντρικό σύστημα συντεταγμένων (ECF). Αν και στο γεωκεντρικό σύστημα, η τροχιά του δορυφόρου δεν είναι μεγάλος κύκλος λόγω της περιστροφής της Γης, μπορούμε κατά προσέγγιση να την θεωρήσουμε μεγάλο κύκλο, καθώς η χρονική διάρκεια που βρίσκεται ο δορυφόρος στη μάσκα ανύψωση, είναι μικρή σε σχέση με την περίοδο της τροχιάς. Βασιζόμενοι σε αυτή την υπόθεση, το ίχνος του δορυφόρου μπορεί να βρεθεί χρησιμοποιώντας το νόμο των σφαιρικών τριγώνων:

$$\varphi = \sin^{-1}(\sin i \sin \lambda) \quad (2.2)$$

όπου φ και λ είναι αντίστοιχα το γεωγραφικό πλάτος και μήκος του SSP στο ίχνος του δορυφόρου, μετρημένα από τον ανοδικό κόμβο. Δεδομένου ότι η γωνιακή ταχύτητα του δορυφόρου μπορεί να προσεγγιστεί από μία σταθερά, το γεωγραφικό μήκος λ μπορεί να θεωρηθεί ομοιόμορφα κατανεμημένο στο $[0, 2\pi)$:

$$f_\lambda(\lambda) = \frac{1}{2\pi}, \quad 0 \leq \lambda < 2\pi \quad (2.3)$$

Για να βρούμε την συνάρτηση PDF του γεωγραφικού πλάτους φ , λύνουμε την εξίσωση (2.2) ως προς λ :

$$\lambda = \sin^{-1}\left(\frac{\sin \varphi}{\sin i}\right) \quad (2.4)$$

Επίσης ισχύει:

$$\frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{\sin i \cos \lambda}{\sqrt{1 - (\sin i \sin \lambda)^2}} \quad (2.5)$$

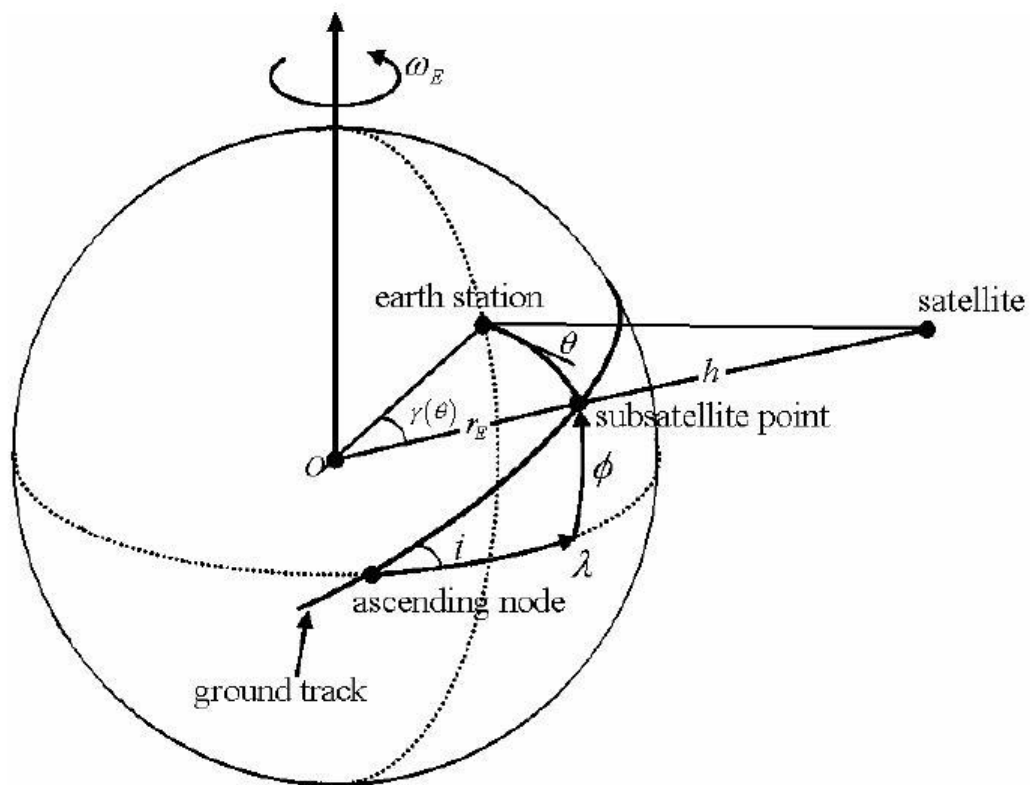
Αντικαθιστώντας την εξίσωση (2.4) στην (2.5) παίρνουμε:

$$\left. \frac{d\varphi}{d\lambda} \right|_{\lambda = \sin^{-1}\left(\frac{\sin \varphi}{\sin i}\right)} = \frac{\sin i \cos[\sin^{-1}\left(\frac{\sin \varphi}{\sin i}\right)]}{\sqrt{1 - \sin^2 \varphi}} = \frac{\sqrt{\sin^2 i - \sin^2 \varphi}}{\cos \varphi} \quad (2.6)$$

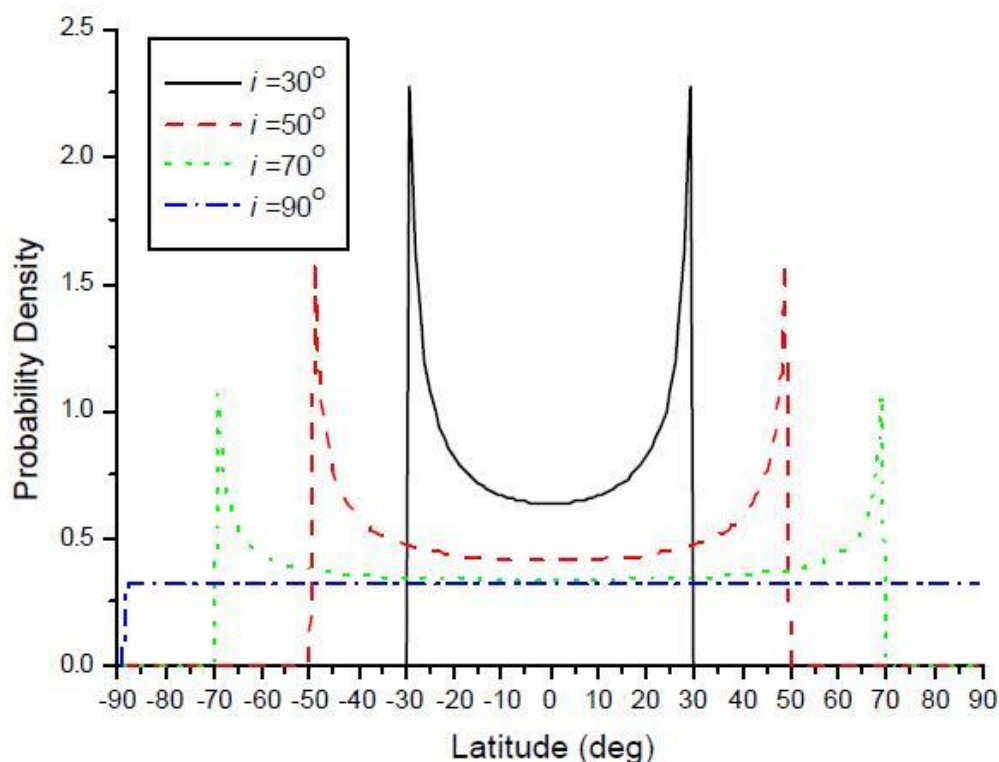
Ως αποτέλεσμα, μπορούμε να βρούμε την PDF των SSPs, εκφρασμένη σαν συνάρτηση του γεωγραφικού πλάτους φ , από την παρακάτω σχέση:

$$f_{\phi}(\phi) = \frac{2}{|d\phi/d\lambda|} f_{\Lambda}(\phi) = \begin{cases} \frac{\cos \phi}{\pi \sqrt{\sin^2 i - \sin^2 \phi}} & |\phi| < i \\ 0 & \text{elsewhere} \end{cases} \quad (2.7)$$

Το Σχήμα 2.7 δείχνει την $f_{\phi}(\phi)$ για δορυφόρους με διαφορετική κλίση. Από την γραφική παράσταση μπορούμε να δούμε ότι η κατανομή των SSPs εξαρτάται από το γεωγραφικό πλάτος και είναι συμμετρική για το νότιο και βόρειο ημισφαίριο, κάτι που συμφωνεί με τα αποτελέσματα της προσομοίωσης της τροχιάς που φαίνονται στα Σχήματα 2.2-2.5. Αξίζει να σημειώσουμε ότι όταν η κλίση της τροχιάς είναι κοντά στις 90 μοίρες, δηλαδή όταν έχουμε πολική τροχιά, τα SSPs είναι ομοιόμορφα κατανομημένα σε γεωγραφικό πλάτος $\pm i$.



Σχήμα 2.6: Γεωμετρία Γης - Δορυφόρου



Σχήμα 2.7: Η PDF των SSPs σαν συνάρτηση του γεωγραφικού πλάτους για δορυφόρους με διαφορετική τροχιακή κλίση

2.2 ΣΥΝΑΡΤΗΣΗ ΠΥΚΝΟΤΗΤΑΣ ΠΙΘΑΝΟΤΗΤΑΣ ΤΗΣ ΓΩΝΙΑΣ ΑΝΥΨΩΣΗΣ

2.2.1 Επισκόπηση

Η περισσότερη έρευνα στις δορυφορικές επικοινωνίες έδειξε ότι η γωνία ανύψωσης της διαδρομής του εκπεμπόμενου σήματος επηρεάζει την ποιότητα της ζεύξης. Έχουν προταθεί διάφορα μοντέλα καναλιού, εξαρτώμενα από την γωνία ανύψωσης, για να περιγράψουν τα στατιστικά των διαλείψεων του λαμβανόμενου σήματος σε κάποιες συγκεκριμένες γωνίες ανύψωσης. Ωστόσο, για LEO δορυφορικές επικοινωνίες όπου η γωνία ανύψωσης της διαδρομής του εκπεμπόμενου σήματος αλλάζει συνεχώς, πρέπει να λάβουμε υπόψη μας την κατανομή των γωνιών ανύψωσης για να εξάγουμε τα συνολικά στατιστικά των διαλείψεων.

Η αρχική προσπάθεια για μοντελοποίηση των γωνιών ανύψωσης για μη-γεωστατικούς δορυφορικούς αστερισμούς έγινε από τους Corazza και Vatalaro. Όπως φαίνεται στον πίνακα 2.1, η διακριτή PDF των γωνιών ανύψωσης στην Ρώμη (41.9°N, 12.5°E) έχει εξαχθεί χρησιμοποιώντας ένα πακέτο λογισμικού το οποίο προσομοιώνει την κίνηση του δορυφορικού αστερισμού γύρω από τη Γη και βρίσκει τα τοπικά στατιστικά από τις πληροφορίες που έχουν συλλεχθεί για τις γωνίες ανύψωσης. Το μειονέκτημα αυτού του

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2: ΣΥΝΑΡΤΗΣΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗΣ ΠΙΘΑΝΟΤΗΤΑΣ ΓΩΝΙΑΣ ΑΝΥΨΩΣΗΣ ΣΕ LEO ΔΟΡΥΦΟΡΙΚΕΣ ΖΕΥΞΕΙΣ

μοντέλου είναι ότι δεν μπορεί να εξάγει μια γενική έκφραση για να δείξει την εξάρτηση της PDF των γωνιών ανύψωσης από το γεωγραφικό πλάτος. Ως αποτέλεσμα, η εφαρμογή της συγκεκριμένης διακριτής PDF είναι περιορισμένη.

$\theta(^{\circ})$	0-10	10-20	20-30	30-40	40-50	50-60	60-70	70-80	80-90
Globalstar - 48	0.0	0.0	0.0	21.9	44.0	22.7	8.4	2.6	0.4
Iridium - 66	0.0	16.5	32.1	26.3	11.6	6.9	4.2	1.6	0.8
Oddsey - 12	0.0	0.0	5.2	15.1	19.6	19.0	19.4	16.9	4.8

Πίνακας 2.1

Το 1999, οι Crowe και Raines πρότειναν ένα χρήσιμο εμπειρικό μοντέλο για να περιγράψουν την PDF των γωνιών ανύψωσης, κατάλληλο για τα δορυφορικά συστήματα Globalstar και Iridium. Η προτεινόμενη PDF δίνεται από την παρακάτω σχέση:

$$f(\theta) = \frac{a_2(b-a)}{(\theta-a)(b-\theta)\sqrt{2\pi}} \exp\left\{-\frac{1}{2}\left[a_1 + a_2 \ln\left(\frac{\theta-a}{b-\theta}\right)\right]^2\right\} \quad (2.8)$$

όπου θ είναι η γωνία ανύψωσης, ενώ τα a, b, α_1 και α_2 αντιπροσωπεύουν το χαμηλότερο τελικό σημείο, το ανώτερο τελικό σημείο, την παράμετρο μορφής #1 και την παράμετρο μορφής #2 αντίστοιχα. Οι παράμετροι προς αντικατάσταση στην κατανομή για Globalstar και Iridium φαίνονται στον πίνακα 2.2.

System Latitude	Iridium	Globalstar
0° - 20°	$a = 6.35$ $b = 108.33$	$a = 8.10602 + 0.00637(\phi_0)$ $b = 96.2$ $\alpha_1 = 1.40474 + 0.00679(\phi_0) - 0.00065(\phi_0^2) + 0.00001(\phi_0^3)$ $\alpha_2 = 0.8146 - 0.00073(\phi_0)$
20° - 60°	$\alpha_1 = 1.8$ $\alpha_2 = 0.845$	$a = 13.2351 - 0.30488(\phi_0) + 0.00379(\phi_0^2)$ $b = -293.97 + 30.307(\phi_0) - 0.71494(\phi_0^2) + 0.00525(\phi_0^3)$ $\alpha_1 = -12.695 + 1.16742(\phi_0) - 0.02988(\phi_0^2) + 0.00024(\phi_0^3)$ $\alpha_2 = -3.998574 + 0.38387(\phi_0) - 9.436E-3(\phi_0^2) + 7.34E-5(\phi_0^3)$

Πίνακας 2.2

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2: ΣΥΝΑΡΤΗΣΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗΣ ΠΙΘΑΝΟΤΗΤΑΣ ΓΩΝΙΑΣ ΑΝΥΨΩΣΗΣ ΣΕ LEO ΔΟΡΥΦΟΡΙΚΕΣ ΖΕΥΞΕΙΣ

Η ανάπτυξη του μοντέλου αυτού απαιτεί σημαντικές αριθμητικές πράξεις για να συμπεριλάβει την μεγάλη ποσότητα των δεδομένων της διαδρομής για το συγκεκριμένο δορυφορικό σύστημα υπό εξέταση. Είναι προφανές ότι αυτή η διαδικασία που εξαρτάται από το εκάστοτε δορυφορικό σύστημα, αν και χρήσιμη για την ανάλυση της επίδοσης ενός δοθέντος συστήματος, δεν είναι κατάλληλη αν θέλουμε να εκτιμήσουμε και να συγκρίνουμε την επίδοση δύο διαφορετικών διαμορφώσεων του συστήματος κατά το στάδιο σχεδίασης του.

Σε αυτό το κεφάλαιο, προτείνεται ένα γενικό μοντέλο που προβλέπει την PDF των γωνιών ανύψωσης σε έναν δορυφορικό αστερισμό προσδιορισμένο από τον χρήστη, με βάση τη γεωμετρία Γης-δορυφόρου. Το αναλυτικό αυτό μοντέλο αναπτύχθηκε χωρίς τη χρήση δεδομένων της διαδρομής. Αφού καθοριστούν οι παράμετροι του αστερισμού του δορυφορικού συστήματος, μπορούμε να διακρίνουμε τρεις περιπτώσεις που αφορούν την τοποθεσία των επίγειων σταθμών και στη συνέχεια εξάγονται οι PDFs των γωνιών ανύψωσης για κάθε περίπτωση. Τα αποτελέσματα συγκρίνονται με τα αποτελέσματα της προσομοίωσης και του εμπειρικού μοντέλου των Crowe και Raines. Η στρατηγική της ανάλυσης συνοψίζεται παρακάτω:

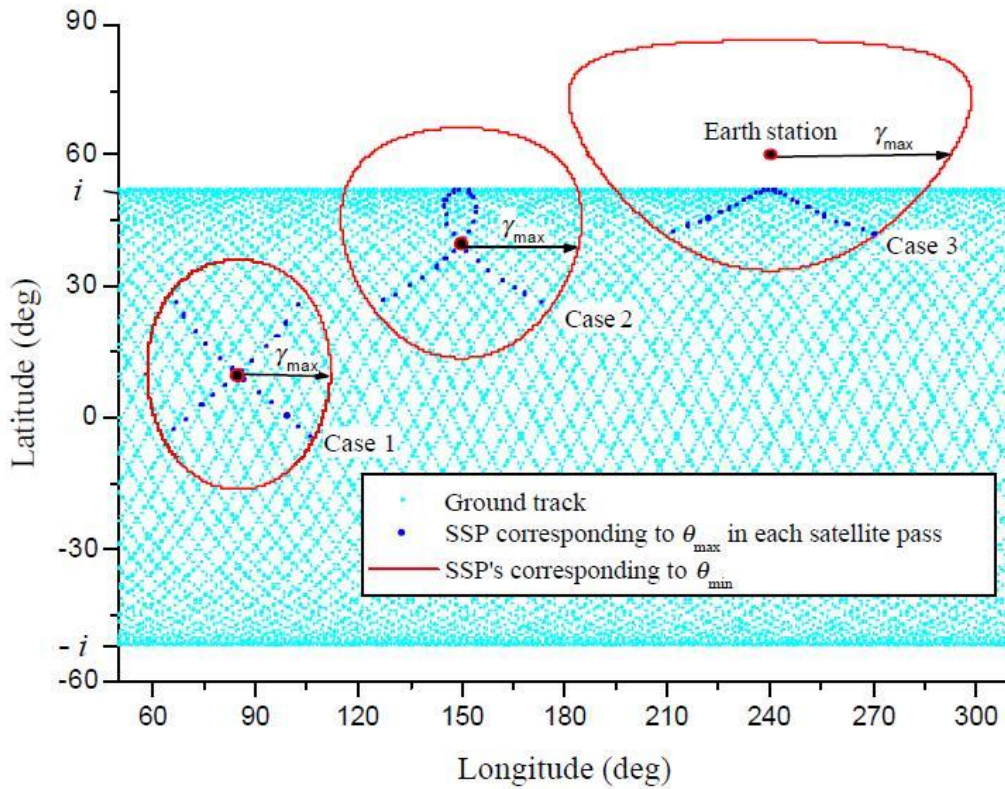
(1) Εξάγουμε την PDF της γωνίας ανύψωσης σε ένα συγκεκριμένο πέρασμα δορυφόρου, υπό τη συνθήκη της μέγιστης γωνίας ανύψωσης του περάσματος, και την συμβολίζουμε ως εξής: $f_{\Theta|\Theta_{\max}}(\theta|\theta_{\max})$

(2) Εξάγουμε την PDF των μέγιστων γωνιών ανύψωσης για κάθε πέρασμα του δορυφόρου από τη μάσκα ανύψωσης του επίγειου σταθμού με τον ακόλουθο συμβολισμό: $f_{\Theta_{\max}}(\theta_{\max})$. Όπως φαίνεται στο Σχήμα 2.8, η PDF εξαρτάται από το γεωγραφικό πλάτος του επίγειου σταθμού και μπορούμε να διακρίνουμε πέντε διαφορετικές περιπτώσεις.

(3) Η PDF των γωνιών ανύψωσης στην μάσκα ανύψωσης δίνεται από την σχέση:

$$f_{\Theta}(\theta) = \int_{\theta}^{\theta_M} f_{\Theta|\Theta_{\max}}(\theta|\theta_{\max}) f_{\Theta_{\max}}(\theta_{\max}) d\theta_{\max} \quad (2.9)$$

όπου θ_M είναι η μέγιστη γωνία ανύψωσης που παρατηρείται από όλα τα περάσματα του δορυφόρου.



Σχήμα 2.8: Το ίχνος δορυφόρου χαμηλής κυκλικής τροχιάς. Οι επίγειοι σταθμοί ταξινομούνται σε 3 περιπτώσεις, ανάλογα με το σχήμα της ορατής περιοχής.

2.2.2 Συνάρτηση πυκνότητας πιθανότητας σε ένα μόνο πέρασμα δορυφόρου

Για ένα δοσμένο πέρασμα δορυφόρου, η χρονική διάρκεια ορατότητας φαίνεται να είναι στενά συνδεδεμένη με την μέγιστη γωνία ανύψωσης θ_{\max} και μπορεί να προσεγγισθεί από την παρακάτω σχέση:

$$\tau(\theta_{\max}) \approx \frac{2}{\omega_s - \omega_E \cos i} \cos^{-1} \left[\frac{\cos \gamma(\theta_{\min})}{\cos \gamma(\theta_{\max})} \right] \quad (2.10)$$

όπου ω_s και ω_E είναι οι γωνιακές ταχύτητες του δορυφόρου και της Γης αντίστοιχα. θ_{\min} είναι η ελάχιστη ορισμένη γωνία ανύψωσης και $\gamma(\theta)$ είναι η κεντρική γωνία μεταξύ του επίγειου σταθμού και του SSP που αντιστοιχεί σε γωνία ανύψωσης θ . Από το Σχήμα 2.6, η σχέση μεταξύ γ και θ προκύπτει:

$$\gamma(\theta) = \cos^{-1}(a \cos \theta) - \theta \quad (2.11)$$

όπου $a = r_E / r_s$ και r_E , r_s είναι η ακτίνα της Γης και της δορυφορικής τροχιάς αντίστοιχα. Για να είμαστε ακριβείς, το Σχήμα 2.9 δείχνει τις μεταβολές της γωνίας ανύψωσης σαν

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2: ΣΥΝΑΡΤΗΣΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗΣ ΠΙΘΑΝΟΤΗΤΑΣ ΓΩΝΙΑΣ ΑΝΥΨΩΣΗΣ ΣΕ ΛΕΟ
ΔΟΡΥΦΟΡΙΚΕΣ ΖΕΥΞΕΙΣ

συνάρτηση του χρόνου με διαφορετικές μέγιστες γωνίες ανύψωσης, παίρνοντας το τροχιακό υψόμετρο $h=1414$ km για παράδειγμα. Αξίζει να σημειώσουμε ότι η χρονική διάρκεια κάθε πέρασματος του δορυφόρου, εξαρτάται μόνο από το τροχιακό υψόμετρο ενώ όσο μεγαλύτερη είναι η γωνία ανύψωσης, τόσο μικρότερη είναι η πιθανότητα. Από την εξίσωση (2.10) βλέπουμε ότι η χρονική διάρκεια στην οποία ο δορυφόρος βρίσκεται πάνω από μια συγκεκριμένη γωνία ανύψωσης θ , με δεδομένο ότι η θ_{\max} είναι γνωστή, δίνεται από τον τύπο:

$$d(\theta) = \frac{2}{\omega_s - \omega_E \cos i} \cos^{-1} \left[\frac{\cos \gamma(\theta)}{\cos \gamma(\theta_{\max})} \right], \quad \theta_{\min} \leq \theta \leq \theta_{\max} \quad (2.12)$$

Προφανώς ισχύει $d(\theta_{\min})=d(\theta_{\max})$. Η αθροιστική συνάρτηση κατανομής (Cumulated Distribution Function – CDF) των γωνιών ανύψωσης για το συγκεκριμένο πέρασμα δορυφόρου μπορεί να εκφραστεί ως:

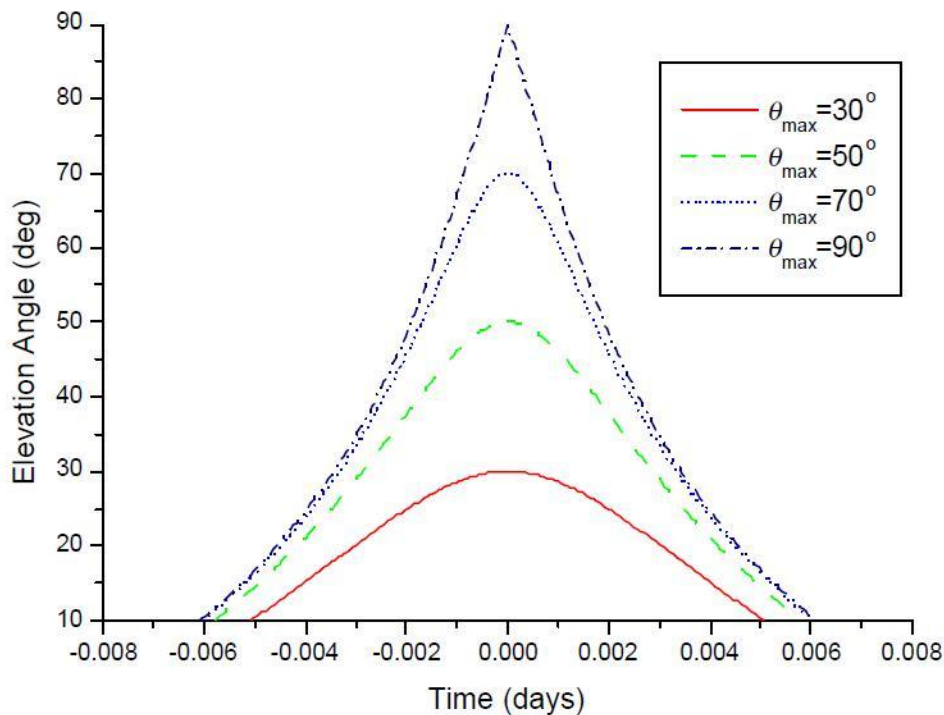
$$F_s(\theta) = 1 - \frac{d(\theta)}{d(\theta_{\min})}, \quad \theta_{\min} \leq \theta \leq \theta_{\max} \quad (2.13)$$

και η αντίστοιχη PDF δίνεται από την σχέση:

$$f_s(\theta) = \frac{dF_s(\theta)}{d\theta} = \frac{G(\theta) \sin \gamma(\theta)}{\sqrt{\cos^2 \gamma(\theta_{\max}) - \cos^2 \gamma(\theta)} \cos^{-1} \left(\frac{\cos \gamma(\theta_{\min})}{\cos \gamma(\theta_{\max})} \right)}, \quad \theta_{\min} \leq \theta \quad (2.14)$$

όπου

$$G(\theta) = \frac{1 + \alpha^2 - 2\alpha \cos \gamma(\theta)}{1 - \alpha \cos \gamma(\theta)} \quad (2.15)$$



Σχήμα 2.9: Η αλλαγή της γωνίας ανύψωσης σαν συνάρτηση του χρόνου σε διαφορετικά μέγιστα της γωνίας ανύψωσης

2.2.3 Συνάρτηση πυκνότητας πιθανότητας των μέγιστων γωνιών ανύψωσης

Όπως φαίνεται από τις εξισώσεις (2.10) και (2.14), η μέγιστη γωνία ανύψωσης θ_{\max} σε ένα δοσμένο πέρασμα δορυφόρου, καθορίζει την χρονική διάρκεια ορατότητας και την κατανομή των γωνιών ανύψωσης. Ως αποτέλεσμα, για δοσμένο επίγειο σταθμό, η πιθανότητα εμφάνισης του δορυφόρου στο πεδίο ορατότητας του σταθμού, για οποιοδήποτε πέρασμα του δορυφόρου, μπορεί να καθορισθεί από την PDF της θ_{\max} που συμβολίζεται ως $f_{\Theta_{\max}}(\theta_{\max})$.

Για να βρούμε την $f_{\Theta_{\max}}(\theta_{\max})$, θεωρούμε την μάσκα ανύψωσης αποτελούμενη από έναν αριθμό από περάσματα δορυφόρων. Το SSP που αντιστοιχεί στη θ_{\max} σε ένα δοσμένο πέρασμα δορυφόρου, έχει την μικρότερη κεντρική γωνία γ_{\min} με τον επίγειο σταθμό, όπου $\gamma_{\min} = \gamma(\theta_{\max})$. Τα εκτενή αποτελέσματα της προσομοίωσης δείχνουν ότι για έναν επίγειο σταθμό που βρίσκεται σε γεωγραφικό πλάτος ϕ_0 , η πιθανότητα της γ_{\min} που συμβολίζεται $f_{\Gamma_{\min}}(\gamma_{\min})$, με αρκετή ακρίβεια, μπορεί να προσεγγισθεί από την

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2: ΣΥΝΑΡΤΗΣΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗΣ ΠΙΘΑΝΟΤΗΤΑΣ ΓΩΝΙΑΣ ΑΝΥΨΩΣΗΣ ΣΕ LEO ΔΟΡΥΦΟΡΙΚΕΣ ΖΕΥΞΕΙΣ

$f_{\Phi}(\varphi_0 - \gamma_{\min}) + f_{\Phi}(\varphi_0 + \gamma_{\min})$. Πρέπει να σημειώσουμε ότι $f_{\Phi}(\varphi_0 + \gamma_{\min}) = 0$ αν $\varphi_0 + \gamma_{\min} \geq i$. Ως αποτέλεσμα, η PDF της γ_{\min} είναι:

$$f_{\Gamma_{\min}}(\gamma_{\min}) = \frac{1}{K_{\varphi_0}} [f_{\Phi}(\varphi_0 - \gamma_{\min}) + f_{\Phi}(\varphi_0 + \gamma_{\min})] \quad (2.16)$$

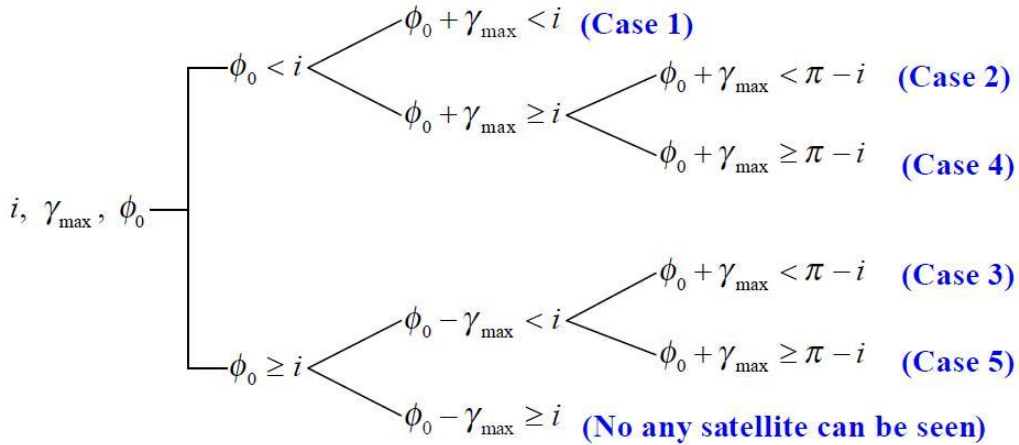
όπου

$$K_{\varphi_0} = \int_{-\gamma_{\max}}^{\gamma_{\max}} f_{\Phi}(\varphi_0 + \gamma_{\min}) d\gamma_{\min} = \frac{1}{\pi} \left[\sin^{-1} \left(\frac{\sin(\varphi_0 + \gamma(\theta_{\max}))}{\sin i} - \frac{\sin(\varphi_0 - \gamma_{\max})}{\sin i} \right) \right] \quad (2.17)$$

είναι η σταθερά κανονικοποίησης. Η PDF στην εξίσωση (2.16) είναι εκφρασμένη ως προς την κεντρική γωνία γ . Εφαρμόζοντας μετασχηματισμό τυχαίας μεταβλητής στην (2.16), σύμφωνα με την (2.11), η PDF της θ_{\max} δίνεται από τον τύπο:

$$f_{\Theta_{\max}}(\theta_{\max}) = \frac{G(\theta_{\max})}{K_{\varphi_0}} [f_{\Phi}(\varphi_0 - \gamma(\theta_{\max})) + f_{\Phi}(\varphi_0 + \gamma(\theta_{\max}))] \quad (2.18)$$

Δεδομένου ότι $f_{\Phi}(\varphi_0 + \gamma_{\min}) = 0$ αν $\varphi_0 + \gamma_{\min} \geq i$, για να είμαστε ακριβείς, διακρίνουμε πέντε περιπτώσεις σύμφωνα με το γεωγραφικό πλάτος του επίγειου σταθμού, όπως φαίνεται στο Σχήμα 2.10.



Σχήμα 2.10: Ταξινόμηση των τύπων της PDF της γωνίας ανύψωσης σύμφωνα με το γεωγραφικό πλάτος του επίγειου σταθμού

Περίπτωση 1) $0 \leq \varphi_0 < i - \gamma_{\min}$: Όπως φαίνεται στο Σχήμα 2.8, σε αυτή την περίπτωση, η τοποθεσία του επίγειου σταθμού και η αντίστοιχη μάσκα ανύψωσης, βρίσκονται εξ

ολοκλήρου ανάμεσα στα γεωγραφικά πλάτη $\pm i$, έτσι ολόκληρη η μάσκα ανύψωσης είναι γεμάτη με SSPs. Η PDF των μέγιστων γωνιών ανύψωσης εκφράζεται ως:

$$f_{\theta_{\max}}(\theta_{\max}) = \frac{G(\theta_{\max})}{K_1} [f_{\Phi}(\varphi_0 - \gamma(\theta_{\max})) + f_{\Phi}(\varphi_0 + \gamma(\theta_{\max}))], \theta_{\min} \leq \theta_{\max} < \frac{\pi}{2} \quad (2.19)$$

Περίπτωση 2) $i - \gamma_{\max} \leq \varphi_0 < i$: Σε αυτή την περίπτωση, ο επίγειος σταθμός βρίσκεται ανάμεσα στα γεωγραφικά πλάτη $\pm i$ ενώ μέρος της μάσκας ανύψωσης υπερβαίνει τα γεωγραφικά πλάτη $\pm i$. Έτσι μόνο μέρος της μάσκας ανύψωσης είναι γεμάτη με SSPs. Σε αυτή την περίπτωση έχουμε:

$$f_{\theta_{\max}}(\theta_{\max}) = \begin{cases} \frac{G(\theta_{\max})}{K_2} f_{\Phi}(\varphi_0 - \gamma(\theta_{\max})) & \theta_{\min} \leq \theta_{\max} < \theta_c \\ \frac{G(\theta_{\max})}{K_2} [f_{\Phi}(\varphi_0 - \gamma(\theta_{\max})) + f_{\Phi}(\varphi_0 + \gamma(\theta_{\max}))] & \theta_c < \theta_{\max} < \frac{\pi}{2} \end{cases} \quad (2.20)$$

όπου

$$\theta_c = \tan^{-1} \left(\frac{\cos(i - \varphi_0) - a}{\sin(i - \varphi_0)} \right) \quad (2.21)$$

είναι η γωνία ανύψωσης που αντιστοιχεί στο SSP που βρίσκεται σε γεωγραφικό πλάτος i .

Περίπτωση 3) $\pi - i - \gamma_{\max} \leq \varphi_0$ και $i < \varphi_0$: Ο επίγειος σταθμός βρίσκεται εκτός των γεωγραφικών πλατών $\pm i$. Εν τούτοις, μέρος της μάσκας ανύψωσης βρίσκεται εντός των γεωγραφικών πλατών $\pm i$. Ως αποτέλεσμα έχουμε:

$$f_{\theta_{\max}}(\theta_{\max}) = \frac{G(\theta_{\max})}{K_3} f_{\Phi}(\varphi_0 - \gamma(\theta_{\max})), \theta_{\min} \leq \theta_{\max} < \tan^{-1} \left(\frac{\cos(i - \varphi_0) - a}{\sin(i - \varphi_0)} \right) \quad (2.22)$$

όπου $K_i, i=1,2,3$ είναι η σταθερά κανονικοποίησης για κάθε περίπτωση:

$$K_1 = \frac{1}{\pi} \left(\sin^{-1} \left(\frac{\sin(\varphi_0 + \gamma_{\max})}{\sin i} \right) - \sin^{-1} \left(\frac{\sin(\varphi_0 - \gamma_{\max})}{\sin i} \right) \right) \quad (2.23)$$

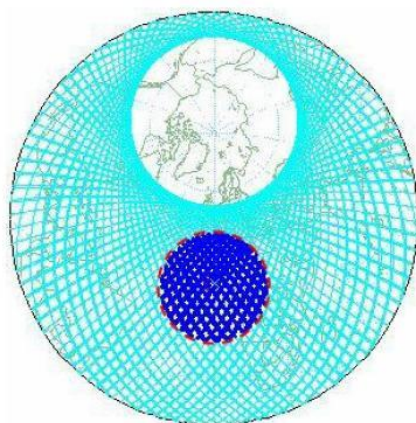
$$K_2 = K_3 = \int_{-\gamma_{\max}}^{i - \varphi_0} f_{\Phi}(\varphi_0 + \gamma_{\min}) d\gamma_{\min} = \frac{1}{2} - \frac{1}{\pi} \sin^{-1} \left(\frac{\sin(\varphi_0 - \gamma_{\max})}{\sin i} \right) \quad (2.24)$$

Περίπτωση 4) $\pi - i - \gamma_{\max} \leq \varphi_0 < i$: Σε αυτή την περίπτωση ο επίγειος σταθμός βρίσκεται εντός των γεωγραφικών πλατών $\pm i$ ενώ η μάσκα ανύψωσης περιέχει τον βόρειο πόλο και επομένως φτάνει στην αντίθετη πλευρά σάρωσης του δορυφορικού ίχνους.

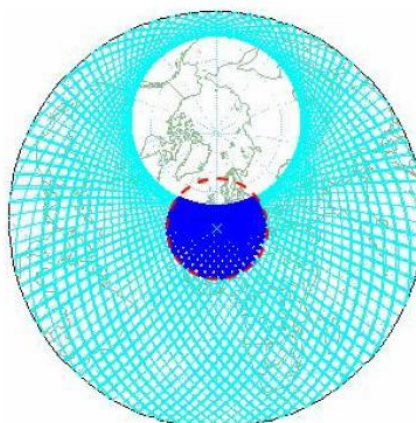
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2: ΣΥΝΑΡΤΗΣΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗΣ ΠΙΘΑΝΟΤΗΤΑΣ ΓΩΝΙΑΣ ΑΝΥΨΩΣΗΣ ΣΕ LEO ΔΟΡΥΦΟΡΙΚΕΣ ΖΕΥΞΕΙΣ

Περίπτωση 5) $\pi - i - \gamma_{\max} \leq \varphi_0$ και $i < \varphi_0$: Σε αυτή την περίπτωση ο επίγειος σταθμός βρίσκεται εκτός των γεωγραφικών πλατών $\pm i$ ενώ η μάσκα ανύψωσης περιέχει τον βόρειο πόλο και επομένως φτάνει στην αντίθετη πλευρά σάρωσης του δορυφορικού ίχνους.

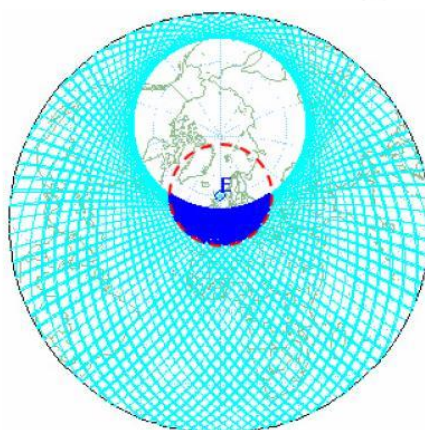
Αξίζει να σημειώσουμε ότι η τέταρτη και η πέμπτη περίπτωση δεν αναλύονται καθώς δεν συναντώνται πάντα σε LEO δορυφορικά συστήματα. Τα Σχήματα 2.11-2.13 δείχνουν τις παραπάνω περιπτώσεις ταξινόμησης της τοποθεσίας των επίγειων σταθμών για δορυφόρους Globalstar, Iridium και GPS αντίστοιχα. Από τα σχήματα αυτά βλέπουμε ότι οι περιπτώσεις 4 και 5 δεν συμβαίνουν στο δορυφορικό σύστημα Globalstar αλλά συμβαίνουν στο Iridium όταν $\varphi_0 > 73.68^\circ$. Για δορυφόρους GPS δεν συναντάται η πρώτη περίπτωση καθώς το τροχιακό υψόμετρο είναι υψηλό (High Earth Orbit – HEO).



(a) Case 1

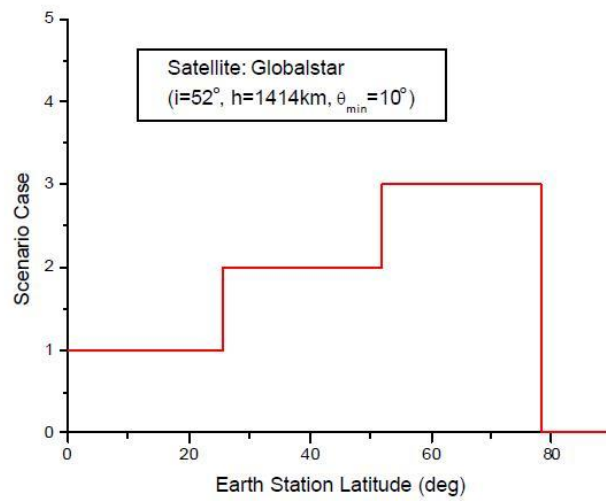


(b) Case 2



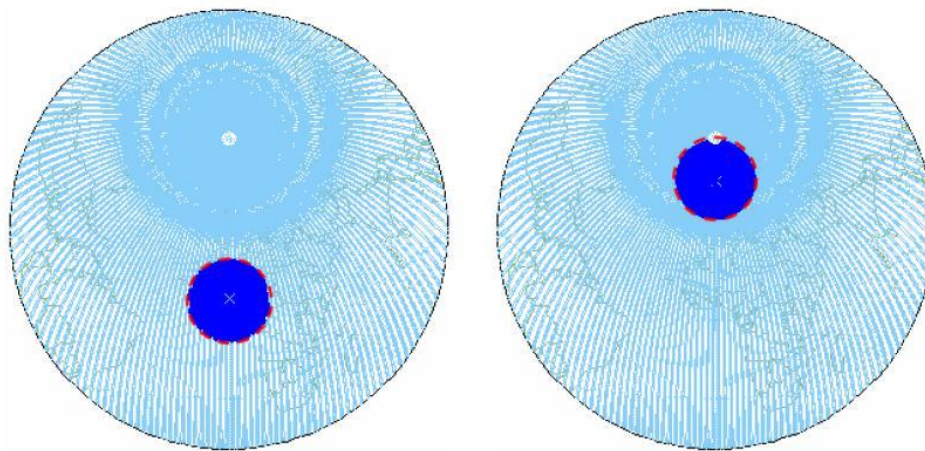
(c) Case 3

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2: ΣΥΝΑΡΤΗΣΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗΣ ΠΙΘΑΝΟΤΗΤΑΣ ΓΩΝΙΑΣ ΑΝΥΨΩΣΗΣ ΣΕ LEO ΔΟΡΥΦΟΡΙΚΕΣ ΖΕΥΞΕΙΣ



(d) Classified latitude range

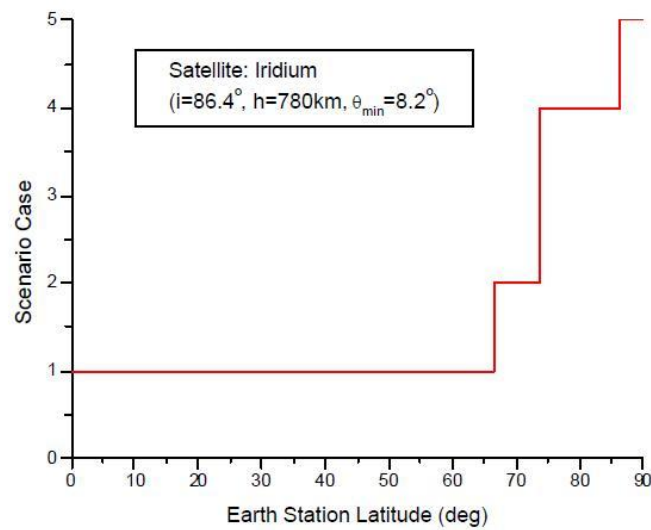
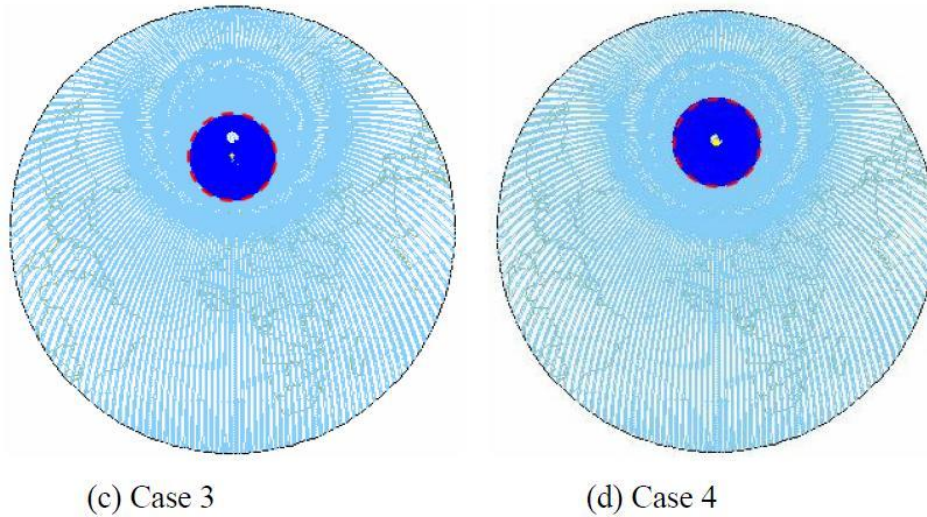
Σχήμα 2.11: Ταξινόμηση της τοποθεσίας του επίγειου σταθμού για το σύστημα Globalstar



(a) Case 1

(b) Case 2

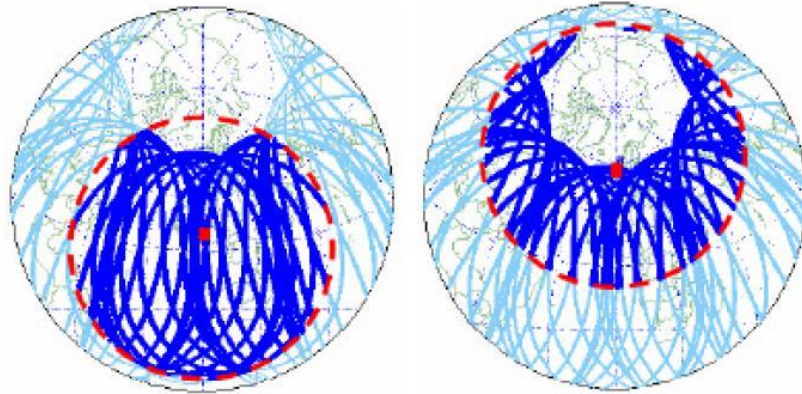
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2: ΣΥΝΑΡΤΗΣΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗΣ ΠΙΘΑΝΟΤΗΤΑΣ ΓΩΝΙΑΣ ΑΝΥΨΩΣΗΣ ΣΕ LEO ΔΟΡΥΦΟΡΙΚΕΣ ΖΕΥΞΕΙΣ



(e) Classified latitude range

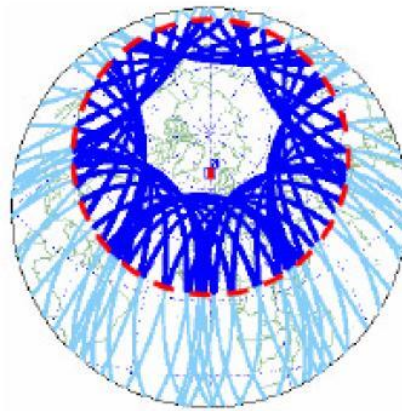
Σχήμα 2.12: Ταξινόμηση της τοποθεσίας του επίγειου σταθμού για το σύστημα Iridium

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2: ΣΥΝΑΡΤΗΣΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗΣ ΠΙΘΑΝΟΤΗΤΑΣ ΓΩΝΙΑΣ ΑΝΥΨΩΣΗΣ ΣΕ LEO ΔΟΡΥΦΟΡΙΚΕΣ ΖΕΥΞΕΙΣ

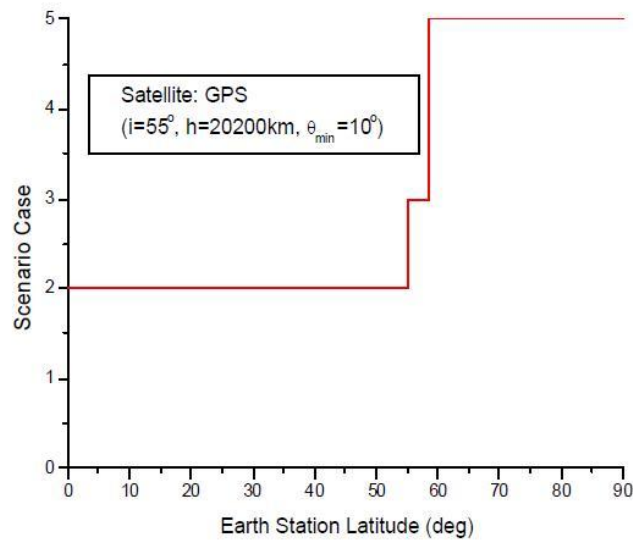


(a) Case 2

(b) Case 3



(c) Case 5



(d) Classified latitude range

Σχήμα 2.13: Ταξινόμηση της τοποθεσίας του επίγειου σταθμού για το σύστημα GPS

2.2.4 Συνάρτηση πυκνότητας πιθανότητας των γωνιών ανύψωσης

Στην εξίσωση (2.14) έχουμε εξάγει την PDF των γωνιών ανύψωσης για ένα μόνο πέρασμα δορυφόρου. Ωστόσο, αυτό που μας ενδιαφέρει είναι η PDF των γωνιών ανύψωσης θεωρώντας όλα τα περάσματα του δορυφόρου από την ορατή περιοχή. Θεωρούμε την συνολική χρονική περίοδο ορατότητας T_v , η οποία είναι το άθροισμα της χρονικής διάρκειας όλων των περασμάτων του δορυφόρου:

$$T_v = \int_{\theta_{\min}}^{\theta_M} \tau(\theta_{\max}) f_{\Theta_{\max}}(\theta_{\max}) d\theta_{\max} \quad (2.25)$$

όπου θ_M είναι η μέγιστη γωνία ανύψωσης που μπορεί να παρατηρηθεί από όλα τα περάσματα του δορυφόρου. Για τις Περιπτώσεις 1 και 2, $\theta_M = \pi/2$ καθώς ο επίγειος σταθμός έχει τη δυνατότητα να παρατηρεί τον δορυφόρο σε γωνία ανύψωσης ίση με 90° . Για την Περίπτωση 3 στην οποία ο επίγειος σταθμός βρίσκεται πέρα από το γεωγραφικό πλάτος i , η θ_M δίνεται από την παρακάτω σχέση:

$$\theta_M = \tan^{-1} \left(\frac{\cos(\varphi_0 - i) - a}{\sin(\varphi_0 - i)} \right) \quad (2.26)$$

Η δεσμευμένη PDF των γωνιών ανύψωσης, με δοσμένο θ_{\max} δίνεται από την σχέση:

$$f_{\Theta|\Theta_{\max}}(\theta|\theta_{\max}) = f_S(\theta) \frac{\tau(\theta_{\max})}{T_v}, \quad \theta_{\min} \leq \theta < \theta_{\max} \quad (2.27)$$

Η από κοινού PDF των θ και θ_{\max} δίνεται από τη σχέση:

$$\begin{aligned} f_{\Theta, \Theta_{\max}}(\theta, \theta_{\max}) &= f_{\Theta|\Theta_{\max}}(\theta|\theta_{\max}) f_{\Theta_{\max}}(\theta_{\max}) = \\ &= \frac{G(\theta) \sin \gamma(\theta)}{\sqrt{\cos^2 \gamma(\theta_{\max}) - \cos^2 \gamma(\theta)}} \frac{f_{\Theta_{\max}}(\theta_{\max})}{\int_{\theta_{\min}}^{\theta_M} f_{\Theta_{\max}}(x) \cos^{-1} \left(\frac{\cos \gamma(\theta_{\min})}{\cos \gamma(x)} \right) dx}, \quad \theta_{\min} \leq \theta < \theta_{\max} \end{aligned} \quad (2.28)$$

Τέλος η PDF της θ βρίσκεται ολοκληρώνοντας την (2.28) ως προς θ_{\max} και δίνεται από τη σχέση:

$$f_{\Theta}(\theta) = \int_{\theta}^{\theta_M} f_{\Theta, \Theta_{\max}}(\theta, \theta_{\max}) d\theta_{\max} \quad (2.29)$$

2.3 ΣΥΝΑΡΤΗΣΗ ΠΥΚΝΟΤΗΤΑΣ ΠΙΘΑΝΟΤΗΤΑΣ ΤΩΝ ΔΟΡΥΦΟΡΙΚΩΝ ΖΕΥΞΕΩΝ

Στην ενότητα 2.2 βρήκαμε την PDF των γωνιών ανύψωσης για δοσμένο δορυφόρο. Το αποτέλεσμα μπορεί να εφαρμοστεί σε μοντέλο καναλιού που εξαρτάται από τη γωνία ανύψωσης για να υπολογιστεί ο μέσος BER (Bit Error Rate). Ωστόσο, αν οι διαλείψεις του ληφθέντος σήματος δεν εξαρτώνται μόνο από την γωνία ανύψωσης αλλά και από τη γωνία αζιμούθιου της δορυφορικής ζεύξης, όπως για παράδειγμα συμβαίνει με την επίδραση των ιονοσφαιρικών σπινθρισμών, για να υπολογίσουμε την πιθανότητα να είναι δυνατή μια δορυφορική ζεύξη, η οποία εξαρτάται και από τη γωνία ανύψωσης και από τη γωνία αζιμούθιου, χρειάζεται να υπολογίσουμε τον BER.

Το Σχήμα 2.14 δείχνει τη γεωμετρία μιας μάσκας ανύψωσης. Το όριο της μάσκας ανύψωσης απεικονίζεται σαν συνάρτηση του γεωγραφικού μήκους λ και γεωγραφικού πλάτους ϕ , και είναι ένας μικρός κύκλος ακτίνας γ η οποία δίνεται από την σχέση (2.11). Από την σφαιρική γεωμετρία προκύπτει:

$$\lambda = \lambda_0 \pm \cos^{-1} \left(\frac{\cos \gamma - \sin \phi \sin \phi_0}{\cos \phi \cos \phi_0} \right), \quad \phi_0 - \gamma \leq \phi \leq \phi_0 + \gamma \quad (2.30)$$

Έστω P το SSP που βρίσκεται στο σημείο (ϕ_p, λ_p) και έχει τη μέγιστη απόσταση γεωγραφικού μήκους $\Delta\lambda_{\max}$ μετρημένη από τον επίγειο σταθμό. Λύνοντας την εξίσωση

$$\left. \frac{d\lambda}{d\phi} \right|_{\phi=\phi_p} = 0 \quad (2.31)$$

προκύπτει

$$\phi_p = \tan^{-1} \left(\frac{\sin \phi_0}{\sqrt{\cos^2 \gamma - \sin^2 \phi_0}} \right) \quad (2.32)$$

Αντικαθιστώντας $\phi = \phi_p$ στην (2.30) έχουμε $\lambda = \lambda_p$ και

$$\Delta\lambda_{\max} = |\lambda_p - \lambda_0| = \left| \cos^{-1} \frac{\cos \gamma - \sin \phi_p \sin \phi_0}{\cos \phi_p \cos \phi_0} \right| \quad (2.33)$$

Επίσης, για συγκεκριμένο γεωγραφικό μήκος λ , το αντίστοιχο γεωγραφικό πλάτος του ανώτερου και κατώτερου SSP στο όριο της μάσκας ανύψωσης, το οποίο συμβολίζεται ως $\phi_L(\lambda)$ και $\phi_U(\lambda)$ αντίστοιχα, μπορεί να βρεθεί από την σχέση (2.30). Έχουμε

$$\phi_L(\lambda) = \tan^{-1} \left(\frac{\cos \gamma \sin^2 \phi_0 - \cos(\lambda - \lambda_0) \cos \phi_0 A(\lambda - \lambda_0)}{(\cos(\lambda - \lambda_0) \cos \phi_0 \cos \gamma + A(\lambda - \lambda_0)) \sin \phi_0} \right) \quad (2.34)$$

$$\varphi_U(\lambda) = \begin{cases} B(\lambda) & |\varphi_0| < i - \gamma \\ \min\{B(\lambda), i\} & i - \gamma \leq |\varphi_0| < i \\ i & i \leq |\varphi_0| < \pi - i - \gamma \end{cases} \quad (2.35)$$

όπου

$$B(\lambda) = \tan^{-1} \left(\frac{\cos \gamma \sin^2 \varphi_0 + \cos(\lambda - \lambda_0) \cos \varphi_0 A(\lambda - \lambda_0)}{\sqrt{(\cos(\lambda - \lambda_0) \cos \varphi_0 \cos \gamma + A(\lambda - \lambda_0)) \sin \varphi_0}} \right) \quad (2.36)$$

$$A(\lambda) = \sin \varphi_0 \sqrt{\sin^2 \gamma - \cos^2 \varphi_0 \sin^2 \lambda} \quad (2.37)$$

Η τιμή της $\varphi_U(\lambda)$ στην (2.35) εξαρτάται από την φ_0 εξαιτίας του γεγονότος ότι όλα τα SSPs βρίσκονται εντός των γεωγραφικών πλατών $\pm i$.

Συνεπώς, η PDF των SSPs στη μάσκα ανύψωσης μπορεί να ερμηνευτεί σαν μια συνάρτηση των φ και λ , η οποία δίνεται από τη σχέση:

$$f(\varphi, \lambda) = \frac{1}{T_v} \frac{\cos \varphi}{\pi \sqrt{\sin^2 i - \sin^2 \varphi}} \quad (2.38)$$

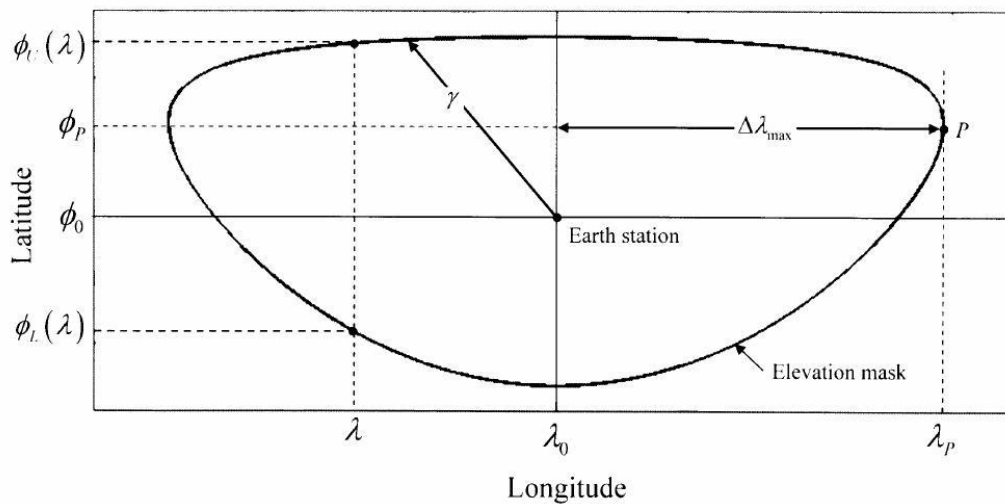
όπου T_v είναι η σταθερά κανονικοποίησης που δίνεται από την σχέση:

$$\begin{aligned} T_v &= \int_{\lambda_0 - \Delta \lambda_{\max}}^{\lambda_0 + \Delta \lambda_{\max}} \int_{\varphi_L(\lambda)}^{\varphi_U(\lambda)} \frac{\cos \varphi}{\pi \sqrt{\sin^2 i - \sin^2 \varphi}} d\varphi d\lambda \\ &= \int_{\lambda_0 - \Delta \lambda_{\max}}^{\lambda_0 + \Delta \lambda_{\max}} \left(\sin^{-1} \left(\frac{\sin \varphi_U(\lambda)}{\sin i} \right) - \sin^{-1} \left(\frac{\sin \varphi_L(\lambda)}{\sin i} \right) \right) d\lambda \end{aligned} \quad (2.39)$$

Για αριθμητικές προσομοιώσεις, μπορούμε να διαιρέσουμε τη μάσκα ανύψωσης σε έναν αριθμό πλεγματικών σημείων. Τότε, η πιθανότητα των SSPs σε ένα συγκεκριμένο πλεγματικό σημείο που βρίσκεται στις συντεταγμένες (φ, λ) , εκτιμάται ολοκληρώνοντας την (2.38) στην περιοχή του πλεγματικού σημείου:

$$p(\varphi, \lambda) = \int_{\lambda - \frac{\Delta \lambda}{2}}^{\lambda + \frac{\Delta \lambda}{2}} \int_{\varphi - \frac{\Delta \varphi}{2}}^{\varphi + \frac{\Delta \varphi}{2}} f(\varphi, \lambda) d\varphi d\lambda \quad (2.40)$$

όπου $\Delta \varphi$ και $\Delta \lambda$ είναι αντίστοιχα η απόκλιση του γεωγραφικού πλάτους και μήκους κάθε πλέγματος.



Σχήμα 2.14: Γεωμετρία της μάσκας ανύψωσης

2.4 ΚΑΤΑΝΟΜΗ ΤΩΝ ΓΩΝΙΩΝ ΑΝΥΨΩΣΗΣ ΣΕ ΣΤΡΑΤΗΓΙΚΕΣ ΔΙΑΦΟΡΙΣΜΟΥ (DIVERSITY) ΣΕ ΔΟΡΥΦΟΡΙΚΑ ΔΙΚΤΥΑ

Για να εκμεταλλευτούμε τον δορυφορικό αστερισμό, μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε τη στρατηγική διαφορισμού σε δορυφορικά δίκτυα, στην οποία ο χρήστης μπορεί να εκμεταλλευτεί διαφορετικούς δορυφόρους που βρίσκονται στην ορατή περιοχή. Σκοπός της είναι να μειώσει την πιθανότητα η διαδρομή της ζεύξης να είναι κλειστή λόγω φυσικών ή τεχνητών εμποδίων. Αν και υπάρχουν πολλοί δυνατοί τρόποι για να εφαρμοστεί, εδώ χρησιμοποιούμε την επιλογή μετάδοσης στην οποία, ο επίγειος σταθμός επικοινωνεί μόνο με τον δορυφόρο από τον οποίο λαμβάνει καλύτερο σήμα. Υποθέτοντας ότι ο ζητούμενος δορυφόρος είναι αυτός που έχει τη μεγαλύτερη γωνία ανύψωσης, είναι δυνατό να βρούμε την PDF των γωνιών ανύψωσης για το συγκεκριμένο γεωγραφικό πλάτος του επίγειου σταθμού, χρησιμοποιώντας μοντέλο κατανομής της δορυφορικής ζεύξης και γεωμετρική ανάλυση του δορυφορικού αστερισμού. Η μεθοδολογία παρουσιάζεται παρακάτω:

(1) Θεωρώντας ότι ο χρήστης βρίσκεται στην τοποθεσία (ϕ_0, λ_0) , η μάσκα ανύψωσης μπορεί να βρεθεί λόγω του ότι δίνονται οι παράμετροι του δορυφόρου και η γωνία ανύψωσης (βλέπε Σχήμα 2.14).

(2) Χωρίζουμε τη μάσκα ανύψωσης σε N πλεγματικά σημεία σε μια επιθυμητή ανάλυση, για παράδειγμα ανά 1° . Η κατανομή της πιθανότητας για κάθε πλεγματικό σημείο, $p(\phi, \lambda)$, δίνεται από την (2.40).

(3) Θεωρούμε ότι το SSP του δορυφόρου αναφοράς βρίσκεται στο n -οστό πλεγματικό σημείο ενώ η θέση των άλλων δορυφόρων υπολογίζεται με βάση τη γεωμετρία του αστερισμού. Διαλέγουμε τον δορυφόρο του οποίου η γωνία ανύψωσης θ είναι μεγαλύτερη από όλων των άλλων ορατών δορυφόρων. Καταγράφουμε τη γωνία ανύψωσης ως $\theta(\phi_n, \lambda_n)$.

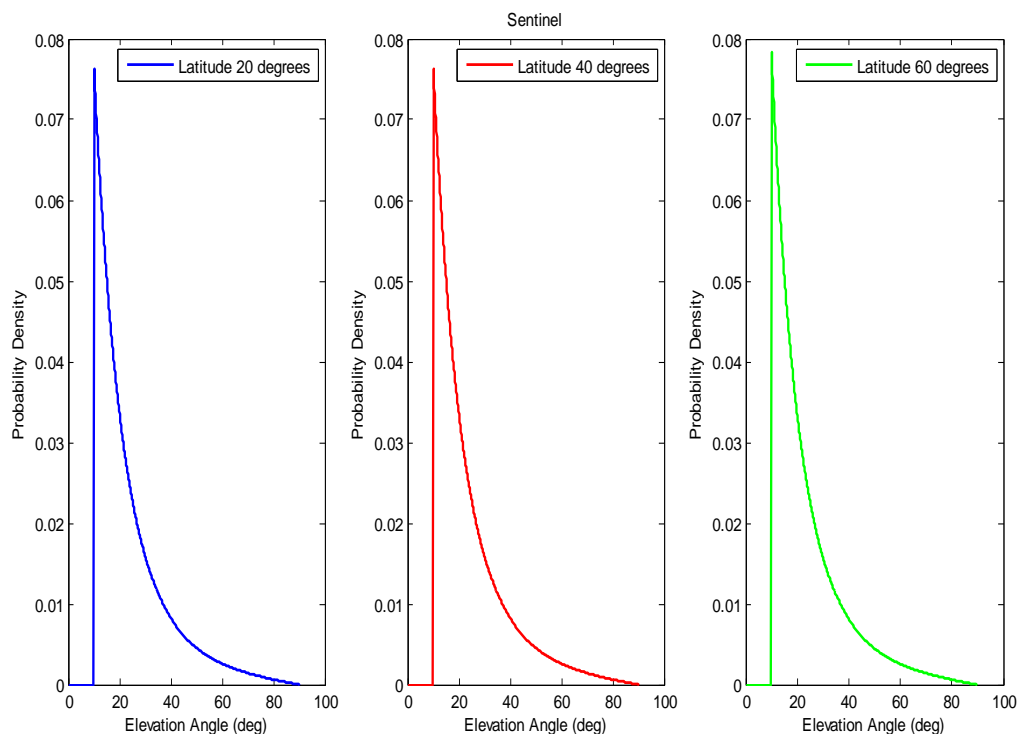
Η πιθανότητα ύπαρξης SSP που βρίσκεται στη θέση (ϕ_n, λ_n) , εκφράζεται ως $p(\phi_n, \lambda_n)$ και δίνεται από την (2.40).

(4) Επαναλαμβάνουμε τη διαδικασία (3) για να αποκτήσουμε τις $\theta(\phi_n, \lambda_n)$ και $p(\phi_n, \lambda_n)$ για όλα τα n , $n=1..N$. Η PDF των γωνιών ανύψωσης για δεδομένο γεωγραφικό πλάτος του χρήστη δίνεται από τη σχέση:

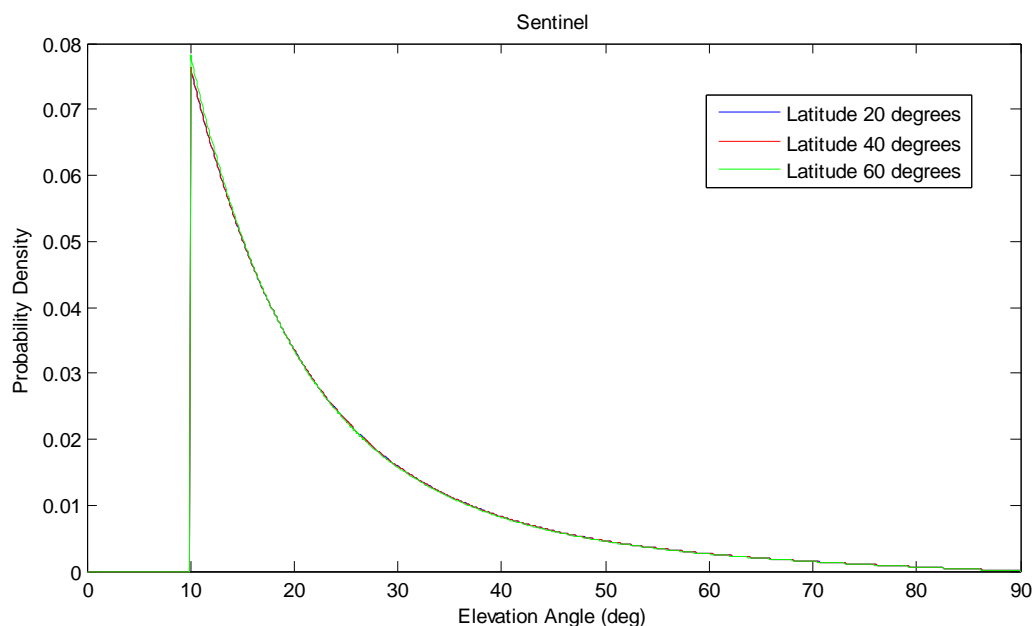
$$f(\theta) = \sum_{n=1}^N \theta(\phi_n, \lambda_n) p(\phi_n, \lambda_n) \quad (2.41)$$

2.5 ΑΡΙΘΜΗΤΙΚΕΣ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΕΙΣ

Σε αυτό το κεφάλαιο βρίσκουμε την PDF των γωνιών ανύψωσης για επίγειους σταθμούς που βρίσκονται σε διαφορετικά γεωγραφικά πλάτη. Αρχικά επιλέγουμε τον δορυφόρο Sentinel που βρίσκεται σε τροχιακό ύψος $h=693$ km και η τροχιά του είναι πολική με κλίση $i=98.18^\circ$. Θεωρούμε ελάχιστη γωνία ανύψωσης $\theta_{\min}=10^\circ$ ενώ επιλέγουμε για την προσομοίωση επίγειους σταθμούς σε γεωγραφικά πλάτη $20^\circ, 40^\circ$ και 60° . Η PDF των γωνιών ανύψωσης φαίνεται στο Σχήμα 2.15.



Σχήμα 2.15: PDF των γωνιών ανύψωσης για δορυφόρο Sentinel και επίγειους σταθμούς σε διάφορα γεωγραφικά πλάτη

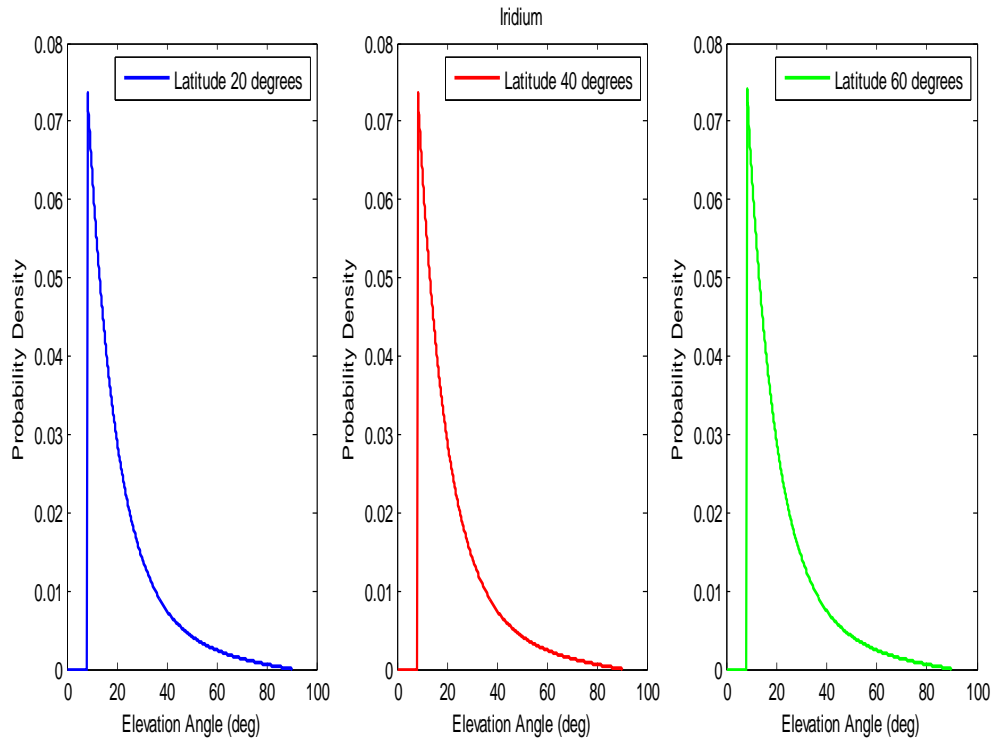


Σχήμα 2.16: PDF των γωνιών ανύψωσης για δορυφόρο Sentinel και επίγειους σταθμούς σε διάφορα γεωγραφικά πλάτη στο ίδιο γράφημα

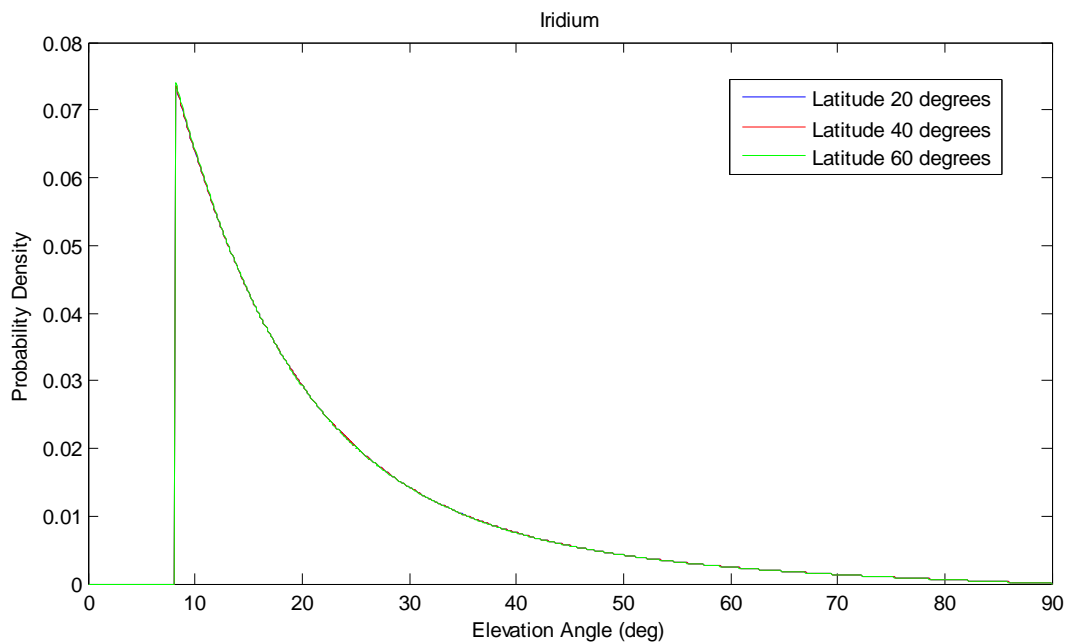
Το Σχήμα 2.16 παρουσιάζει τις PDF στο ίδιο γράφημα. Βλέπουμε ότι ακόμα και για μεγάλες διαφορές στο γεωγραφικό πλάτος του επίγειου σταθμού, οι PDFs έχουν ελάχιστες διαφορές. Αυτό συμβαίνει γιατί η κλίση της τροχιάς του Sentinel είναι πολύ κοντά στις 90° , δηλαδή η τροχιά είναι πολική, επομένως η PDF δεν επηρεάζεται σε μεγάλο βαθμό από το γεωγραφικό πλάτος του επίγειου σταθμού. Αν η κλίση της τροχιάς ήταν 90° ακριβώς δεν θα αναμέναμε καμία μεταβολή.

Τα παραπάνω αποτελέσματα συμφωνούν με τα αντίστοιχα του δορυφορικού συστήματος Iridium, το οποίο ακολουθεί επίσης πολική τροχιά, και στο οποίο κάθε δορυφόρος έχει τροχιακό ύψος $h=780$ km και κλίση $i=86.4^\circ$. Για το συγκεκριμένο σύστημα θεωρούμε ελάχιστη γωνία ανύψωσης $\theta_{\min}=8.2^\circ$. Πρέπει να σημειώσουμε ότι και για τον δορυφόρο Sentinel αλλά και για το σύστημα Iridium, οι επιλεγμένες τοποθεσίες των επίγειων σταθμών κατατάσσονται στην πρώτη περίπτωση της ανάλυσης του κεφαλαίου 2.2.3. Συνεπώς βλέπουμε μια μέγιστη γωνία ανύψωσης 90° . Τα γραφήματα για το δορυφορικό σύστημα Iridium φαίνονται στα Σχήματα 2.17 και 2.18 αντίστοιχα.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2: ΣΥΝΑΡΤΗΣΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗΣ ΠΙΘΑΝΟΤΗΤΑΣ ΓΩΝΙΑΣ ΑΝΥΨΩΣΗΣ ΣΕ LEO ΔΟΡΥΦΟΡΙΚΕΣ ΖΕΥΞΕΙΣ



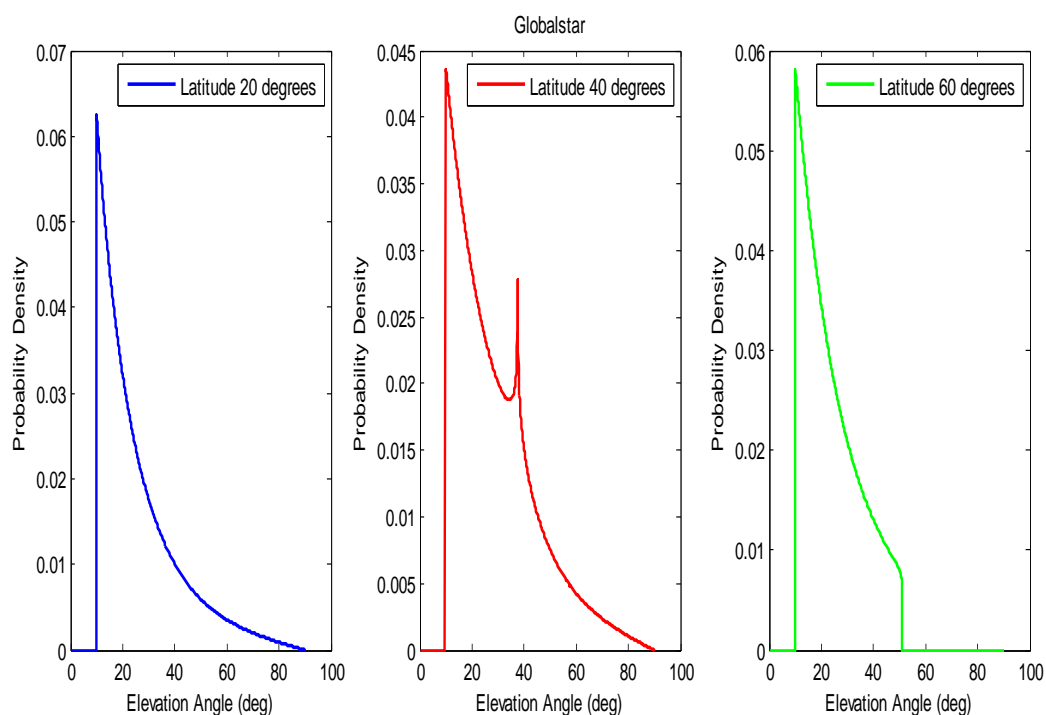
Σχήμα 2.17: των γωνιών ανύψωσης για δορυφόρο Iridium και επίγειους σταθμούς σε διάφορα γεωγραφικά πλάτη



Σχήμα 2.18: PDF των γωνιών ανύψωσης για δορυφόρο Iridium και επίγειους σταθμούς σε διάφορα γεωγραφικά πλάτη στο ίδιο γράφημα

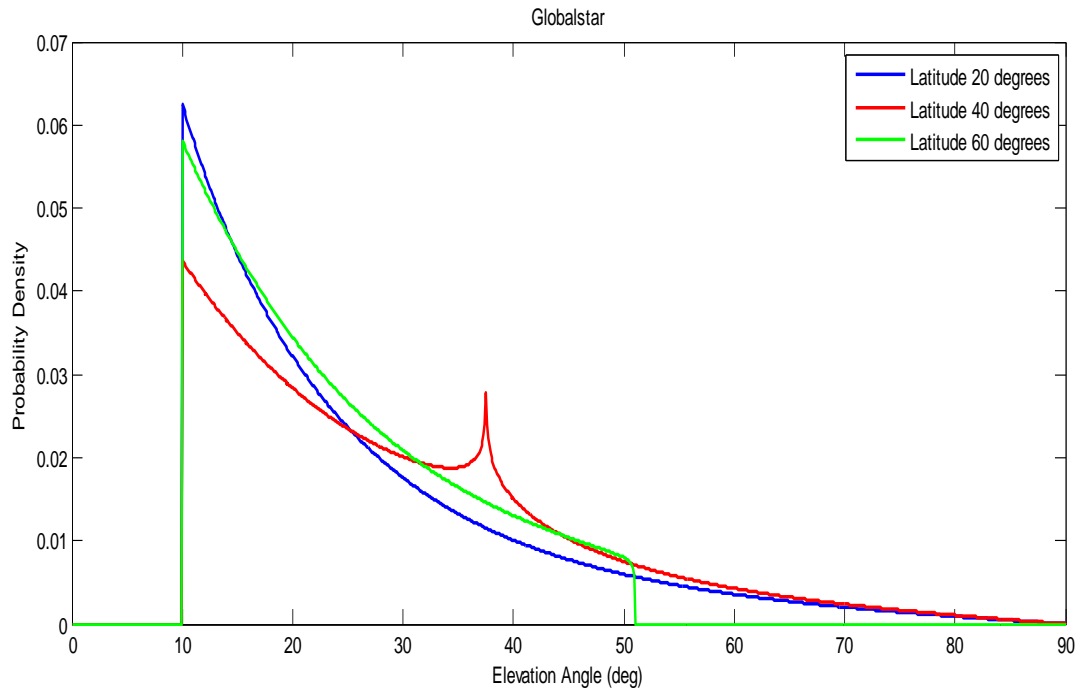
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2: ΣΥΝΑΡΤΗΣΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗΣ ΠΙΘΑΝΟΤΗΤΑΣ ΓΩΝΙΑΣ ΑΝΥΨΩΣΗΣ ΣΕ LEO ΔΟΡΥΦΟΡΙΚΕΣ ΖΕΥΞΕΙΣ

Αντίθετα με τον Sentinel και το Iridium, το δορυφορικό σύστημα Globalstar δεν βρίσκεται σε πολική τροχιά. Συγκεκριμένα βρίσκεται σε τροχιακό ύψος $h=1414$ km, κλίση $i=52^\circ$ ενώ έχει ελάχιστη γωνία ανύψωσης $\theta_{\min}=10^\circ$. Εδώ φαίνεται καθαρά πως επηρεάζεται η PDF των γωνιών ανύψωσης από το γεωγραφικό πλάτος των επίγειων σταθμών. Για το συγκεκριμένο σύστημα οι επιλεγμένοι επίγειοι σταθμοί κατατάσσονται στην Περίπτωση 1, Περίπτωση 2 και Περίπτωση 3 της ανάλυσης της ενότητας 2.2.3, αντίστοιχα. Συνεπώς για τους δύο πρώτους σταθμούς βλέπουμε γωνία ανύψωσης ίση με 90° ενώ για τον τρίτο σταθμό, που βρίσκεται σε τοποθεσία μεγαλύτερη των 52° επομένως κατατάσσεται στην τρίτη περίπτωση, η μέγιστη γωνία ανύψωσης είναι λίγο μεγαλύτερη των 50° . Τα αντίστοιχα γραφήματα φαίνονται στα σχήματα 2.19 και 2.20.



Σχήμα 2.19: των γωνιών ανύψωσης για δορυφόρο Globalstar και επίγειους σταθμούς σε διάφορα γεωγραφικά πλάτη

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2: ΣΥΝΑΡΤΗΣΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗΣ ΠΙΘΑΝΟΤΗΤΑΣ ΓΩΝΙΑΣ ΑΝΥΨΩΣΗΣ ΣΕ LEO ΔΟΡΥΦΟΡΙΚΕΣ ΖΕΥΞΕΙΣ



Σχήμα 2.20: PDF των γωνιών ανύψωσης για δορυφόρο Globalstar και επίγειους σταθμούς σε διάφορα γεωγραφικά πλάτη στο ίδιο γράφημα

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3

ΚΑΝΑΛΙΑ ΔΙΑΛΕΙΨΕΩΝ

ΚΙΝΗΤΩΝ ΔΟΡΥΦΟΡΙΚΩΝ ΕΠΙΚΟΙΝΩΝΙΩΝ

Εισαγωγή

Ένας από τους κύριους στόχους των UPT (Universal Personal Telecommunications), είναι η παροχή προσωπικών υπηρεσιών που βασίζονται σε μοναδικούς, προσωπικούς, ανεξάρτητους δικτύου αριθμούς. Ανάλογα με την περίπτωση, εκχωρείται σε κάθε χρήστη ένας αριθμός, ο οποίος αντιστοιχεί σε λογική παρά σε φυσική διεύθυνση, μέσω του οποίου μπορεί να κάνει χρήση κάθε είδους δικτύου, ενσύρματου ή ασύρματου. Αυτός ο φιλόδοξος στόχος που παρέχει απεριόριστη ευκινησία στον χρήστη, συνεπάγεται μια ενισχυμένη ικανότητα πρόσβασης σε ασύρματα δίκτυα καθώς και την παγκόσμια διαθεσιμότητά τους. Ο ρόλος των δορυφορικών επικοινωνιών σε μια τέτοια περίπτωση αναμένεται πολύ σημαντικός. Έχοντας την έμφυτη ικανότητα να καλύπτουν μια πολύ ευρεία περιοχή, οι δορυφόροι έχουν να παίξουν πολύ σημαντικό ρόλο στην πραγματοποίηση των UPT.

Αν και η πρώτη και δεύτερη γενιά των συστημάτων κινητής επικοινωνίας βασίστηκε αποκλειστικά σε επίγειες αναλογικές και ψηφιακές ζεύξεις αντίστοιχα, το σύστημα τρίτης γενιάς εκμεταλλεύεται τις δορυφορικές επικοινωνίες. Η πρώτη γενιά των δορυφορικών συστημάτων, η οποία λειτουργεί στην Ζώνη L (1-2 GHz) και Ku (11-14 GHz), παρείχε βασικές υπηρεσίες επικοινωνίας στις βιομηχανίες θαλάσσιων και οδικών μεταφορών. Η δεύτερη γενιά στόχευε σε μεγαλύτερη αγορά καθώς περιελάμβανε δορυφορικά συστήματα που παρέχουν υπηρεσίες φωνής και δεδομένων στην Βόρεια Αμερική (MSAT), την Αυστραλία (OPTUS) και την Ιαπωνία (N-STAR). Αυτά τα περιφερειακά συστήματα, τα οποία παρέχουν περιορισμένη κάλυψη, ήταν οι προκάτοχοι των παγκόσμιων και καθολικών συστημάτων τρίτης γενιάς, των οποίων ο σκοπός είναι να παρέχουν υπηρεσίες φωνής, δεδομένων και fax σε ολόκληρο τον κόσμο. Οι LEO, MEO, HEO, ακόμα και οι GEO δορυφορικοί αστερισμοί, θα επεκτείνουν τα υπάρχοντα επίγεια συστήματα κινητής επικοινωνίας και θα ενισχύσουν τις υπηρεσίες περιήγησης που προσφέρονται στους συνδρομητές, από το να τα αντικαταστήσουν. Η ενσωμάτωση των δορυφορικών συστημάτων στα υπάρχοντα ψηφιακά επίγεια κυτταρικά συστήματα (GSM, IS-95, AMPS), με το ελάχιστο κόστος και τη μέγιστη αποτελεσματικότητα έχει υπάρξει θέμα μελέτης τα τελευταία χρόνια σε όλο τον κόσμο. Η ανάγκη λοιπόν να ερευνήσουμε το LMS (Land Mobile Satellite) κανάλι ήταν προφανής.

Τα συστήματα LMS είναι ένα σημαντικό κομμάτι των ασύρματων συστημάτων τρίτης και τέταρτης γενιάς. Η σημασία τέτοιων συστημάτων αυξάνεται ραγδαία με την χρήση τους

σε ποικίλες εφαρμογές όπως η πλοήγηση, οι επικοινωνίες και η μετάδοση δεδομένων. Τα συστήματα LMS παρέχουν υπηρεσίες οι οποίες δεν είναι δυνατό να παρέχουν συστήματα LMT (Land Mobile Terrestrial). Επίσης μπορούν να εξυπηρετούν πολλούς χρήστες σε περιοχές μεγάλου εύρους και με χαμηλό κόστος. Τα τελευταία 20 χρόνια έχουν γίνει πολλές έρευνες πάνω στο LMS κανάλι. Μεγάλο μέρος της έρευνας αφορούσε τον χαρακτηρισμό και την μοντελοποίηση του καναλιού. Πολλοί ερευνητές από όλο τον κόσμο μελέτησαν την διάδοση των κυμάτων ανάμεσα σε δορυφόρους και κινητά τερματικά. Ο τελικός στόχος αυτών των ερευνών είναι η παρουσίαση ενός όσο το δυνατόν πιο γενικού μοντέλου, το οποίο ενσωματώνει τις διαφορετικές συνθήκες διάδοσης που συναντώνται σε μια μεγάλη ποικιλία από περιβάλλοντα.

3.1 ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΑ ΔΙΑΔΟΣΗΣ ΤΟΥ LMS ΚΑΝΑΛΙΟΥ

Το λαμβανόμενο σήμα μπορεί να μοντελοποιηθεί ως το άθροισμα τριών συνιστωσών: του απ' ευθείας κύματος, του ανακλώμενου από το έδαφος και του κύματος διάχυσης.

3.1.1 Το απ' ευθείας κύμα

Η απ' ευθείας συνιστώσα λαμβάνεται από την ευθεία γραμμή σκόπευσης (Line Of Sight – LOS), έτσι υπόκειται σε εξασθένηση ελευθέρου χώρου, σε περιστροφή Faraday και σπινθηρισμό λόγω της ιονόσφαιρας, σε εξασθένηση και αποπόλωση λόγω της τροπόσφαιρας και σκίαση.

Η περιστροφή Faraday είναι η περιστροφή του άξονα πόλωσης ενός μη-κυκλικού πολωμένου κύματος. Ένα γραμμικά πολωμένο κύμα είναι το διανυσματικό άθροισμα ενός δεξιόστροφου κυκλικά πολωμένου κύματος (Right Hand Circularly Polarized – RHCP) και ενός αριστερόστροφου κυκλικά πολωμένου κύματος (Left Hand Circular Polarized – LHCP). Αν η κατεύθυνση διάδοσης του κύματος είναι παράλληλη στην κατεύθυνση διάδοσης του μαγνητικού πεδίου H_0 της Γης, ο δείκτης διάθλασης του RHCP κύματος είναι διαφορετικός από αυτόν του LHCP κύματος. Επομένως, ένα γραμμικά πολωμένο κύμα που εισέρχεται στην ιονόσφαιρα με κατεύθυνση παράλληλη του H_0 , υπόκειται σε περιστροφή του επιπέδου πόλωσης του. Η γωνία περιστροφής εξαρτάται από την πυκνότητα ηλεκτρονίων N της ιονόσφαιρας, την συχνότητα του κύματος και το μήκος της διαδρομής μέσα από την ιονόσφαιρα. Η γωνία αυτή δίνεται σε ακτίνια από την σχέση:

$$\theta = \frac{2 \cdot 36}{f^2} \int_S N(l) B_0(l) dl \quad (3.1)$$

όπου το f είναι σε GHz, το μαγνητικό πεδίο B_0 της Γης σε Gauss και η ολοκλήρωση είναι κατά μήκος της απ' ευθείας διαδρομής S . Αν κάνουμε κάποιες υποθέσεις για το ηλεκτρομαγνητικό πεδίο της Γης και την πυκνότητα των ηλεκτρονίων N , ο παραπάνω τύπος μπορεί να απλοποιηθεί:

$$\theta = \frac{50}{f^2} \text{ (degrees)} \quad (3.2)$$

ενώ η απώλεια πόλωσης σε decibels δίνεται από την σχέση:

$$P_{loss} = 20 \log(\cos \theta) \quad (3.3)$$

όπου η γωνία θ είναι σε μοίρες. Ωστόσο, οι απώλειες πόλωσης μπορούν να εξαλειφθούν εφαρμόζοντας κυκλική πόλωση των μεταδιδόμενων κυμάτων, κάτι που ουσιαστικά εφαρμόζεται στα δορυφορικά συστήματα τρίτης γενιάς.

Οι ανωμαλίες στην πυκνότητα ηλεκτρονίων της ιονόσφαιρας είναι υπεύθυνες για τον ιονοσφαιρικό σπινθηρισμό, ενώ μη-ομογενή ιονισμένα στρώματα προκαλούν σκέδαση των κυμάτων, με αποτέλεσμα την διακύμανση του πλάτους και της φάσης του κύματος. Σύμφωνα πάντως με την CCIR (International Radio Consultative Committee), τα φαινόμενα αυτά μπορούν να αγνοηθούν στην Ζώνη L, η οποία είναι η ζώνη συχνοτήτων που χρησιμοποιείται από τα συστήματα τρίτης γενιάς κινητών επικοινωνιών. Ακόμα πιο αμελητέα είναι η επίδραση της ιονοσφαιρικής διάδοσης στη Ζώνη K (Ku και Ka) επειδή είναι αντιστρόφως ανάλογη της ραδιοσυχνότητας.

Αντίθετα, τα τροποσφαιρικά φαινόμενα στην Ζώνη K είναι πολύ πιο σημαντικά. Σε αυτή την περίπτωση, το σήμα υφίσταται εξασθένηση κυρίως λόγω υδρομετεωριτών (βροχή, κρύσταλλοι πάγου, σύννεφα) και ατμοσφαιρικών αερίων (οξυγόνο, υδρατμοί). Δύο διαφορετικοί μηχανισμοί είναι υπεύθυνοι για την εξασθένηση του σήματος. Την κυριότερη επίδραση έχει η σκέδαση, η οποία προκαλεί περιστροφή του επιπέδου πόλωσης του σήματος. Λιγότερο σημαντική επίδραση έχει η επαγωγή ρευμάτων στη βροχή και στους κρυστάλλους πάγου (που είναι ηλεκτρικά αγώγιμοι) που προκαλεί τον μετασχηματισμό της ηλεκτρομαγνητικής ενέργειας σε θερμική.

Σκίαση είναι η εξασθένηση της απ' ευθείας συνιστώσας που προκαλείται από οποιουδήποτε τύπου εμπόδιο (δέντρα, κτήρια, λόφοι, βουνά). Από μετρήσεις έχει αποδειχτεί ότι η σκίαση προκαλεί την κύρια παραμόρφωση του λαμβανόμενου σήματος, η οποία καθορίζει τα απαραίτητα περιθώρια διαλείψεων. Η ένταση της σκίασης εξαρτάται από τη γωνία ανύψωσης, την συχνότητα, τον τύπο του εμποδίου, το μήκος της διαδρομής μέσω του εμποδίου και την κατεύθυνση της κίνησης του χρήστη σε σχέση με τον δορυφόρο.

3.1.2 Το ανακλώμενο από τη Γη κύμα

Η συνιστώσα αυτή παράγεται από την ανάκλαση του κύματος στο έδαφος. Η ενέργεια της εξαρτάται από την τραχύτητα του εδάφους. Η συνιστώσα αυτή συνήθως φτάνει στον παραλήπτη με αρνητική γωνία ανύψωσης, και έτσι η συνεισφορά της μπορεί να αγνοηθεί αν χρησιμοποιείται κατευθυντική κεραία. Ένα διάγραμμα ακτινοβολίας που κυμαίνεται για

παράδειγμα από 20° έως 80° στο επίπεδο του αζιμούθιου, οδηγεί σε έντονη εξασθένηση της συγκεκριμένης συνιστώσας.

3.1.3 Το κύμα διάχυσης

Η συνιστώσα αυτή είναι ένα κύμα πολυόδευσης λόγω της ανάκλασης και της σκέδασης του κύματος από το περιβάλλον του δέκτη εξωτερικά της πρώτης ζώνης Fresnel. Αυτή η συνιστώσα είναι υπεύθυνη για τις μικρής κλίμακας μεταβολές του πλάτους και της φάσης του σήματος. Η ενέργειά της εξαρτάται από την κατανομή των αντικειμένων σκέδασης γύρω από τον δέκτη και από το περιβάλλον στο οποίο βρίσκεται.

Από τα παραπάνω, μπορούμε να συμπεράνουμε ότι, με την χρήση κατευθυντικών κεραιών και για τις συχνότητες στις οποίες λειτουργούν τα συστήματα κινητών επικοινωνιών τρίτης γενιάς, η σκίαση και η πολλαπλή όδευση είναι οι παράμετροι που κυριαρχούν στα LMS κανάλια. Δεν είναι σύμπτωση, ότι στις περισσότερες μελέτες λαμβάνονται υπόψη αυτές οι δύο παράμετροι χωρίς να αναφέρονται τα άλλα φαινόμενα (ιονοσφαιρικά ή τροποσφαιρικά) που επηρεάζουν τις συνιστώσες του κύματος.

3.2 ΕΠΙΔΡΑΣΕΙΣ FADING

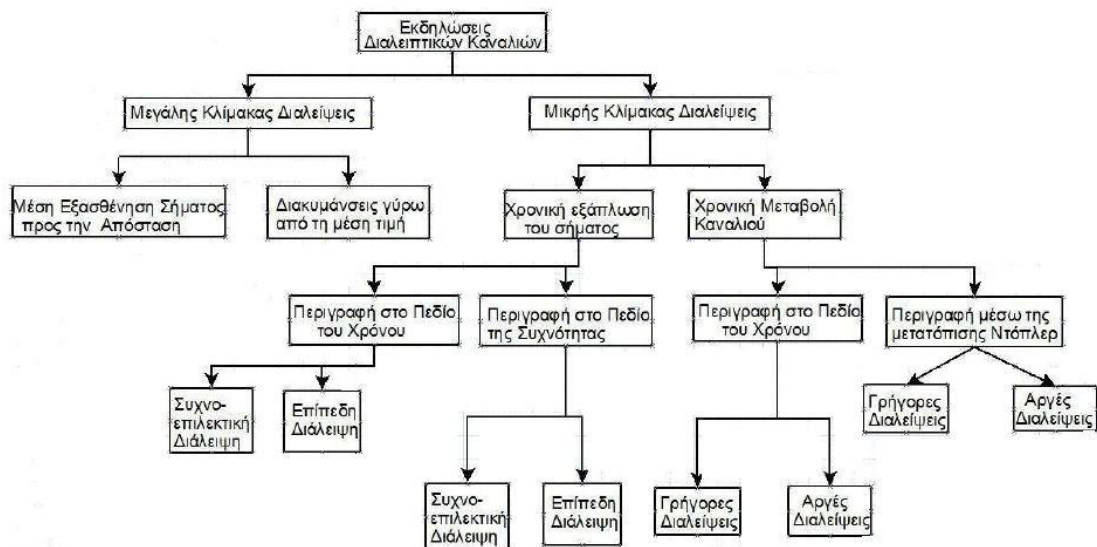
Όταν ένα λαμβανόμενο σήμα έχει υποστεί διαλείψεις κατά τη διάρκεια της μετάδοσης, η περιβάλλουσα του και η φάση του διακυμαίνονται κατά τη μεταβολή του χρόνου. Για σύμφωνες διαμορφώσεις, οι επιδράσεις των διαλείψεων στη φάση μπορούν να υποβαθμίσουν σημαντικά την απόδοση εκτός και αν ληφθούν μέτρα ώστε να αντισταθμιστούν στο δέκτη. Πιο συχνά, αναλύσεις συστημάτων που αφορούν τέτοιες διαμορφώσεις υποθέτουν ότι οι επιδράσεις των διαλείψεων στην φάση έχουν τέλεια διορθωθεί στον δέκτη με αποτέλεσμα αυτό που αναφέρεται σαν «ιδανική» σύμφωνη αποδιαμόρφωση. Για μη σύμφωνες διαμορφώσεις, δεν απαιτείται πληροφορία για τη φάση στο δέκτη και έτσι η μεταβολές της φάσης εξαιτίας των διαλείψεων δεν επηρεάζει την απόδοση. Έτσι, οι αναλύσεις απόδοσης για ιδανικά σύμφωνες και ασύμφωνες διαμορφώσεις σε διαλειπτικά κανάλια απαιτεί γνώση μόνο των στατιστικών της διαλειπτικής περιβάλλουσας. Επιπλέον για τις αποκαλούμενες αργές διαλείψεις, όπου η διάλειψη παραμένει σταθερή τουλάχιστον κατά τη διάρκεια ενός συμβόλου, η τυχαία διεργασία της διαλειπτικής περιβάλλουσας μπορεί να απεικονιστεί σαν μια τυχαία μεταβλητή του χρόνου.

3.2.1 Μεγάλης και μικρής κλίμακας διαλείψεις

Στο σχήμα 3.1 παρουσιάζεται μια επισκόπηση των εκδηλώσεων διαλειπτικών καναλιών. Αρχίζει με δύο τύπους διαλειπτικών φαινομένων που χαρακτηρίζουν τις κινητές επικοινωνίες: διαλείψεις μεγάλης κλίμακας (large scale fading) και διαλείψεις μικρής

κλίμακας (small scale fading). Οι διαλείψεις μεγάλης κλίμακας αντιπροσωπεύουν τη μέση μείωση ισχύος του σήματος ή την απώλεια διαδρομής λόγω κίνησης σε μεγάλες περιοχές. Αυτό το φαινόμενο επηρεάζεται από το ανάγλυφο του εδάφους (λόφοι, δάση, μάζες κτηρίων, κτλ) μεταξύ του πομπού και του δέκτη. Ο δέκτης λέγεται συχνά πως «σικιάζεται» από τέτοιες προεξοχές. Τα στατιστικά διάλειψης μεγάλης κλίμακας παρέχουν έναν τρόπο εκτίμησης της απώλειας διαδρομής ως συνάρτηση της απόστασης. Αυτό περιγράφεται με όρους μέσης απώλειας διαδρομής (νόμος n-στής δύναμης) και μιας λογαριθμοκανονικά κατανομημένης μεταβολής γύρω από το μέσο όρο.

Η διάλειψη μικρής κλίμακας αναφέρεται στις δραματικές αλλαγές στο εύρος και τη φάση σημάτων που μπορούν να προκληθούν ως αποτέλεσμα των μικρών αλλαγών (όσο μισό μήκος κύματος) στο χωρικό προσδιορισμό θέσης μεταξύ ενός δέκτη και ενός πομπού. Όπως υποδεικνύεται στο Σχήμα 3.1, η διάλειψη μικρής κλίμακας εκδηλώνεται με δύο μηχανισμούς: εξάπλωση χρόνου (time spreading) του σήματος (ή της διασποράς σήματος (signal dispersion)) και της χρονικά μεταβαλλόμενης συμπεριφοράς του καναλιού. Ο ρυθμός αλλαγής των συνθηκών διάδοσης καθορίζει την ταχύτητα των διαλείψεων (ρυθμός αλλαγής των εξασθενίσεων διάλειψης). Η μικρής κλίμακας διάλειψη καλείται διάλειψη Rayleigh (Rayleigh fading) εάν υπάρχουν πολλαπλές διαδρομές ανάκλασης και δεν υπάρχει συνιστώσα σήματος οπτικής επαφής. Η περιβάλλουσα ενός τέτοιου λαμβανόμενου σήματος είναι στατιστικά περιγραμμένη από μία Rayleigh PDF. Όταν ένα δεσπόζον χωρίς διάλειψη τμήμα σημάτων είναι παρόν, όπως μια διαδρομή διάδοσης οπτικής επαφής, η περιβάλλουσα μικρής κλίμακας διάλειψης περιγράφεται από μια Rician PDF. Με άλλα λόγια, τα στατιστικά στοιχεία μικρής κλίμακας διαλείψεων θεωρούνται Rayleigh όποτε η διαδρομή οπτικής επαφής εμποδίζεται, αλλιώς θεωρούνται Rician. Μια περιηγόμενη κινητή ραδιοεπικοινωνιακή μονάδα κινούμενη σε μεγάλη περιοχή πρέπει να επεξεργαστεί τα σήματα που δοκιμάζουν και τους δύο τύπους διαλείψεων: μικρής κλίμακας διάλειψη που επιβάλλεται στη μεγάλης κλίμακας διάλειψη.

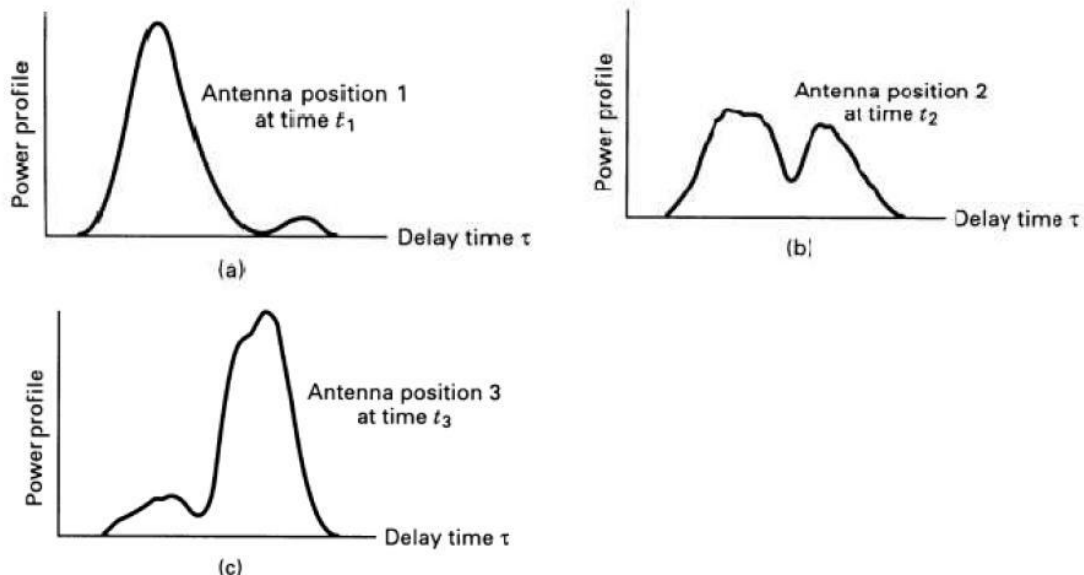


Σχήμα 3.1: Είδη διαλείψεων

Η διάλεια μικρής κλίμακας εκδηλώνεται με δυο μηχανισμούς:

- Χρονική εξάπλωση των υποκείμενων ψηφιακών παλμών μέσα στο σήμα
- Μια χρονικά μεταβαλλόμενη συμπεριφορά του καναλιού λόγω κίνησης

Στο Σχήμα 3.2 απεικονίζονται οι επιπτώσεις και των δύο περιπτώσεων, δείχνοντας την απόκριση του καναλιού σε ένα στενό παλμό, σε σχέση τη καθυστέρηση, σαν συνάρτηση της θέσης της κεραίας (ή σαν συνάρτηση του χρόνου, αν υποθέσουμε πως η κίνηση γίνεται με σταθερή ταχύτητα). Στο Σχήμα 3.2 είναι σημαντικό να διαχωρίσουμε τις δύο χρονικές αναφορές: το χρόνο αναφοράς τ και το χρόνο μετάδοσης και παρατήρησης t . Ο χρόνος καθυστέρησης αφορά στο φαινόμενο της εξάπλωσης χρόνου που προκύπτει από τη μη βέλτιστη κρουστική απόκριση του διαλειπτικού καναλιού. Ο χρόνος μετάδοσης όμως, σχετίζεται με τη κίνηση της κεραίας ή τις χωρικές αλλαγές που εξηγούν τις αλλαγές της διαδρομής διάδοσης που γίνονται αντιληπτές σαν αλλαγές σαν χρονικά μεταβαλλόμενη συμπεριφορά του καναλιού. Για σταθερή ταχύτητα, όπως έχει υποθεθεί στο Σχήμα 3.2, μπορεί να χρησιμοποιηθεί είτε η θέση της κεραίας είτε ο χρόνος μετάδοσης για τη απεικόνιση αυτής της χρονικά μεταβαλλόμενης συμπεριφοράς. Στο Σχήμα 3.2 φαίνεται η ακολουθία των προφίλ παλμών καθώς η κεραία κινείται σε διαδοχικές ισαπέχουσες θέσεις. Εδώ το διάστημα μεταξύ διαδοχικών θέσεων της κεραίας είναι 0.4λ , όπου λ είναι το μήκος κύματος που αντιστοιχεί στη συχνότητα της περιβάλλουσας. Για κάθε μια από τις τρεις περιπτώσεις, η απόκριση διαφέρει σημαντικά στην καθυστέρηση χρόνου της μεγαλύτερης συνιστώσας σήματος, στον αριθμό αντιγράφων σήματος, στα πλάτη τους και στη συνολική λαμβανόμενη ισχύ.



Σχήμα 3.2: Ακολουθία των παλμών καθώς η κεραία κινείται σε διαδοχικές ισαπέχουσες θέσεις

3.2.2 Αργές και γρήγορες διαλείψεις

Ο διαχωρισμός ανάμεσα σε αργές και γρήγορες διαλείψεις είναι σημαντικός για τη μαθηματική μοντελοποίηση των διαλειπτικών καναλιών και για την εκτίμηση των επιδόσεων των τηλεπικοινωνιακών συστημάτων που λειτουργούν σε αυτά τα κανάλια. Αυτή η ιδέα σχετίζεται με το χρόνο συμφωνίας T_c του καναλιού, όπου μετρά το χρονικό διάστημα μέσα στο οποίο η διαλειπτική διαδικασία είναι συσχετισμένη, ή ισοδύναμα το χρονικό διάστημα μετά από το οποίο η συνάρτηση συσχέτισης δύο δειγμάτων της ίδιας απόκρισης καναλιού που παίρνονται στην ίδια συχνότητα αλλά σε διαφορετικές χρονικές στιγμές πέφτει κάτω από ένα προκαθορισμένο κατώφλι. Ο χρόνος συμφωνίας σχετίζεται και με τη συχνότητα Ντόπλερ f_d με τη σχέση:

$$T_c = \frac{1}{f_d} \quad (3.4)$$

Οι διαλείψεις λέγονται αργές όταν η διάρκεια συμβόλου T_s είναι μικρότερη από το χρόνο συμφωνίας T_c , αλλιώς θεωρούνται γρήγορες. Στις αργές διαλείψεις ένα συγκεκριμένο επίπεδο διάλειψης θα επηρεάσει πολλά συνεχόμενα σύμβολα, οδηγώντας σε ριπές σφαλμάτων, ενώ με τις γρήγορες διαλείψεις η διάλειψη είναι ασυσχέτιστη από σύμβολο σε σύμβολο. Στην τελευταία περίπτωση και όταν οι αποφάσεις του τηλεπικοινωνιακού δέκτη βασίζονται σε παρατήρηση του λαμβανόμενου σήματος σε χρόνο περισσότερο από δύο συμβόλων (όπως σε διαφορεικά σύμφωνες ή κωδικοποιημένες επικοινωνίες), γίνεται απαραίτητος ο υπολογισμός της διαφοροποίησης του διαλειπτικού καναλιού από το ένα διάστημα συμβόλου στο επόμενο. Αυτό γίνεται μέσα από μια ποικιλία μοντέλων συσχέτισης που εξαρτώνται απαραίτητα από το συγκεκριμένο περιβάλλον μετάδοσης και την υποκείμενη εφαρμογή επικοινωνιών. Διάφορα μοντέλα αυτοσυσχέτισης και οι αντίστοιχες πυκνότητες φασματικής ισχύος παρουσιάζονται στον Πίνακα 3.1, όπου για ευκολία η διασπορά της διεργασίας γρήγορης διάλειψης είναι κανονικοποιημένη.

Type of Fading Spectrum	Fading Autocorrelation ρ	Normalized PSD
Rectangular	$\sin(2\pi f_d T_s)/(2\pi f_d T_s)$	$(2f_d)^{-1}; f \leq f_d$
Gaussian	$\exp\left[-(\pi f_d T_s)^2\right]$	$\exp\left[-\left(\frac{f}{f_d}\right)^2\right] (\sqrt{\pi} f_d)^{-1}$
Land mobile	$J_0(2\pi f_d T_s)$	$[\pi^2 (f^2 - f_d^2)]^{-1/2}; f \leq f_d$
First-order Butterworth	$\exp(-2\pi f_d T_s)$	$\left[\pi f_d \left(1 + \frac{f}{f_d}\right)^2\right]^{-1}$
Second-order Butterworth	$\exp\left(-\frac{\pi f_d T_s }{\sqrt{2}}\right)$ $\times \left[\cos\left(\frac{\pi f_d T_s}{\sqrt{2}}\right) + \sin\left(\frac{\pi f_d T_s }{\sqrt{2}}\right)\right]$	$\left[1 + 16 \left(\frac{f}{f_d}\right)^4\right]^{-1}$

Πίνακας 3.1

3.2.3 Συχνοεπιλεκτικές και μη συχνοεπιλεκτικές διαλείψεις

Η συχνοτική επιλεκτικότητα είναι ένα ακόμα σημαντικό χαρακτηριστικό των διαλειπτικών καναλιών. Αν όλες οι φασματικές παράμετροι του μεταδιδόμενου σήματος επηρεάζονται με παρόμοιο τρόπο, η διάλειψη ονομάζεται μη-συχνοεπιλεκτική ή ισοδύναμα συχνοτικά επίπεδη (frequency-nonselctive ή frequency-flat fading). Αυτό συμβαίνει στα συστήματα στενής ζώνης (narrowband), στα οποία το εύρος ζώνης του σήματος μετάδοσης είναι πολύ μικρότερο από το σύμφωνο εύρος ζώνης f_c . Αυτό το εύρος βρίσκεται στο εύρος συχνοτήτων όπου η διαλειπτική διεργασία είναι συσχετισμένη και ορίζεται ως το εύρος ζώνης πέρα από το οποίο η συνάρτηση συσχέτισης δύο δειγμάτων της απόκρισης καναλιού που παίρνονται την ίδια χρονική στιγμή αλλά σε διαφορετικές συχνότητες πέφτει κάτω από μια κατάλληλη τιμή. Από την άλλη, αν οι φασματικές παράμετροι του μεταδιδόμενου σήματος επηρεάζονται από διαφορετικά κέρδη πλάτους και μετατοπίσεις φάσης, η διάλειψη καλείται συχνοεπιλεκτική (frequency-selective). Αυτό αφορά σε ευρυζωνικά συστήματα στα οποία το εύρος ζώνης μετάδοσης είναι μεγαλύτερο από το σύμφωνο εύρος ζώνης μετάδοσης.

3.3 ΣΤΑΤΙΣΤΙΚΟ ΜΟΝΤΕΛΟ ΤΟΥ CHUN LOO ΓΙΑ LMS ΚΑΝΑΛΙ

Ένα στατιστικό μοντέλο για τις διαλείψεις της περιβάλλουσας του ληφθέντος σήματος που συναντάται σε ένα LMS κανάλι, είναι χρήσιμο για την πρόβλεψη της απόδοσης των τηλεπικοινωνιακών συστημάτων με διαφορετική διαμόρφωση. Το μοντέλο του Loo είναι για LMS κανάλι σε αγροτική περιοχή, όπου τις περισσότερες φορές η απ' ευθείας συνιστώσα του σήματος είναι διαθέσιμη στον δέκτη. Η περιγραφή του μοντέλου γίνεται με βάση την PDF, τον Ρυθμό Τμήσεων Κατωφλίου (Level Crossing Rate - LCR) και την Μέση

Διάρκεια Διαλείψεων (Average Fade Duration - AFD). Ο LCR περιγράφει πόσο συχνά η περιβάλλουσα τέμνει ένα προκαθορισμένο κατώφλι πλάτους, ενώ η AFD περιγράφει για πόσο χρονικό διάστημα παραμένει η περιβάλλουσα κάτω από το κατώφλι. Τα αποτελέσματα των LCR και AFD παρέχουν πληροφορίες σχετικά με τις τεχνικές επιδιόρθωσης λαθών. Τα χαρακτηριστικά αυτά λαμβάνονται με την υπόθεση ότι το φύλλωμα δεν προκαλεί μόνο εξασθένηση αλλά και διασπορά στα ραδιοκύματα, σε συχνότητες της Ζώνης L και στις UHF. Το μοντέλο υποθέτει ότι η απ' ευθείας συνιστώσα, υπό την επίδραση της σκίασης, ακολουθεί λογαριθμοκανονική κατανομή (lognormal), ενώ αυτή της πολυόδευσης ακολουθεί κατανομή Rayleigh. Επιπλέον αυτές οι δύο τυχαίες διαδικασίες υποθέτουμε ότι συσχετίζονται. Αν και δεν έχει γίνει καμία προσπάθεια για φυσική επεξήγηση του μοντέλου, τα αποτελέσματα που εξάγονται από το μοντέλο συγκρίνονται με αποτελέσματα μετρήσεων και κρίνονται ως μια καλή μηχανική προσέγγιση.

3.3.1 Η PDF του στατιστικού μοντέλου

Θεωρούμε το άθροισμα ενός φασιθέτη λογαριθμοκανονικής κατανομής και ενός φασιθέτη με κατανομή Rayleigh:

$$r \exp(j\theta) = z \exp(j\varphi_0) + w \exp(j\varphi) \quad , z, w > 0 \quad (3.5)$$

όπου οι φάσεις φ_0 και φ είναι ομοιόμορφα κατανεμημένες ανάμεσα στο 0 και το 2π , ο z έχει λογαριθμοκανονική κατανομή και ο w έχει κατανομή Rayleigh.

Αν ο z κρατηθεί προσωρινά σταθερός, τότε η υπό συνθήκη PDF του r είναι κατανομής Rician:

$$p(r | z) = r / b_0 \exp[-(r^2 + z^2 / 2b_0)] I_0(rz / b_0) \quad (3.6)$$

όπου b_0 αντιπροσωπεύει τη μέση ισχύ που σκεδάζεται λόγω της πολυόδευσης και I_0 είναι η τροποποιημένη συνάρτηση Bessel πρώτου είδους και μηδενικής τάξης. Ισχύει ότι:

$$p(r) = \int_0^{\infty} p(r, z) dz = \int_0^{\infty} p(r | z) p(z) dz \quad (3.7)$$

επομένως η $p(r)$ δίνεται από τη σχέση:

$$p(r) = r / b_0 \int_0^{\infty} \exp[-(r^2 + z^2 / 2b_0)] I_0(rz / b_0) p(z) dz \quad (3.8)$$

Έχουμε υποθέσει ότι η $p(z)$ ακολουθεί λογαριθμοκανονική κατανομή που δίνεται από την σχέση:

$$p(z) = 1 / (\sqrt{2\pi d_0} z) \exp[-(\ln z - \mu)^2 / 2d_0] \quad (3.9)$$

όπου $\sqrt{d_0}$ και μ είναι η τυπική απόκλιση και ο μέσος όρος αντίστοιχα. Αντικαθιστώντας την σχέση (3.9) στην (3.8) έχουμε:

$$p(r) = r / (b_0 \sqrt{2\pi d_0}) \int_0^{\infty} 1/z \exp[-(\ln z - \mu)^2 / 2d_0 - (r^2 + z^2) / 2b_0] I_0(rz/b_0) dz \quad (3.10)$$

Έχει δειχθεί ότι το r ακολουθεί λογαριθμοκανονική κατανομή για μεγάλες τιμές και κατανομή Rayleigh για μικρές τιμές:

$$p(r) = \begin{cases} \frac{1}{r\sqrt{2\pi d_0}} \exp[-(\ln z - \mu)^2 / 2d_0] & r \gg \sqrt{b_0} \\ r/b_0 \exp[-r^2 / 2b_0] & r \ll \sqrt{b_0} \end{cases} \quad (3.11)$$

Για ενδιάμεσες τιμές του r , το πολύπλοκο ολοκλήρωμα που δίνεται στην εξίσωση (3.10) πρέπει να υπολογιστεί. Η παρακάτω σχέση μπορεί να χρησιμοποιηθεί για να γίνει ολοκλήρωση στο διάστημα $[0, R]$ αντί του διαστήματος $[R, \infty]$:

$$p(r > R) = \int_R^{\infty} p(r) dr = 1 - \int_0^R p(r) dr \quad (3.12)$$

3.3.2 Ο LCR και η AFD του στατιστικού μοντέλου

Σε αυτό το κεφάλαιο, εξάγονται εκφράσεις για τον LCR και την AFD του ληφθέντος σήματος λόγω της συνδυασμένης επίδρασης της σκίασης και της πολυόδευσης σε μία LMS ζεύξη.

Ο Rice έδειξε ότι μια στατική υπό την ευρεία έννοια στοχαστική διαδικασία, N_R (που είναι ο LCR), ορίζεται ως ο αναμενόμενος ρυθμός με τον οποίο η περιβάλλουσα τέμνει ένα συγκεκριμένο κατώφλι R με θετική κλίση και δίνεται από την παρακάτω σχέση:

$$N_R = \int_0^{\infty} \dot{r} p(R, \dot{r}) d\dot{r} \quad (3.13)$$

όπου η άνω τελεία υποδεικνύει παράγωγο χρόνου και $p(R, \dot{r})$ είναι η από κοινού συνάρτηση πυκνότητας πιθανότητας των \dot{r} και r στο $r=R$.

Αν η λογαριθμοκανονική μεταβολή του απ' ευθείας σήματος αγνοηθεί, η περιβάλλουσα του εναπομείναντος σήματος θα έχει Rician κατανομή. Είναι εύκολο να δείξουμε με απλουστευτικές παραδοχές ότι η λαμβανόμενη περιβάλλουσα του σήματος και ο ρυθμός μεταβολής της είναι στατιστικά ανεξάρτητα. Όμοια, αν αγνοηθεί η συνιστώσα που

οφείλεται στις πολλαπλές διαδρομές, προκύπτει η ίδια στατιστική ανεξαρτησία. Επιπλέον, βασιζόμενοι στην παραπάνω ανάλυση, μπορεί να δειχθεί ότι ο ρυθμός μεταβολής της περιβάλλουσας, υπό την επίδραση της σκίασης και των πολλαπλών διαδρομών, είναι μια Gaussian στοχαστική διαδικασία. Αυτό μπορεί να χρησιμοποιηθεί για τον καθορισμό των LCR's και της AFD του ληφθέντος σήματος.

Αρχικά, για να δείξουμε τις επιθυμητές ιδιότητες του ληφθέντος σήματος υπό Rician συνθήκες διάλειψης, θεωρούμε την λογαριθμοκανονική συνιστώσα (z) προσωρινά σταθερή. Έτσι το λαμβανόμενο σήμα μπορεί να μοντελοποιηθεί σαν ένα ημιτονοειδές κύμα με Gaussian θόρυβο στενής ζώνης. Από τον Rice έχουμε:

$$p(r, \dot{r}) = \frac{r(2\pi)^{-3/2}}{\sqrt{Bb_0}} \cdot \int_{-\pi}^{\pi} \exp[-r^2 / 2b_0 + rz \cos \theta / b_0 + z^2 / 2b_0 + b_0 \dot{r}^2 / 2B + 2b_1 \sin \theta / B + b_1^2 z^2 \sin^2 \theta / 2Bb_0] d\theta \quad (3.14)$$

όπου $B = b_0 b_2 - b_1^2$, z είναι το πλάτος του ημιτονοειδούς κύματος και b είναι οι ροπές.

Για μαθηματική απλότητα, υποθέτουμε ότι το φάσμα του θορύβου (πολλαπλές διαδρομές) είναι συμμετρικό στην συχνότητα της απ' ευθείας συνιστώσας. Τότε $b_1 = 0$ και $B = b_0 b_2$, επομένως η από κοινού συνάρτηση πιθανότητας $p(r, \dot{r})$ γίνεται:

$$p(r, \dot{r}) = \frac{r(2\pi)^{-3/2}}{b_0 \sqrt{b_2}} \exp[-(r^2 + z^2) / 2b_0] \exp[-\dot{r}^2 / 2b_2] \cdot \int_{-\pi}^{\pi} \exp[rz \cos \theta / b_0] d\theta \quad (3.15)$$

Το ολοκλήρωμα στην εξίσωση (3.15) μπορεί να αναγνωρισθεί ως η τροποποιημένη συνάρτηση Bessel μηδενικής τάξης που δίνεται από τη σχέση $2\pi I_0(rz / b_0)$. Έτσι η σχέση (3.15) μπορεί να διαχωριστεί σε δύο μέρη:

$$p(r) = r / b_0 \exp[-(r^2 + z^2) / 2b_0] I_0(rz / b_0) \quad (3.16)$$

και

$$p(\dot{r}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi b_2}} \exp[-\dot{r}^2 / 2b_2] \quad (3.17)$$

Από την (3.16) και (3.17), είναι φανερό ότι ο ρυθμός μεταβολής της περιβάλλουσας του σήματος \dot{r} , είναι ασυσχέτιστος με την περιβάλλουσα r , έτσι $p(r, \dot{r}) = p(r)p(\dot{r})$. Επιπλέον, η (3.17) δείχνει ότι η PDF του \dot{r} είναι Gaussian.

Αν τώρα απομονώσουμε την λογαριθμοκανονική συνιστώσα, μπορεί να δειχθεί ότι ο ρυθμός μεταβολής της περιβάλλουσας του σήματος \dot{r} , είναι κανονικά κατανομημένος. Σε αυτή την περίπτωση η από κοινού PDF $p(r, \dot{r})$ δίνεται από τη σχέση:

$$p(r, \dot{r}) = \frac{1}{2\pi\sqrt{d_0 d_2} r} \exp[-(\ln r - \mu)^2 / 2d_0 - \dot{r}^2 / 2d_2] \quad (3.18)$$

όπου μ και d_0 είναι μέσος όρος και η απόκλιση της περιβάλλουσας r , ενώ d_2 είναι η απόκλιση του \dot{r} . Μπορούμε να γράψουμε την (3.18) ως εξής:

$$p(r, \dot{r}) = p(r)p(\dot{r})$$

όπου

$$p(r) = \frac{1}{\sqrt{2\pi d_0} r} \exp[-(\ln r - \mu)^2 / 2d_0] \quad (3.19)$$

και

$$p(\dot{r}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi d_2}} \exp[-\dot{r}^2 / 2d_2] \quad (3.20)$$

Αυτό δείχνει ότι τα r , \dot{r} είναι επίσης ασυσχέτιστα για λογαριθμοκανονικές διαλείψεις. Οι εξισώσεις (3.19) και (3.20) είναι λογαριθμοκανονικά και κανονικά κατανεμημένες αντίστοιχα.

Δείξαμε ότι και για Rician διαλείψεις και για λογαριθμοκανονική μεταβολή του απ' ευθείας σήματος, η περιβάλλουσα r είναι ασυσχέτιστη με τον ρυθμό μεταβολής της περιβάλλουσας \dot{r} . Έτσι η σχέση (3.13) μπορεί να γραφεί ως εξής:

$$N_R = p(r) \int_0^{\infty} \dot{r} p(\dot{r}) d\dot{r} \quad (3.21)$$

όπου $p(r)$ είναι η PDF της ληφθείσας περιβάλλουσας λόγω του συνδυασμού των φαινομένων της σκίασης και της πολυόδευσης που δίνεται από τη σχέση (3.10). Στην (3.21) πρέπει να καθορίσουμε την PDF του ρυθμού μεταβολής της περιβάλλουσας $p(\dot{r})$. Στη συνέχεια, για να αποκτήσουμε τιμές του LCR πρέπει να υπολογίσουμε το ολοκλήρωμα.

Έχει δειχθεί σε προηγούμενες παραγράφους ότι η PDF του ρυθμού μεταβολής της περιβάλλουσας και για την περίπτωση της σκίασης και της πολυόδευσης είναι Gaussian. Επομένως, είναι λογικό να υποθέσουμε ότι η PDF του ρυθμού μεταβολής της περιβάλλουσας, $p(\dot{r})$, προέρχεται από δύο συσχετισμένες Gaussian στοχαστικές διαδικασίες.

Έστω:

\dot{r} συνδυασμένος ρυθμός μεταβολής της περιβάλλουσας

$\dot{\chi}$ ρυθμός μεταβολής της περιβάλλουσας λόγω πολυόδευσης με τυπική απόκλιση $\sqrt{b_2}$
και μέσο όρο = 0

$\dot{\gamma}$ ρυθμός μεταβολής της περιβάλλουσας λόγω σκίασης με τυπική απόκλιση $\sqrt{d_2}$ και μέσο όρο = 0

τότε $\dot{r} = \dot{x} + \dot{\gamma}$.

Η συσχετισμένη στοχαστική διαδικασία δύο μεταβλητών δίνεται από τη σχέση:

$$p(\dot{x}, \dot{\gamma}) = \frac{1}{2\pi\sqrt{b_2 d_2}(1-\rho^2)} \cdot \exp\left[-\frac{1}{2(1-\rho^2)}(\dot{x}^2/b_2 - 2\rho\dot{x}\dot{\gamma}/\sqrt{b_2 d_2} + \dot{\gamma}^2/d_2)\right] \quad (3.22)$$

όπου ρ είναι ο συντελεστής συσχέτισης.

Αφού αντικαταστήσουμε $\dot{x} = \dot{r} - \dot{\gamma}$ στην (3.22) και με κάποιους αλγεβρικούς χειρισμούς, το ολοκλήρωμα

$$p(\dot{r}) = \int_{-\infty}^{\infty} p(\dot{r} - \dot{\gamma}, \dot{\gamma}) d\dot{\gamma} \quad (3.23)$$

μπορεί να υπολογιστεί και δίνεται από τη σχέση:

$$p(\dot{r}) = \frac{1}{[2\pi(1-\rho^2)(b_2 + 2\rho\sqrt{b_2 d_2} + d_2)]^{1/2}} \cdot \exp\left[-\frac{\alpha^2 \dot{r}^2}{2(1-\rho^2)b_2}\right] \quad (3.24)$$

όπου το α^2 δίνεται από τη σχέση:

$$\alpha^2 = \frac{b_2(1-\rho^2) + 4\rho\sqrt{b_2 d_2}}{b_2 + 2\rho\sqrt{b_2 d_2} + d_2} \quad (43.25)$$

Χρησιμοποιώντας την (3.24), το ολοκλήρωμα στην (3.21) μπορεί να υπολογιστεί:

$$\int_0^{\infty} \dot{r} p(\dot{r}) d\dot{r} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sqrt{(1-\rho^2)}} \cdot \frac{1}{\sqrt{b_2 + 2\rho\sqrt{b_2 d_2} + d_2}} \cdot \frac{b_2(1-\rho^2)}{\alpha^2} \quad (3.26)$$

Έτσι αντικαθιστώντας την (3.26) στην (3.21), η έκφραση του LCR δίνεται από τη σχέση:

$$N_R = \frac{\sqrt{(1-\rho^2)}}{\sqrt{2\pi}} \cdot \frac{b_2(b_2 + 2\rho\sqrt{b_2 d_2} + d_2)^{1/2}}{b_2(1-\rho^2) + 4\rho\sqrt{b_2 d_2}} p(r) \quad (3.27)$$

Με την υπόθεση ότι το φάσμα των διαλείψεων λόγω σκίασης και πολυόδευσης είναι συμμετρικό και Gaussian, έχουμε:

$$\begin{aligned} b_2 &= b_0(2\pi f_m)^2 \\ d_2 &= d_0(2\pi f_m)^2 \end{aligned} \quad (3.28)$$

όπου f_m είναι η μέγιστη ολίσθηση συχνότητας Doppler. Η (3.27) μπορεί να κανονικοποιηθεί με βάση την f_m έτσι ώστε το αποτέλεσμα να είναι ανεξάρτητο της ταχύτητας. Έχουμε:

$$N'_R = \frac{N_R}{f_m} = \sqrt{2\pi} \sqrt{(1-\rho^2)b_0} \frac{(b_0 + 2\rho\sqrt{b_0d_0} + d_0)^{1/2}}{b_0(1-\rho^2) + 4\rho\sqrt{b_0d_0}} p(r) \quad (3.29)$$

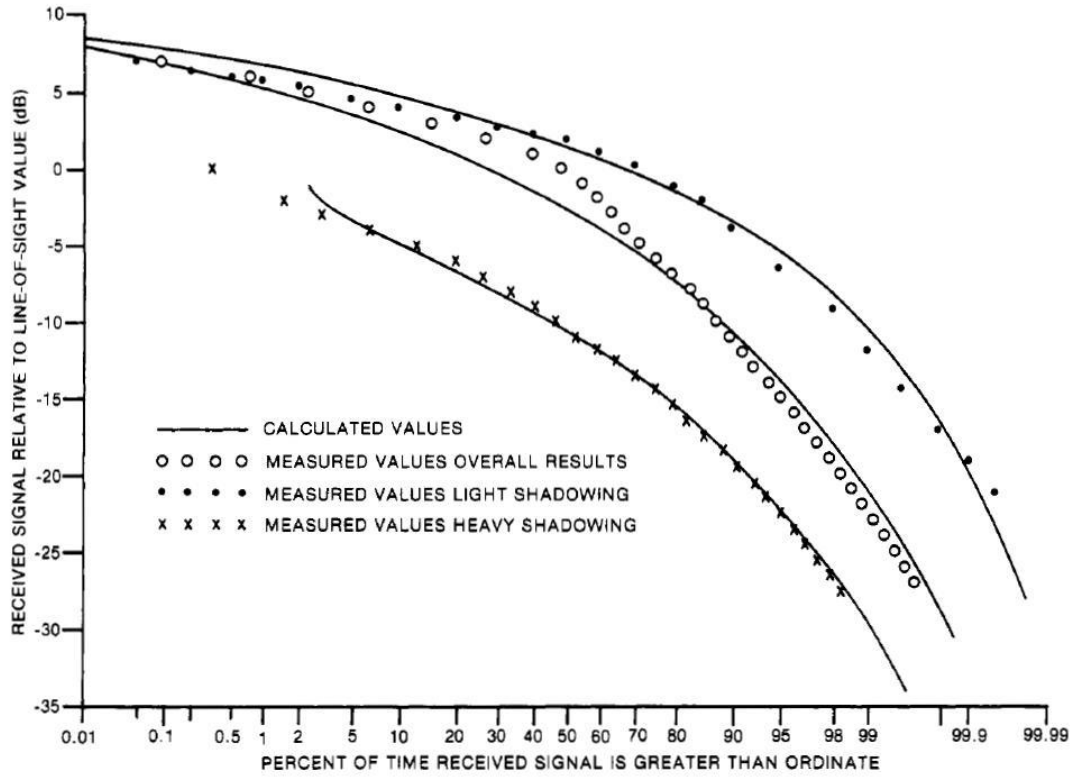
Η AFD, T_N , σχετίζεται με τον LCR μέσω της σχέσης:

$$T_N = \frac{1}{N'_R} \int_0^R p(r) dr \quad (3.30)$$

3.3.3 Αριθμητικά αποτελέσματα

Στο κεφάλαιο αυτό παρουσιάζονται αριθμητικά αποτελέσματα για την PDF, τον LCR και την AFD που ορίζουν το μοντέλο του Lo. Έγιναν πολλοί υπολογισμοί με διαφορετικές τιμές των b_0 , d_0 και μ , με σκοπό την σύγκριση των αποτελεσμάτων του μοντέλου με αυτά των μετρήσεων. Οι μετρήσεις έγιναν σε αγροτικό περιβάλλον με περίπου 35% κάλυψη από δέντρα και γωνία ανύψωσης 15° σε σχέση με τον λήπτη.

Το Σχήμα 3.3 παρουσιάζει μια σύγκριση της Αθροιστικής Συνάρτησης Κατανομής (Cumulative Distribution Function – CDF) της ληφθείσας περιβάλλουσας, η οποία υπολογίστηκε με βάση τη σχέση (3.12), και αυτής που υπολογίστηκε από τις μετρήσεις για ελαφριά σκίαση, βαριά σκίαση και συνολική σκίαση. Για την περίπτωση της ελαφριάς σκίασης, το μοντέλο δείχνει να εφαρμόζει καλύτερα στις μεσαίες τιμές ενώ στα άκρα παρουσιάζει μια μικρή απόκλιση. Γενικά, τα αποτελέσματα του μοντέλου δείχνουν μια ελαφρώς μεγαλύτερη σκίαση σε σχέση με τις μετρήσεις. Για την περίπτωση της βαριάς σκίασης, τα αποτελέσματα του μοντέλου ταιριάζουν σε μεγάλο βαθμό με αυτά των μετρήσεων. Τέλος, στην περίπτωση της συνολικής σκίασης, τα αποτελέσματα του μοντέλου ταιριάζουν με αυτά των μετρήσεων στα άκρα, που είναι πιο σημαντικό για τον υπολογισμό του περιθωρίου διαλείψεων. Οι παράμετροι του μοντέλου φαίνονται στον Πίνακα 3.2.

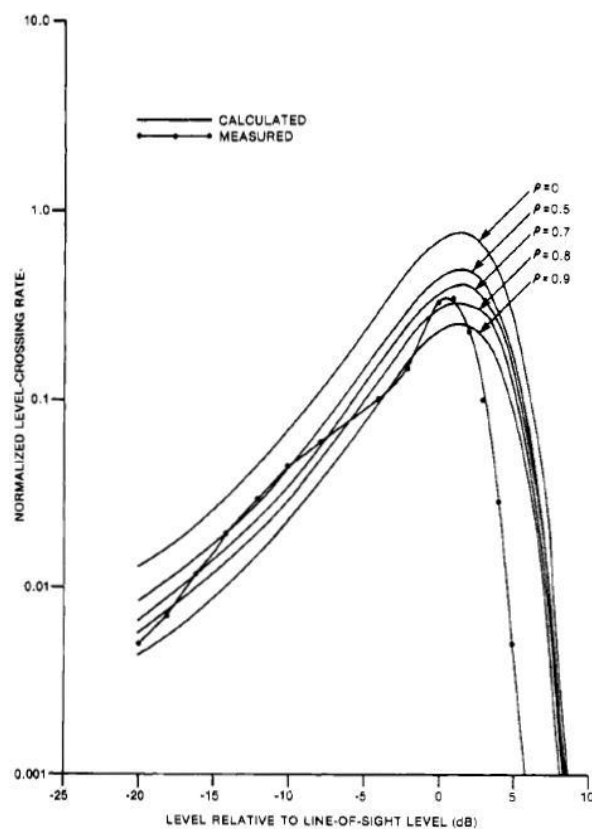


Σχήμα 3.3: Σύγκριση μετρημένων και υπολογισμένων τιμών της κατανομής πιθανότητας του σήματος

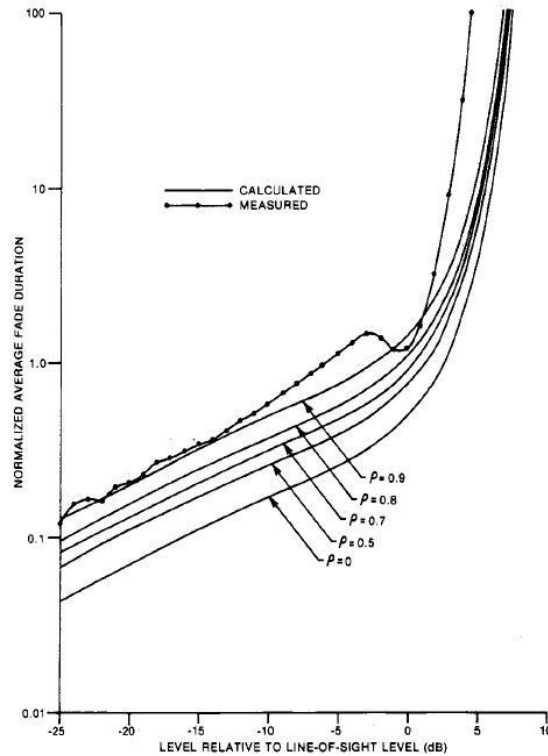
MODEL PARAMETERS			
Conditions	Standard Deviation $10\log_{10}(v d_0)$	Mean $10\log_{10}(\mu)$	Multipath Power $10\log_{10}(b_0)$
Infrequent light Shadowing	0.5	0.5	-8
Frequent heavy Shadowing	3.5	-17	-12
Overall Results	1.0	-3	-6

Πίνακας 3.2

Το Σχήμα 3.4 παρουσιάζει τιμές του LCR που υπολογίστηκε με βάση τις σχέσεις (3.10) και (3.29) για την περίπτωση ελαφριάς σκίασης. Τα αποτελέσματα δείχνουν ότι έχουμε μέγιστο LCR όταν δεν υπάρχει συσχέτιση μεταξύ του ρυθμού μεταβολής της περιβάλλουσας λόγω πολυόδευσης και λόγω σκίασης. Επίσης παρουσιάζονται και οι τιμές των μετρήσεων. Τα αποτελέσματα δείχνουν ότι το μοντέλο μας δίνει μια καλή ένδειξη του LCR όταν υποθέτουμε υψηλή συσχέτιση της πολυόδευσης με την σκίαση ($\rho=0.5$ με 0.9). Το σχήμα επίσης υποδεικνύει ότι υπάρχει φραγμός στον LCR όταν το σήμα είναι μεγάλο. Το Σχήμα 3.5 δείχνει την AFD υπολογισμένη από το μοντέλο και από τις μετρήσεις. Η εφαρμογή του μοντέλου έχει ως αποτέλεσμα μια καλή προσέγγιση της AFD που αναμένεται σε μία LMS ζεύξη. Για σήματα χαμηλής έντασης, οι δύο καμπύλες ταιριάζουν αρκετά. Τα αποτελέσματα επίσης δείχνουν ότι η καλύτερη εφαρμογή επιτυγχάνεται για μεγάλα ρ .

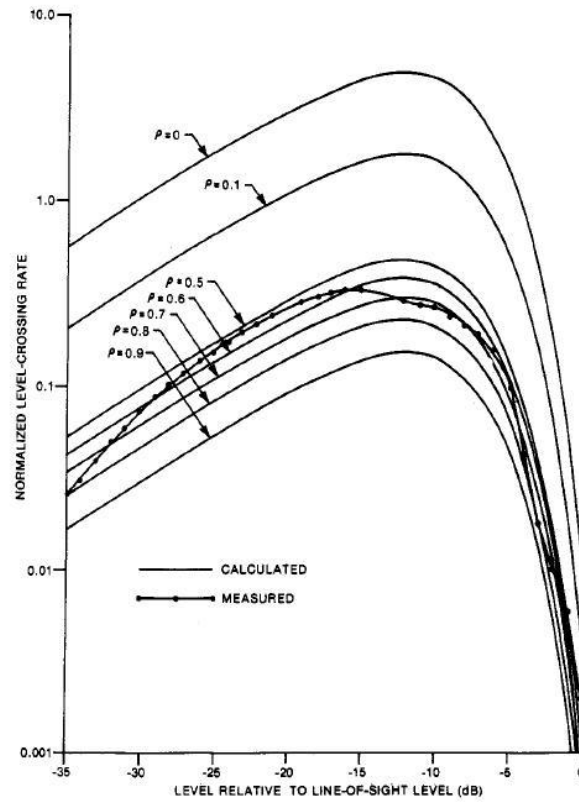


Σχήμα 3.4: LCR - Ελαφριά Σκίαση

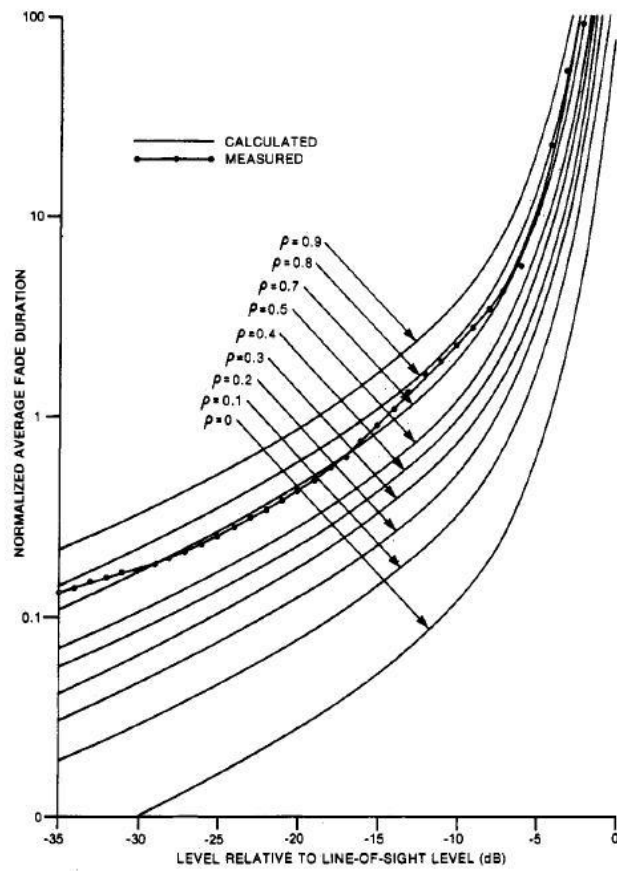


Σχήμα 3.5: AFD – Ελαφριά Σκίαση

Το Σχήμα 3.6 δείχνει τον κανονικοποιημένο LCR για την περίπτωση βαριάς σκίασης. Επίσης φαίνονται οι τιμές των μετρήσεων. Οι τιμές που υπολογίστηκαν από το μοντέλο, για ρ ανάμεσα στο 0.5 και το 0.8, αποτελούν άνω και κάτω φράγμα αντίστοιχα των τιμών που προέκυψαν από τις μετρήσεις. Το Σχήμα 3.7 παρουσιάζει την AFD για την περίπτωση της βαριάς σκίασης καθώς και τις τιμές των μετρήσεων. Για $\rho=0.7$ οι τιμές των μετρήσεων με αυτές του μοντέλου έρχονται σε συμφωνία. Αυτό μας δείχνει ότι η συσχέτιση ανάμεσα στον ρυθμό μεταβολής της περιβάλλουσας λόγω της εξασθένησης από τα δέντρα και λόγω πολυόδευσης, είναι υψηλή και για βαριά και για ελαφριά σκίαση.

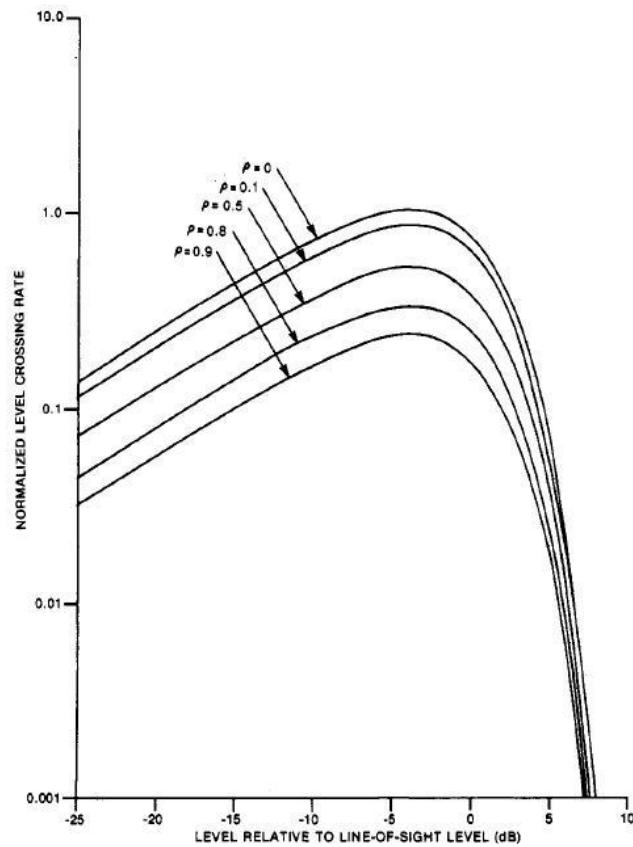


Σχήμα 3.6: LCR – Βαριά Σκίαση

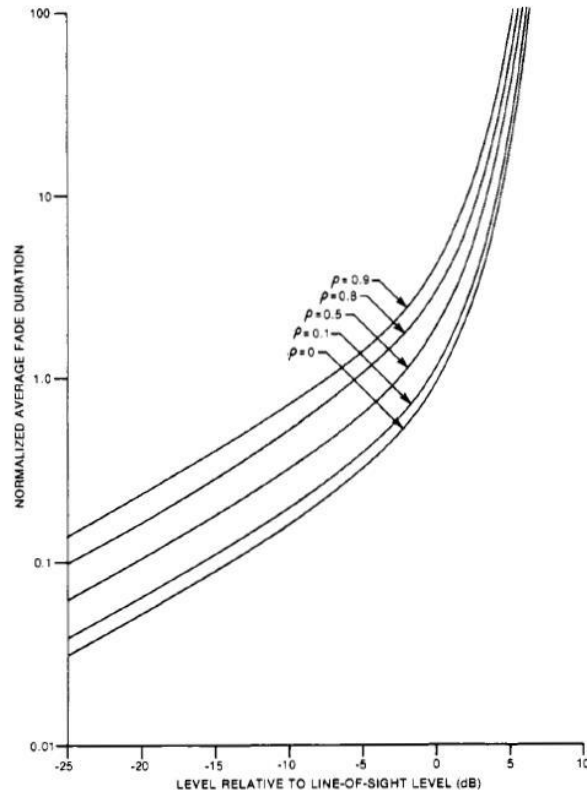


Σχήμα 3.7: AFD – Βαριά Σκίαση

Τα Σχήματα 3.8 και 3.9 δείχνουν τον LCR και την AFD στην περίπτωση της συνολικής σκίασης, με τον συντελεστή συσχέτισης ρ ως παράμετρο. Για αυτή την περίπτωση δεν υπάρχουν διαθέσιμες μετρήσεις. Ωστόσο, χρησιμοποιώντας τις μετρήσεις των προηγούμενων δύο περιπτώσεων, μπορούμε να εκτιμήσουμε ότι η καμπύλη που θα προέκυπτε από τις μετρήσεις θα ήταν κοντά σε αυτήν με $\rho=0.8$, αλλά αυτό πρέπει να εξακριβωθεί.



Σχήμα 3.8: LCR – Συνολικά αποτελέσματα



Σχήμα 3.9: AFD - Συνολικά αποτελέσματα

Συμπερασματικά, βλέπουμε ότι το μοντέλο του Loo για μια LMS ζεύξη μας παρέχει αρκετά καλές εκτιμήσεις των LCR και AFD. Από τις μετρήσεις και τις αντίστοιχες συγκρίσεις που έγιναν, φαίνεται καθαρά ότι τα αποτελέσματα του μοντέλου ταιριάζουν με αυτά των μετρήσεων. Επίσης φάνηκε ότι η υπόθεση της υψηλής συσχέτισης μεταξύ πολυόδευσης και σκίασης αποφέρει αποτελέσματα που είναι αρκετά κοντά σε αυτά των μετρήσεων. Το μοντέλο αυτό, είναι χρήσιμο στην εκτίμηση της απόδοσης των τηλεπικοινωνιακών συστημάτων ενώ μπορεί να διευκολύνει και την ανάπτυξη ενός προσομοιωτή διάδοσης.

3.4 ΣΤΑΤΙΣΤΙΚΟ ΜΟΝΤΕΛΟ ΤΩΝ CORAZZA ΚΑΙ VATALARO ΓΙΑ LMS ΚΑΝΑΛΙ

Οι Corazza και Vatalaro πρότειναν ένα μοντέλο, το οποίο είναι συνδυασμός του λογαριθμοκανονικού στατιστικού μοντέλου και του στατιστικού μοντέλου του Rice, με την σκίαση να επηρεάζει την απ' ευθείας αλλά και την συνιστώσα διάχυσης σε αντίθεση με το μοντέλο του Loo που υπήρχε σκίαση μόνο στην απ' ευθείας συνιστώσα. Το μοντέλο αυτό είναι κατάλληλο για όλους τους τύπους περιβάλλοντος (αγροτικό, προαστιακό, αστικό), απλώς με την ρύθμιση των παραμέτρων του μοντέλου. Ειδικότερα, σε κατοικημένες περιοχές εκφυλίζεται στο γνωστό μοντέλο Suzuki (Rayleigh – λογαριθμοκανονικό), που είναι

ευρέως αποδεκτό για επίγεια κινητά μακροκυψελωτά κανάλια. Το μοντέλο εφαρμόζεται σε μη γεωστατικά κανάλια, όπως είναι τα LEO και MEO κανάλια.

Οι LEO και MEO αστερισμοί έχουν προταθεί πολλές φορές για τα μελλοντικά LMS συστήματα, με απώτερο σκοπό να επιτευχθεί παγκόσμια κάλυψη με αποδεκτή γωνία ανύψωσης θ . Οι τροχιές, όντας μη γεωστατικές, προκαλούν συνεχείς αλλαγές στην γωνία ανύψωσης, με συνέπεια, οι συνθήκες διάδοσης να μεταβάλλονται επίσης με τον χρόνο, ακόμα και αν το κινητό τερματικό είναι στατικό όπως συχνά συμβαίνει στις προσωπικές επικοινωνίες. Για να μπορούμε να προβλέψουμε την απόδοση συστημάτων που υιοθετούν τέτοιους αστερισμούς, είναι απαραίτητο να κατέχουμε ένα στατιστικό μοντέλο, το οποίο ταιριάζει με τα αποτελέσματα μετρήσεων, σε ένα ευρύ φάσμα γωνιών ανύψωσης. Εδώ υιοθετούμε μια προσέγγιση, στην οποία οι παράμετροι του μοντέλου προκύπτουν από εμπειρικούς κανόνες για να ταιριάζουν με τα δεδομένα των μετρήσεων. Το υβριδικό μοντέλο που προκύπτει, ταιριάζει με τα αποτελέσματα των μετρήσεων σε ένα ευρύ φάσμα γωνιών ανύψωσης θ , και επιτρέπει την αξιολόγηση των χαρακτηριστικών επίδοσης όπως η μέση πιθανότητα λάθους ανά bit (Average Bit Error Probability).

3.4.1 Η PDF του στατιστικού μοντέλου

Η PDF της περιβάλλουσας του λαμβανόμενου σήματος r , δίνεται από τη σχέση:

$$p_r(r) = \int_0^{\infty} p(r|S)p_S(S)dS \quad (3.31)$$

Στη σχέση (3.31), η $p(r|S)$ είναι μία Rice υπό συνθήκη PDF, εξαρτώμενη από την σκίαση S :

$$p(r|S) = 2(K+1) \frac{r}{S^2} \exp\left[-(K+1) \frac{r}{S^2} - K\right] \cdot I_0\left(2 \frac{r}{S} \sqrt{K(K+1)}\right), \quad r \geq 0 \quad (3.32)$$

όπου I_0 είναι η τροποποιημένη συνάρτηση Bessel πρώτου είδους και μηδενικής τάξης, ενώ K είναι ο παράγοντας Rice. Η σκίαση S είναι λογαριθμοκανονική με PDF:

$$p_S(S) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}h\sigma S} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{\ln S - \mu}{h\sigma}\right)^2\right], \quad S \geq 0 \quad (3.33)$$

όπου $h=(\ln 10)/20$, ενώ μ και $(h\sigma)^2$ είναι ο μέσος όρος και η απόκλιση της μεταβλητής αντίστοιχα. Σε επίγεια κανάλια, το σ συνήθως αναφέρεται ως "εξάπλωση dB".

Όταν $K=0$, οι σχέσεις (3.31)-(3.33) παρέχουν την Suzuki PDF. Στο όριο $\sigma \rightarrow 0$, η $p_S(S)$ τείνει σε παλμό Dirac που βρίσκεται στη μέση τιμή της κατανομής, επομένως τείνει στην τιμή $\delta(S - e^\mu)$. Έτσι $p_r(S) \rightarrow p(r|e^\mu)$ και το κανάλι είναι Rice.

Η περιβάλλουσα του σήματος μπορεί να ερμηνευτεί ως το γινόμενο δύο ανεξάρτητων διαδικασιών, δηλαδή $r=RS$, όπου R είναι μια διαδικασία Rice και S είναι λογαριθμοκανονική. Λόγω της ανεξαρτησίας μεταξύ R και S , έχουμε:

$$p_r(r) = \int_0^{\infty} \frac{1}{S} p_R\left(\frac{r}{S}\right) p_S(S) dS = \int_0^{\infty} \frac{1}{R} p_S\left(\frac{r}{R}\right) p_R(R) dR \quad (3.34)$$

και συγκρίνοντας τις σχέσεις (3.31) και (3.34) παίρνουμε:

$$p(r|S) = \frac{1}{S} p_R\left(\frac{r}{S}\right) \triangleq \frac{r}{\sigma_R^2 S^2} \cdot \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{r^2}{\sigma_R^2 S^2} + 2K\right)\right] \cdot I_0\left(\frac{r}{\sigma_R S}\right) \sqrt{2K}, r \geq 0 \quad (3.35)$$

το όπου συνεπάγεται ότι $\sigma_R^2 = 1/2(K+1)$. Από τη σχέση (3.35) μπορούμε να κάνουμε τις εξής παρατηρήσεις: όταν $K \rightarrow \infty$, η $p_R(R)$ τείνει σε παλμό Dirac που βρίσκεται στο $R=1$ και η $p_r(r)$ τείνει στην $p_S(r)$, δηλαδή το κανάλι είναι λογαριθμοκανονικό. Όταν $K \rightarrow \infty$ και $\sigma \rightarrow 0$ δεν υπάρχουν διαλείψεις. Έτσι, ανάλογα με τον συνδυασμό των K , μ και σ , το μοντέλο των Corazza και Vatalaro μπορεί να εκφυλιστεί σε οποιοδήποτε συνηθισμένο κανάλι διαλείψεων.

Η CDF της περιβάλλουσας είναι:

$$\begin{aligned} P_r(r_0) &\triangleq \Pr\{r < r_0\} = \int_0^{r_0} \int_0^{\infty} \frac{p_S(S)}{S} p_R\left(\frac{r}{S}\right) dS dr \\ &= 1 - E_S \left\{ Q\left(\sqrt{2K}, \frac{r_0}{S} \sqrt{2(K+1)}\right) \right\} \end{aligned} \quad (3.36)$$

όπου $E_S\{\}$ είναι ο μέσος όρος με βάση το S , ενώ Q είναι η συνάρτηση Q του Marcum.

3.4.2 Πιθανότητα λάθους σε μη γεωστατικό LMS κανάλι

Η πιθανότητα λάθους της μετάδοσης, σε κανάλια που επηρεάζονται από μη επιλεκτικές διαλείψεις χρόνου και συχνότητας, μπορεί να γραφεί ως εξής:

$$P_e = \int_0^{\infty} P(e|r) p_r(r) dr \quad (3.37)$$

όπου $P(e|r)$ είναι η υπό συνθήκη πιθανότητα λάθους, εξαρτώμενη από μια συγκεκριμένη τιμή του r , ενώ η $p_r(r)$ δίνεται από τη σχέση (3.31). Αντικαθιστώντας την (3.31) στην (3.37) και αλλάζοντας τη σειρά ολοκλήρωσης έχουμε:

$$P_e = \int_0^{\infty} P_S(S) \left[\int_0^{\infty} P(e | RS) p_R(R) dR \right] dS \quad (3.38)$$

όπου $R=r/S$. Το εσωτερικό ολοκλήρωμα αντιπροσωπεύει τη μέση πιθανότητα λάθους υπό την παρουσία μόνο Rice διαλείψεων (για μια δοσμένη τιμή του S):

$$E_R\{P(e | RS)\} = \int_0^{\infty} P(e | RS) p_R(R) dR \triangleq f(S) \quad (3.39)$$

ενώ το εξωτερικό ολοκλήρωμα είναι ο μέσος της $f(S)$ υπό την παρουσία λογαριθμοκανονικής σκίασης. Τελικά έχουμε:

$$P_e = E_S\{f(S)\} = E_S\{E_R[P(e | r)]\} \quad (3.40)$$

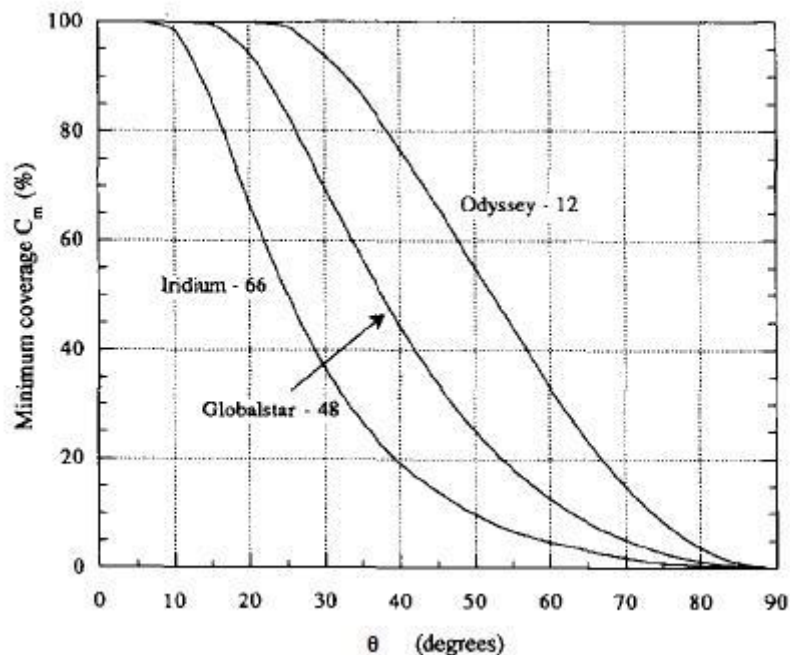
Η πιθανότητα λάθους που δίνεται από την παραπάνω σχέση εξαρτάται από τις παραμέτρους του μοντέλου μ , σ , K , οι οποίες, για μια συγκεκριμένη τοποθεσία, είναι συναρτήσεις της γωνίας ανύψωσης θ .

Για γεωστατικά συστήματα η σχέση (3.40) μας δίνει την τοπική μέση πιθανότητα λάθους. Στην περίπτωση όμως που έχουν μη γεωστατικά συστήματα, πρέπει να βρούμε το μέσο όρο της P_e με βάση την PDF της γωνίας θ :

$$\bar{P}_e = E_{\theta}\{P_e\} \quad (3.41)$$

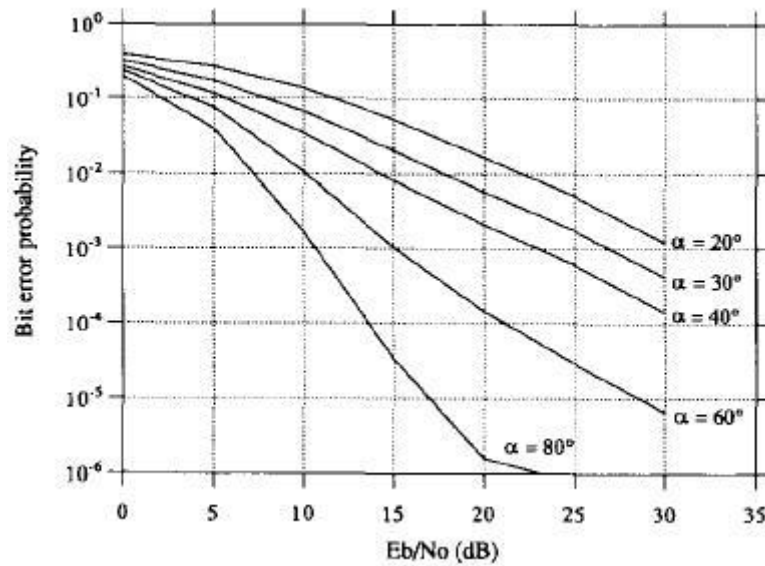
3.4.3 Αριθμητικά αποτελέσματα για μη γεωστατικά συστήματα

Για να βρούμε τα χαρακτηριστικά μη γεωστατικών τροχιακών συστημάτων, αναπτύχθηκε ένα πακέτο λογισμικού. Το λογισμικό αυτό, προσομοιώνει την κίνηση του δορυφορικού αστερισμού γύρω από τη Γη και αξιολογεί τις παραμέτρους και λειτουργίες του συστήματος, όπως η στιγμιαία κάλυψη, η διαθεσιμότητα της ζεύξης κτλ. Στο Σχήμα 3.10 παρουσιάζεται η ελάχιστη παγκόσμια κάλυψη $C_m(\%)$, συναρτήσει της γωνίας θ , για κάποιους LEO και MEO αστερισμούς. Βλέπουμε ότι το ποσοστό που καλύπτεται με μεγάλη γωνία ανύψωσης, δηλαδή με $\theta \geq 60^\circ$, είναι γενικά μικρό. Αυτό σημαίνει ότι για να πετύχουμε επαρκή προστασία από τη σκίαση, τα μη γεωστατικά τηλεπικοινωνιακά συστήματα πρέπει να έχουν μεγάλα περιθώρια ισχύος. Από την οπτική της μοντελοποίησης του καναλιού, πρέπει να καταφύγουμε στα τοπικά στατιστικά της γωνίας ανύψωσης.

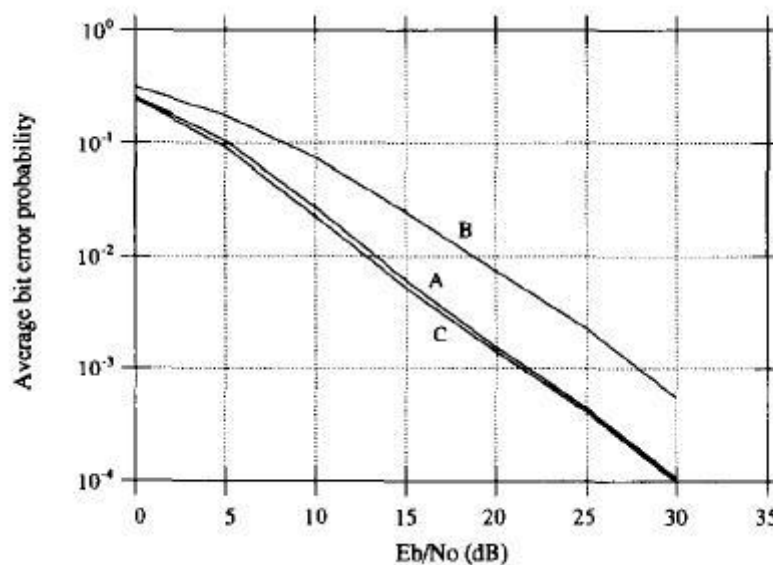


Σχήμα 3.10: Ελάχιστη παγκόσμια κάλυψη (εξαιρούνται οι πολικές περιοχές) κάποιων LEO και MEO συστημάτων σαν συνάρτηση της γωνίας ανύψωσης

Χρησιμοποιώντας το μοντέλο των Corazza και Vatalaro, η πιθανότητα λάθους ανά bit για δυαδική διαμόρφωση DPSK, έχει εκτιμηθεί σε διαφορετικές γωνίες ανύψωσης, όπως φαίνεται στο Σχήμα 3.11. Για μεγάλες γωνίες ανύψωσης (μεγαλύτερες των 60°), όταν η σκίαση είναι αμελητέα, είναι προφανές ένα κατώτατο κατώφλι λάθους στις καμπύλες, το οποίο οφείλεται στη συνιστώσα διάχυσης. Θεωρώντας την Ρώμη ως την τοποθεσία στην οποία θέλουμε να εκτιμήσουμε την επίδοση του συστήματος, παίρνοντας τον μέσο όρο της πιθανότητας λάθους ανά bit, στο διακριτοποιημένο εύρος των γωνιών ανύψωσης όπως φαίνεται στον Πίνακα 2.1, βρίσκουμε τη μέση πιθανότητα λάθους ανά bit, όπως φαίνεται στο Σχήμα 3.12. Προφανώς, αυτά τα αποτελέσματα δεν μπορούν να χρησιμοποιηθούν για να συγκρίνουμε το πραγματικό σύστημα για πολλούς λόγους. Αρχικά μπορεί να μην έχει χρησιμοποιηθεί διαμόρφωση DPSK. Επίσης, το σύστημα έχει διαφορετικά τροχιακά υψόμετρα επομένως οι απώλειες ελευθέρου χώρου είναι αρκετά διαφορετικές. Επιπλέον, η σκίαση και η πολυόδευση δεν είναι οι μόνες δυσλειτουργίες του καναλιού (συγκεκριμένα, πρέπει να λάβουμε υπόψη μας τις ενδοκαναλικές παρεμβολές). Τέλος, τα αποτελέσματα εξαρτώνται πολύ από το γεωγραφικό πλάτος.



Σχήμα 3.11: Η BEP για διαμόρφωση DPSK



Σχήμα 3.12: Μέση BEP για DPSK διαμόρφωση

Συμπερασματικά, το στατιστικό μοντέλο των Corazza και Vatalaro για LMS κανάλι, είναι κατάλληλο για διαφορετικά είδη περιβάλλοντος και για ένα ευρύ φάσμα γωνιών ανύψωσης ενώ μας επιτρέπει να εκτιμήσουμε την επίδοση του συστήματος κάτω από διαφορετικές συνθήκες διαμόρφωσης, κωδικοποίησης και πολλαπλής πρόσβασης. Έτσι είναι κατάλληλο για τον στατιστικό χαρακτηρισμό LEO και MEO δορυφορικών επικοινωνιών.

3.5 ΣΤΑΤΙΣΤΙΚΟ ΜΟΝΤΕΛΟ ΤΟΥ ABDI ET AL ΓΙΑ LMS ΚΑΝΑΛΙ

Ανάμεσα στα μοντέλα που έχουν προταθεί για LMS κανάλια, το μοντέλο σκίασης Rice, που προτάθηκε αρχικά από τον Loo εφαρμόζεται ευρέως σε διαφορετικές ζώνες συχνοτήτων όπως οι UHF, L, S και K. Στο μοντέλο του Loo, το πλάτος της απ' ευθείας συνιστώσας θεωρείται μια λογαριθμοκανονική τυχαία μεταβλητή. Ωστόσο, η εφαρμογή λογαριθμοκανονικής κατανομής για τον χαρακτηρισμό διαλείψεων σκίασης συχνά έχει ως αποτέλεσμα περίπλοκες εκφράσεις για τα πιο σημαντικά στατιστικά πρώτης και δεύτερης τάξης του καναλιού, όπως η περιβάλλουσα PDF και η περιβάλλουσα LCR αντίστοιχα. Αναλυτικός χειρισμός αυτών των εκφράσεων είναι συνήθως δύσκολος, εξαιτίας του γεγονότος ότι δεν μπορούν να γραφούν με όρους μαθηματικών συναρτήσεων. Αυτό με τη σειρά του, κάνει την εκτίμηση των παραμέτρων για μοντέλα που βασίζονται σε λογαριθμοκανονική κατανομή, μια χρονοβόρα και περίπλοκη διαδικασία. Η εκτίμηση της απόδοσης τηλεπικοινωνιακών συστημάτων, όπως η ανάλυση των παρεμβολών ή η μέτρηση του μέσου BER (Bit Error Rate) για απλή και πολυκαναλική λήψη, είναι ακόμα πιο δύσκολη για μοντέλα λογαριθμοκανονικής κατανομής, καθώς ορισμένες φορές ακόμα και οι αριθμητικές διαδικασίες για αυτά τα μοντέλα αποτυγχάνουν να δώσουν την σωστή απάντηση.

Αντίθετα, η εφαρμογή γάμμα κατανομής ως εναλλακτική στην λογαριθμοκανονική κατανομή, έχει ως αποτέλεσμα απλούστερα στατιστικά μοντέλα με την ίδια απόδοση για πρακτικές περιπτώσεις που μας ενδιαφέρουν. Σύμφωνα με το μοντέλο του Ali Abdi, θεωρούμε ότι η ισχύς της απ' ευθείας συνιστώσας είναι τυχαία μεταβλητή κατανομής γάμμα. Εφόσον η τετραγωνική ρίζα μιας γάμμα μεταβλητής έχει κατανομή Nakagami, μοντελοποιούμε το πλάτος της απ' ευθείας συνιστώσας με κατανομή Nakagami. Ένα μοντέλο Rice με κατανομή Nakagami στο πλάτος της απ' ευθείας συνιστώσας, συγκροτεί ένα ευέλικτο μοντέλο που όχι μόνο συμφωνεί με τα δεδομένα μετρήσεων για LMS κανάλια, αλλά επίσης προσφέρει σημαντικά αναλυτικά και αριθμητικά πλεονεκτήματα για προβλέψεις της απόδοσης συστημάτων, για σχεδιαστικά θέματα, κτλ.

3.5.1 Η PDF του στατιστικού μοντέλου

Σύμφωνα με τον ορισμό της σκέδασης και της απ' ευθείας συνιστώσας, η ισοδύναμη βαθυπερατή μιγαδική περιβάλλουσα του στατικού μοντέλου, στενής ζώνης, σκίασης Rice μπορεί να γραφεί ως:

$$\mathfrak{R}(t) = A(t)\exp[j\alpha(t)] + Z(t)\exp(j\zeta_0) \quad (3.42)$$

όπου $\alpha(t)$ είναι η στατική διαδικασία τυχαίας φάσης με ομοιόμορφη κατανομή στο $[0, 2\pi)$, ενώ ζ_0 είναι η ντετερμινιστική φάση της απ' ευθείας συνιστώσας. Οι ανεξάρτητες τυχαίες διαδικασίες $A(t)$ και $Z(t)$, οι οποίες είναι επίσης ανεξάρτητες και από την $\alpha(t)$, είναι τα πλάτη της συνιστώσας σκέδασης και της απ' ευθείας συνιστώσας, ακολουθώντας Rayleigh και Nakagami κατανομή, αντίστοιχα:

$$p_A(a) = \frac{a}{b_0} \exp\left(\frac{-a^2}{2b_0}\right), \quad a \geq 0 \quad (3.43)$$

$$p_Z(z) = \frac{2m^m}{\Gamma(m)\Omega^m} z^{2m-1} \exp\left(\frac{-mz^2}{\Omega}\right), \quad z \geq 0 \quad (3.44)$$

όπου $2b_0 = E[A^2]$ είναι η μέση ισχύς της συνιστώσας σκέδασης, $\Gamma(\cdot)$ η συνάρτηση γάμμα, $m = (E[Z^2])^2 / \text{Var}[Z^2] \geq 0$ είναι η παράμετρος Nakagami όπου $\text{Var}[\cdot]$ η διακύμανση, και $\Omega = E[Z^2]$ είναι η μέση ισχύς της απ' ευθείας συνιστώσας. Πρέπει να παρατηρήσουμε ότι στο κλασικό μοντέλο Nakagami για διαλείψεις πολυόδευσης, ισχύει $m \geq 0.5$, ενώ εδώ το m έχει μεγαλύτερο εύρος και παίρνει τιμές από $m \geq 0$. Αυτό επιτρέπει στην Nakagami PDF να μοντελοποιήσει διαφορετικούς τύπους LOS συνθηκών σε μια ποικιλία LMS καναλιών. Για $m=0$ έχουμε $p_Z(z) = \delta(z)$, όπου $\delta(\cdot)$ η συνάρτηση δέλτα, που αντιστοιχεί σε αστικές περιοχές με ολοκληρωτική παρεμπόδιση της απ' ευθείας συνιστώσας. Η περίπτωση $0 < m < \infty$ σχετίζεται με προαστιακές και αγροτικές περιοχές με μερική παρεμπόδιση της απ' ευθείας συνιστώσας. Για $m=\infty$ έχουμε $p_Z(z) = \delta(z - \sqrt{\Omega})$, που αντιστοιχεί σε ανοιχτές περιοχές χωρίς καθόλου παρεμπόδιση της απ' ευθείας συνιστώσας. Φυσικά, οι ακραίες περιπτώσεις για $m=0$ και $m=\infty$ δεν συναντώνται στην πράξη. Για ρεαλιστικές καταστάσεις αναμένουμε μικρές αλλά μη μηδενικές και μεγάλες αλλά πεπερασμένες τιμές του m , για αστικές και ανοιχτές περιοχές αντίστοιχα. Οι μεσαίες τιμές του m αντιστοιχούν σε προαστιακές και αγροτικές περιοχές.

Ορίζοντας την περιβάλλουσα ως $R(t) = |\Re(t)|$, η PDF σκίασης Rice για την περιβάλλουσα του σήματος σε ένα LMS κανάλι μπορεί να γραφεί ως:

$$p_R(r) = E_Z \left[\frac{r}{b_0} \exp\left(-\frac{r^2 + Z^2}{2b_0}\right) I_0\left(\frac{Zr}{b_0}\right) \right], \quad r \geq 0 \quad (3.45)$$

όπου $E_Z[\cdot]$ είναι η αναμενόμενη τιμή όσον αφορά το Z και $I_n(\cdot)$ είναι η n -οστής τάξης τροποποιημένη συνάρτηση Bessel πρώτου είδους. Παρατηρούμε ότι, υπό την εξάρτηση του Z , το όρισμα της αναμενόμενης τιμής στην (3.45) είναι η Rice PDF. Υπολογίζοντας την αναμενόμενη τιμή της (3.45) με βάση την κατανομή Nakagami της (3.44), και μετά από αλγεβρικούς χειρισμούς, βρίσκουμε τη νέα PDF της περιβάλλουσας:

$$p_R(r) = \left(\frac{2b_0 m}{2b_0 m + \Omega}\right)^m \frac{r}{b_0} \exp\left(-\frac{r^2}{b_0}\right) {}_1F_1\left(m, 1, \frac{\Omega r^2}{2b_0(2b_0 m + \Omega)}\right), \quad r \geq 0 \quad (3.46)$$

όπου ${}_1F_1(\dots)$ είναι η συμβάλλουσα υπεργεωμετρική συνάρτηση. Για $m=0$, η εξίσωση (3.46) απλοποιείται στην Rayleigh PDF της εξίσωσης (3.43), δηλαδή $(r/b_0) \exp(-r^2/2b_0)$,

ενώ για $m=\infty$ στην Rice PDF $(r/b_0) \exp(-(r^2 + \Omega)/2b_0) I_0(\sqrt{\Omega}r/b_0)$. Αντίθετα, στο μοντέλο του Loo, η απ' ευθείας συνιστώσα ακολουθεί την λογαριθμοκανονική κατανομή:

$$p_Z(z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi d_0 z}} \exp\left[-\frac{(\ln z - \mu)^2}{2d_0}\right], \quad z \geq 0 \quad (3.47)$$

όπου $\mu = E[\ln Z]$ και $d_0 = Var[\ln Z]$. Σε αντίθεση με την PDF του Loo, η οποία περιλαμβάνει ένα απείρου εύρους ολοκλήρωμα, η PDF του Abdi έχει πιο συμπαγή μορφή.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4

ΑΝΑΛΥΣΗ ΠΙΘΑΝΟΤΗΤΑΣ ΥΠΕΡΒΑΣΗΣ ΤΗΣ ΙΣΧΥΟΣ ΑΠΟ ΚΑΘΟΡΙΣΜΕΝΟ ΚΑΤΩΦΛΙ

Εισαγωγή

Όλες οι τηλεπικοινωνιακές ζεύξεις σχεδιάζονται ώστε να ανταποκρίνονται σε ορισμένους στόχους επίδοσης, συνήθως σε ένα ρυθμό σφαλμάτων bit (Bit Error Rate, BER) σε μια ψηφιακή ζεύξη ή σε έναν σηματοθορυβικό λόγο (signal-to-noise, S/N) σε μια αναλογική ζεύξη, που μετριέται στο κανάλι βασικής ζώνης. Υπάρχει άμεση σχέση (σχεδόν γραμμική) μεταξύ των σηματοθορυβικών λόγων στην έξοδο (S/N ή Eb/No) και την είσοδο (C/N) ενός αποδιαμορφωτή. Επομένως, σκοπός μας είναι η μεγιστοποίηση της ισχύος του επιθυμητού σήματος προς εκείνη του θορύβου στην είσοδο του επίγειου δέκτη. Στις περισσότερες εφαρμογές, ο λόγος C/N στην είσοδο του αποδιαμορφωτή πρέπει να είναι μεγαλύτερος από 6 dB για να επιτευχθεί ο στόχος του BER ή του SNR. Οι ψηφιακές ζεύξεις που λειτουργούν σε λόγους C/N κάτω από 10 dB πρέπει να χρησιμοποιούν τεχνικές διόρθωσης σφαλμάτων για τη βελτίωση του BER που παραδίδεται στον χρήστη.

Ο SNR σε μια δορυφορική ζεύξη, μπορεί να επηρεαστεί από πολλούς παράγοντες. Σημαντικότερος εξ' αυτών είναι η εξασθένηση που υφίσταται το σήμα στη γήινη ατμόσφαιρα με αποτέλεσμα τη μείωση του λόγου C/N, πολλές φορές κάτω από την ελάχιστη επιτρεπόμενη τιμή, και επομένως η ζεύξη διακόπτεται (outage). Συνεπώς, για την σχεδίαση ενός δορυφορικού συστήματος, απαιτείται η γνώση της απαιτούμενης επίδοσης της ζεύξης, των χαρακτηριστικών διάδοσης και της εξασθένησης λόγω βροχής για τη ζώνη συχνοτήτων που χρησιμοποιείται στους επίγειους σταθμούς, καθώς και των παραμέτρων του δορυφόρου και των επίγειων σταθμών. Πρόσθετοι περιορισμοί μπορούν να επιβληθούν από την ανάγκη αποφυγής σπατάλης του εύρους ζώνης RF και παρεμβολών με άλλους χρήστες.

4.1 ΘΕΩΡΗΤΙΚΗ ΠΡΟΣΕΓΓΙΣΗ

Στη σχέση (3.46) παρουσιάστηκε η PDF της περιβάλλουσας του σήματος με βάση το στατιστικό μοντέλο του Ali Abdi. Εξ' ορισμού ισχύει $S(t)=R(t)^2$, όπου $S(t)$ είναι η στιγμιαία ισχύς. Με βάση τα παραπάνω μπορούμε να εξαγάγουμε την PDF της στιγμιαίας ισχύος για συγκεκριμένη γωνία ανύψωσης:

$$p_{\Gamma}(\gamma | \theta) = \left(\frac{2b_0 m}{2b_0 m + \Omega} \right)^m \frac{1}{2b_0} \exp\left(-\frac{\gamma}{2b_0}\right) {}_1F_1\left(m, 1, \frac{\Omega\gamma}{2b_0(2b_0 m + \Omega)}\right), \quad \gamma \geq 0 \quad (4.1)$$

Ένα μοντέλο LMS καναλιού, πρέπει να βρίσκει εφαρμογή σε ένα μεγάλο εύρος γωνιών ανύψωσης υπό τις οποίες παρατηρείται ένας δορυφόρος. Ένας τρόπος να ενσωματώσουμε την επίδραση της γωνίας ανύψωσης σε ένα στατιστικό μοντέλο LMS καναλιού, είναι να εξαγάγουμε εμπειρικές σχέσεις για τις παραμέτρους της PDF της περιβάλλουσας ως συνάρτηση της γωνίας ανύψωσης. Με βάση δημοσιευμένες εμπειρικές μετρήσεις, έχουν εξαχθεί οι παρακάτω σχέσεις για τις παραμέτρους του μοντέλου του Ali Abdi, που είναι πολυωνυμικές προσεγγίσεις για ένα εύρος γωνιών ανύψωσης $20^\circ < \theta < 80^\circ$:

$$\left\{ \begin{array}{l} b_0(\theta) = -4.7943 \times 10^{-8} \theta^3 + 5.5784 \times 10^{-6} \theta^2 - 2.1344 \times 10^{-4} \theta + 3.2710 \times 10^{-2} \\ m(\theta) = 6.3739 \times 10^{-5} \theta^3 + 5.8533 \times 10^{-4} \theta^2 - 1.5973 \times 10^{-1} \theta + 3.5156 \\ \Omega(\theta) = 1.4428 \times 10^{-5} \theta^3 - 2.3798 \times 10^{-3} \theta^2 + 1.2702 \times 10^{-1} \theta - 1.4864 \end{array} \right\} \quad (4.2)$$

Έτσι προκύπτει ένα υβριδικό στατιστικό/εμπειρικό μοντέλο, του οποίου τις παραμέτρους χρησιμοποιούμε στη σχέση (4.1).

Στη Σχέση (2.29) του δεύτερου κεφαλαίου, παρουσιάστηκε η PDF των γωνιών ανύψωσης $p_{\Theta}(\theta)$. Συνδυάζοντας την (4.1) με την (2.29), και ολοκληρώνοντας για ένα επιθυμητό εύρος γωνιών ανύψωσης θ μπορούμε να απαλείψουμε τη γωνία ανύψωσης από τη Σχέση (4.1). Έτσι προκύπτει η PDF της στιγμιαίας ισχύος για ένα επιλεγμένο εύρος γωνιών ανύψωσης:

$$p_{\Gamma}(\gamma) = \int_{\theta_1}^{\theta_2} p_{\Gamma}(\gamma | \theta) p_{\Theta}(\theta) d\theta \quad (4.3)$$

Στη συνέχεια, ολοκληρώνοντας την παραπάνω σχέση από ένα επιλεγμένο $\gamma_{\text{threshold}}$ έως το άπειρο (ή πρακτικά μια μεγάλη τιμή), προκύπτει η πιθανότητα η ζεύξη να λειτουργεί πάνω από το επιλεγμένο κατώφλι στιγμιαίας ισχύος:

$$p[\gamma > \gamma_{thr}] = \int_{\gamma_{thr}}^{\infty} p_{\Gamma}(\gamma) d\gamma \quad (4.4)$$

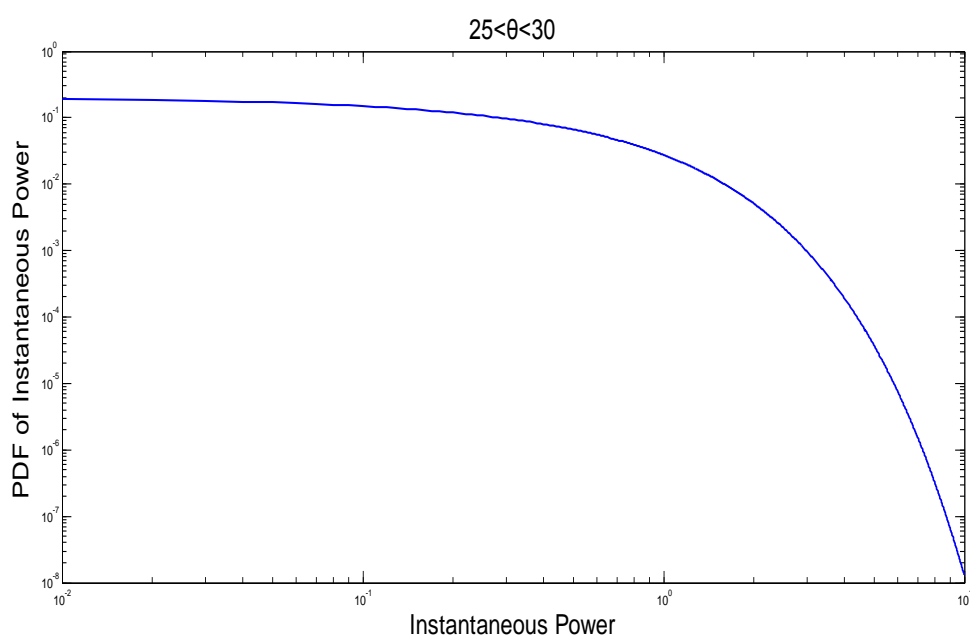
Τα αποτελέσματα που προκύπτουν είναι ανάλογα της πιθανότητας το SNR να υπερβαίνει το επιλεγμένο κατώφλι, καθώς το SNR προκύπτει από τη στιγμιαία ισχύ διαιρεμένη με την ισχύ του θορύβου που είναι σταθερή. Επομένως τα αποτελέσματα μπορούν να γενικευτούν και για το SNR της ζεύξης.

4.2 ΑΡΙΘΜΗΤΙΚΑ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ

Με τη βοήθεια του Matlab, έχουν υλοποιηθεί οι σχέσεις (4.1) έως (4.4). Τα αποτελέσματα της (2.29) έχουν προκύψει για δορυφόρο Sentinel και επίγειους σταθμούς με γεωγραφικά πλάτη 30° , 40° και 50° .

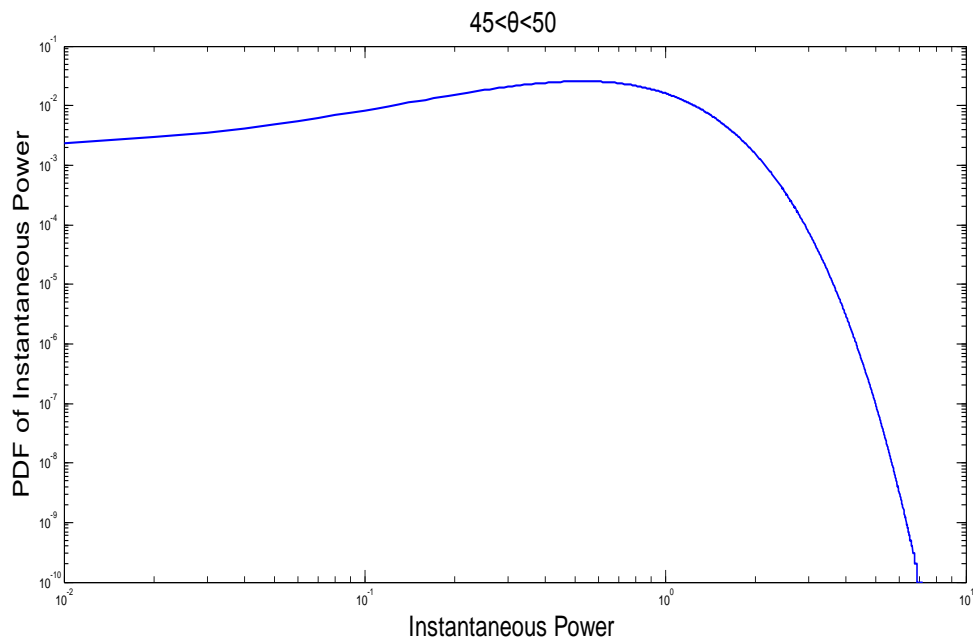
4.2.1 Προσομοίωση της PDF της στιγμιαίας ισχύος

Αρχικά θεωρούμε επίγειο σταθμό που βρίσκεται σε γεωγραφικό πλάτος 40° . Ολοκληρώνοντας την (4.3) για διαστήματα γωνιών ανύψωσης των 5° , και συγκεκριμένα για $25^\circ < \theta < 30^\circ$, $45^\circ < \theta < 50^\circ$ και $65^\circ < \theta < 70^\circ$, προκύπτουν οι αντίστοιχες γραφικές παραστάσεις που απεικονίζονται στα Σχήματα 4.1 έως 4.4 σε λογαριθμικές κλίμακες:

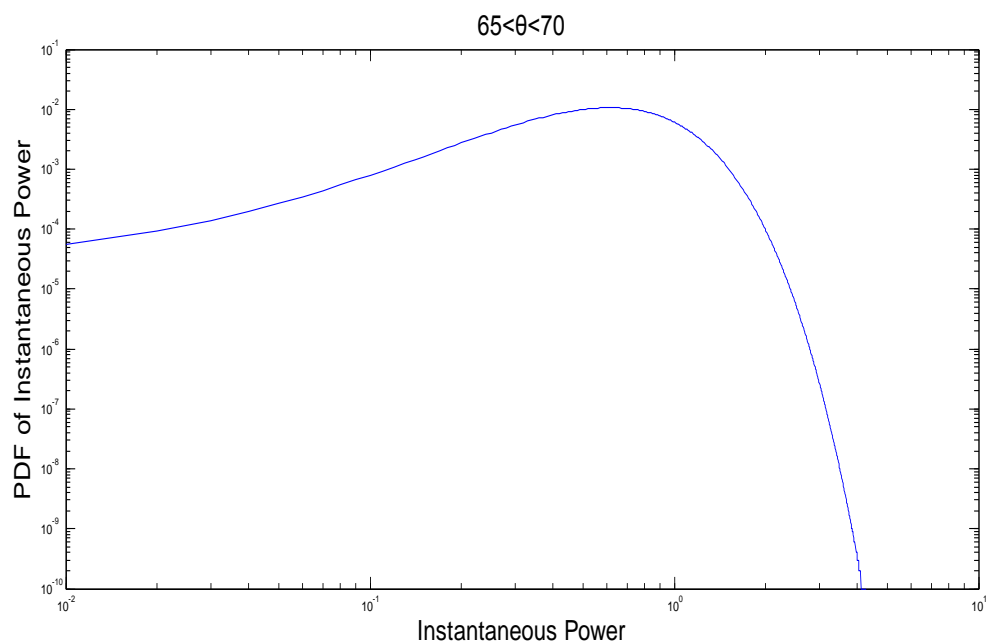


Σχήμα 4.1: PDF στιγμιαίας ισχύος για δορυφόρο Sentinel, επίγειο σταθμό στις 40° γεωγραφικό πλάτος και διάστημα γωνιών ανύψωσης $25^\circ < \theta < 30^\circ$

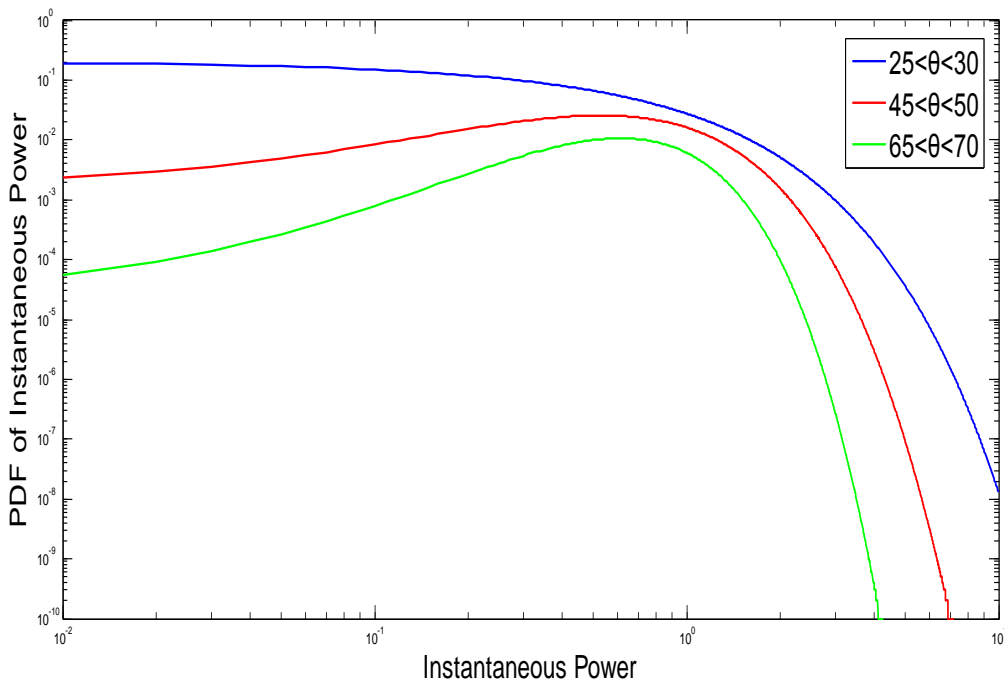
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4: ΑΝΑΛΥΣΗ ΠΙΘΑΝΟΤΗΤΑΣ ΥΠΕΡΒΑΣΗΣ ΤΗΣ ΙΣΧΥΟΣ ΑΠΟ ΚΑΘΟΡΙΣΜΕΝΟ ΚΑΤΩΦΛΙ



Σχήμα 4.2: PDF στιγμιαίας ισχύος για δορυφόρο Sentinel, επίγειο σταθμό στις 40° γεωγραφικό πλάτος και διάστημα γωνιών ανύψωσης $45^\circ < \theta < 50^\circ$



Σχήμα 4.3: PDF στιγμιαίας ισχύος για δορυφόρο Sentinel, επίγειο σταθμό στις 40° γεωγραφικό πλάτος και διάστημα γωνιών ανύψωσης $65^\circ < \theta < 70^\circ$

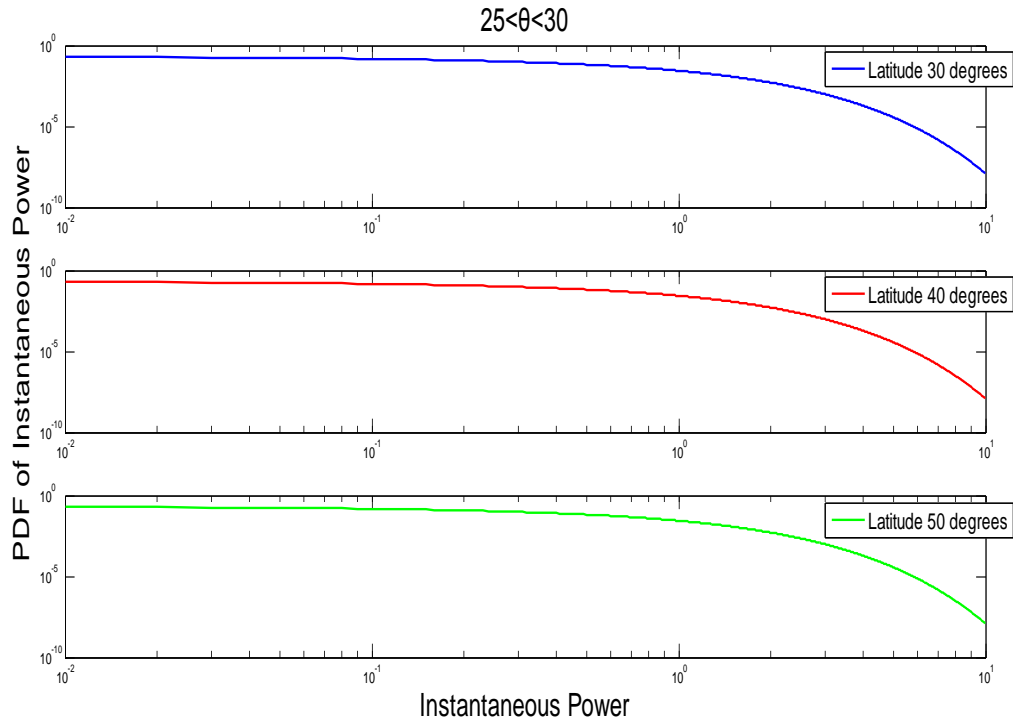


Σχήμα 4.4: PDF στιγμιαίας ισχύος για δορυφόρο Sentinel, επίγειο σταθμό στις 40° γεωγραφικό πλάτος και για τα τρία διαστήματα γωνιών ανύψωσης

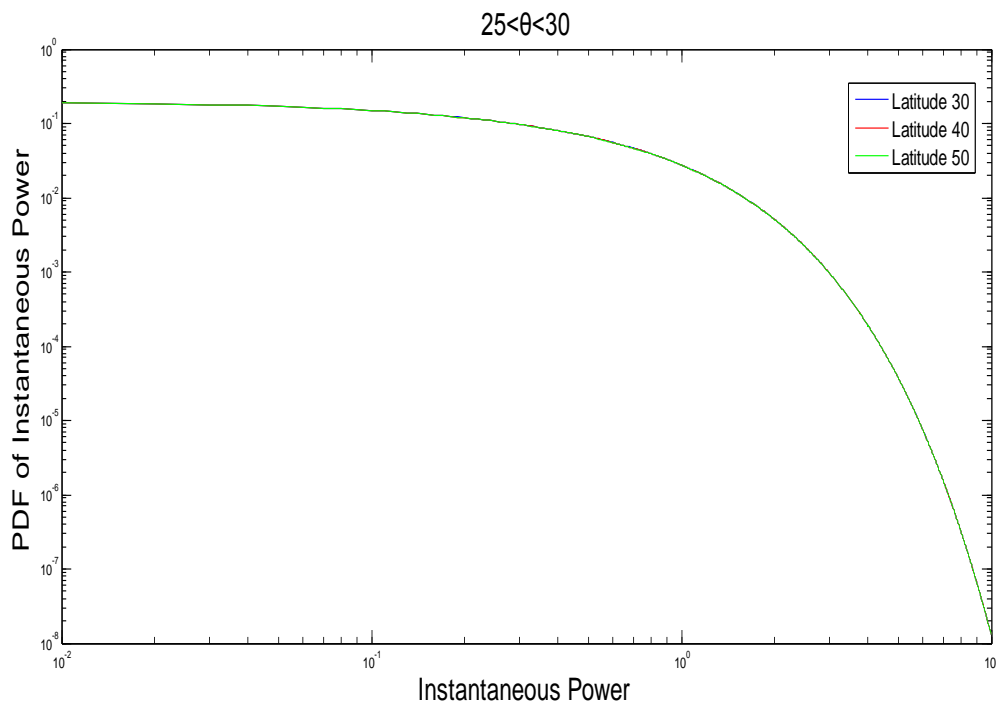
Παρατηρούμε ότι όσο αυξάνεται η γωνία ανύψωσης, η PDF της στιγμιαίας ισχύος παίρνει μικρότερες τιμές. Εφόσον έχουμε συνυπολογίσει την PDF της γωνίας ανύψωσης και γνωρίζουμε ότι η $\rho_{\theta}(\theta)$ παίρνει μικρότερες τιμές όσο η θ αυξάνεται, το αποτέλεσμα αυτό είναι αναμενόμενο καθώς είναι πολύ μεγαλύτερη η πιθανότητα ο επίγειος σταθμός να βλέπει τον δορυφόρο με μικρές παρά με μεγάλες γωνίες ανύψωσης. Επίσης, είναι φανερό ότι το εύρος τιμών της στιγμιαίας ισχύος μειώνεται όσο αυξάνεται η γωνία ανύψωσης. Με άλλα λόγια, η PDF της στιγμιαίας ισχύος μηδενίζεται για μικρότερες τιμές της ισχύος όσο αυξάνεται η γωνία ανύψωσης. Συγκεκριμένα, η PDF μηδενίζεται (με ακρίβεια δέκα δεκαδικών ψηφίων) για ισχύ μεγαλύτερη των 10dB στην πρώτη περίπτωση, ενώ για την δεύτερη και τρίτη περίπτωση μηδενίζεται περίπου στα 6dB και 3dB αντίστοιχα. Τέλος, όσο αυξάνεται η γωνία ανύψωσης παρατηρούμε μια πτώση στις τιμές της PDF για μικρές τιμές ισχύος. Παράλληλα διατηρείται μια μέγιστη τιμή της PDF κοντά στα -3dB για τον σηματοθορυβικό λόγο.

Στη συνέχεια θεωρούμε επίγειους σταθμούς σε γεωγραφικά πλάτη 30°, 40° και 50° αντίστοιχα. Εξάγοντας τις αντίστοιχες γραφικές παραστάσεις προκύπτουν τα Σχήματα 4.5 έως 4.10:

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4: ΑΝΑΛΥΣΗ ΠΙΘΑΝΟΤΗΤΑΣ ΥΠΕΡΒΑΣΗΣ ΤΗΣ ΙΣΧΥΟΣ ΑΠΟ ΚΑΘΟΡΙΣΜΕΝΟ ΚΑΤΩΦΛΙ

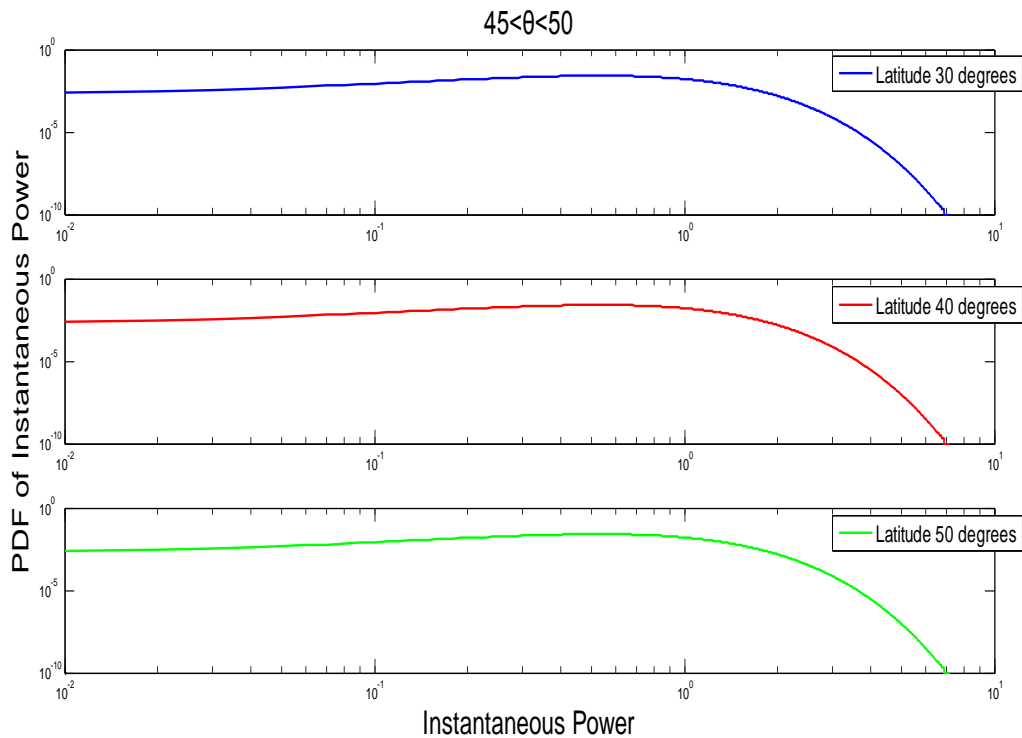


Σχήμα 4.5: PDF στιγμιαίας ισχύος για δορυφόρο Sentinel, διάστημα γωνιών ανύψωσης $25^\circ < \theta < 30^\circ$ και επίγειους σταθμούς σε γεωγραφικά πλάτη 30° , 40° και 50° αντίστοιχα

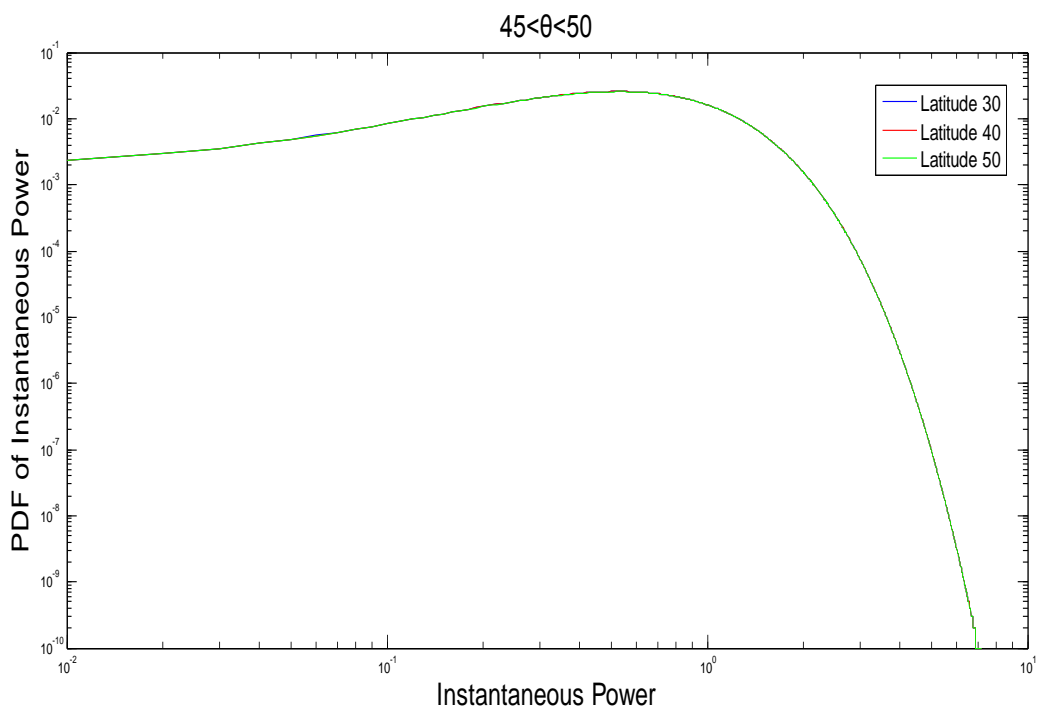


Σχήμα 4.6: PDF στιγμιαίας ισχύος για δορυφόρο Sentinel, διάστημα γωνιών ανύψωσης $25^\circ < \theta < 30^\circ$ και επίγειους σταθμούς σε γεωγραφικά πλάτη 30° , 40° και 50° αντίστοιχα, στο ίδιο γράφημα

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4: ΑΝΑΛΥΣΗ ΠΙΘΑΝΟΤΗΤΑΣ ΥΠΕΡΒΑΣΗΣ ΤΗΣ ΙΣΧΥΟΣ ΑΠΟ ΚΑΘΟΡΙΣΜΕΝΟ ΚΑΤΩΦΛΙ

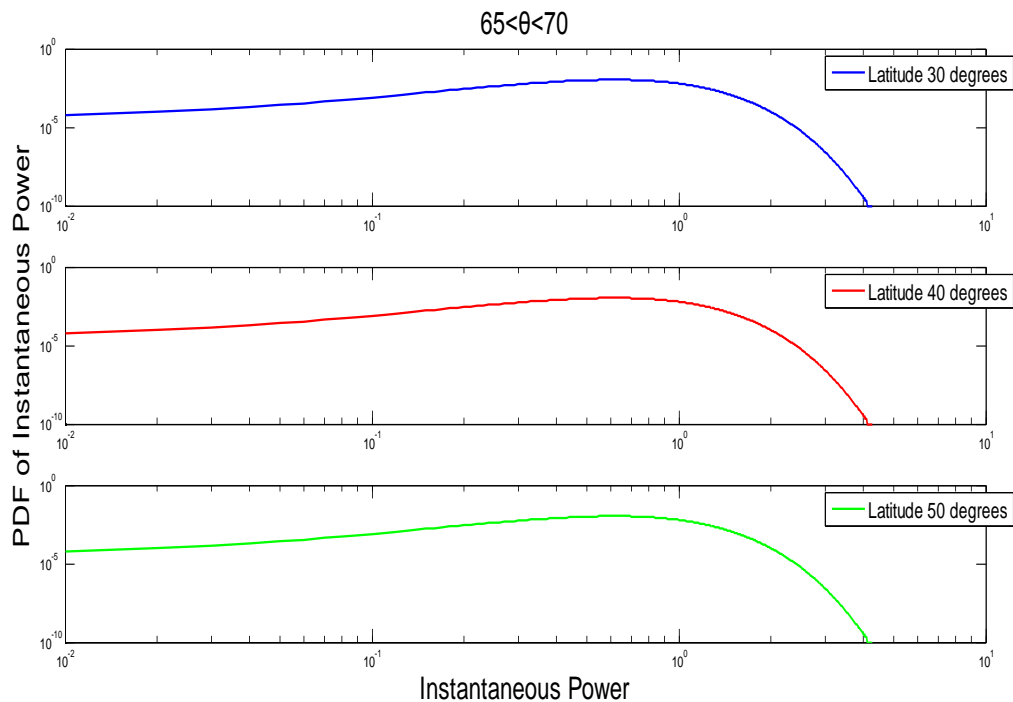


Σχήμα 4.7: PDF στιγμιαίας ισχύος για δορυφόρο Sentinel, διάστημα γωνιών ανύψωσης $45^\circ < \theta < 50^\circ$ και επίγειους σταθμούς σε γεωγραφικά πλάτη 30° , 40° και 50° αντίστοιχα

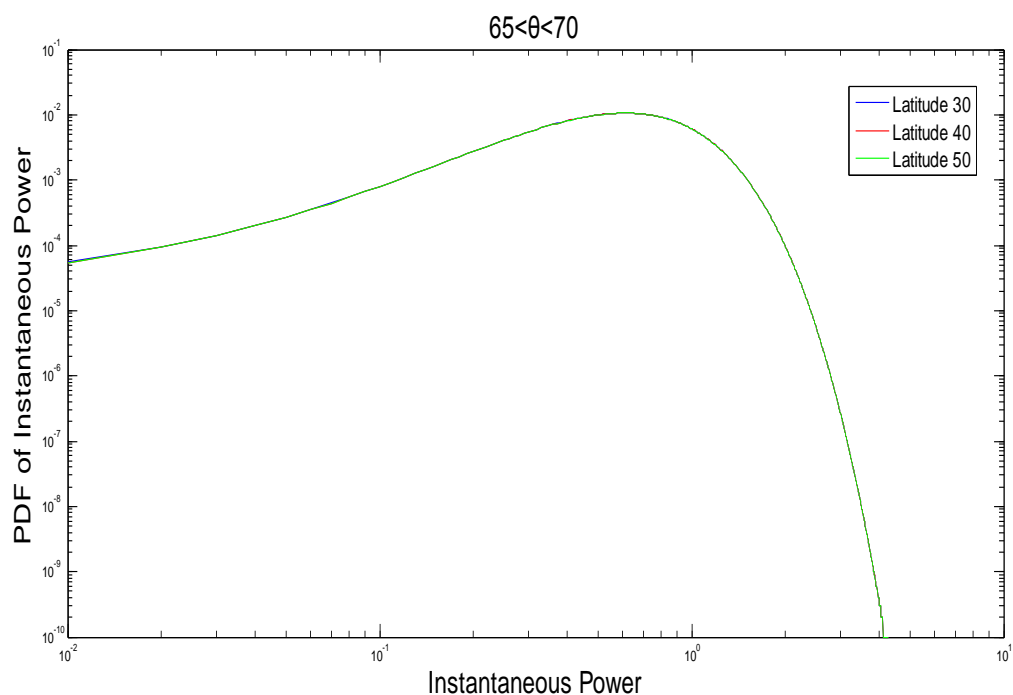


Σχήμα 4.8: PDF στιγμιαίας ισχύος για δορυφόρο Sentinel, διάστημα γωνιών ανύψωσης $45^\circ < \theta < 50^\circ$ και επίγειους σταθμούς σε γεωγραφικά πλάτη 30° , 40° και 50° αντίστοιχα, στο ίδιο γράφημα

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4: ΑΝΑΛΥΣΗ ΠΙΘΑΝΟΤΗΤΑΣ ΥΠΕΡΒΑΣΗΣ ΤΗΣ ΙΣΧΥΟΣ ΑΠΟ ΚΑΘΟΡΙΣΜΕΝΟ ΚΑΤΩΦΛΙ



Σχήμα 4.9: PDF στιγμιαίας ισχύος για δορυφόρο Sentinel, διάστημα γωνιών ανύψωσης $65^\circ < \theta < 70^\circ$ και επίγειους σταθμούς σε γεωγραφικά πλάτη 30° , 40° και 50° αντίστοιχα

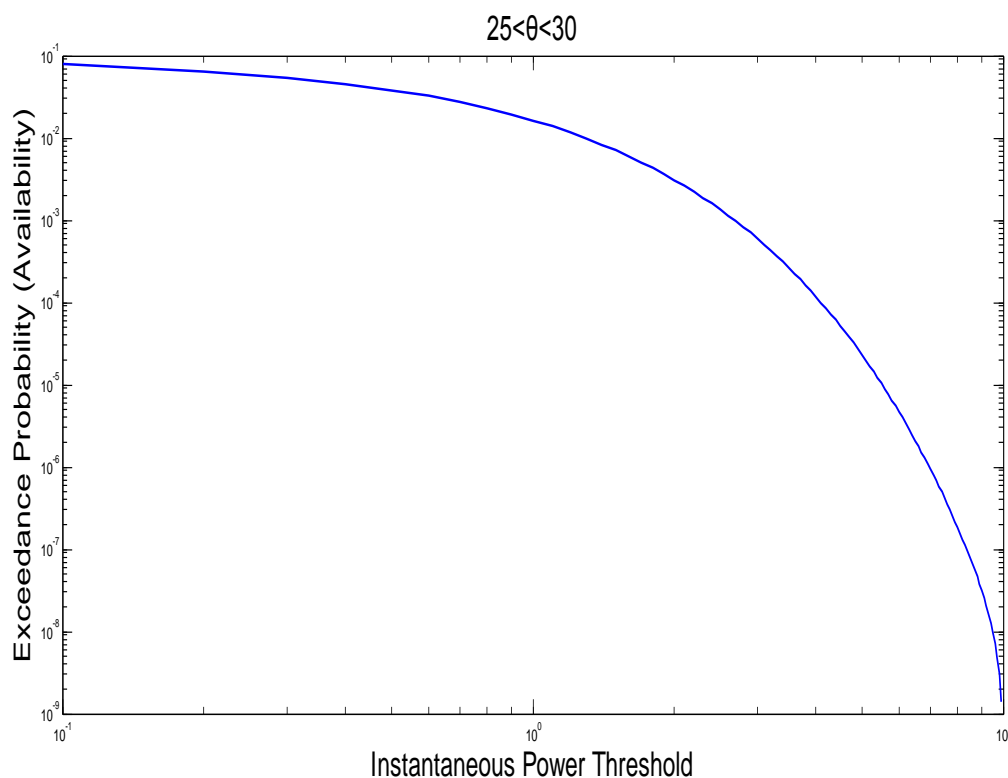


Σχήμα 4.10: PDF στιγμιαίας ισχύος για δορυφόρο Sentinel, διάστημα γωνιών ανύψωσης $65^\circ < \theta < 70^\circ$ και επίγειους σταθμούς σε γεωγραφικά πλάτη 30° , 40° και 50° αντίστοιχα, στο ίδιο γράφημα

Παρατηρούμε ότι αν αλλάξουμε το γεωγραφικό πλάτος του επίγειου σταθμού οι μεταβολές στην PDF είναι αμελητέες. Όπως αναφέρθηκε και στο δεύτερο κεφάλαιο, αυτό οφείλεται στην πολική τροχιά του δορυφόρου Sentinel.

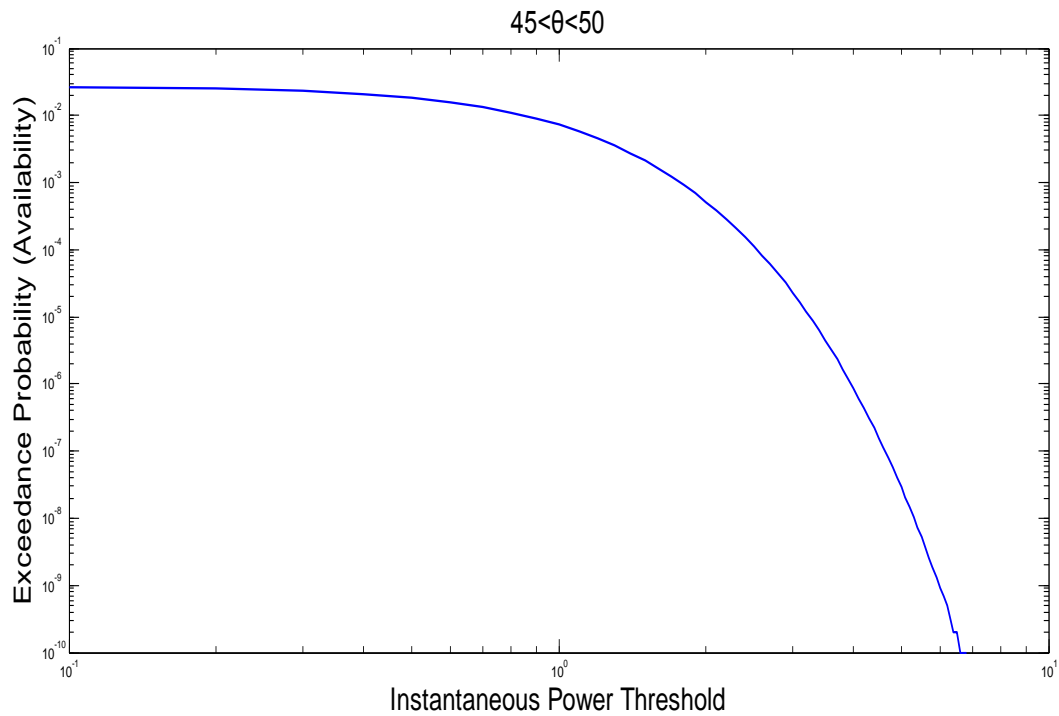
4.2.2 Προσομοίωση της πιθανότητας υπέρβασης της στιγμιαίας ισχύος από επιλεγμένο κατώφλι

Όπως και πριν, θεωρούμε επίγειο σταθμό που βρίσκεται σε γεωγραφικό πλάτος 40° . Θεωρούμε πάλι τα ίδια διαστήματα γωνιών ανύψωσης για την (4.3) και στην συνέχεια βρίσκουμε το ολοκλήρωμα της (4.4) για ένα εύρος τιμών κατωφλίου από -10dB έως 10dB . Έτσι προκύπτουν οι αντίστοιχες γραφικές παραστάσεις, για τις τρεις τιμές των γωνιών ανύψωσης αντίστοιχα, που απεικονίζονται στα Σχήματα 4.11 έως 4.14 σε λογαριθμικές κλίμακες:

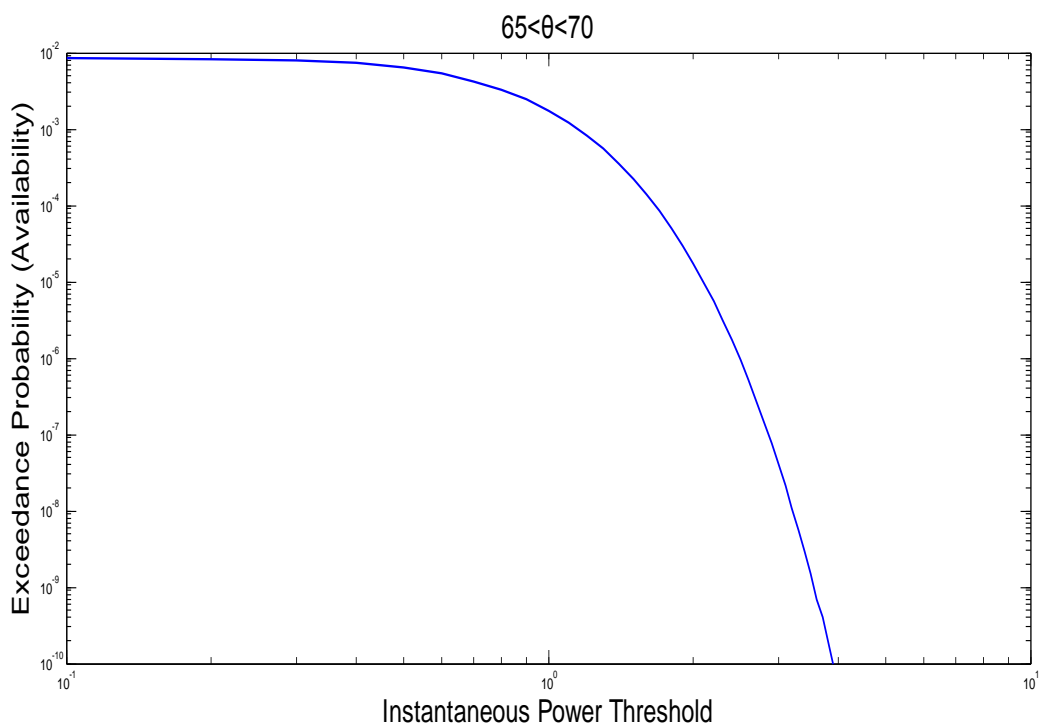


Σχήμα 4.11: Πιθανότητα υπέρβασης κατωφλίου της στιγμιαίας ισχύος για δορυφόρο Sentinel, επίγειο σταθμό στις 40° γεωγραφικό πλάτος και διάστημα γωνιών ανύψωσης $25^\circ < \theta < 30^\circ$

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4: ΑΝΑΛΥΣΗ ΠΙΘΑΝΟΤΗΤΑΣ ΥΠΕΡΒΑΣΗΣ ΤΗΣ ΙΣΧΥΟΣ ΑΠΟ ΚΑΘΟΡΙΣΜΕΝΟ ΚΑΤΩΦΛΙ

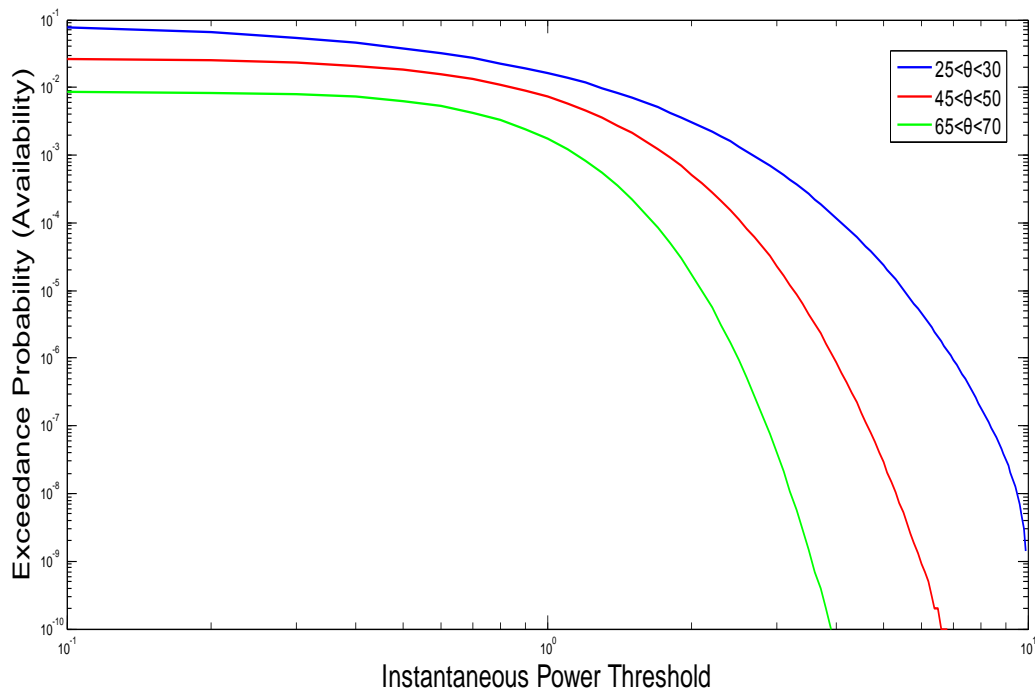


Σχήμα 4.12: Πιθανότητα υπέρβασης κατωφλίου της στιγμιαίας ισχύος για δορυφόρο Sentinel, επίγειο σταθμό στις 40° γεωγραφικό πλάτος και διάστημα γωνιών ανύψωσης $45^\circ < \theta < 50^\circ$



Σχήμα 4.13: Πιθανότητα υπέρβασης κατωφλίου της στιγμιαίας ισχύος για δορυφόρο Sentinel, επίγειο σταθμό στις 40° γεωγραφικό πλάτος και διάστημα γωνιών ανύψωσης $65^\circ < \theta < 70^\circ$

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4: ΑΝΑΛΥΣΗ ΠΙΘΑΝΟΤΗΤΑΣ ΥΠΕΡΒΑΣΗΣ ΤΗΣ ΙΣΧΥΟΣ ΑΠΟ ΚΑΘΟΡΙΣΜΕΝΟ ΚΑΤΩΦΛΙ

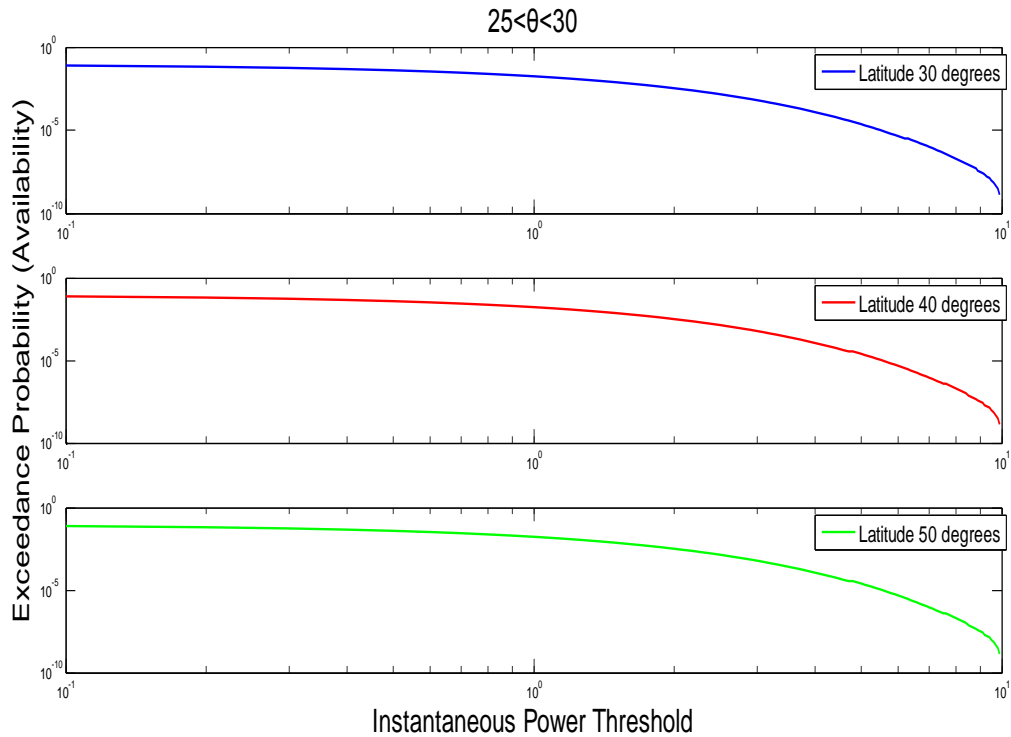


Σχήμα 4.15: Πιθανότητα υπέρβασης κατωφλίου της στιγμιαίας ισχύος για δορυφόρο Sentinel, επίγειο σταθμό στις 40° γεωγραφικό πλάτος και για τα τρία διαστήματα γωνιών ανύψωσης

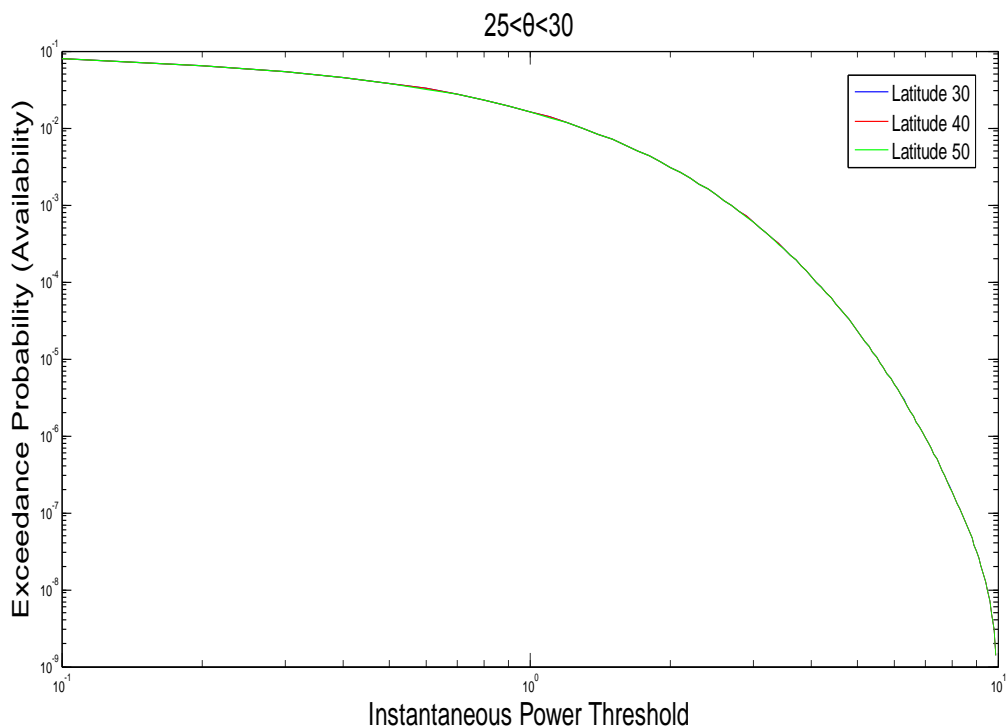
Προφανές και αναμενόμενο είναι να προκύψουν φθίνουσες καμπύλες καθώς όσο μικρότερο κατώφλι επιλέγουμε, τόσο μεγαλύτερη είναι η πιθανότητα η ισχύς του σήματος να το υπερβαίνει. Παρατηρούμε ότι τα αποτελέσματα έχουν ανάλογη συμπεριφορά, με αυτά της PDF της στιγμιαίας ισχύος. Με την αύξηση των τιμών της γωνίας ανύψωσης, η πιθανότητα της υπέρβασης κατωφλίου μικραίνει για την αντίστοιχη τιμή κατωφλίου, ενώ παράλληλα μειώνεται και η τιμή του κατωφλίου για το οποίο μηδενίζεται η πιθανότητα υπέρβασης του (με ακρίβεια δέκα δεκαδικών ψηφίων).

Στη συνέχεια θεωρούμε πάλι επίγειους σταθμούς σε γεωγραφικά πλάτη 30° , 40° και 50° αντίστοιχα. Εξάγοντας τις αντίστοιχες γραφικές παραστάσεις προκύπτουν τα Σχήματα 4.16 έως 4.21:

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4: ΑΝΑΛΥΣΗ ΠΙΘΑΝΟΤΗΤΑΣ ΥΠΕΡΒΑΣΗΣ ΤΗΣ ΙΣΧΥΟΣ ΑΠΟ ΚΑΘΟΡΙΣΜΕΝΟ ΚΑΤΩΦΛΙ

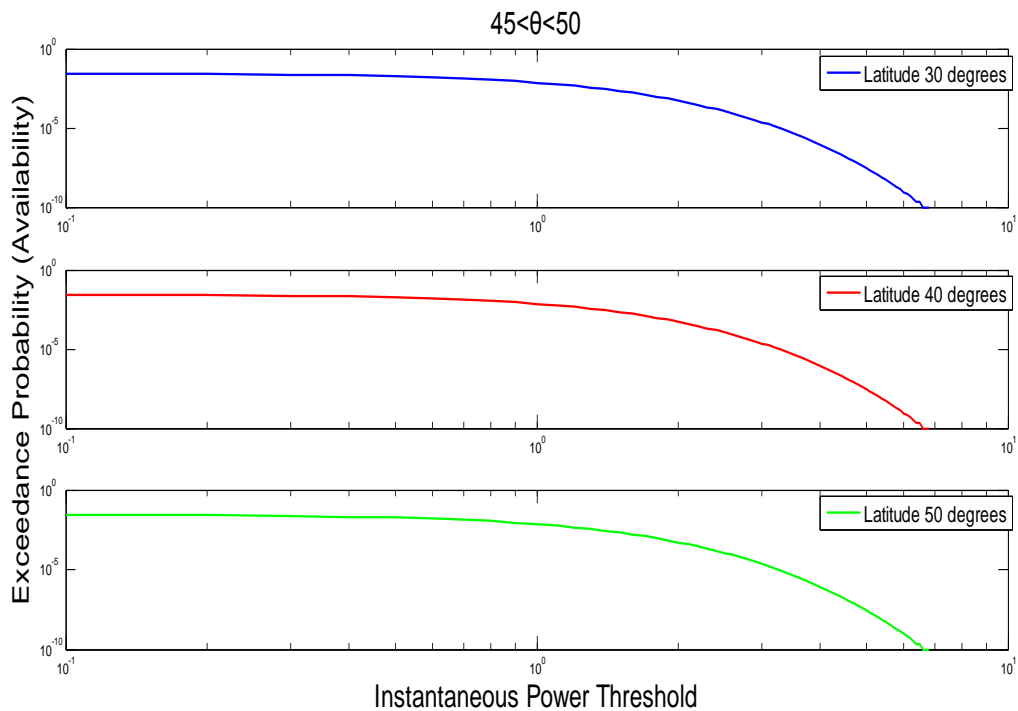


Σχήμα 4.16: Πιθανότητα υπέρβασης κατωφλίου της στιγμιαίας ισχύος για δορυφόρο Sentinel, διάστημα γωνιών ανύψωσης $25^\circ < \theta < 30^\circ$ και επίγειους σταθμούς σε γεωγραφικά πλάτη 30° , 40° και 50° αντίστοιχα

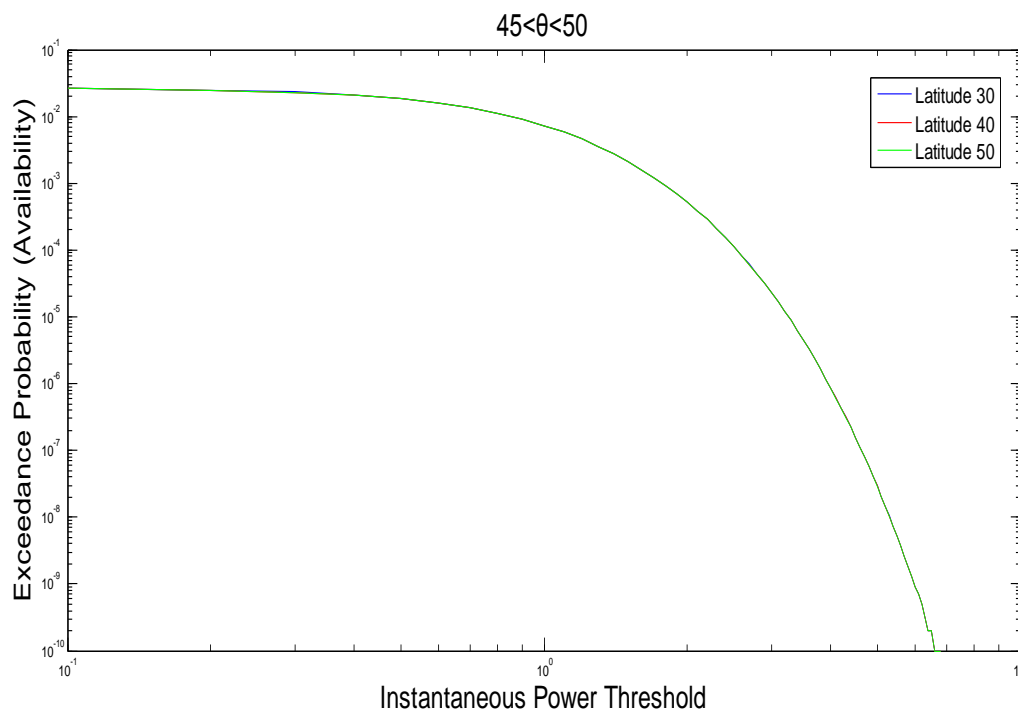


Σχήμα 4.17: Πιθανότητα υπέρβασης κατωφλίου της στιγμιαίας ισχύος για δορυφόρο Sentinel, διάστημα γωνιών ανύψωσης $25^\circ < \theta < 30^\circ$ και επίγειους σταθμούς σε γεωγραφικά πλάτη 30° , 40° και 50° αντίστοιχα, στο ίδιο γράφημα

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4: ΑΝΑΛΥΣΗ ΠΙΘΑΝΟΤΗΤΑΣ ΥΠΕΡΒΑΣΗΣ ΤΗΣ ΙΣΧΥΟΣ ΑΠΟ ΚΑΘΟΡΙΣΜΕΝΟ ΚΑΤΩΦΛΙ

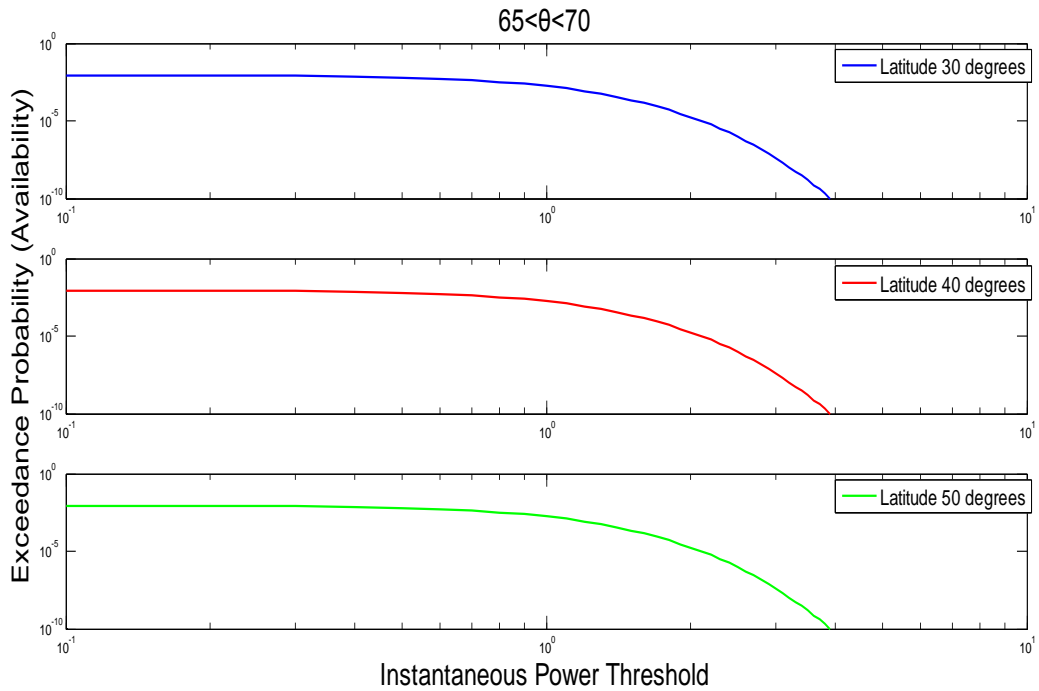


Σχήμα 4.18: Πιθανότητα υπέρβασης κατωφλίου της στιγμιαίας ισχύος για δορυφόρο Sentinel, διάστημα γωνιών ανύψωσης $45^\circ < \theta < 50^\circ$ και επίγειους σταθμούς σε γεωγραφικά πλάτη 30° , 40° και 50° αντίστοιχα

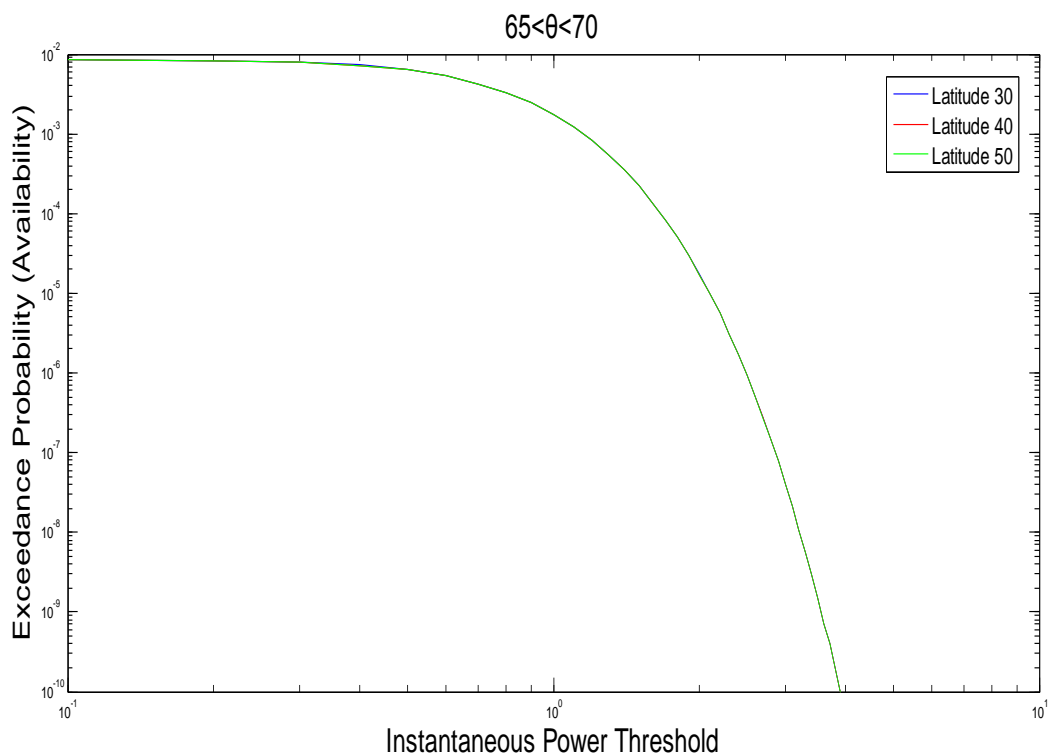


Σχήμα 4.19: Πιθανότητα υπέρβασης κατωφλίου της στιγμιαίας ισχύος για δορυφόρο Sentinel, διάστημα γωνιών ανύψωσης $45^\circ < \theta < 50^\circ$ και επίγειους σταθμούς σε γεωγραφικά πλάτη 30° , 40° και 50° αντίστοιχα, στο ίδιο γράφημα

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4: ΑΝΑΛΥΣΗ ΠΙΘΑΝΟΤΗΤΑΣ ΥΠΕΡΒΑΣΗΣ ΤΗΣ ΙΣΧΥΟΣ ΑΠΟ ΚΑΘΟΡΙΣΜΕΝΟ ΚΑΤΩΦΛΙ



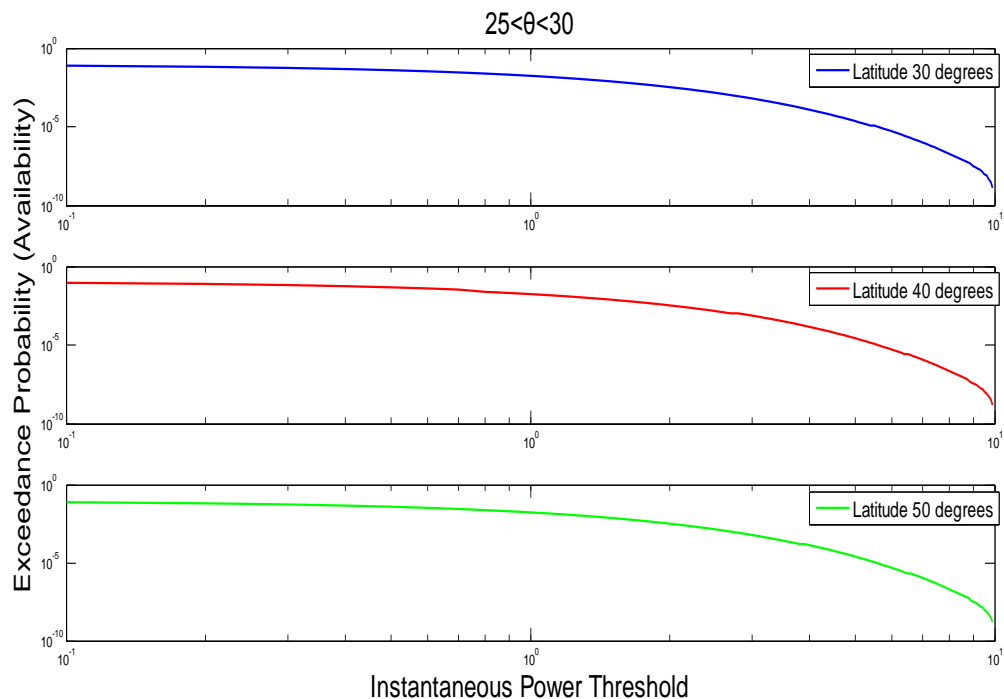
Σχήμα 4.20: Πιθανότητα υπέρβασης κατωφλίου της στιγμιαίας ισχύος για δορυφόρο Sentinel, διάστημα γωνιών ανύψωσης $65^\circ < \theta < 70^\circ$ και επίγειους σταθμούς σε γεωγραφικά πλάτη 30° , 40° και 50° αντίστοιχα



Σχήμα 4.21: Πιθανότητα υπέρβασης κατωφλίου της στιγμιαίας ισχύος για δορυφόρο Sentinel, διάστημα γωνιών ανύψωσης $65^\circ < \theta < 70^\circ$ και επίγειους σταθμούς σε γεωγραφικά πλάτη 30° , 40° και 50° αντίστοιχα, στο ίδιο γράφημα

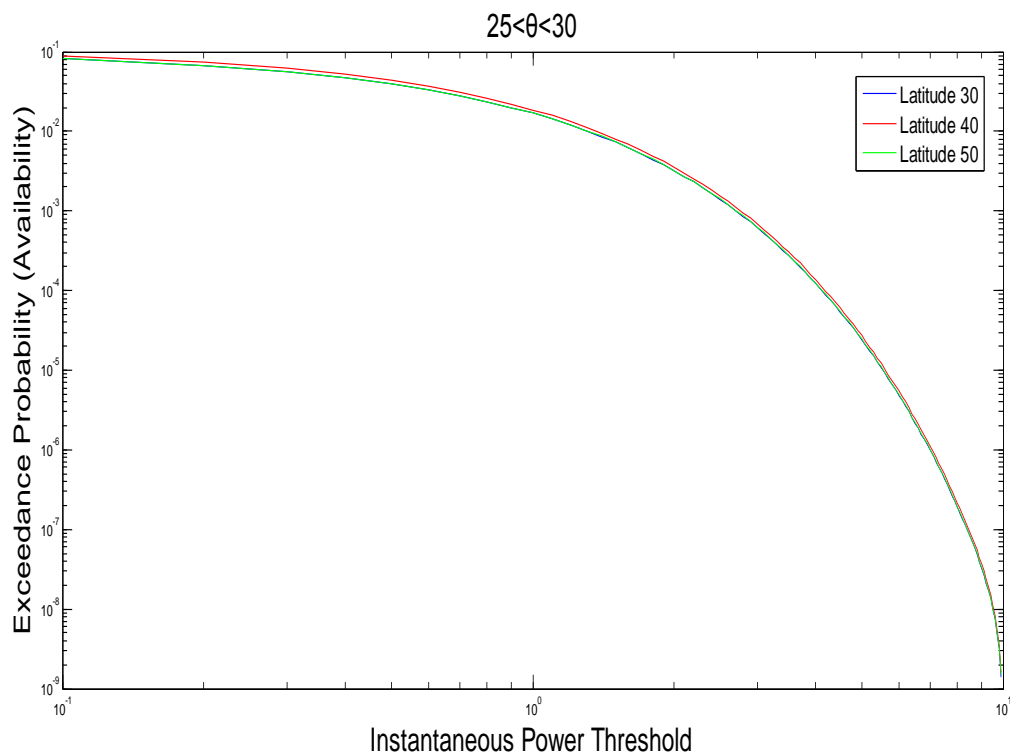
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4: ΑΝΑΛΥΣΗ ΠΙΘΑΝΟΤΗΤΑΣ ΥΠΕΡΒΑΣΗΣ ΤΗΣ ΙΣΧΥΟΣ ΑΠΟ ΚΑΘΟΡΙΣΜΕΝΟ ΚΑΤΩΦΛΙ

Παρατηρούμε, όπως και πριν, ότι οι μεταβολές στην PDF είναι αμελητέες λόγω της πολικής τροχιάς του δορυφόρου Sentinel. Για να δούμε την επίδραση που έχει το γεωγραφικό πλάτος του επίγειου σταθμού στην πιθανότητα υπέρβασης κατωφλίου, επιλέγουμε τον δορυφορικό αστερισμό Globalstar για τις προσομοιώσεις, του οποίου η κλίση είναι 52° . Ακριβώς με την ίδια διαδικασία και για γωνίες ανύψωσης $25^\circ < \theta < 30^\circ$ και $65^\circ < \theta < 70^\circ$, προκύπτουν οι γραφικές παραστάσεις για τα τρία διαφορετικά γεωγραφικά πλάτη:

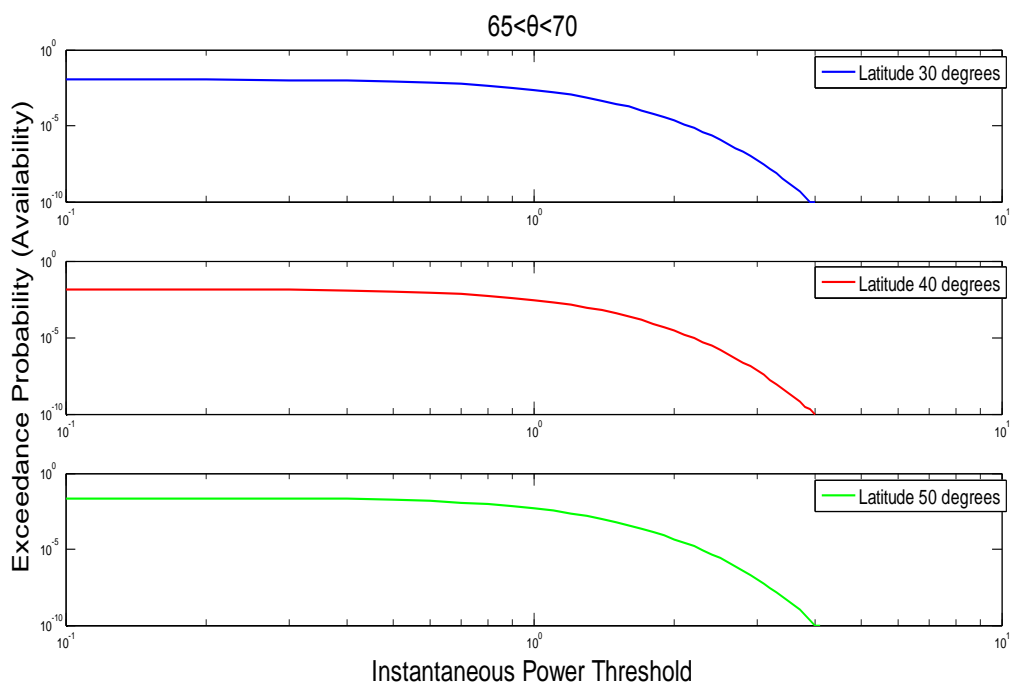


Σχήμα 4.22: Πιθανότητα υπέρβασης κατωφλίου της στιγμιαίας ισχύος για δορυφόρο Globalstar, διάστημα γωνιών ανύψωσης $25^\circ < \theta < 30^\circ$ και επίγειους σταθμούς σε γεωγραφικά πλάτη 30° , 40° και 50° αντίστοιχα

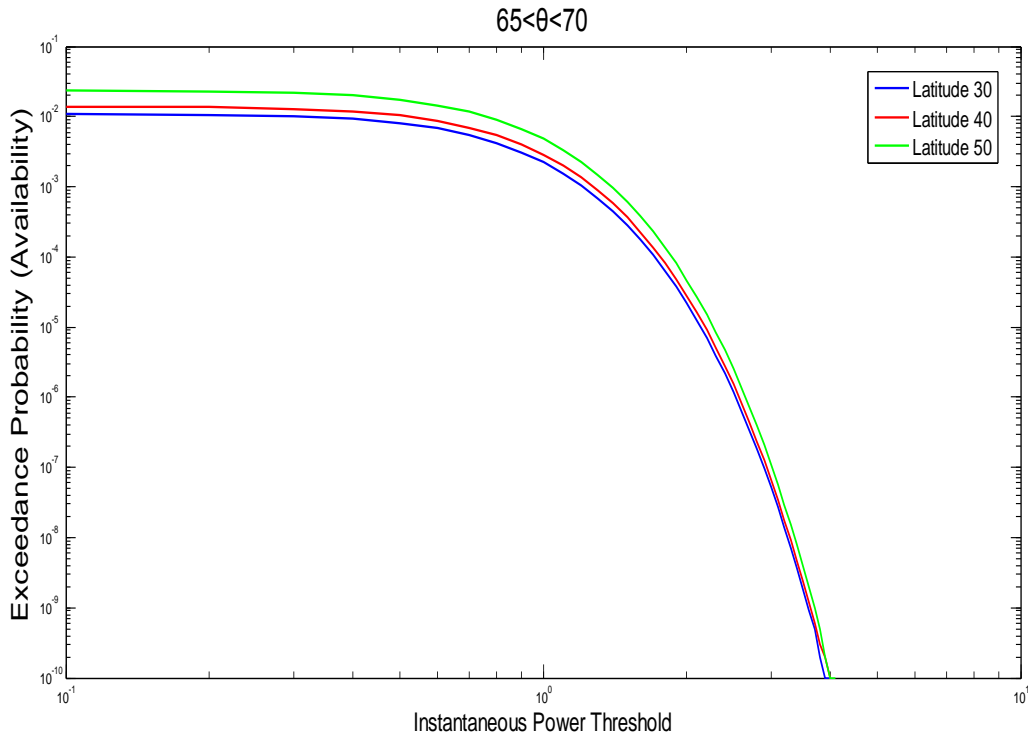
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4: ΑΝΑΛΥΣΗ ΠΙΘΑΝΟΤΗΤΑΣ ΥΠΕΡΒΑΣΗΣ ΤΗΣ ΙΣΧΥΟΣ ΑΠΟ ΚΑΘΟΡΙΣΜΕΝΟ ΚΑΤΩΦΛΙ



Σχήμα 4.23: Πιθανότητα υπέρβασης κατωφλίου της στιγμιαίας ισχύος για δορυφόρο Globalstar, διάστημα γωνιών ανύψωσης $25^\circ < \theta < 30^\circ$ και επίγειους σταθμούς σε γεωγραφικά πλάτη 30° , 40° και 50° αντίστοιχα, στο ίδιο γράφημα



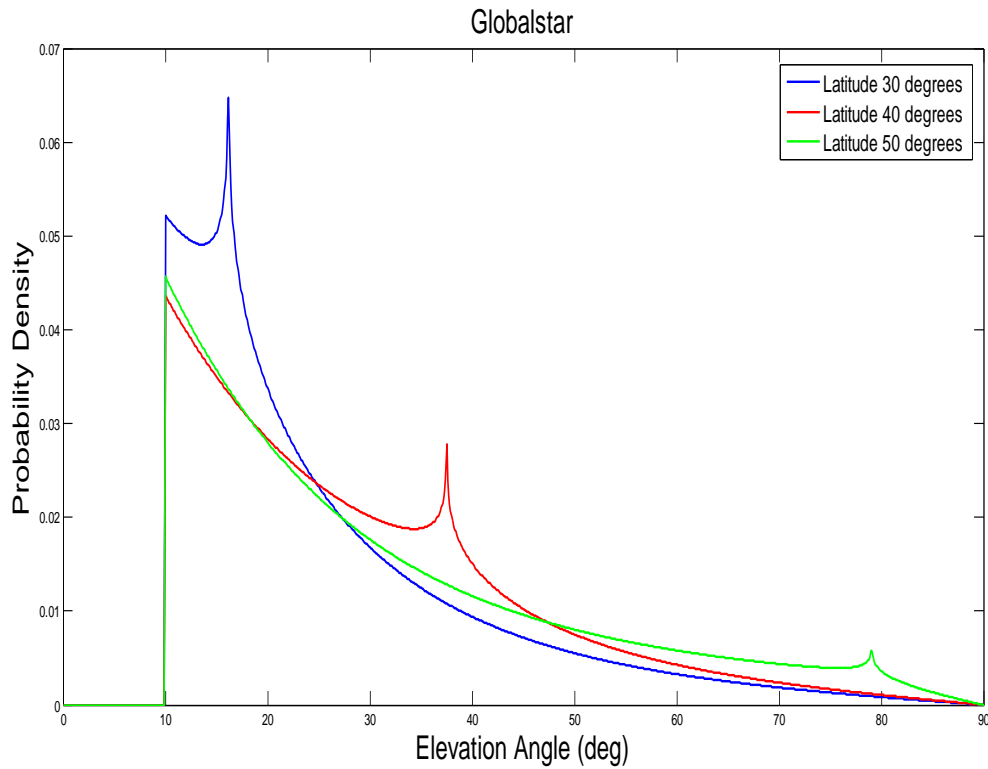
Σχήμα 4.24: Πιθανότητα υπέρβασης κατωφλίου της στιγμιαίας ισχύος για δορυφόρο Globalstar, διάστημα γωνιών ανύψωσης $65^\circ < \theta < 70^\circ$ και επίγειους σταθμούς σε γεωγραφικά πλάτη 30° , 40° και 50° αντίστοιχα



Σχήμα 4.25: Πιθανότητα υπέρβασης κατωφλίου της στιγμιαίας ισχύος για δορυφόρο Globalstar, διάστημα γωνιών ανύψωσης $65^\circ < \theta < 70^\circ$ και επίγειους σταθμούς σε γεωγραφικά πλάτη 30° , 40° και 50° αντίστοιχα, στο ίδιο γράφημα

Για να εξηγήσουμε τα αποτελέσματα του Globalstar, πρέπει αρχικά να παρατηρήσουμε ότι αλλάζοντας το γεωγραφικό πλάτος του επίγειου σταθμού, το μόνο που επηρεάζεται στα ολοκληρώματα (4.3) και (4.4) είναι η PDF των γωνιών ανύψωσης. Όπως δείξαμε στο δεύτερο κεφάλαιο, η PDF των γωνιών ανύψωσης μιας μη-πολικής τροχιάς, όπως αυτή του Globalstar, επηρεάζεται σε μεγάλο βαθμό από το γεωγραφικό πλάτος του επίγειου σταθμού. Επομένως η μεταβολή στις καμπύλες οφείλεται καθαρά στη διαφοροποίηση που υφίσταται η PDF των γωνιών ανύψωσης του Globalstar για επίγειους σταθμούς σε διαφορετικά γεωμετρικά πλάτη. Αντίστοιχα, όπως παρατηρήσαμε προηγουμένως, οι διαφοροποιήσεις για τον δορυφόρο Sentinel είναι μηδαμινές καθώς ακολουθεί πολική τροχιά και η PDF των γωνιών ανύψωσης του μένει σχεδόν αμετάβλητη για αλλαγές του γεωγραφικού πλάτους των επίγειων σταθμών.

Στο Σχήμα 4.26 παρουσιάζεται η PDF των γωνιών ανύψωσης του δορυφορικού αστερισμού Globalstar, για επίγειους σταθμούς με γεωγραφικά πλάτη στις 30° , 40° και 50° αντίστοιχα. Για να εξηγήσουμε τις γραφικές παραστάσεις 4.22 έως 4.25 πρέπει να παρατηρήσουμε τη συμπεριφορά των αντίστοιχων PDF, στο εύρος $25^\circ < \theta < 30^\circ$ και $65^\circ < \theta < 70^\circ$. Για την πρώτη περίπτωση, βλέπουμε ότι σε γενικές γραμμές, μεγαλύτερες τιμές παίρνει η PDF για 40° γεωγραφικό πλάτος. Αυτό αντικατοπτρίζεται και στα Σχήματα 4.22 και 4.23. Για την δεύτερη περίπτωση, βλέπουμε ότι όσο μεγαλύτερο είναι το γεωγραφικό πλάτος του σταθμού, τόσο μεγαλύτερες τιμές παίρνει η PDF, αποτέλεσμα που επίσης συμφωνεί με τα Σχήματα 4.24 και 4.25.



Σχήμα 4.26: PDF των γωνιών ανύψωσης για δορυφόρο Globalstar και επίγειους σταθμούς σε γεωγραφικά πλάτη 30° , 40° και 50° αντίστοιχα, στο ίδιο γράφημα

BIBΛIOΓPAΦIA

1. I. Ali, N. Al-Dhahir and J. E. Hershey, "Predicting the Visibility of LEO Satellites", *IEEE Transaction on Aerospace and Electronic Systems*, Vol 35, No 4, October 1999
2. S.-Y. Li and K -Y. Wang, "Determine the Best Receiver Location for LEO Satellite Communication under Elevation Angle Dependent Channel Model", *Journal of C.C.I.T.*, Vol 38, No 1, November 2009
3. C. Capsoni, N. Pierdicca, A. Puiatti, G. Corti, M. Luccini, F.S. Marzano, E. Matricciani, V. Mattioli, L. Pulvirenti, C. Riva and A. Martellucci, "Assessment of Propagation Effects in the W Frequency Band for Space Exploration: An ESA Study", *TTC 2010, 5th ESA International Workshop on Tracking, Telemetry and Command Systems for Space Applications*, ESA-EESTEC, September 2010
4. F.S. Marzano, V. Mattioli, C. Capsoni, E. Matricciani, C. Riva, M. Luccini, N. Pierdicca, L. Pulvirenti, M. Montopoli, A. Puiatti, G. Corti, P. Basili and A. Martellucci, "Sky – Noise Temperature Modeling and Prediction for Deep Space Applications from X Band to W band", *TTC 2010, 5th ESA International Workshop on Tracking, Telemetry and Command Systems for Space Applications*, ESA-EESTEC, September 2010
5. D. Capirone, S. Benedetto, G. Montorsi, M. Cossu, R. Roscigno, A. Lupi, M. L'Abbate, C. Riva and A. Paraboni, "Variable Coding and Modulation Schemes for the Maximization of Low-Earth Orbit Satellite Communications", *TTC 2010, 5th ESA International Workshop on Tracking, Telemetry and Command Systems for Space Applications*, ESA-EESTEC, September 2010
6. M. Cossu, M. L'Abbate, A. Lupi, R. Roscigno, C. Svara, J. Rosello, C. Riva and L. Berger, "VCM Performance for Ka-Band Downlink with Multiple Ground Stations", *TTC 2010, 5th ESA International Workshop on Tracking, Telemetry and Command Systems for Space Applications*, ESA-EESTEC, September 2010
7. Y. Seyedi and F. Rahimi, "A Trace-Time Framework for Prediction of Elevation Angle Over Land Mobile LEO Satellites Networks", *Online Publication*, June 2010
8. K. E. Crowe and R. A. Raines, "A Model to Describe the Distribution of Transmission Path Elevation Angles to the Iridium and Globalstar Satellite Systems", *IEEE Communications Letters*, Vol 3, No 8, August 1999
9. S.-Y. Li and C. H. Liu, "An Analytical Model to Predict the Probability Density Function of Elevation Angles for LEO Satellite Systems", *IEEE Commun. Lett.*, Vol 6, No 4, April 2002
10. C. E. Fossa et al., "An Overview of the Iridium Low Earth Orbit (LEO) Satellite System", *Aerosp. Electro. Conf. NAECON 1998*, July 1998
11. F. Vatalaro, G. E Corazza, C. Caini and C. Ferrarelli, "Analysis of LEO, MEO and GEO Global Mobile Satellite Systems in the Presence of Interference and Fading", *IEEE J. Sel. Areas Commun.*, Vol 13, No 2, February 1995
12. S.-Y Li, "Statistical Channel Model for Low Earth Orbiting Satellite Communication Systems"

BIBΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

13. N. Toptsidis, "Link Adaptation for EESS and SRS Systems: A realistic Performance Assessment", Internal Report, European Space Agency
14. G. E. Corazza and F. Vatalaro, "A Statistical Model for Land Mobile Satellite Channels and Its Application to Nongeostationary Orbit Systems", *IEEE Transactions on Vehicular Technology*, Vol 43, No 3, August 1994
15. C. Loo, "A Statistical Model for a Land Mobile Satellite Link", *IEEE Transactions on Vehicular Technology*, Vol VT-43, No 3, August 1985
16. C. Tzaras, B. G. Evans and S. R. Saunders, "Physical-statistical analysis of land mobile satellite channel", *Electronics Letters*, Vol 34, No 13, June 1998
17. M. S. Karaliopoulos and F.-N. Pavlidou, "Modeling the Land Mobile satellite Channel: A Review" *Electronics and Communications Engineering Journal*, October 1999
18. A. Abdi, W. C. Lau, M.-S. Alouini, and M. Kaveh, "A New Simple Model for Land Mobile Satellite Channels: First- and Second-Order Statistics"
19. H. Suzuki, "A Statistical Model for Urban Radio Propagation", *IEEE Trans. Commun.*, Vol 25, No 7, July 1977
20. M. Sforza and S. Buonomo, "Characterization of the Propagation Channel for Nongeostationary LMS Systems at L- and S- bands: Narrow Band Experimental Data and Channel Modeling", *Proc. XVII NAPEX CONF*, Pasadena, CA, June 1993
21. G. Maral and M. Bousquet, "Satellite Communication Systems" 5th ed., John Wiley and Sons
22. Π. Γ. Κωπτής και Χ. Ν. Καψάλης, "Δορυφορικές Επικοινωνίες", 2^η Έκδοση, Εκδόσεις Τζιόλα
23. Α. Κανατάς, Φ. Κωνσταντίνου και Γ. Πάντος, "Συστήματα Κινητών Επικοινωνιών", Εκδόσεις Παπασωτηρίου

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ

Στο παράρτημα παρατίθενται όλα τα Matlab scripts και οι κώδικες C++ που χρησιμοποιήθηκαν για την δημιουργία των σχημάτων της διπλωματικής εργασίας.

**PDF των γωνιών ανύψωσης για δορυφορικούς αστερισμούς
Globalstar, Iridium και δορυφόρο Sentinel**

```

#include <stdio.h>
#include <math.h>
#include <string.h>
#include <stdlib.h>
#include <process.h>
const double Pi=3.14159265358979;
const double DEG=180.0/Pi, RAD=Pi/180.0;
/*----- Contral Panel
=====*/
const double theta_increment=0.01*RAD;
const double theta_max_increment=0.01*RAD;
/*-
=====*/
double theta_min,max_theta_max;
double a,rmax;
double phi0,i;
double K;
double theta_C2, theta_C3;
int C;

double gamma(double theta)
{
    return acos(a*cos(theta))-theta;
}
double G(double theta)
{
    return (1+a*a-2*a*cos(gamma(theta)))/(1-a*cos(gamma(theta)));
}
double JointPDFfunc(double theta, double theta_max)
{
    double func_J,func_U, func_L;
    if(theta>=theta_max) return 0;

func_J=G(theta)*sin(gamma(theta))/sqrt(pow(cos(gamma(theta_max)),2)-
pow(cos(gamma(theta)),2));
    func_L=cos(phi0-gamma(theta_max))/sqrt(sin(i)*sin(i)-sin(phi0-
gamma(theta_max))*sin(phi0-gamma(theta_max)));
    func_U=0;
    switch(C)
    {
        case 1:

```

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ

```

        func_U=cos(phi0+gamma(theta_max))/sqrt(sin(i)*sin(i)-
sin(phi0+gamma(theta_max))*sin(phi0+gamma(theta_max)));
        break;
    case 2:
        if(theta_max >= theta_C2)
func_U=cos(phi0+gamma(theta_max))/sqrt(sin(i)*sin(i)-
sin(phi0+gamma(theta_max))*sin(phi0+gamma(theta_max)));
        break;
    case 3:
        if(theta_max >= theta_C3) func_L=0;
    }
    return func_J*G(theta_max)*(func_U+func_L);
}
void TheoryEAPDF_File2(double SiteLat, double SiteMinElev, double
OrbitInclination,
                        double OrbitAltitude, char *PDFFile, double
*KFactor, double *area)
{
    FILE *pdf_ptr;
    double theta,step,theta_max;
    double sum;
    int argument;
    double EAPDF[901];

    //EAPDF=new double [901];
    for(argument=0;argument<=900;argument++) EAPDF[argument]=0;

    pdf_ptr=fopen(PDFFile,"w");

    i=OrbitInclination*RAD; phi0=SiteLat*RAD;
theta_min=SiteMinElev*RAD; step=0.1*RAD;
a=6378.145/(6378.145+OrbitAltitude);
rmax=acos(a*cos(theta_min))-theta_min;
if(i-phi0 >= rmax)
{
    C=1;
    max_theta_max=Pi/2;
}
else if(phi0<=i)
{
    C=2;
    max_theta_max=Pi/2;
    theta_C2=atan((cos(i-phi0)-a)/sin(i-phi0));
    K=1;
}
else
{
    C=3;
    theta_C3=atan((cos(phi0-i)-a)/sin(phi0-i));
    max_theta_max=theta_C3;
}
/*----- Calculate K_phi -----*/
max_theta_max -= 0.5*theta_max_increment;
K=0;
for(theta=theta_min;theta<=max_theta_max;theta+=theta_increment)
{
    printf("\r Calculating K(Case %d) .. %6.4f of %6.4f
",C,theta,theta_max);
    sum=0;
    for(theta_max=theta;theta_max<=max_theta_max;theta_max +=
theta_max_increment)

```

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ

```

    {
        if(theta_max>max_theta_max) theta_max=max_theta_max-
0.5*theta_max_increment;
        if(theta_max>theta) sum += JointPDFfunc(theta,theta_max);
    }
    K += sum*theta_max_increment;
    printf("K=%8.4f ",K);
}
K *= theta_increment;
printf(" Complete !\n");
/*-----*/
-----*/
for(theta=0;theta<=max_theta_max;theta+= 0.1*RAD)
{
    argument=int((theta*DEG+0.05)/ 0.1);
    printf("\rProcessing theta=%f ... arg=%d",theta*DEG,argument);
    EAPDF[argument]=0.0;
    if(theta>=theta_min)
        for(theta_max=theta;theta_max<max_theta_max;theta_max +=
theta_max_increment)
        {
            if(theta_max>max_theta_max) theta_max=max_theta_max-
0.5*theta_max_increment;
            if(theta_max>theta) EAPDF[argument] +=
JointPDFfunc(theta,theta_max);
        }
        EAPDF[argument]*= theta_max_increment;
    }
    *area=0;
    for(argument=0;argument<=900;argument++)
    {
        *area += EAPDF[argument]/K*RAD;
    }
    fprintf(pdf_ptr,"%8.7f\t%8.7f\n",argument*0.1,EAPDF[argument]/K*RAD);
}
*KFactor=K;
fclose(pdf_ptr);
//delete [] EAPDF;
printf("\nLatitude %d Complete !!\n",int(SiteLat));
}
/*----- Test Zone -----*/
int main()
{
    FILE *k_ptr;
    double SiteLat;
    double SiteMinElev=10;
    double Inclination=52;
    double OrbitAltitude=1414;
    double K,area;
    int LAT;
    char PDF_File[32], K_File[32];
    char buff[3];

    /*----- Run Globalstar -----*/
    SiteMinElev=10; Inclination=52; OrbitAltitude=1414;
    strcpy(K_File,"Globalstar_K.txt");

    k_ptr=fopen(K_File,"w");
    fprintf(k_ptr,"Globalstar delta_theta=0.001,
delta_theta_max=0.001\n");
    fclose(k_ptr);

```

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ

```

for (LAT=0;LAT<=70;LAT+=5)
{
    k_ptr=fopen(K_File,"a");
    strcpy(PDF_File,"GlblPDF");
    if (LAT<10) strcat(PDF_File,"0");
    itoa(LAT,buff,10); strcat(PDF_File,buff);
    strcat(PDF_File,".txt");

    SiteLat=(double)LAT;

TheoryEAPDF_File2(SiteLat,SiteMinElev,Inclination,OrbitAltitude,PDF_F
ile,&K,&area);
    fprintf(k_ptr,"%d\t%f\t%f\n",LAT,K,area);
    fclose(k_ptr);
}
/*----- Run Iridium -----*/
SiteMinElev=8.2; Inclination=86.4; OrbitAltitude=780;
strcpy(K_File,"Iridium_K.txt");

k_ptr=fopen(K_File,"w");
fprintf(k_ptr,"Iridium delta_theta=0.001,
delta_theta_max=0.001\n");
fclose(k_ptr);

for (LAT=0;LAT<=80;LAT+=5)
{
    k_ptr=fopen(K_File,"a");
    strcpy(PDF_File,"IridPDF");
    if (LAT<10) strcat(PDF_File,"0");
    itoa(LAT,buff,10); strcat(PDF_File,buff);
    strcat(PDF_File,".txt");

    SiteLat=(double)LAT;

TheoryEAPDF_File2(SiteLat,SiteMinElev,Inclination,OrbitAltitude,PDF_F
ile,&K,&area);
    fprintf(k_ptr,"%d\t%f\t%f\n",LAT,K,area);
    fclose(k_ptr);
}
/*----- Run Sentinel -----*/
SiteMinElev=10; Inclination=98.18; OrbitAltitude=693;
strcpy(K_File,"Sentinel_K.txt");

k_ptr=fopen(K_File,"w");
fprintf(k_ptr,"Sentinel delta_theta=0.001,
delta_theta_max=0.001\n");
fclose(k_ptr);

for (LAT=0;LAT<=70;LAT+=5)
{
    k_ptr=fopen(K_File,"a");
    strcpy(PDF_File,"SntlPDF");
    if (LAT<10) strcat(PDF_File,"0");
    itoa(LAT,buff,10); strcat(PDF_File,buff);
    strcat(PDF_File,".txt");

    SiteLat=(double)LAT;

TheoryEAPDF_File2(SiteLat,SiteMinElev,Inclination,OrbitAltitude,PDF_F
ile,&K,&area);

```

```

    fprintf(k_ptr, "%d\t%f\t%f\n", LAT, K, area);
    fclose(k_ptr);
}
}

```

Συνάρτηση ολοκλήρωσης με τη μέθοδο Gauss-Legendre

```

function [quad]=Gauss_legendre(fun,a,b,n,EPS)
% Gauss Legendre numerical intergration for Quadratures
% fun=function
% a=low limit of integration
% b=upper limit of integration
% n=number of nodes
% EPS=accuracy
format long;
if nargin < 4 || isempty(n), n= (b-a)+1; end;
if nargin < 5 || isempty(EPS), EPS=3E-015; end;
if ~isscalar(a) || ~isscalar(b)
error('MATLAB:quad:scalarLimits',...
'The limits of integration must be scalars. ');
end
if ( n<1 )
error('The number of nodes must be higher');
end
m=(n+1)/2;
xm=(a+b)/2;
x1=(b-a)/2;
for i=1:1:m
z=cos(pi*(i-0.25)/(n+0.5));
z1=0.1;
while (abs(z-z1) > EPS)
p1=1;
p2=0;
for (j=1:1:n)
p3=p2;
p2=p1;
p1=((2*j-1)*z*p2-(j-1)*p3)/j;
end
pp=n*(z*p1-p2)/(z^2-1);
z1=z;
z=z1-p1/pp;
end
x(i)=xm-x1*z;
x(n+1-i)=xm+x1*z;
w(i)=2*x1/((1-z^2)*pp^2);
w(n+1-i)=w(i);
end
x;
w;
quad=0;
for i=1:1:n

```

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ

```
quad=quad+w(i)*(fun(x(i)));  
end
```

Συνάρτηση πιθανότητας στιγμιαίας ισχύος για δεδομένο εύρος γωνιών ανύψωσης

```
close all;  
clear all;  
  
tol=1e-10;  
  
theta1=65;  
theta2=70;  
nodes=(theta2-theta1)*10+1;  
  
arr=textread('Snt1PDF50.txt');  
  
arr_handle = @(theta)arr(round(theta*10+1),2);  
  
b0_handle=@(theta)-4.7943*(10^-8)*(theta^3)+5.5784*(10^-6)*(theta^2)-  
2.1344*(10^-4)*theta+3.2710*(10^-2);  
  
m_handle=@(theta)6.3739*(10^-5)*(theta^3)+5.8533*(10^-4)*(theta^2)-  
1.5973*(10^-1)*theta+3.5156;  
  
omega_handle=@(theta)1.4428*(10^-5)*(theta^3)-2.3798*(10^-  
3)*(theta^2)+1.2702*(10^-1)*theta-1.4864;  
  
p_gamma=@(gamma)Gauss_legendre(@(theta)((2*b0_handle(theta).*m_handl  
e(theta)/(2*b0_handle(theta).*m_handle(theta)+omega_handle(theta)))^m  
_handle(theta)).*(1/(2*b0_handle(theta))*hypergeom(m_handle(theta),1  
,(omega_handle(theta).*gamma/(2*b0_handle(theta).* (2*b0_handle(theta)  
.*m_handle(theta)+omega_handle(theta)))))).*exp(-  
gamma./(2*b0_handle(theta)).*arr_handle(theta),theta1,theta2,nodes,t  
ol);  
  
fid2 = fopen('P_gamma.txt','w');  
  
for j=0.000000001:0.01:10  
    p=p_gamma(j);  
  
    fprintf(fid2,'%6.2f ',j);  
    fprintf(fid2,'%14.10f\n',p);  
end  
  
fclose(fid2);
```



```
t2=textread('P_gamma.txt');

plot(t2(:,1),t2(:,2));
xlabel('Instantaneous Power');
ylabel('Probability Density');
title('PDF of Instantaneous Power');
```

Συνάρτηση πιθανότητας υπέρβασης της στιγμιαίας ισχύος από καθορισμένο κατώφλι

```
close all;
clear all;

tol=1e-10;

theta1=25;
theta2=30;
nodes=(theta2-theta1)*10+1;

arr=textread('SntlPDF30.txt');

arr_handle = @(theta)arr(round(theta*10+1),2);

b0_handle=@(theta)-4.7943*(10^-8)*(theta^3)+5.5784*(10^-6)*(theta^2)-
2.1344*(10^-4)*theta+3.2710*(10^-2);

m_handle=@(theta)6.3739*(10^-5)*(theta^3)+5.8533*(10^-4)*(theta^2)-
1.5973*(10^-1)*theta+3.5156;

omega_handle=@(theta)1.4428*(10^-5)*(theta^3)-2.3798*(10^-
3)*(theta^2)+1.2702*(10^-1)*theta-1.4864;

%Oloklhrwsh ws pros theta
p_gamma=@(gamma)Gauss_legendre(@(theta)((2*b0_handle(theta).*m_handl
e(theta)/(2*b0_handle(theta).*m_handle(theta)+omega_handle(theta)))^m
_handle(theta)).*(1/(2*b0_handle(theta)))*hypergeom(m_handle(theta),1
,(omega_handle(theta).*gamma/(2*b0_handle(theta)).*(2*b0_handle(theta)
.*m_handle(theta)+omega_handle(theta))))).*exp(-
gamma./(2*b0_handle(theta)).*arr_handle(theta),theta1,theta2,nodes,t
ol);

%-----
fid1 = fopen('P_threshold.txt','w');

for i=0.0000000001:0.1:10
    nodes2=round((10-i)*10);

%Oloklhrwsh ws pros gamma
```

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ

```
p_gamma_threshold=Gauss_legendre(p_gamma,i,10,nodes2,tol);

fprintf(fid1,'%6.2f ',i);
fprintf(fid1,'%14.10f\n',p_gamma_threshold);
end

fclose(fid1);

t1=textread('P_threshold.txt');

%-----
plot(t1(:,1),t1(:,2));
```