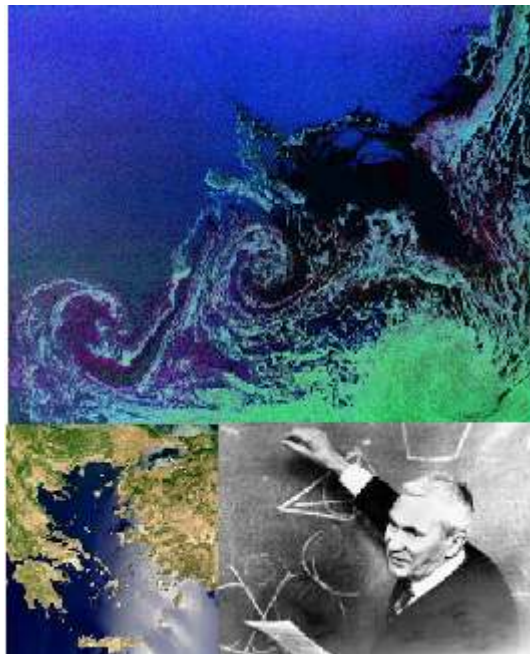




Μεταπτυχιακό Δίπλωμα Ειδίκευσης (ΜΔΕ) Φυσικής Περιβάλλοντος

Πτυχιακή Εργασία

« Μελέτη Φασματικών Χαρακτηριστικών του Θαλάσσιου Ατμοσφαιρικού Οριακού Στρώματος στην Περιοχή του Αιγαίου Πελάγους »



Όνομα: Σαβιολάκης Παντελής – Μανώλης ΑΜ: 201445

Επιβλέποντες: Καθηγητής Χέλμης Κωνσταντίνος

Τριμελής Επιτροπή: Καθηγητής Χέλμης Κωνσταντίνος

Αναπλ. Καθηγήτρια Τόμπρου Μαρία – Τζέλλα

Αναπλ. Καθηγήτρια Φλόκα Έλενα



Μεταπτυχιακό Δίπλωμα Ειδίκευσης (ΜΔΕ) Φυσικής Περιβάλλοντος

Πτυχιακή Εργασία

« Μελέτη Φασματικών Χαρακτηριστικών του Θαλάσσιου Ατμοσφαιρικού Οριακού
Στρώματος στην Περιοχή του Αιγαίου Πελάγους »

Όνομα: Σαβιολάκης Παντελής – Μανώλης ΑΜ: 201445

Επιβλέποντες: Καθηγητής Χέλμης Κωνσταντίνος

Dr. Κωστόπουλος Βασίλης

Τριμελής Επιτροπή: Καθηγητής Χέλμης Κωνσταντίνος

Αναπλ. Καθηγήτρια Τόμπρου Μαρία – Τζέλλα

Αναπλ Καθηγήτρια Φλόκα Έλενα

Λέξεις Κλειδιά

Θαλάσσιο Ατμοσφαιρικό Οριακό Στρώμα, Ατμοσφαιρικά Φάσματα, Φασματική Ανάλυση,
Φάσματα Διασυσχέτισης, Τύρβη

Keywords

Marine Atmospheric Boundary Layer, Spectra, Spectral Analysis, Cospectra, Turbulence

Αθήνα, 2016

Σε αυτή την εργασία εφαρμόζεται η μέθοδος της φασματικής ανάλυσης με σκοπό να διερευνηθεί, αν ο τυρβώδης μηχανισμός πάνω από το Αιγαίο εξελίσσεται στην αδρανειακή περιοχή σύμφωνα με τα καθιερωμένα πρότυπα, που κατά βάση ισχύουν πάνω από ομοιογενείς επιφάνειες ξηράς και ωκεανούς.

Η ανάλυση πραγματοποιήθηκε σε δεδομένα που συλλέχθηκαν το Σεπτέμβριο του 2011 και Αύγουστο του 2012 σε παράκτιες περιοχές δυο νησιών, σε βόρειο και νότιο Αιγαίο (Σκύρος και Κάρπαθος), στα πλαίσια ερευνητικής καμπάνιας για τη μελέτη των ροών ορμής, θερμότητας και υγρασίας σε αυτό το μέρος της βορειοανατολικής Μεσογείου. Η συλλογή των δεδομένων έγινε με γρήγορης απόκρισης *sonic* ανεμόμετρα και υγρόμετρα, συχνότητας δειγματοληψίας $f_s = 20\text{Hz}$ στη Σκύρο και $f_s = 10\text{Hz}$ στην Κάρπαθο. Τα όργανα είχαν τοποθετηθεί σε μετεωρολογικούς ιστούς σε ύψη 10 m και 14.5 m αντίστοιχα, ώστε οι μετρήσεις να αφορούν στο επιφανειακό θαλάσσιο Ατμοσφαιρικό Οριακό Στρώμα (ΘΑΟΣ), όπου ισχύουν κατά κανόνα το λογαριθμικό προφίλ της ταχύτητας του ανέμου, οι υποθέσεις ομοιότητας και τα φάσματα ακολουθούν συγκεκριμένα πρότυπα.

Στις χρονοσειρές που χρησιμοποιήθηκαν, εφαρμόστηκαν οι απαραίτητες διαδικασίες ποιοτικού ελέγχου και 'tilt correction', όπως αναλυτικά περιγράφεται και προτείνεται από τη βιβλιογραφία. Ως επιπλέον κριτήριο τέθηκε η διεύθυνση του ανέμου, ώστε η μελέτη να αφορά σε καθαρή ροή του ΘΑΟΣ χωρίς εμπόδια. Για να μελετηθούν οι τυρβώδεις κλίμακες, οι χρονοσειρές χωρίστηκαν σε διαδοχικά διαστήματα 10 λεπτών τα οποία, αφού ελέγχθηκαν ως προς τη στασιμότητα της μέσης τιμής, καταμερίστηκαν σε τρεις διαφορετικές κατηγορίες ανάλογα με τις τιμές του δείκτη ευστάθειας z/L_v . Συνολικά στην Κάρπαθο τα 'ωφέλιμα' δεκάλεπτα ήταν 1025 (522 Ουδέτερες, 449 Ευσταθείς, 54 Ασταθείς), ενώ στην Σκύρο μόνο 378 (317 Ουδέτερες, 61 Ασταθείς).

Η εξαγωγή της πυκνότητας φασματικής ισχύος κάθε δεκαλέπτου έγινε με την κλασσική μη παραμετρική μέθοδο του περιοδογράμματος, με εφαρμογή χαμηλοπερατού φίλτρου ($4^{\text{ης}}$ τάξης) Butterworth στο χώρο των συχνοτήτων. Συγκεκριμένα, ο μετασχηματισμός Fourier εφαρμόστηκε σε 1024 σημεία και στις δύο περιοχές, αφού πρώτα κάθε δεκάλεπτο χωρίστηκε σε διαστήματα (παράθυρα-boxcar) των 1000 σημείων, διαδικασία που είναι απαραίτητη για την μείωση της αβεβαιότητας των φασματικών τιμών. Έτσι, στην περιοχή της Καρπάθου το φάσμα για κάθε δεκάλεπτο προκύπτει από τη μέση τιμή 6 επιμέρους φασμάτων, ενώ στη Σκύρο από τη μέση τιμή 12 επιμέρους φασμάτων. Οι κλίσεις των φασμάτων των διακυμάνσεων και των συνδιακυμάνσεων (Cospectra) υπολογίστηκαν με τη μέθοδο της γραμμικής παλινδρόμησης, σε εύρη συχνοτήτων που αφορούν στην αδρανειακή περιοχή.

Βάσει των αποτελεσμάτων, πολύ καλά προσέγγιζαν το θεωρητικό μοντέλο Kaimal, στις ουδέτερες συνθήκες, τα φάσματα των ταχυτήτων και στις δύο περιοχές, ενώ οι μεγαλύτερες αποκλίσεις παρατηρήθηκαν στις κλίσεις των φασμάτων διασυσχέτισης, οι οποίες είναι αρκετά μικρότερες (λιγότερο αρνητικές) από την τιμή $-7/3$. Αυτό σημαίνει ότι η ροή ορμής, θερμότητας και υγρασίας πάνω από το Αιγαίο, δεν ακολουθεί επακριβώς το καθιερωμένο πρότυπο ως προς την κλίση στην αδρανειακή περιοχή, γεγονός που αποδίδεται στην επίδραση εξωτερικών παραγόντων, που είναι συνυφασμένοι με τα έντονα μορφολογικά και ωκεανογραφικά χαρακτηριστικά του Αιγαίου.

In this master thesis the spectral analysis method is used, to investigate whether the turbulence mechanism over Aegean Sea, follows the standards which are fundamentally satisfied over flat, homogeneous land surfaces and over oceans.

The measurements took place at the shoreline of two Greek islands Skyros (Northern Aegean) and Karpathos (Southern Aegean), in September 2011 and August 2012 respectively, through a wider experimental campaign which held to investigate the momentum, heat and humidity fluxes, over this part of the north-eastern Mediterranean Sea. Data were collected by sonic anemometers and fast open path hydrometers, placed on meteorological masts near the shoreline of the islands, with sample frequencies 20 Hz in Skyros (at 10m height) and 10Hz in Karpathos (at 14.5m height), within the surface Marine Atmospheric Boundary Layer where similarity theories are still in force and log-spectra follow established models.

The recorded time-series were initially treated with quality control procedures and necessary corrections were made to exclude instrumentation errors. Higher moment tests (skewness and kurtosis) and ‘tilt correction’ were also employed as reported in the scientific literature. The raw data were divided into 10 minute time intervals, an adequate time-period for turbulence measurements, and then a subset was created with those intervals that correspond to a pure marine boundary layer flow. The stability factor z/L for each segment was used to determine the conditions of the surface marine layer, which as expected were mostly near neutral. The above procedures led to a total of 1025 useful 10 minutes segments in Karpathos (522 near neutral, 449 stable, 54 unstable) and to a total of 378 segments in Skyros (317 near neutral, 61 unstable).

The power spectral density was estimated using the non-parametric method of periodogram, with the implementation of a 4th order, low-pass Butterworth filter in frequency domain. Specifically, for both regions, each 10 minute segment was truncated in successive sub-segments (box-car windows) of 1000 points, and the Fourier Transform was applied in 1024 points through FFT algorithm. So, in Karpathos for each 10 min segment the final spectrum results from the average of six constituents spectra, while in Skyros from twelve. Spectral slopes were counted for spectra and Cospectra on selected frequency ranges using linear regression.

Results showed a good approximation between the mean spectra of the velocity’s components and the Kaimal model at near neutral conditions, for both regions. Certain deviations from the expected theoretical slopes revealed from the Cospectra. The slope values varied from slightly less steep to significantly less steep from $-7/3$, meaning that momentum, energy and humidity fluxes over Aegean Sea have a clear variation compared to those over land or ocean, fact that can be attributed to its specific morphological and oceanographic features.

Ευχαριστίες

Με αφορμή αυτή την εργασία θα ήθελα να ευχαριστήσω όλους τους καθηγητές του ΜΔΕ Φυσικής Περιβάλλοντος, καθώς και τη Γραμματεία του Τομέα, οι οποίοι πληρούσαν με το παραπάνω τα καθήκοντα τους.

Ειδικά, θα ήθελα να ευχαριστήσω τον Καθηγητή κ. Χέλμη και τον Δρ Βασίλη Κωστόπουλο που με ανέλαβαν και με καθοδήγησαν, με κόπο ορισμένες φορές, ώστε να υλοποιηθεί αυτή η εργασία. Επίσης ευχαριστώ θερμά τους Καθηγητές κ.Σοφιανό και κ.Τόμπρου, τους συναδέλφους Αθανασία Παπαποστόλου και Μυρτώ Σερεσιώτη και... τους επιστήμονες της βιβλιογραφίας, των οποίων η συμμετοχή ήταν κατά ένα τρόπο ενεργή σε αυτή την εργασία. Θα ήθελα επίσης να ευχαριστήσω όλους τους συναδέλφους μου στο μεταπτυχιακό, με τους οποίους μοιραστήκαμε όμορφες και δύσκολες στιγμές, και φυσικά τους φίλους μου, που ήταν εκεί όποτε τους χρειαζόμουν.

Περισσότερο από όλους βέβαια, νομίζω αξίζει να ευχαριστήσω τους γονείς μου και γενικά τους δικούς μου ανθρώπους, που με βοήθησαν καθ'όλη τη διάρκεια του μεταπτυχιακού με τον τρόπο τους.

Περιεχόμενα

I. Εισαγωγή.....	7
II. Θεωρητικό Μέρος	9
2.1. Το Ατμοσφαιρικό Οριακό Στρώμα πάνω από ξηρά και θάλασσα.....	9
2.2. Θεωρία Ομοιότητας Monin - Obukhov - MOST- (Monin - Obukhov 1954).....	11
2.3. Συνθήκες ευστάθειας του Ατμοσφαιρικού Οριακού Στρώματος (και του ΘΑΟΣ).....	13
2.4. Πρότυπο Kolmogorov (1941) – K41.....	16
2.5. Υπόθεση Taylor.....	18
2.6. Πρότυπα Ατμοσφαιρικά Φάσματα - Μοντέλο Kaimal (Kaimal et.al, 1972 - προσέγγιση ουδέτερων συνθηκών)	20
III. Πειραματική Περιοχή – Εξοπλισμός.....	22
IV. Ποιοτικός Έλεγχος.....	25
V. Πειραματική Διαδικασία – Κάρπαθος.....	26
5.1. Ροδόγραμμα ταχύτητας ανέμου.....	26
5.2. Μελέτη των κλίσεων των φασμάτων -σε εύρος συχνοτήτων που αφορά την αδρανειακή περιοχή- για τις διαφορετικές συνθήκες ευστάθειας.....	27
5.3. Ιστογράμματα των κλίσεων των φασμάτων των u' , v' , w' , T_v' και q' στο εύρος συχνοτήτων $0.8 < f < 2$ Hz, για τις διαφορετικές συνθήκες ευστάθειας του επιφανειακού στρώματος.....	34
5.4. Σύγκριση με το μοντέλο Kaimal των ουδέτερων συνθηκών.....	39
5.5. Παραδείγματα φασμάτων διασυσχέτισης των συνδιακυμάνσεων $u'w'$, $v'w'$, $w'T_v'$ και $w'q'$	42
5.6. Ιστογράμματα των κλίσεων των φασμάτων διασυσχέτισης των $u'w'$ και $v'w'$, στο εύρος συχνοτήτων $0.8 < f < 2$, για τις διαφορετικές συνθήκες ευστάθειας του επιφανειακού στρώματος.....	46
VI. Πειραματική Διαδικασία – Σκύρος.....	50
6.1. Ροδόγραμμα ταχύτητας ανέμου.....	50
6.2. Μελέτη των κλίσεων των φασμάτων -σε εύρος συχνοτήτων που αφορά την αδρανειακή περιοχή- για τις διαφορετικές συνθήκες ευστάθειας.....	51
6.3. Ιστογράμματα των κλίσεων των φασμάτων των u' , v' , w' και T_v' στο εύρος συχνοτήτων $0.2 < f < 0.8$ Hz, για τις διαφορετικές συνθήκες ευστάθειας του επιφανειακού στρώματος.....	58
6.4. Σύγκριση με το μοντέλο Kaimal των ουδέτερων συνθηκών.....	60
6.5. Παραδείγματα φασμάτων διασυσχέτισης των συνδιακυμάνσεων $u'w'$, $v'w'$ και $w'T_v'$	63
6.6. Ιστογράμματα των κλίσεων των φασμάτων διασυσχέτισης των $u'w'$ και $v'w'$, στο εύρος συχνοτήτων $0.8 < f < 2$, για τις διαφορετικές συνθήκες ευστάθειας του επιφανειακού στρώματος.....	66
VII. Γενική Συζήτηση – Συμπεράσματα.....	68
VIII. Προτάσεις για Μελλοντική Έρευνα.....	71
Παράρτημα.....	72
Βιβλιογραφία – Αναφορές.....	74

Η μελέτη του Ατμοσφαιρικού Οριακού Στρώματος (ΑΟΣ), πάνω από ωκεανούς και εκτεταμένες υδάτινες επιφάνειες (θάλασσες, λίμνες, ποτάμια κλπ) είναι αναγκαία, καθώς μια καλύτερη γνώση των χαρακτηριστικών του θαλάσσιου ΑΟΣ (ΘΑΟΣ), συνεισφέρει άμεσα στη βελτιστοποίηση των κλιματικών και προγνωστικών μοντέλων, δεδομένου αφενός ότι το 70% του πλανήτη καλύπτεται από νερό και αφετέρου ότι υπάρχουν μεγάλες διαφορές ανάμεσα στην αλληλεπίδραση αέρα-θάλασσας και αέρα-ξηράς (Sjöblom 2002). Οι διαφορές οφείλονται κυρίως στο ότι η θάλασσα αποτελεί ένα κινούμενο κάτω όριο, με μεταβλητό ύψος κυματισμών, που επηρεάζουν τη δομή της τύρβης αρκετά μέτρα ή ενίοτε σε όλο το βάθος του ΘΑΟΣ, όπως έχει διαπιστωθεί κατά την ύπαρξη swell κυματοπακέτων (Smedman et.al, 1999).

Οι κυματισμοί επίσης, καθιστούν δύσκολη την ανάλυση των δεδομένων που συλλέγονται από buoys (Smith and Sandler 1987) ή από πλοία (Kalogiros and Wang et al., 2010), καθώς θα πρέπει να λαμβάνεται υπόψιν η κίνηση (θόρυβος) που αυτοί προκαλούν (Sjöblom 2002). Στην περίπτωση που χρησιμοποιούνται μετεωρολογικοί ιστοί για τη συλλογή των μετρήσεων (Kostoroulos and Helmis 2014), αυτοί θα πρέπει να τοποθετούνται σε παράκτιες περιοχές ενώ κατά την ανάλυση των δεδομένων θα πρέπει να συνυπολογίζονται παράγοντες που θα μπορούσαν να επηρεάσουν τα αποτελέσματα, όπως το περιορισμένο βάθος του νερού στην προσήνεμη πλευρά, και το σπάσιμο των κυμάτων (wave shoaling) που φτάνουν στην ακτή (Sjöblom 2002). Μικρομετεωρολογικές μετρήσεις εντός του ΘΑΟΣ έχουν πραγματοποιηθεί αρκετές τόσο πάνω από ωκεανούς (Chou 1987), όσο και πάνω από κλειστές θάλασσες (Tomprou et al., 2012) και με τη βοήθεια μετεωρολογικών αεροσκαφών (airborne measurements), ωστόσο όπως και στην περίπτωση των πλοίων, τέτοιου είδους μετεωρολογικές παρατηρήσεις είναι πολυέξοδες και απαιτούνται ειδικές μαθηματικές φόρμουλες για την ανάλυση των δεδομένων.

Οι μετρήσεις γίνονται κυρίως εντός του επιφανειακού στρώματος (~ 10% του συνολικού ύψους του ΑΟΣ) σε ύψη κατά προσέγγιση μικρότερα των 50m, όπου οι όροι που συντηρούν, μεταφέρουν και καταναλώνουν την τυρβώδη κινητική ενέργεια, είναι θεμελιώδεις συναρτήσεις του όρου ευστάθειας z/L . Τα όργανα που χρησιμοποιούνται είναι γρήγορης απόκρισης αισθητήρες, όπως sonic ανεμόμετρα, συχνότητας 10Hz (ή μεγαλύτερης). Η επιλογή των υψίσυχων μετρήσεων είναι απαραίτητη, ώστε οι μετρούμενες διακυμάνσεις να οφείλονται στους τυρβώδεις στροβίλους.

Η τυρβώδης συμπεριφορά του ΘΑΟΣ μελετάται και συμπεριλαμβάνεται στο αιολικό δυναμικό μιας περιοχής, στην περίπτωση τοποθέτησης αιολικών μηχανών στη θάλασσα (υπεράκτια αιολικά πάρκα). Δια νόμου πλέον, μέχρι το 2020 προβλέπεται να τεθεί σε λειτουργία ένα μεγάλο μέρος αιολικών μηχανών παγκοσμίως, αλλά και στην Ελλάδα (Seanergy 2020- ΚΑΠΕ), σε σημεία όπου το αιολικό δυναμικό είναι ωφέλιμο.

Επειδή το ΘΑΟΣ είναι τυρβώδες στρώμα και η τύρβη είναι εξ' ορισμού μια τυχαία διαδικασία, για να μελετηθούν τα χαρακτηριστικά του, χρειάζονται στατιστικές προσεγγίσεις που να επιτρέπουν την ποσοτικοποίηση του τυχαίου χαρακτήρα της τύρβης. Μια τέτοια στατιστική προσέγγιση είναι η φασματική ανάλυση.

Ιστορικά, η μέθοδος άρχισε να αναπτύσσεται στα μέσα του 20^{ου} αιώνα, με την υπόθεση Taylor το μοντέλο Kolmogorov και τη θεωρία ομοιότητας Monin-Obukhov, αλλά εδραιώθηκε με τις φασματικές απεικονίσεις δύο μεγάλων πειραμάτων του Kansas (1968)

και της Minnesota (1973). Τα φάσματα που προέκυψαν απέδειξαν την ισχύ των υποθέσεων και αποτελούν πρότυπα φασμάτων έως σήμερα (Kaimal et al., 1974). Ειδικά για το ΘΑΟΣ, από την ανάλυση λίγο αργότερα και των δεδομένων του North Pacific Experiment (NORPAX -'pole', 1974; Schmitt, Friehe and Gibson 1979), στα φάσματα των ταχυτήτων δεν παρατηρήθηκαν σημαντικές διαφορές από τα αντίστοιχα του ΑΟΣ πάνω από ξηρά. Στα φάσματα της θερμοκρασίας αποτυπώνονταν διαφορές που οφείλονταν όμως στην επίδραση του sea spray στους αισθητήρες (αν και αυτοί ήταν τοποθετημένοι σε ύψος 15 φορές μεγαλύτερο από το μέγιστο ύψος κύματος). Τα φάσματα της υγρασίας μελετήθηκαν και διαπιστώθηκε ότι είχαν την ίδια μορφή με τα φάσματα της θερμοκρασίας του ΑΟΣ πάνω από ξηρά, με μικρές διαφορές που οφείλονταν σε συνθήκες σχεδόν κορεσμού της ατμόσφαιρας σε χαμηλά ύψη (ομίχλη).

Σταδιακά, η εξέλιξη των μεθόδων συλλογής και ανάλυσης των δεδομένων σε συνδυασμό με τη μεγαλύτερη διαθέσιμη υπολογιστική ισχύ, είναι παράγοντες που βοήθησαν σημαντικά στην καλύτερη μελέτη των τυρβώδων διαδικασιών. Παρ' όλ' αυτά, οι πιο πρόσφατες έρευνες δείχνουν ότι η επίδραση εξωτερικών, ως προς τον τυρβώδη μηχανισμό, παραγόντων είναι ακόμα δύσκολο να απομονωθεί. Συγκεκριμένα, οι αποκλίσεις που παρατηρούνται από τη θεωρία ομοιότητας, έχουν αποδοθεί στην επίδραση μεγάλων στροβίλων (Högström, 1990) που είναι τοποθετημένοι στα όρια του επιφανειακού στρώματος, οι οποίοι αν και δεν σχετίζονται με τον τυρβώδη μηχανισμό έχουν δυναμική που προκαλεί ομαλοποιήσεις, και διευρύνσεις σε όλα τα φάσματα των διακυμάνσεων (Zhang et al., 2010) και συνδιακυμάνσεων (Andreas, 1987; Smeets et al., 2000; McNaughton and Laubach 2000). Μάλιστα οι αποκλίσεις είναι εντονότερες όταν η μελέτη γίνεται πάνω από κλειστές θάλασσες όπως είναι το Αιγαίο, σε συνθήκες ισχυρών ανέμων, λόγω της περιορισμένης έκτασης αλληλεπίδρασης αέρα-θάλασσας, της ακανόνιστης κυμάτωσης και των έντονων χωρικών διακυμάνσεων της θαλάσσιας επιφανειακής θερμοκρασίας και της θερμοκρασίας του αέρα εντός του ΘΑΟΣ.

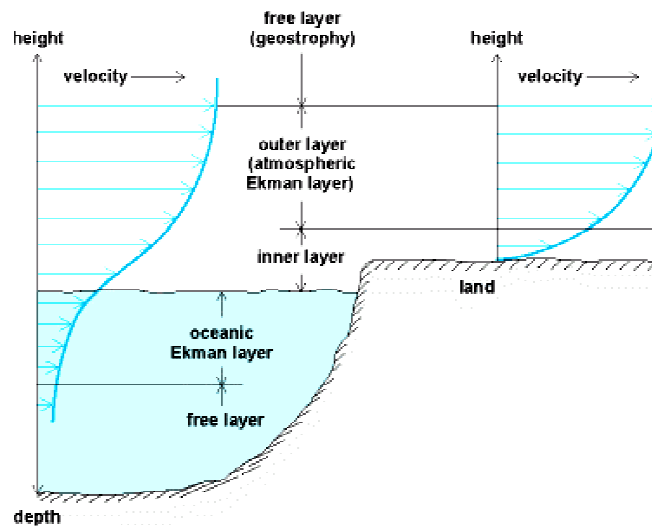
2.1 Το Ατμοσφαιρικό Οριακό Στρώμα πάνω από ξηρά και θάλασσα.

Ως Ατμοσφαιρικό Οριακό Στρώμα (ΑΟΣ) θεωρείται το κατώτερο στρώμα της γήινης τροπόσφαιρας, στο οποίο η ατμοσφαιρική κυκλοφορία επηρεάζεται άμεσα από την, υποκείμενη προς αυτή, γήινη επιφάνεια. Η ροή εντός του ΑΟΣ είναι τυρβώδης.

Σε συνθήκες *fair weather* ('καλός καιρός' - κοντά σε κέντρα υψηλών πιέσεων), για τυπικές τιμές ταχύτητας ανέμου, το ύψος του ΑΟΣ πάνω από ομοιογενή επιφάνεια ξηράς φτάνει τα 2 ή 3 km τις μεσημβρινές ώρες, λόγω των έντονων ανοδικών κινήσεων (αστάθεια) - ο μηχανικός όρος παραγωγής της τυρβώδους κινητικής ενέργειας (shear) ενισχύεται από το θερμικό όρο (buoyancy)¹. Κατά τη διάρκεια της νύχτας συμβαίνει το αντίθετο, η τύρβη συμπιέζεται από την ευσταθή στρωμάτωση (θερμοκρασιακή αναστροφή εδάφους) και το ύψος του ΑΟΣ, πάνω από τη ξηρά, περιορίζεται αρκετά.

Όταν η υποκείμενη επιφάνεια είναι υδάτινη (θάλασσα, λίμνη, ποτάμι, ωκεανός) ανοδικές κινήσεις λόγω διαφοράς πυκνότητας συμβαίνουν, όχι μόνο λόγω της καθ' ύψους διαφοράς θερμοκρασίας των αερίων μαζών, αλλά και λόγω διαφορετικής περιεκτικότητας σε υδρατμούς. Το ύψος του θαλάσσιου Ατμοσφαιρικού Οριακού Στρώματος (ΘΑΟΣ), σε μέσα γεωγραφικά πλάτη, είναι χαμηλότερο από το ύψος του ΑΟΣ πάνω από ξηρά κατά τη διάρκεια της ημέρας, εφόσον οι θερμικής αιτίας ελεύθερες ανοδικές κινήσεις είναι λιγότερο έντονες στην περίπτωση του ΘΑΟΣ², όμως για τον ίδιο λόγο υπόκειται γενικά σε μικρότερες ημερήσιες μεταβολές.

Μια τυπική κατανομή της ταχύτητας του ανέμου πάνω από θάλασσα και ξηρά, χωρίς την επίδραση του θερμικού όρου (ουδέτερες συνθήκες), φαίνεται στην Εικόνα 1.



Σχήμα 1: Κατανομή της ταχύτητας του ανέμου πάνω από θάλασσα και ξηρά (S.Eskinazi, 1975).

1. Η τυρβώδης κινητική ενέργεια δίνεται από την εξίσωση :

$$\frac{De}{Dt} = \underbrace{-\overline{u'w'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial Z} - \overline{v'w'} \frac{\partial \bar{v}}{\partial Z}}_I + \underbrace{(g/\bar{\Theta})\overline{w'\theta'} + 0.61g\overline{w'q'}}_II - \frac{\partial \overline{w'e}}{\partial Z} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{w'p'}}{\partial Z} - \epsilon$$

$$\text{TKE: } e = \frac{1}{2}(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})$$

(Συνέχεια στο υπόμνημα της επόμενης σελίδας)

II. Θεωρητικό Μέρος

Το οριακό στρώμα πάνω από ξηρά ή θάλασσα διαφέρει σε σχέση με άλλα οριακά στρώματα κυρίως σε δύο σημεία: πρώτον, η στρωμάτωση λόγω πυκνότητας παίζει σημαντικό ρόλο³ και δεύτερον, η περιστροφή της Γης επηρεάζει τη δομή του μεγαλύτερου μέρους του (~90%), που εκτείνεται πάνω από περίπου το 10% του συνολικού του ύψους (Panofsky, 1974).

Το ΑΟΣ χωρίζεται γενικά σε τρία επιμέρους στρώματα :

α) Ένα πολύ λεπτό (της τάξης των mm) και πολύ ευσταθές *μοριακό στρώμα*, που καλύπτει τη διεπιφάνεια των δυο μέσων, όπου εκεί κυριαρχούν οι μοριακές αλληλεπιδράσεις και η τύρβη δεν μπορεί να αναπτυχθεί, λόγω ισχυρής ευστάθειας⁴.

β) Το *Εσωτερικό ή Επιφανειακό Στρώμα*, στο οποίο η τύρβη κυριαρχεί, η στρωμάτωση παίζει σημαντικό ρόλο, αλλά η περιστροφή της Γης έχει αμελητέα επίδραση. Το ύψος του επιφανειακού στρώματος εκτείνεται πάνω από το ευσταθές μοριακό στρώμα έως και περίπου το 10% του συνολικού ύψους του ΑΟΣ. Πολλές φορές καλείται και *στρώμα σταθερών ροών* ή *στρώμα Prandtl*, για το λόγο ότι οι κατακόρυφες ροές των βασικών μεγεθών (ορμή, θερμότητα, θερμοκρασία) και η διεύθυνση του ανέμου μπορούν να θεωρηθούν σταθερές σε όλο το βάθος του και ίσες με τις επιφανειακές. Στο επιφανειακό οριακό στρώμα εφαρμόζεται ικανοποιητικά το θεωρητικό υπόβαθρο των Monin-Obukhov⁵, στην περίπτωση βέβαια που η υποκείμενη επιφάνεια μπορεί να θεωρηθεί ομοιογενής, ανεξάρτητα από το αν πρόκειται για ξηρά ή θάλασσα. Όπως αναφέρεται από τους ίδιους (Monin-Obukhov, 1954) η ατμόσφαιρα πάνω από το ΑΟΣ εμπλουτίζεται με θερμότητα και υδρατμούς μέσω των διαδικασιών που συμβαίνουν στο επιφανειακό οριακό στρώμα. Ειδικά στο θαλάσσιο επιφανειακό οριακό στρώμα, η τυρβώδης μεταφορά είναι ο κύριος μηχανισμός με τον οποίο ανταλλάσσονται τεράστια ποσά ενέργειας μεταξύ θάλασσας και ατμόσφαιρας (Fairall et al., 1996).

γ) Το *Στρώμα Ekman*, πάνω από το επιφανειακό στρώμα έως τα όρια του ΑΟΣ, στο οποίο η περιστροφή της Γης έχει σημαντική επίδραση στη ροή (η διεύθυνση του ανέμου μεταβάλλεται από 30°- 45°). Αυτό το στρώμα αποτελεί μια σχετικά βαθιά ζώνη μεταφοράς των διαδικασιών που συμβαίνουν στο επιφανειακό στρώμα. Έτσι, ενώ η άμεση επίδραση της επιφάνειας εξασθενεί σημαντικά με το ύψος και είναι πλέον δυσδιάκριτη, η έμμεση επίδραση λόγω της μεταφοράς αυτής, είναι σημαντική και εκτείνεται πλέον σε όλη την τροπόσφαιρα. (McIlveen, 2010).

...Ο όρος I είναι ο μηχανικός όρος-κατακόρυφη ροή ορμής (shear) και θεωρείται (πάντα) θετικός, δηλαδή συνεισφέρει στην παραγωγή της τυρβώδους κινητικής ενέργειας από τη διάτμηση της μέσης ροής. Ο όρος II είναι ο όρος (buoyancy). Αυτός ο όρος είναι είτε θετικός είτε αρνητικός ανάλογα με τις συνθήκες ευστάθειας της ατμόσφαιρας, που καθορίζονται από την κατακόρυφη ροή θερμότητας (όρος w' θ ' έντονος στο ΑΟΣ) και υδρατμών (όρος $\overline{w'q'}$ έντονος στο ΘΑΟΣ). Ο όρος II συχνά γράφεται χρησιμοποιώντας την αληθή θερμοκρασία θ_v : Ισχύει $\overline{w'\theta'_v} = \overline{w'\theta'} + 0.61\overline{w'q'}$. Οι όροι III και IV είναι όροι μεταφοράς της τύρβης και πίεσης αντίστοιχα. Ο όρος V είναι πάντα αρνητικός. Είναι ο όρος της μοριακής κατανάλωσης--η ενέργεια που αποσπάται από τη διάτμηση της μέσης ροής μέσω του energy cascade μεταφέρεται σχεδόν αυτούσια σε ολοένα μικρότερους στροβίλους (θεωρία Richardson), όπου και καταναλώνεται μέσω του ιξώδους προς αύξηση της θερμοκρασίας--.

2. Ως γνωστόν το νερό έχει μεγάλη θερμοχωρητικότητα. Δεδομένης και της χωρικής ομοιογένειας η ημερήσια και χωρική μεταβολή του ύψους του ΑΟΣ είναι μικρή. Το Θαλάσσιο Ατμοσφαιρικό Οριακό Στρώμα είναι σχεδόν σε ισορροπία (quasi-equilibrium) με την επιφανειακή θερμοκρασία της θάλασσας (Stull 1988).

2.2 Θεωρία Ομοιότητας Monin-Obukhov-MOST- (Monin-Obukhov 1954)

Το θεωρητικό υπόβαθρο των Monin-Obukhov βασίζεται στις παρακάτω παραδοχές, πάνω από ομοιογενή επιφάνεια:

α) η επίδραση της περιστροφής είναι αμελητέα, κατά συνέπεια ο άνεμος μπορεί να θεωρηθεί ότι έχει μια επικρατούσα, σταθερή διεύθυνση.

β) οι κατακόρυφες ροές των βασικών μεγεθών, λόγω οριζόντιας ομοιογένειας, είναι σημαντικότερες και προσεγγίζονται από τις συνδιακυμάνσεις των αντίστοιχων μεγεθών (κλείσιμο 1^{ης} τάξης). Επιπλέον είναι σταθερές, ανεξάρτητες του ύψους (z) και αριθμητικά προσεγγίζονται από τη χαρακτηριστική κλίμακα ταχύτητας u_* και τις παραμέτρους $\frac{g}{T_0}, \frac{Q}{c_p \rho}$.

Μέσω αυτών των παραμέτρων υπολογίζονται η χαρακτηριστική κλίμακα μήκους L (μήκος Obukhov) και η χαρακτηριστική κλίμακα θερμοκρασίας T_* . Οι χαρακτηριστικές κλίμακες μετέπειτα χρησιμοποιούνται για την αδιαστατικοποίηση της εξίσωσης της τυρβώδους κινητικής ενέργειας. Πλέον οι όροι που την αποτελούν είναι θεμελιώδεις, αδιάστατες συναρτήσεις του όρου $\frac{z}{L}$ (παράμετρος ευστάθειας) και υπολογίζονται πειραματικά.

- *Χαρακτηριστική κλίμακα ταχύτητας u_* (ταχύτητα τριβής)*

Μέσω των τάσεων Reynolds⁷ και συγκεκριμένα του πιο σημαντικού όρου τους $-\overline{\rho u'w'}$ που αντιπροσωπεύει την κατακόρυφη ροή της οριζόντιας συνιστώσας της ορμής, ορίζεται μια χαρακτηριστική κλίμακα ταχύτητας u_* η οποία ονομάζεται ταχύτητα τριβής (friction velocity) και δίνεται από την εξίσωση :

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau}{\rho}} = \sqrt{|\overline{u'w'}|} \quad (\text{Εξ. 1}),$$

όπου $\tau = -\overline{\rho u'w'}$ = const η επιφανειακή τάση και u η επικρατούσα διεύθυνση του ανέμου⁸.

- *Χαρακτηριστική κλίμακα μήκους L (μήκος Obukhov (1946))*

Δεδομένου ότι η στοιχειώδης θερμότητα που μεταφέρεται είναι ανάλογη με την κατακόρυφη μεταφορά των διακυμάνσεων της θερμοκρασίας.

$$Q = \rho c_p \overline{w'T'} \quad \text{ή} \quad \overline{w'T'} = \frac{Q}{c_p \rho} = \text{const} \quad (\text{Εξ. 2})$$

η χαρακτηριστική κλίμακα μήκους υπολογίζεται από την εξίσωση :

$$L = - \frac{u_*^3}{\kappa \frac{g}{T_0} \frac{Q}{c_p \rho}} \quad (\text{Εξ. 3}),$$

όπου κ η σταθερά Von-Karman ($\kappa = 0.4$), g η επιτάχυνση της βαρύτητας, T_0 η μέση θερμοκρασία του στρώματος, Q το ποσό θερμότητας, c_p ο συντελεστής ειδικής θερμότητας υπό σταθερή πίεση, ρ η πυκνότητα του αέρα.

3. Η αλληλεπίδραση μεταξύ ατμόσφαιρας-επιφάνειας όσον αφορά κυρίως τη θερμοκρασία και τους υδρατμούς, επηρεάζει τη στρωμάτωση των αερίων μαζών κατά τρόπο που είτε ευνοεί, είτε συμπιέζει την τύρβη. Εξαιτίας αυτής της αλληλεπίδρασης στο ΑΟΣ/ΘΑΟΣ χρησιμοποιείται ως κριτήριο ο αριθμός Richardson και όχι ο αριθμός Reynolds, γιατί στον τελευταίο δεν συνυπολογίζεται η επίδραση του θερμικού όρου της τυρβώδους κινητικής ενέργειας που είναι σημαντική.

4. Η διαφορά πυκνότητας των δυο μέσων που αλληλεπιδρούν είναι τεράστια έτσι συμβαίνουν μόνο μοριακές αλληλεπιδράσεις.

5. βλ. επόμενη παράγραφο Θεωρία Ομοιότητας Monin-Obukhov

II. Θεωρητικό Μέρος

- Χαρακτηριστική κλίμακα θερμοκρασίας T_*

$$T_* = -\frac{1}{\kappa u_*} \frac{Q}{c_p \rho} = -\frac{\overline{w'T'}}{u_*} \quad (\text{Εξ. 4})$$

Το πρόσημο των χαρακτηριστικών κλιμάκων L , T_* καθορίζεται από τις συνθήκες ευστάθειας του στρώματος. Σε ευσταθείς συνθήκες $\overline{w'T'} < 0$ τότε $Q < 0$, $L > 0$ και $T_* > 0$ ενώ σε ασταθείς συνθήκες $\overline{w'T'} > 0$ τότε $Q > 0$, $L < 0$ και $T_* < 0$. Σε ουδέτερες συνθήκες $\overline{w'T'} = 0$ τότε $Q = 0$, $L \rightarrow \infty$ και $T_* = 0$.

(Ομοίως ορίζεται και η χαρακτηριστική κλίμακα υγρασίας $q_* = -\frac{\overline{w'q'}}{u_*}$)

- Καθορισμός των αδιάστατων όρων

Οι αδιάστατοι όροι που μπορούν να προκύψουν είναι :

$$\frac{\kappa z}{u_*} \frac{d\bar{u}}{dz} = \varphi_m\left(\frac{z}{L}\right) \quad (\text{Εξ. 5})$$

$$\frac{z}{T_*} \frac{dT}{dz} = \varphi_h\left(\frac{z}{L}\right) \quad (\text{Εξ. 6})$$

Οι συναρτήσεις φ_m και φ_h , έχουν τη μορφή (Arya, 2001):

$$\varphi_m = \begin{cases} (1 - \gamma_1 \zeta)^{-1/4} & \text{για } \zeta < 0 \text{ (ασταθείς συνθήκες)} \\ 1 + \beta_1 \zeta & \text{για } \zeta \geq 0 \text{ (ευσταθείς συνθήκες)} \end{cases} \quad (\text{Εξ. 7})$$

$$\varphi_h = \begin{cases} \alpha(1 - \gamma_2 \zeta)^{-1/2} & \text{για } \zeta < 0 \text{ (ασταθείς συνθήκες)} \\ \alpha + \beta_2 \zeta & \text{για } \zeta \geq 0 \text{ (ευσταθείς συνθήκες)} \end{cases} \quad (\text{Εξ. 8})$$

όπου $\zeta = \frac{z}{L}$ και οι τιμές των σταθερών (Högström 1988) που είναι τελευταία αποδεκτές (Foken 2006) είναι οι εξής :

$$\alpha = 0.95, \quad \beta_1 = 6, \quad \beta_2 = 7.8, \quad \gamma_1 = 19.3, \quad \gamma_2 = 11.6$$

Η σταθερά α είναι ο αριθμός Prandtl^{9**}.

Έτσι μπορούν να υπολογιστούν προσεγγιστικά οι κατατομές (προφίλ) της ταχύτητας και θερμοκρασίας, εντός του επιφανειακού οριακού στρώματος ολοκληρώνοντας τις εξισώσεις 9, 10.

$$\frac{d\bar{u}}{dz} = \frac{u_*}{\kappa z} \varphi_m\left(\frac{z}{L}\right) \quad (\text{Εξ. 9})$$

$$\frac{dT}{dz} = \frac{T_*}{z} \varphi_h\left(\frac{z}{L}\right) \quad (\text{Εξ. 10})$$

6. Στην κορυφή του ατμοσφαιρικού οριακού στρώματος η απότομη αναστροφή της δυναμικής θερμοκρασίας, λειτουργεί ως καπάκι εγκλωβισμού των ρύπων στην κατώτερη τροπόσφαιρα.

7. Σε ροές με μεγάλο αριθμό Reynolds, οι αδρανειακές δυνάμεις που εμφανίζονται στο εσωτερικό του ρευστού από την επίδραση της επιφάνειας (τριβή), είναι πολύ μεγαλύτερες από τις δυνάμεις ιξώδους και η ροή είναι ή εξελίσσεται σε τυρβώδη. Οι δυνάμεις αυτές προσεγγίζονται μαθηματικά από τις τάσεις Reynolds (δυνάμεις ανά μονάδα επιφάνειας). Βασική παραδοχή στην υπόθεση Reynolds είναι ότι οι μεταβολές στην ταχύτητα είναι χαοτικές διακυμάνσεις γύρω από μια σταθερή μέση τιμή.

$$A = \bar{A} + A' \quad \tau_{ij} = -\rho \overline{u'_i u'_j}$$

(Reynolds Decomposition) (Reynolds stresses)

2.3 Συνθήκες ευστάθειας του Ατμοσφαιρικού Οριακού Στρώματος (και του ΘΑΟΣ)

Συνοψίζοντας, η ροή στο ΑΟΣ είναι τυρβώδης εξαιτίας των αλληλεπιδράσεων μεταξύ ατμόσφαιρας και επιφάνειας. Οι αδρανειακές δυνάμεις που εμφανίζονται στο εσωτερικό του ρευστού, είναι είτε μηχανικής φύσης (κατακόρυφη μεταφορά ορμής λόγω τριβής με την επιφάνεια), είτε θερμικής φύσης (ανοδικά ή καθοδικά¹⁰ thermals λόγω διαφορετικής θερμοκρασίας της επιφάνειας ή μεγαλύτερης περιεκτικότητας υδρατμών στα κατώτερα στρώματα). Έτσι ορίζονται αντίστοιχα ο μηχανικός όρος (shear) και ο θερμικός όρος ή όρος άνωσης (buoyancy) της τυρβώδους κινητικής ενέργειας.

α) Όταν ο όρος άνωσης είναι θετικός, σημαίνει ότι παρατηρούνται ελεύθερες ανοδικές κινήσεις, η τύρβη ευνοείται και οι συνθήκες του ΑΟΣ /ΘΑΟΣ είναι (στατικά και δυναμικά) ασταθείς.

β) Όταν ο όρος άνωσης είναι αρνητικός, τότε είναι ευσταθής η στρωμάτωση λόγω πυκνότητας, η τύρβη συμπιέζεται και οι συνθήκες του ΑΟΣ/ΘΑΟΣ είναι (στατικά) ευσταθείς.

γ) Όταν δεν παρατηρούνται θερμικές αλληλεπιδράσεις μεταξύ αέρα-επιφάνειας, ο όρος buoyancy μηδενίζεται και οι συνθήκες του ΑΟΣ/ΘΑΟΣ είναι (στατικά) ουδέτερες.

Η ένταση και το είδος των συνθηκών καθορίζεται από τον αριθμό Richardson (R_f), που είναι ο λόγος του όρου άνωσης προς το μηχανικό όρο (εξ. 11). Επειδή ο παρονομαστής είναι αρνητικός (no slip condition)¹¹, αν $R_f < 0$ η ατμόσφαιρα είναι στατικά ασταθής ($\overline{w'\theta'_v} > 0$), αν $R_f > 0$ η ατμόσφαιρα είναι στατικά ευσταθής ($\overline{w'\theta'_v} < 0$), αν $R_f = 0$ οι ατμοσφαιρικές συνθήκες είναι στατικά ουδέτερες ($\overline{w'\theta'_v} = 0$). Επειδή όμως η ατμόσφαιρα είναι ένα δυναμικό σύστημα, μεγαλύτερη σημασία έχει να καθοριστούν οι δυναμικές συνθήκες, στις οποίες συνυπολογίζεται και η επίδραση του μηχανικού όρου. Επειδή ο μηχανικός όρος πάντα συνεισφέρει θετικά στην ανάπτυξη της τύρβης ($\overline{u'w'} < 0$), αν η ατμόσφαιρα είναι στατικά ασταθής είναι και δυναμικά ασταθής και η ροή είναι τυρβώδης. Αν η ατμόσφαιρα είναι στατικά ευσταθής και υπερσχύει ο μηχανικός όρος, $R_f < 1$, τότε δυναμικά είναι ασταθής και η ροή είναι ή εξελίσσεται σε τυρβώδη. Αν σε συνθήκες στατικής ευστάθειας υπερσχύει ο όρος άνωσης, $R_f > 1$, τότε η τύρβη συμπιέζεται και η ροή εξελίσσεται σε στρωτή. Από τον αριθμό R_f λοιπόν, φαίνονται οι συνθήκες δυναμικής ευστάθειας της ατμόσφαιρας που σχετίζονται με το αν η ροή είναι και παραμένει τυρβώδης (έχει νόημα να υπολογίζεται σε στατικά ευσταθείς συνθήκες).

8. Η ταχύτητα τριβής όταν δεν χρησιμοποιείται το φυσικό σύστημα συντεταγμένων αλλά το καρτεσιανό, υπολογίζεται από την εξίσωση :

$$u_* = \sqrt{|\overline{u'w'}|^2 + |\overline{v'w'}|^2}$$

9. Οι σταθερές των συναρτήσεων που καθορίζονται πειραματικά, εξαρτώνται από τις τιμές που επιλέγονται για τη σταθερά Von-Karman και τον αριθμό Prandtl ($Pr_t = \frac{K}{K_T} = \frac{\varphi_h}{\varphi_m}$). Οι σταθερές του Högstrom (1988) είναι διορθώσεις των τιμών του Businger (1971). Οι σταθερές για τον Högstrom είναι $\kappa=0.40$ και $Pr_t = 0.95$, ενώ για τον Businger ήταν $\kappa=0.35$ και $Pr_t=0.74$.

** Ο αριθμός Prandtl είναι ο λόγος των συντελεστών θερμικής και μηχανικής τυρβώδους μεταφοράς οι οποίοι στη θεωρία των Monin-Obukhov θεωρείται ότι έχουν την ίδια τιμή. Οι συντελεστές K, K_T εισάγονται για το 'κλείσιμο' των συνδιακυμάνσεων

$$\overline{u'w'} = -K \frac{d\bar{u}}{dz} \left(K = \frac{\kappa u_* z}{\varphi_m \left(\frac{z}{L}\right)} \right) \text{ και } \overline{w'T'} = -K_T \frac{d\bar{T}}{dz} \left(K_T = \frac{\kappa u_* z}{\varphi_h \left(\frac{z}{L}\right)} \right) \rightarrow \text{κλείσιμο 1}^{\text{ης τάξης}} \begin{cases} \frac{d\bar{u}}{dz} = -\frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z} = K \frac{d^2 \bar{u}}{dz^2} \\ \frac{d\bar{T}}{dz} = -\frac{\partial \overline{w'T'}}{\partial z} = K \frac{d^2 \bar{T}}{dz^2} \end{cases}$$

II. Θεωρητικό Μέρος

$$\text{flux Richardson number} \rightarrow R_f = \frac{\frac{g}{\theta_v} \overline{w'\theta_v'}}{\overline{u'w'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}} \quad (\text{Εξ. 11})^{12}$$

- Όταν $R_f < 1$, οι συνθήκες του ΑΟΣ/ΘΑΟΣ είναι δυναμικά ασταθείς και η ροή είναι τυρβώδης.
- Όταν $R_f > 1$, οι συνθήκες είναι δυναμικά ευσταθείς και η τύρβη συμπιέζεται.
- Όταν $R_f = 0$, οι συνθήκες είναι στατικά ουδέτερες.

Υπάρχουν και άλλες εκφράσεις του αριθμού Richardson ροών¹³, οι οποίες διαμορφώνονται ανάλογα με τον τρόπο που προσεγγίζονται οι μέσες τιμές των συνδιακυμάνσεων. Για τον αριθμό Richardson βαθμίδας (Ri) γίνεται ένα κλείσιμο 1^{ης} τάξης των μέσων συνδιακυμάνσεων, όπως αναφέρθηκε και στη θεωρία ομοιότητας Monin-Obukhov (1954) ($\overline{u'w'} = K \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$, $\overline{w'\theta_v'} = K_T \frac{\partial \bar{\theta}_v}{\partial z}$, $K \sim K_T$), ενώ για τον αριθμό Richardson του κυρίως σώματος (R_B) χρησιμοποιούνται μετρήσεις από ραδιοβολίδες σε διακριτά ύψη, έτσι οι μεταβολές δεν είναι στοιχειώδεις ($\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \rightarrow \frac{\Delta \bar{u}}{\Delta z}$ και $\frac{\partial \bar{\theta}_v}{\partial z} \rightarrow \frac{\Delta \bar{\theta}_v}{\Delta z}$).

Ειδικά για το επιφανειακό στρώμα αντί του αριθμού Richardson, ως παράμετροι ευστάθειας χρησιμοποιούνται το μήκος Obukhov (L) ή ο αδιάστατος παράγοντας $\zeta = \frac{z}{L}$. Εξ' ορισμού το μήκος Obukhov, συνδέει όρους δυναμικών (u_*), θερμικών ($\overline{w'T'}$ ή $\frac{Q}{c_p \rho}$) και ανωστικών διαδικασιών ($\frac{g}{T_0}$) του συστήματος Γης-ατμόσφαιρας, και όπως έχει διαπιστωθεί και μαθηματικά (Monin-Obukhov 1954) συνδέεται άμεσα με τον αριθμό Richardson μέσω της σχέσης :

$$Ri = \frac{z}{L} \cdot \frac{1}{\phi\left(\frac{z}{L}\right)} \quad (\text{Εξ. 12}) \quad , \quad \text{όπου}^{14} \quad L = - \frac{u_*^3 \bar{\theta}_v}{\kappa g (\overline{w'\theta'})} \quad (\text{Εξ. 13})$$

Για τις αδιάστατες συναρτήσεις θεωρείται ότι : $\phi_m\left(\frac{z}{L}\right) = \phi_h\left(\frac{z}{L}\right) = \phi\left(\frac{z}{L}\right)$.

10. Καθοδικά thermals (downdrafts) παρατηρούνται όταν η βάση των νεφών είναι εντός του ΑΟΣ/ΘΑΟΣ (κυρίως σε χαμηλά νέφη Cumulus). Ο αέρας που βρίσκεται κοντά στη βάση του νέφους ψύχεται εξαιτίας της θερμικής αλληλεπίδρασης, αυξάνεται η πυκνότητά του και κινείται καθοδικά.

11. Στη δυναμική των ρευστών η ταχύτητα στην επιφάνεια επαφής είναι μηδέν (ή όσο η ταχύτητα της επιφάνειας αν η επιφάνεια κινείται). Στην περίπτωση που η επιφάνεια είναι σταθερή η ταχύτητα αυξάνεται λογαριθμικά με το ύψος εντός του οριακού στρώματος. Περιπτώσεις στις οποίες ο όρος $\overline{u'w'}$ δεν είναι αρνητικός είναι για παράδειγμα στην ύπαρξη μεγάλης ταχύτητας επιφανειακών ρευμάτων στη θάλασσα (swell).

12. Στην εξίσωση 11 ο αριθμός Richardson ροών υπολογίζεται από τη ροή της αληθούς θερμοκρασίας (virtual temperature) $\overline{w'\theta_v'}$, ώστε να συνυπολογίζεται και η ροή λόγω διαφορετικής πυκνότητας σε υδρατμούς. (Foken 2006).

13. Ο αριθμός Richardson βαθμίδας (Ri) και κυρίως σώματος R_B υπολογίζονται από τις εξισώσεις : $Ri = \frac{\frac{g}{\theta_v} \left(\frac{\partial \bar{\theta}_v}{\partial z}\right)}{\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}\right)^2}$ και $R_B = \frac{\frac{g}{\theta_v} \left(\frac{\Delta \bar{\theta}_v}{\Delta z}\right)}{\left(\frac{\Delta \bar{u}}{\Delta z}\right)^2}$, όπου θ_v είναι η αληθής δυναμική θερμοκρασία στην οποία συμπεριλαμβάνεται και η περιεκτικότητα της αέρας μάζας σε υδρατμούς. Η ταχύτητα u είναι η ταχύτητα στο φυσικό σύστημα συντεταγμένων. Σε καρτεσιανό σύστημα στον παρονομαστή προστίθεται και η κατακόρυφη βαθμίδα της οριζόντιας ταχύτητας v κατά ανάλογο τρόπο. Για $Ri < 0.25$ η ροή από στρωτή εξελίσσεται σε τυρβώδη από αστάθειες που αρχικά δημιουργούνται από κύματα KH.

II. Θεωρητικό Μέρος

Το μήκος Obukhov στη δυναμική του οριακού στρώματος, εκφράζει το ύψος στο οποίο η παραγωγή ($L > 0$) ή η κατανάλωση ($L < 0$) της τυρβώδους κινητικής ενέργειας λόγω του όρου buoyancy, είναι ίδια με την παραγωγή από τον μηχανικό όρο (Bernhardt, 1995). Στον Πίνακα 1 φαίνεται η σχέση συνθηκών ευστάθειας του ΑΟΣ και του μήκους Obukhov.

Συνθήκες Ευστάθειας	Εύρος τιμών L (m)
Πολύ Ευσταθείς	$0 < L < 200$
Ευσταθείς	$200 < L < 1000$
Σχεδόν Ουδέτερες	$ L > 1000$
Ασταθείς	$-200 < L < 0$
Πολύ Ασταθείς	$L \rightarrow \infty$

Πίνακας 1: Ταξινόμηση των συνθηκών ευστάθειας του οριακού στρώματος σε σχέση με τιμές του μήκους Obukhov

14. Η έκφραση του μήκους Obukhov δίνεται με τους όρους των συνδιακυμάνσεων και με την αληθή δυναμική θερμοκρασία, παρέμβαση απαραίτητη όταν μελετάται το Θαλάσσιο Ατμοσφαιρικό Οριακό Στρώμα.

15. Energy Cascade: Στην τρισδιάστατη θεώρηση της τύρβης η ενέργεια κυρίως μεταβιβάζεται από τις μεγαλύτερες κλίμακες στροβίλων στις μικρότερες κατά συνεχή τρόπο έως ότου ξεκινήσει η καταναλωτική δράση του ιζώδους, όπου η ΤΚΕ τελικά απορροφάται από τα μόρια του ρευστού, προς αύξηση μακροσκοπικά της θερμοκρασίας.

15** Η θεωρητική διατύπωση του energy-cascade από τον Richardson είναι :

“Big whirls have little whirls that feed on their velocity; and little whirls have lesser whirls and so on to viscosity.”

(L.F.Richardson 1922)

*** «Η τύρβη είναι μια τρισδιάστατη, χρονικά μεταβαλλόμενη ροή, όπου η διάσταση των δινοσωλήνων δημιουργεί διακυμάνσεις στην ταχύτητα. Αυτές οι διακυμάνσεις επεκτείνονται σε όλα τα μήκη κύματος μεταξύ ενός ελαχίστου, που το προσδιορίζουν οι δυνάμεις ιζώδους και ενός μεγίστου που το προσδιορίζουν οι οριακές συνθήκες της ροής».

Peter Bradshaw about Turbulence

2.4 Πρότυπο Kolmogorov (1941) – K41

Όταν η ροή είναι τυρβώδης μέρος της ενέργειας από τη μέση ροή αποδομείται από μεγάλες σε μικρότερες κλίμακες με το μηχανισμό του ‘energy cascade’¹⁵. Η θεωρητική προσέγγιση του μηχανισμού είχε διατυπωθεί ήδη από τον Richardson, με το πρότυπο όμως Kolmogorov απέκτησε μαθηματική υπόσταση.

Κάθε στρόβιλος μπορεί να θεωρηθεί ως ανεξάρτητο πακέτο ταχύτητας, χαρακτηριστικού μήκους και χρόνου παραμόρφωσης. Λόγω ισορροπίας, θα πρέπει ο ρυθμός με τον οποίο εισάγεται ενέργεια στον τυρβώδη μηχανισμό από τους μεγάλους στροβίλους ($\frac{dE}{dt}$), να είναι ίσος με τον ρυθμό που αυτή καταναλώνεται (ϵ).

$$\text{Άρα, } \epsilon = \frac{u_L^2}{T_i} = \frac{u_L^3}{L_e} \quad (\text{Εξ. 14}),$$

όπου (u_L, T_i, L_e) τα χαρακτηριστικά μεγέθη των μεγάλων στροβίλων¹⁶. Μάλιστα, η κατανάλωση της ΤΚΕ γίνεται μόνο στους μικρούς στροβίλους, των οποίων τα χαρακτηριστικά μεγέθη μπορούν να υπολογιστούν.

1^η Παραδοχή Kolmogorov : Η τύρβη είναι τοπικά ιστροπική και ομογενής για τους μικρές κλίμακας στροβίλους.

Σε μια πλήρως ανεπτυγμένη τυρβώδη κατάσταση, κατά τη διαδικασία του ‘energy cascade’ οι στρόβιλοι που προκύπτουν από πολλά επιτυχή σπασίματα των μεγάλων στροβίλων, απομακρύνονται σταδιακά από την αρχική αιτία και τις δυνάμεις που συντηρούν την τύρβη και ως εκ τούτου δεν έχουν συγκεκριμένο προσανατολισμό. Αυτή η παραδοχή είναι απαραίτητη, ώστε οι τυρβώδεις διακυμάνσεις, τουλάχιστον των μικρών στροβίλων, να είναι στατιστικά ομογενείς και ιστροπικές (ισορροπία των στατιστικών παραμέτρων).

Τα μεγέθη των στροβίλων που έχουν καταναλωτική δράση αποτελούν τις μικροκλίμακες Kolmogorov¹⁷

$$\eta = \left(\frac{\nu^3}{\epsilon}\right)^{\frac{1}{4}} \quad u_\eta = (\nu\epsilon)^{\frac{1}{4}} \quad (\text{Εξ. 14}),$$

όπου $\nu = \mu/\rho$ το δυναμικό ιξώδες και ϵ ο ρυθμός κατανάλωσης της τυρβώδους κινητικής ενέργειας.

16. Θεωρούμε ότι τα μεγέθη των μεγάλων στροβίλων (integral scale) ταυτίζονται με τα μακροσκοπικά χαρακτηριστικά της ροής.

17. Στη διαδικασία αυτή όπου η ενέργεια μεταφέρεται από μεγαλύτερες κλίμακες σε μικρότερες, ο αριθμός Reynolds σταδιακά μειώνεται. Όταν $Re \sim 1$ το ιξώδες του ρευστού γίνεται σημαντικό. Έτσι προκύπτει και η σχέση μεταξύ των μικροκλιμάκων Kolmogorov $\frac{u_\eta \eta}{\nu} \sim 1$

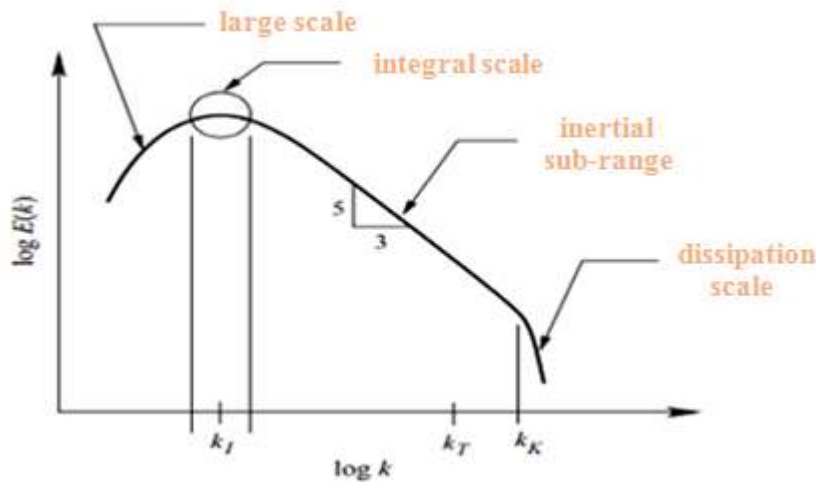
II. Θεωρητικό Μέρος

Επίσης αν θεωρηθεί ότι στη διαδικασία της μεταβίβασης 'χάνονται' τα χαρακτηριστικά της μέσης ροής, τότε η μικρής κλίμακας δομή δεν εξαρτάται από τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά της ροής. Μάλιστα, μεταξύ των περιοχών εισόδου και κατανάλωσης ενέργειας, για $\eta \ll r \ll L_e$ οι στρόβιλοι δεν έχουν συγκεκριμένα χαρακτηριστικά μεγέθη, αλλά η κατανομή της ενέργειας σε αυτούς περιγράφεται με στατιστικό τρόπο, που δεν εξαρτάται από το ιξώδες του ρευστού και είναι κοινός για όλες τις τυρβώδεις ροές (Υπόθεση Ομοιότητας Kolmogorov). Μέσω διαστατικής ανάλυσης προκύπτει ο γνωστός νόμος $-5/3$ για την αδρανειακή περιοχή στροβίλων :

$$F_u(k) = A \varepsilon^{2/3} k^{-5/3} \quad (\text{Εξ. 15}),$$

όπου A η παγκόσμια σταθερά Kolmogorov με τιμή που έχει υπολογιστεί για το φάσμα της οριζόντιας ταχύτητας u ¹⁸, μεταξύ 0.5 και 0.6.^{18**}

Το πρότυπο φάσμα ενέργειας- κυματαριθμού της τύρβης φαίνεται στο Γράφημα 1, όπου και συνοψίζονται οι διαπιστώσεις του μοντέλου Kolmogorov.



Σχήμα 2 : Κατανομή της ενέργειας στους διαφορετικούς κυματαριθμούς των στροβίλων.

Τρεις κύριες φασματικές περιοχές μπορούν να διακριθούν.

- Η περιοχή των μεγάλων στροβίλων (large scale $k_I \sim \frac{1}{L_e}$) είναι η περιοχή εισόδου ενέργειας. Η ενέργεια εισάγεται στον τυρβώδη μηχανισμό από τη διάτμηση της μέσης ροής και τις δυνάμεις άνωσης.
- Η αδρανειακή περιοχή (inertial sub-range) με κλίση στο λογαριθμικό γράφημα $-5/3$
- Η περιοχή κατανάλωσης (dissipation scale $k_K \sim \frac{1}{\eta}$), όπου η κινητική ενέργεια απορροφάται από τα μόρια (μοριακή διάχυση).

18. Για τα φάσματα των v , w ισχύει ο νόμος $4/3$ για τη σταθερά Kolmogorov : $S_v(k) = S_w(k) = \frac{4}{3} S_u(k)$.

** Η τιμή της παγκόσμια σταθεράς Kolmogorov που προτείνεται από τον Höögström (2001) είναι 0.52.

2.5 Υπόθεση Taylor

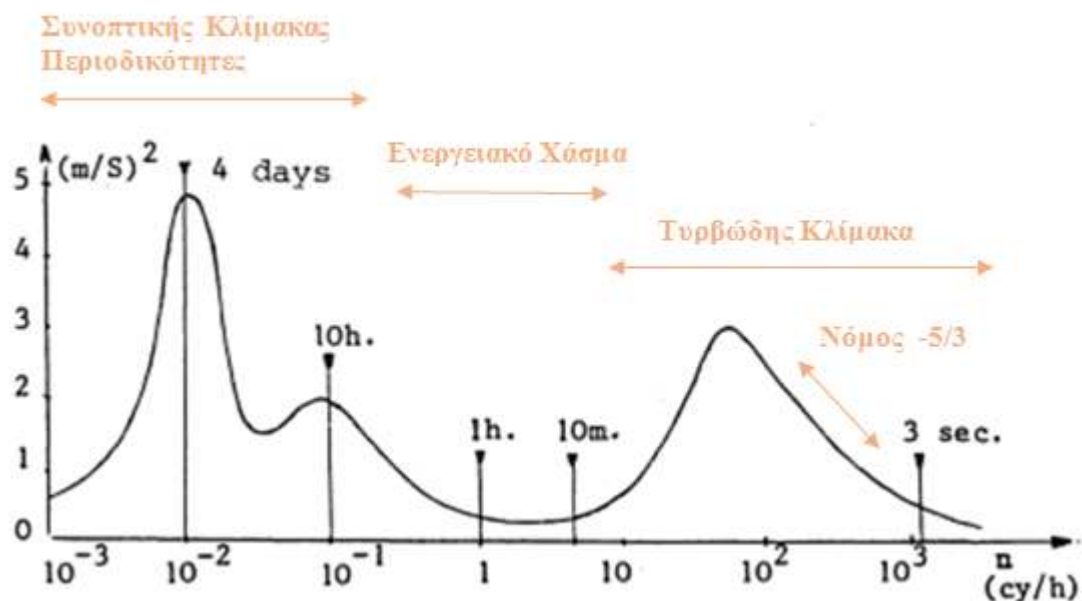
Η αντιστοιχία στροβίλων – χρονικών διακυμάνσεων αποδείχθηκε, με συνδυασμό του μετασχηματισμού *Fourier*¹⁹, όπου φαίνονται οι περιοδικότητες που εμφανίζει η χρονική μεταβολή των μεγεθών σε κάποιες συγκεκριμένες συχνότητες και της υπόθεσης *Taylor* (1935), η οποία συνοψίζεται στη σχέση :

$$k = \frac{2\pi f}{\bar{u}} \quad (\text{Εξ. 16}),$$

μεταξύ κυματαριθμού (k) και συχνότητας (f). Η εφαρμογή αυτών των δυο μεθόδων είναι η βάση της φασματικής ανάλυσης στον προσδιορισμό της τύρβης.

Με την υπόθεση *Taylor* στη μελέτη της ατμοσφαιρικής κυκλοφορίας είναι εφικτό, από μετρήσεις σε ένα σημείο του χώρου ('*υπόθεση του παγωμένου πεδίου*') για ένα ικανό χρονικό διάστημα, να υπολογιστούν τα μεγέθη των στροβίλων (κυματαριθμοί) που απαρτίζουν την κυκλοφορία σε μια περιοχή με τις παραδοχές ότι η τύρβη παραμένει αμετάβλητη καθώς περνά μπροστά από το μετεωρολογικό όργανο και οι τυρβώδεις στρόβιλοι εξελίσσονται σε μια κλίμακα χρόνου, μεγαλύτερη από το χρονικό διάστημα που χρειάζεται ο στρόβιλος, για να περάσει από το όργανο.

Στο Γράφημα 2, φαίνεται το φάσμα συχνοτήτων της ταχύτητας του ανέμου σε όλο το εύρος συχνοτήτων (*Van der Hoven, 1957*) και είναι αντίστοιχο με το φάσμα των κυματαριθμών.



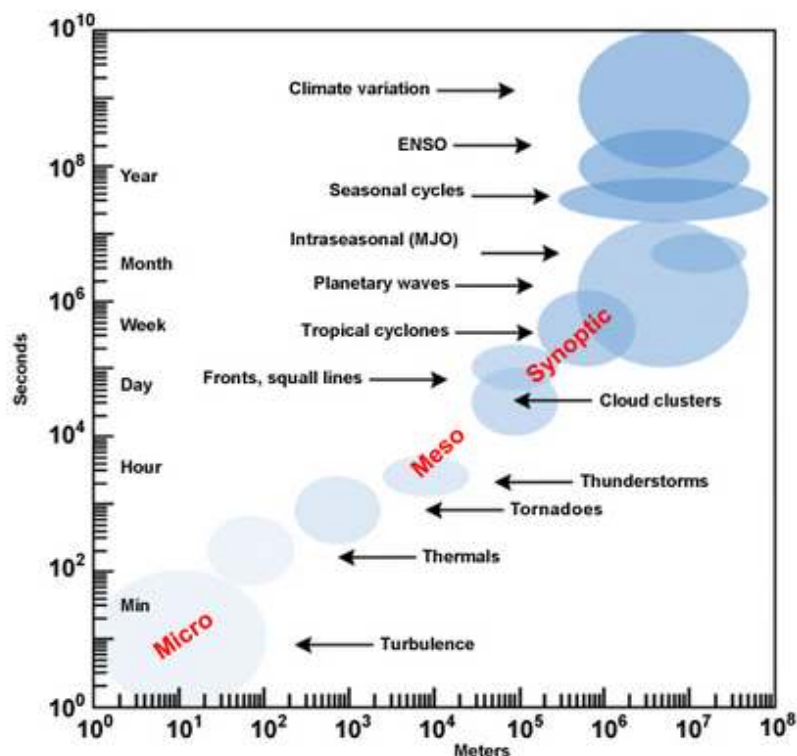
Σχήμα 3: Χαρακτηριστικό φάσμα συχνοτήτων της ταχύτητας του ανέμου κοντά στο έδαφος (*Van der Hoven, 1957*).

19. Με το γρήγορο μετασχηματισμό *Fourier* περιορισμένου χρόνου (FFT), η χρονοσειρά των διακυμάνσεων αναλύεται στον χώρο των συχνοτήτων ως άθροισμα θεμελιωδών συναρτήσεων του χώρου Hilbert (ημιτονοειδή). Οι συντελεστές των ημιτονοειδών είναι η φασματική πυκνότητα ισχύος (PSD). Σε στοχαστικά συστήματα όπως η τύρβη, ενδιαφέρον δεν παρουσιάζουν μόνο τα peaks των συχνοτήτων αλλά η ανάλυση συνολικά του φάσματος. (Φασματική Ανάλυση).

II. Θεωρητικό Μέρος

Η ύπαρξη του φασματικού κενού (ενεργειακό χάσμα) στις ενδιάμεσες συχνότητες, διαχωρίζει τα μεγέθη που αποτελούν την τύρβη από τις περιοδικές κινήσεις συνοπτικής κλίμακας. Έτσι, σε χρονικά διαστήματα μικρότερα της μίας ώρας²⁰ μπορεί να εφαρμοστεί η στατιστική ανάλυση Reynolds όσον αφορά στην στατικότητα της μέσης τιμής (steady state), και τότε οι διακυμάνσεις που παρατηρούνται οφείλονται μόνο στον τυρβώδη μηχανισμό. Για να εντοπιστούν βέβαια οι τυρβώδεις κλίμακες θα πρέπει οι μετρήσεις να είναι υψίσυχνες. Με ανεμόμετρα τύπου sonic η συλλογή των δεδομένων γίνεται με συχνότητες 10Hz η μεγαλύτερες.

Στο Γράφημα 3 φαίνονται οι τυπικές τιμές για τις χωρικές και χρονικές κλίμακες των μετεωρολογικών φαινομένων ενώ διαχωρίζονται τα μικρής, μέσης και συνοπτικής κλίμακας φαινόμενα.²¹



Σχήμα 4: Χωρικές και χρονικές κλίμακες των μετεωρολογικών φαινομένων

20. Πιο σωστά επιλέγεται το χρονικό διάστημα των 10min. Οι μέσες τιμές των μεγθών υπολογίζονται σε δεκάλεπτα χρονικά διαστήματα (Vickers and Mahrt, 2003), τα οποία έπειτα ελέγχονται ως προς τη στατικότητα των στατιστικών παραμέτρων (Mahrt et.al.,1996)

21. Η τύρβη μεγάλης κλίμακας στον ωκεανό και στην ατμόσφαιρα (γεωφυσικά ρευστά) έχει ιδιαίτερα χαρακτηριστικά γιατί, περιοριζόμενη από την Coriolis, την έντονη στρωμάτωση και το πολύ μικρό aspect ratio ($\frac{H}{L}$), μπορεί να θεωρηθεί σχεδόν δισδιάστατη (quasi-geostrophic turbulence). Με αυτή τη προσέγγιση, οι μικρής κλίμακας στρόβιλοι συμβαίνει να αλληλεπιδρούν και να συνενώνονται (vortex cannibalization), σχηματίζοντας μεγαλύτερους στρόβιλους μέσω μιας διαδικασίας που ονομάζεται 'inverse energy cascade' και είχε αρχικά προβλεφθεί από τον Kraichnan (Kraichnan 1967; Kraichnan and Montgomery, 1979). «Little whirls meet bigger whirls and merge with great affection; bigger whirls forge greater whirls and so on to advection.»

2.6 Πρότυπα Ατμοσφαιρικά Φάσματα - Μοντέλο Kaimal (Kaimal et.al,1972 – προσέγγιση ουδέτερων συνθηκών) .

Η μέθοδος της φασματικής ανάλυσης εφαρμόζεται συνηθέστερα στις διακυμάνσεις των μεγεθών. Έτσι, στο φάσμα φαίνεται η συνεισφορά των διαφόρων κλιμάκων (κυματαριθμών ή συχνοτήτων) στη μέση τυπική απόκλιση της χρονοσειράς²².

$$\int_0^{\infty} F_u(k)dk = \overline{u^2} = \int_0^{\infty} S_u(f)df \quad (Eξ. 17)$$

Στο μοντέλο Kaimal, οι αδιαστατικοποιημένες εξισώσεις των φασμάτων ($fS_u(f)$) ²³ με τον όρο $u_*\varphi_\varepsilon^{2/3}$, είναι πρότυπες εξισώσεις της φασματικής ανάλυσης για τη μελέτη της τυρβώδους ροής. Ο όρος φ_ε είναι ο αδιάστατος όρος της μοριακής κατανάλωσης και ισχύει²⁴ (Kaimal and Finnigan,1994):

$$\varphi_\varepsilon^{2/3} = \begin{cases} 1 + 0.5|\zeta|^{2/3} & \zeta \leq 0 \\ (1 + 5|\zeta|)^{2/3} & \zeta \geq 0 \end{cases} \quad (Eξ. 18)$$

Για ουδέτερες συνθήκες ($L \rightarrow \infty, \zeta=0$) του επιφανειακού στρώματος το μοντέλο Kaimal για τις συνιστώσες της ταχύτητας²⁴ συνομίζεται στις εξισώσεις (Kaimal and Finnigan, 1994) :

$$\frac{fS_u(f)}{u_*^2} = \frac{102n}{(1 + 33n)^{5/3}} \quad (Eξ. 19)$$

$$\frac{fS_v(f)}{u_*^2} = \frac{17n}{(1 + 9.5n)^{5/3}} \quad (Eξ. 20)$$

$$\frac{fS_w(f)}{u_*^2} = \frac{2n}{(1 + 5.3n^{5/3})} \quad (Eξ. 21)$$

όπου n είναι είναι η κανονικοποιημένη συχνότητα : $n = \frac{fz}{u}$ (Eξ. 22)

22. ‘... An optical spectrum shows the contributions of different wavelengths or frequencies to the energy of a light source. The spectrum of a time series shows the contributions of oscillations with various frequencies to the variance of a time series...’ (Panofsky and Brier, 1958).

Πολλές φορές στα φάσματα χρησιμοποιείται το γινόμενο $fS_u(f)$ εφόσον ισχύει η αναλογία μεταξύ των ολοκληρωμάτων $\int_0^{\infty} S_u(f)df = \int_0^{\infty} fS_u(f)d(\ln f)$. Για να εκφράζει το ολοκλήρωμα την τυπική απόκλιση της χρονοσειράς θα πρέπει η συχνότητα να είναι σε λογαριθμικούς άξονες η φασματική ισχύς σε γραμμικό άξονα. (Kaimal and Finnigan 1994)

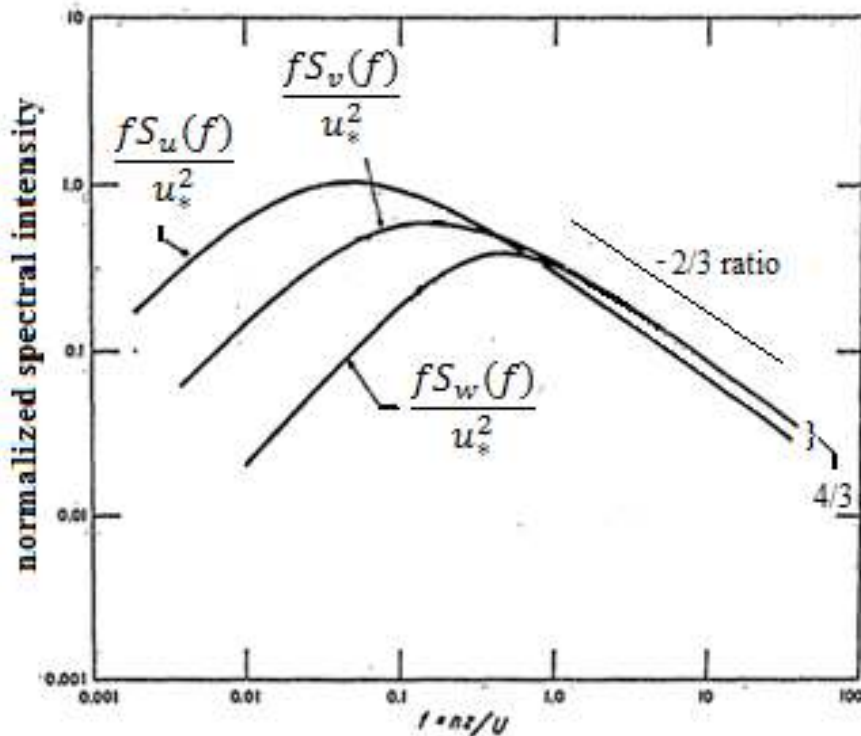
23. Με εφαρμογή της υπόθεσης Taylor ($k = \frac{2\pi f}{u} \rightarrow dk = \frac{2\pi}{u} df$) στην εξίσωση 17 προκύπτει :

$$\frac{2\pi}{u} F_u\left(\frac{2\pi f}{u}\right) = S_u(f) \quad \text{ή} \quad \frac{2\pi f}{u} F_u\left(\frac{2\pi f}{u}\right) = fS_u(f)$$

άρα $k F_u(k) = fS_u(f)$

II. Θεωρητικό Μέρος

Σε λογαριθμικούς άξονες η γραφική παράσταση των εξισώσεων φαίνεται στο Γράφημα 3. Η κλίση της αδρανιακής περιοχής (νόμος $-5/3$), εφόσον το φάσμα πολλαπλασιάζεται με τη συχνότητα είναι $-2/3$.



Σχήμα 5: Αναπαράσταση των εξισώσεων του μοντέλου Kaimal στην προσέγγιση των ουδέτερων συνθηκών του οριακού στρώματος. (Λογαριθμικοί Άξονες).²⁶

Εκτός από τα φάσματα των διακυμάνσεων, πολύ χρήσιμη είναι η μελέτη των φασμάτων διασυσχέτισης (co-spectra) που προκύπτουν από την ανάλυση των συνδιακυμάνσεων των μεγεθών. Συγκεκριμένα, το ολοκλήρωμα του φάσματος των $u'w'$ αντικατοπτρίζει τη κατακόρυφη μεταφορά ορμής από την ταχύτητα του ανέμου (μηχανικός όρος). Για ουδέτερες συνθήκες το πρότυπο φάσμα διασυσχέτισης $u'w'$ δίνεται από την εξίσωση (Kaimal and Finnigan 1994) :

$$-\frac{f C_{uw}}{u_*^2} = \frac{14n}{1 + 9.6n^{2.4}} \quad (\text{Εξ. 23})$$

Η κλίση των φασμάτων διασυσχέτισης στην αδρανιακή περιοχή είναι $-7/3$ (ή $-4/3$ στην περίπτωση που πολλαπλασιάζονται με την συχνότητα).

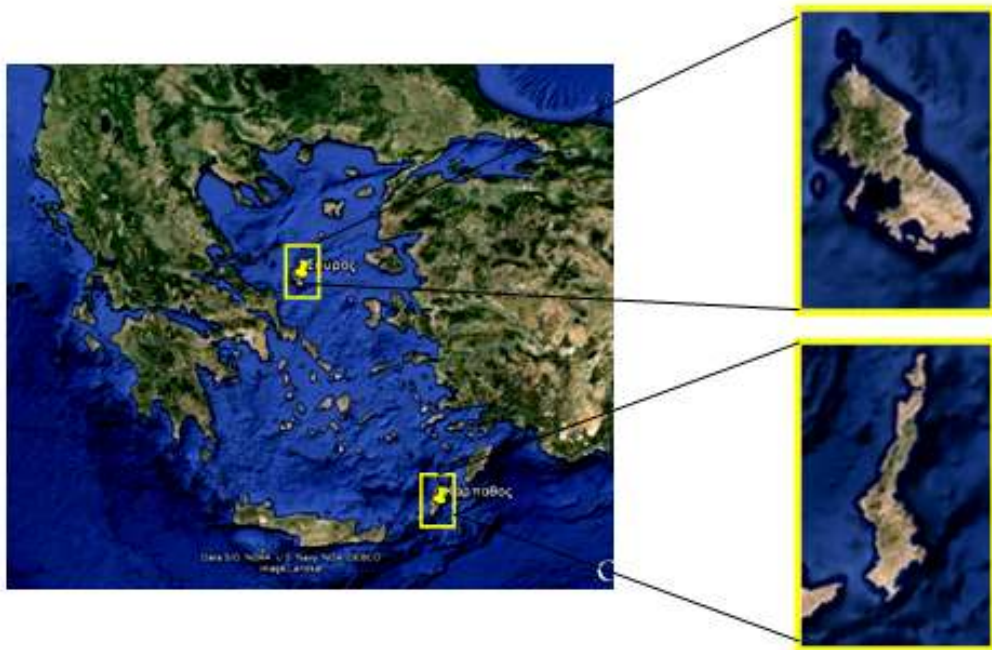
24. Έχει υπολογιστεί ότι $\varphi_\varepsilon = \frac{kz\varepsilon}{u_*^3}$ (Högström,1990).

25. Στο μοντέλο Kaimal παρέχονται οι εξισώσεις για κάθε συνθήκη ευστάθειας καθώς και οι εξισώσεις για το φάσμα της θερμοκρασίας (ανάλογα υπολογίζεται και το φάσμα της υγρασίας). Επειδή η ανάλυση όμως περιορίζεται στη μελέτη της μεταφοράς ορμής και κατά πλειοψηφία οι συνθήκες ήταν σχεδόν ουδέτερες, οι εξισώσεις αυτές δεν έχουν συμπεριληφθεί στην εργασία.

26. Το γράφημα 3 προέρχεται από τη δημοσίευση των Kaimal et.al,1972 αλλά έχουν κρατηθεί μόνο οι καμπύλες των πρότυπων φασμάτων ταχυτήτων. Επιπλέον αναγράφεται η σχέση $4/3$ των φασματικών τιμών, καθώς οριοθετείται και η περιοχή που η κλίση είναι $-2/3$.

III. Πειραματική Περιοχή - Εξοπλισμός

Στα πλαίσια της ερευνητικής καμπάνιας (Kostopoulos, Helmis 2014), έγινε τοποθέτηση μετεωρολογικού ιστού πλησίον της ακτογραμμής των νησιών Σκύρου στο βορειοδυτικό και Κάρπαθου στο νοτιοανατολικό Αιγαίο (Εικόνες 1, 2, 3 και 4). Οι συνθήκες του πειράματος και ο πειραματικός εξοπλισμός που χρησιμοποιήθηκε περιγράφεται συνοπτικά παρακάτω, μόνο στο κομμάτι που αφορά στη συλλογή των δεδομένων που επεξεργάστηκαν στην εργασία αυτή. Αναλυτικότερη περιγραφή για το σύνολο του εξοπλισμού δίνεται από τους (Kostopoulos, Helmis 2014).



Εικόνα 1: Οι πειραματικές περιοχές στις νήσους Σκύρο (βόρειο Αιγαίο) και Κάρπαθο (Νότιο Αιγαίο).



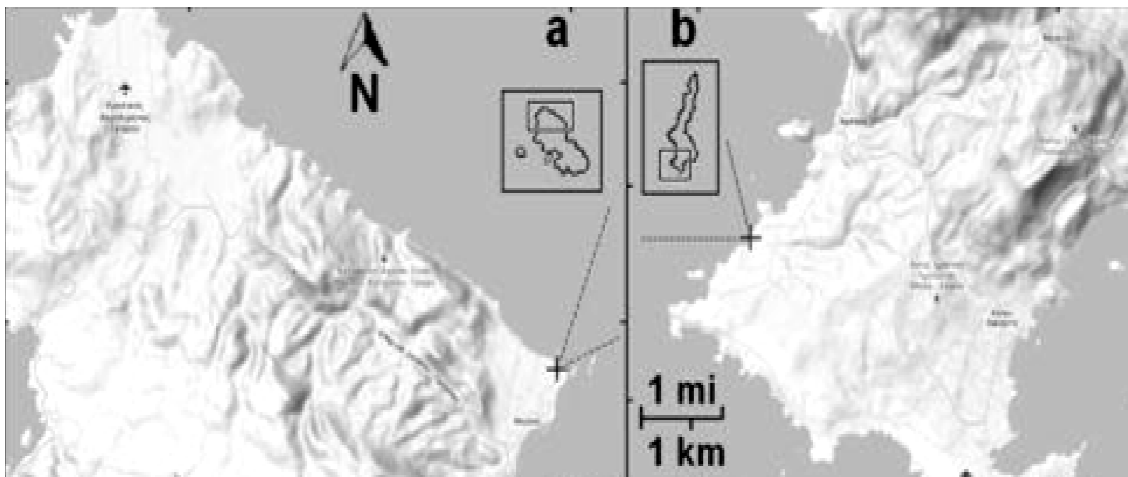
Εικόνα 2: Ο παράκτιος μετεωρολογικός σταθμός στην Κάρπαθο (Αρκάσσα). (Kostopoulos and Helmis 2014)



Εικόνα 3: Ο παράκτιος μετεωρολογικός σταθμός στη Σκύρο και Κάρπαθο. (Kostopoulos and Helmis 2014)

Οι ιστοί ήταν τοποθετημένοι σε απόσταση μικρότερη των 30m από την ακτογραμμή των δύο νησιών, και είχαν ύψος 10m στη Σκύρο και 14.5m στην Κάρπαθο. Στο ψηλότερο σημείο κάθε ιστού τοποθετήθηκαν αισθητήρες υψηλής απόκρισης για μετρήσεις τύρβης, ένα ηχητικό ανεμόμετρο (sonic) καταγραφής των τριών συνιστώσων της ταχύτητας του ανέμου (u, v και w) και της αληθούς θερμοκρασίας του αέρα (T_v), καθώς και ένα γρήγορο υγρόμετρο για τη μέτρηση μεταβολών της υγρασίας της ατμόσφαιρας.

Τα ζεύγη οργάνων στους δύο ιστούς ήταν τα Gill Wind Master (sonic) και LICOR – 7500 (υγρόμετρο) στη Σκύρο και στην Κάρπαθο τα CSAT3 (sonic) και KH2O (υγρόμετρο) τα οποία συγχρονίστηκαν για να λαμβάνουν μετρήσεις είκοσι (20) και δέκα (10) το δευτερόλεπτο αντίστοιχα (συχνότητα δειγματοληψίας στη Σκύρο $f_s = 20\text{Hz}$ και στην Κάρπαθο $f_s=10\text{Hz}$).



*Εικόνα 4: Οι πειραματικές περιοχές σε Σκύρο (αριστερά) και Κάρπαθο (δεξιά)
(Kostopoulos and Helmis 2014)*

III. Πειραματική Περιοχή - Εξοπλισμός

Οι μετεωρολογικοί ιστοί ήταν εξοπλισμένοι σε τρία επίπεδα (2, 6, 10 m στη Σκύρο και 3, 9, 13 m στην Κάρπαθο), με αισθητήρες χαμηλής απόκρισης συχνότητας δειγματοληψίας $f_s = 1\text{ Hz}$, παρέχοντας μετρήσεις της ταχύτητας (ανεμόμετρο τύπου A101M) και διεύθυνσης του ανέμου (W200P), της θερμοκρασίας και της σχετικής υγρασίας (MP101A, Rotronic) του αέρα σε κάθε επίπεδο.

Σε όλα τα ανεμόμετρα πραγματοποιήθηκαν βαθμονομήσεις με τη βοήθεια αεροσήραγγας του εργαστηρίου Μετεωρολογίας του τμήματος Φυσικής ΕΚΠΑ, με τη χρήση οργάνων αναφοράς {ανεμογράφος υπέρθερμου σύρματος (Sierra Instruments Inc), μετρητής διαφορικής πίεσης (Pitot)}. Η αεροσήραγγα είναι αεροδυναμική, με φυσητήρα τύπου blow down, κλειστού τύπου δοκιμών, ανοικτής ροής και σχεδιασμένη ώστε να επιτυγχάνεται υψηλής ποιότητας ροή, με εύρος περίπου 1 -14 m/s.

Οι τιμές θερμοκρασίας και σχετικής υγρασίας από τους αργούς αισθητήρες, ελέγχθησαν με πραγματοποίηση ταυτόχρονων μετρήσεων, για συγκεκριμένο αριθμό ωρών, μετά το πέρας των μετρήσεων στις δύο περιοχές. Παράλληλα, χρησιμοποιήθηκαν αποτελέσματα βαθμονόμησης υπό εργαστηριακές συνθήκες, όλων των αισθητήρων, με όργανο αναφοράς (υδραργυρικό θερμόμετρο (ακρίβειας 0.1 °C) για εύρος θερμοκρασιών 10 έως 29 °C.

Το Αιγαίο είναι μια θαλάσσια περιοχή περιορισμένων διαστάσεων (λίγων εκατοντάδων χιλιομέτρων), στην οποία είναι διασκορπισμένα περί τα 3000 νησιά και βραχονησίδες. Η κλιματολογία του Αιγαίου ακολουθεί εν γένει το κλίμα της Ελλάδος, που είναι Μεσογειακό με ήπιους και υγρούς χειμώνες, σχετικά θερμά και ξηρά καλοκαίρια και μακρές περιόδους ηλιοφάνειας κατά τη μεγαλύτερη διάρκεια του έτους. Η ψυχρή και βροχερή περίοδος διαρκεί από τα μέσα Οκτωβρίου έως τα τέλη Μαρτίου και η θερμή και άνομβρη εποχή διαρκεί από τον Απρίλιο έως τον Οκτώβριο.

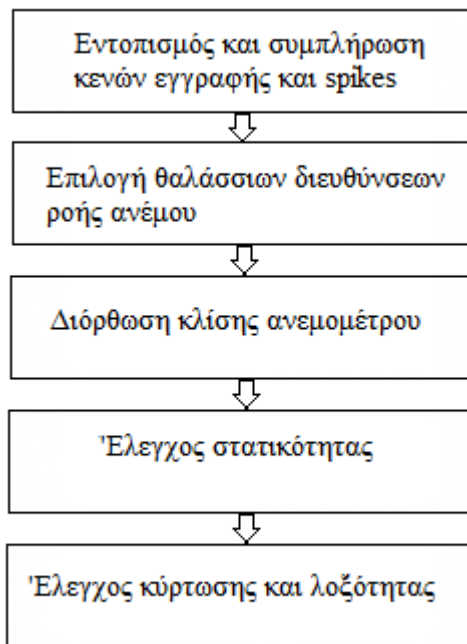
Η επιλογή των πειραματικών περιοχών και της χρονική περίοδου των μετρήσεων, έγινε αφενός για να καλύψει όσο το δυνατόν μεγαλύτερο θαλάσσιο χώρο, δεδομένης της έντονης τοπογραφίας και αφετέρου για να εξασφαλίσει επιθυμητές διευθύνσεις και ένταση ανέμων (μελέτμια), στο μεγαλύτερο μέρος των πειραμάτων. Τα μελέτμια ή ετησίες, είναι εποχικοί άνεμοι που πνέουν τους θερινούς μήνες, κυρίως από βόρειες-βορειοανατολικές διευθύνσεις στο βόρειο Αιγαίο και βόρειες-βορειοδυτικές στο νοτιο-ανατολικό. Δημιουργούνται από το συνδυασμό του Αντικυκλώνα των Αζορών και του θερμικού ελάχιστου των Ινδιών και πολλές φορές από την επικράτηση του ενός από τα δύο κέντρα δράσης (Rizou et al, 2013). Εμφανίζονται από τις αρχές περίπου του Μαΐου μέχρι το τέλος Ιουνίου με μικρή συχνότητα και ένταση, ενώ από τις αρχές Ιουλίου η συχνότητα και ένταση τους αυξάνεται και διατηρούν αυτές τις μεγάλες αυτές τιμές μέχρι τα μέσα Σεπτεμβρίου, οπότε αρχίζουν και φθίνουν συνεχώς μέχρι το τέλος Οκτωβρίου.

IV. Ποιοτικός Έλεγχος

Οι χρονοσειρές που συλλέχθηκαν από το ηχητικό ανεμόμετρο και το υγρόμετρο χωρίστηκαν σε δεκάλεπτα τμήματα. Αρχικά εφαρμόστηκε ο έλεγχος ποιότητας (quality control) στα ακατέργαστα δεδομένα ώστε να απομακρυνθούν τα κενά εγγραφής (recording gaps) και οι ακραίες τιμές (spikes).

Στη συνέχεια έγινε επιλογή των δεδομένων για ένα συγκεκριμένο εύρος διευθύνσεων ανέμου, προκειμένου να μελετηθεί η ροή από την ανοιχτή θάλασσα χωρίς πιθανή αλλοίωσή της από φυσικά εμπόδια.

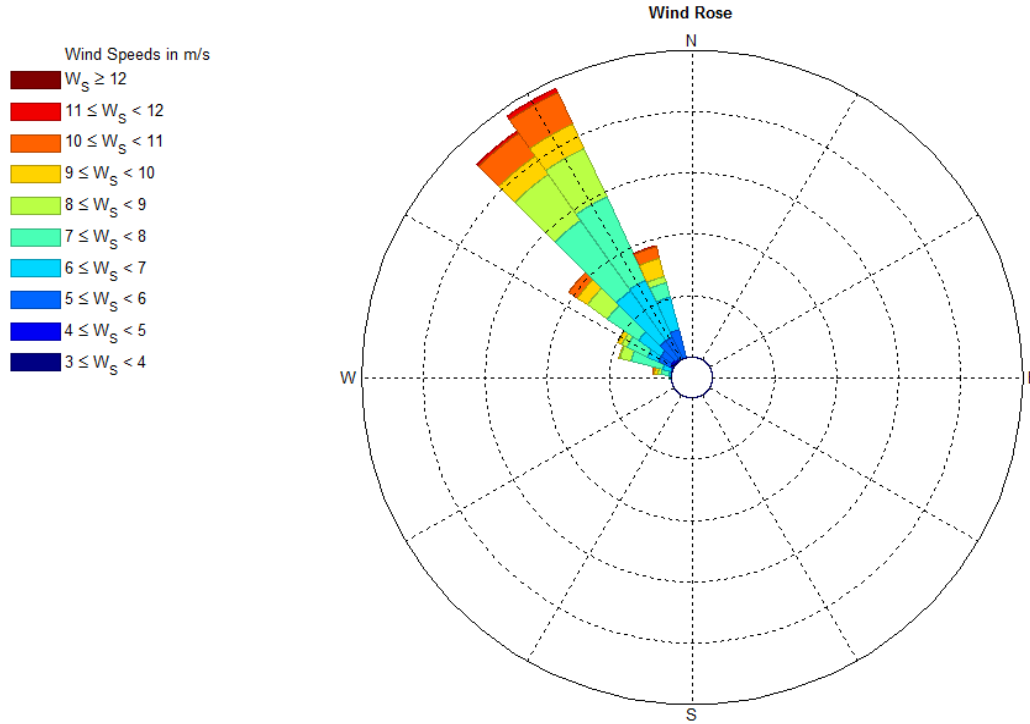
Πραγματοποιήθηκε διόρθωση των δεδομένων λόγω κλίσης του ανεμομέτρου (tilt correction) και στροφή του ανύσματος του ανέμου (streamwise rotation) με σκοπό τον μηδενισμό της κάθετης στη ροή συνιστώσας v . Ακολούθησε η εξέταση των 10λέπτων για στατικότητα (stationarity) και κατόπιν ο έλεγχος ασυμμετρίας και κυρτότητας (skewness - kurtosis). Το τελευταίο αποτελεί μέρος του quality control. Τέλος, πραγματοποιήθηκαν οι υπολογισμοί των μέσων τιμών των ροών του θαλάσσιου επιφανειακού στρώματος με την τεχνική Eddy-Correlation.



Σχήμα 6: Τα στάδια ελέγχου ποιότητας και επεξεργασίας των μετρήσεων.

5.1 Ροδόγραμμα ταχύτητας ανέμου

Για το πείραμα της Καρπάθου χρησιμοποιήθηκαν μόνο τα δεδομένα των στατικών δεκαλέπτων, όπου η επικρατούσα διεύθυνση του ανέμου ήταν μεταξύ 270° και 345° (Γράφημα 1). Η επιλογή αυτή ήταν απαραίτητη, ώστε οι μετρήσεις να αφορούν σε καθαρή ροή του ΘΑΟΣ χωρίς εμπόδια (Εικόνα 1).



Γράφημα 1: Ροδόγραμμα ταχύτητας ανέμου στα 10μέτρα (μέσες τιμές ανά δεκάλεπτο). Αρκάσσα – Κάρπαθος 1-9 Αυγούστου 2011



Εικόνα 5: Τομέας θαλάσσιων διευθύνσεων στην πειραματική περιοχή στην Κάρπαθο (Αρκάσσα).



Εικόνα 6: Νοτιοανατολική Μεσόγειος : Νήσος Κάρπαθος

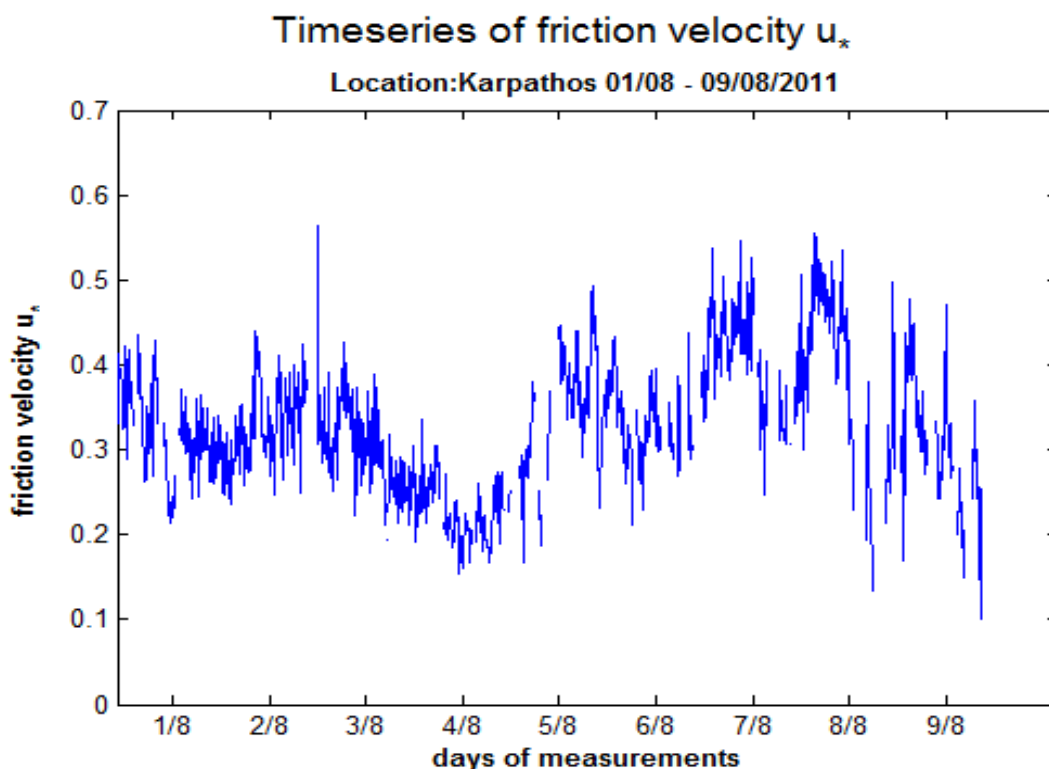
5.2 Μελέτη των κλίσεων των φασμάτων -σε εύρος συχνοτήτων που αφορά την αδρανειακή περιοχή- για τις διαφορετικές συνθήκες ευστάθειας.

Σε αυτή την ενότητα μελετώνται οι κλίσεις που παρουσιάζουν τα φάσματα των διακυμάνσεων u' , v' , w' , T_v' και q' στο εύρος συχνοτήτων $0.8 < f < 2\text{Hz}$. Ο λόγος που επιλέχθηκε αυτό το εύρος είναι γιατί αντιστοιχεί, όπως αποδεικνύεται παρακάτω, σε κλίμακες στροβίλων της αδρανειακής περιοχής όπου ισχύει ο νόμος $-5/3$. Για την εξαγωγή των φασμάτων, σε κάθε στατικό δεκάλεπτο εφαρμόστηκε η κλασική, μη παραμετρική μέθοδος του περιοδογράμματος με χρήση χαμηλοπερατού φίλτρου ($4^{\text{ης}}$ τάξης Butterworth) στο πεδίο των συχνοτήτων (βλ.Παράρτημα), ενώ οι κλίσεις υπολογίστηκαν με τη μέθοδο της γραμμικής παλινδρόμησης.

Το ύψος του επιφανειακού στρώματος μπορεί να υπολογιστεί από την Εξίσωση 24 (Högström et all. 2001).

$$h_s \sim 10^{-2} \frac{u_*}{f_c} \quad (\text{Εξ. 24}),$$

όπου u_* η ταχύτητα τριβής και f_c η παράμετρος Coriolis. Για την ταχύτητα τριβής το μεγαλύτερο πλήθος τιμών είναι μεταξύ 0.2 και 0.4 m/s (Γράφημα 2). Χρησιμοποιώντας τη διάμεσο τιμή αυτού του εύρους (0.3 m/s) και με δεδομένο ότι η παράμετρος Coriolis στην περιοχή της Καρπάθου είναι $f_c \sim 8.4632 \cdot 10^{-5}$ Hz, η τιμή για το ύψος του θαλάσσιου επιφανειακού στρώματος υπολογίζεται $h_s \sim 35\text{m}$.

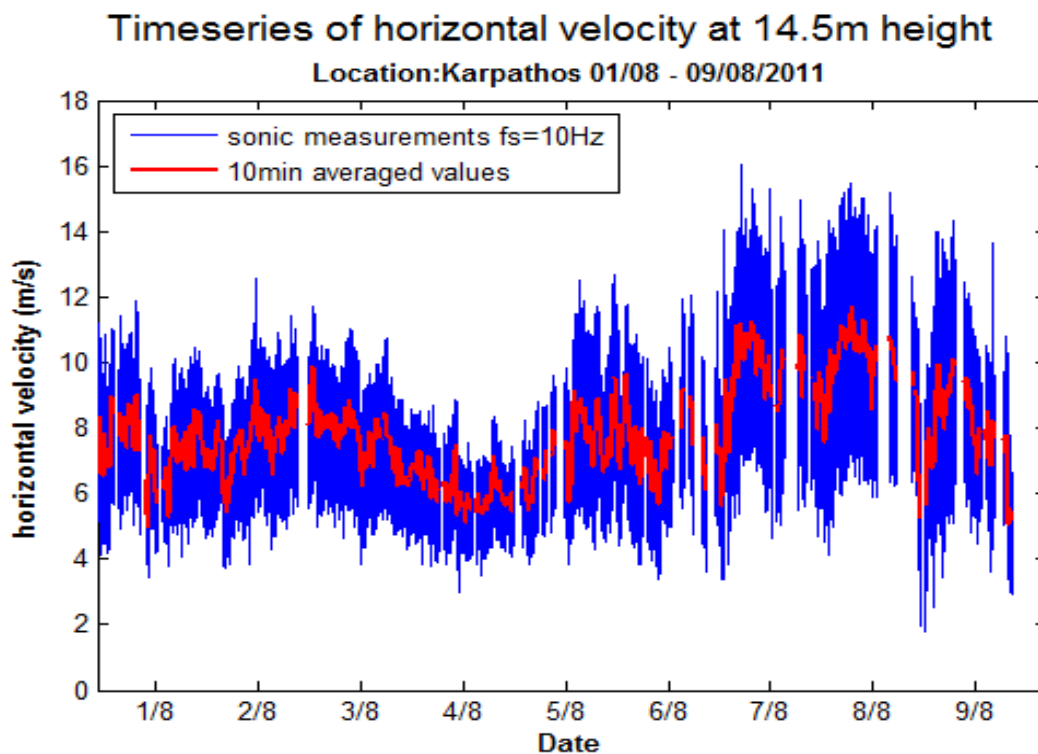


Γράφημα 2: Χρονοσειρά της ταχύτητας τριβής, μέσες τιμές ανά δεκάλεπτο. Αρκάσσα- Κάρπαθος.

Στο φάσμα των κυματαριθμών του μοντέλου Kolmogorov, η αδρανιακή περιοχή τοποθετείται στο εύρος $[\frac{1}{L}, \frac{1}{\eta}]$, όπου η τιμή L είναι τυπικά το ύψος του επιφανειακού στρώματος h_s . Με εφαρμογή της υπόθεσης Taylor ισχύει :

$$k = \frac{2\pi f}{U} \Rightarrow \frac{1}{L} = \frac{f}{U} \Rightarrow f_{inertial} > f = \frac{\bar{U}_{hor}}{h_s} \quad (\text{Εξ. 25}),$$

όπου \bar{U}_{hor} η μέση οριζόντια ταχύτητα του ανέμου και $f_{inertial}$ η συχνότητα που αρχίζει η αδρανιακή περιοχή. Στο Γράφημα 3 παρουσιάζεται η χρονοσειρά των τιμών της οριζόντιας ταχύτητας του ανέμου και οι μέσες τιμές ανά δεκάλεπτο.



Γράφημα 3: Χρονοσειρά της μέσης οριζόντιας ταχύτητας του ανέμου (μπλε γραμμή), μέσες τιμές ανά δεκάλεπτο (κόκκινη γραμμή). Αρκάσσα- Κάρπαθος.

Εφαρμόζοντας την Εξίσωση 25 για τη μέγιστη και την ελάχιστη μέση τιμή ταχύτητας, οι συχνότητες που υπολογίζονται (Πίνακας 2) περιγράφουν πολύ καλά την αρχή της αδρανιακής περιοχής στα φάσματα των u' και v' . Όμως, επειδή στα φάσματα των w' η αδρανιακή περιοχή φαίνεται να αρχίζει σε μεγαλύτερες συχνότητες (0.7 Hz περίπου), για να μην υπάρξει σύγχυση, επιλέχθηκε η συχνότητα 0.8 Hz ως αρχή του εύρους συχνοτήτων. Αυτή η τιμή είναι ικανοποιητική και για τα φάσματα των q' . Στα φάσματα των T_v' για ασταθείς και ουδέτερες συνθήκες η κλίση $-5/3$ δεν παρατηρείται σε κανένα εύρος συχνοτήτων, οι κλίσεις είναι σχεδόν μηδενικές. Για τις ευσταθείς συνθήκες οι κλίσεις για $f > 0.8\text{Hz}$ είναι μεν αρκετά ομαλότερες από $-5/3$ αλλά ικανοποιητικές.

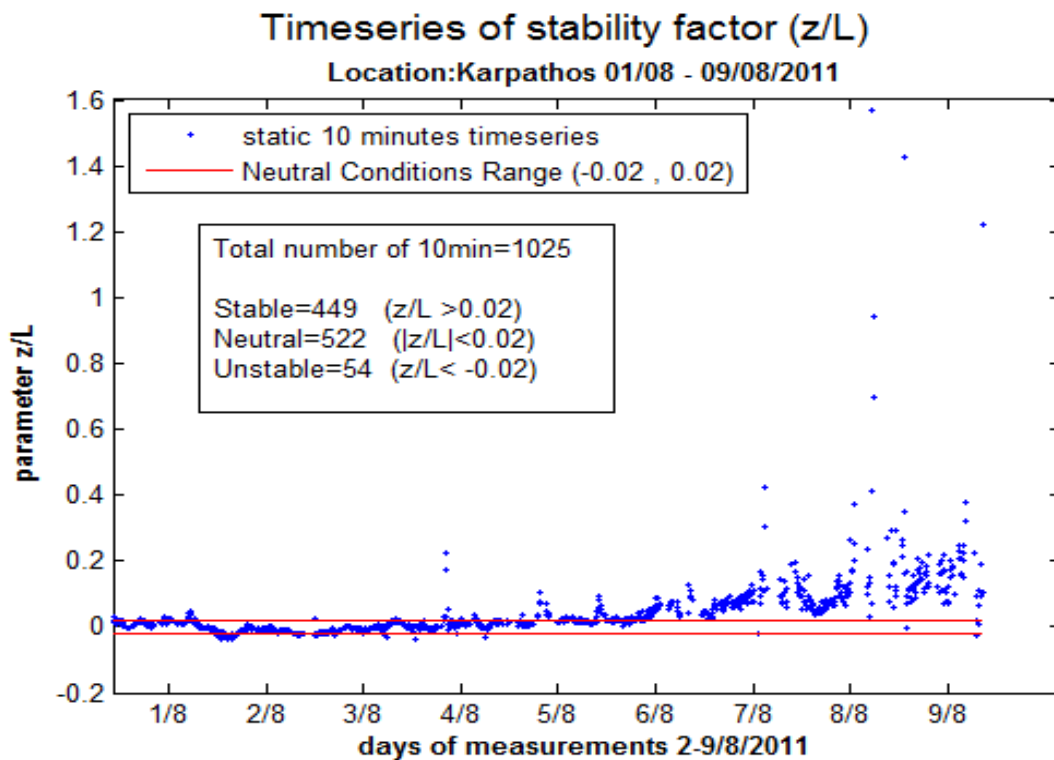
V. Πειραματική Διαδικασία - Κάρπαθος

Τιμές οριζόντιας ταχύτητας (m/s)	Αρχή της αδρανειακής περιοχής (Hz)
Μέγιστη τιμή : 11,7072	0.3345
Ελάχιστη τιμή : 4,9976	0.1428

Πίνακας 2 : Υπολογισμός της συχνότητας που αρχίζει τυπικά η αδρανειακή περιοχή, για τη μέγιστη και την ελάχιστη τιμή της οριζόντιας ταχύτητας του ανέμου, μέσω της εξίσωσης .(Κάρπαθος)

Το συνολικό εύρος των φασμάτων οριοθετείται δεξιά στα 5 Hz, τη συχνότητα Nyquist. Ωστόσο, για τον υπολογισμό των κλίσεων επιλέχθηκε $f_{inertial}^+ = 2\text{Hz}$, για να μην επηρεάζονται οι υπολογισμοί απο αναδίπλωση φάσματος στις μεγάλες συχνότητες (aliasing). Η διακριτική ικανότητα είναι $df = 0.0098\text{Hz} \left(\frac{10}{1024}\right)$, καθώς ο γρήγορος μετασχηματισμός Fourier (FFT) εφαρμόστηκε σε 1024 σημεία και η συχνότητα δειγματοληψίας είναι $f_s = 10\text{ Hz}$.

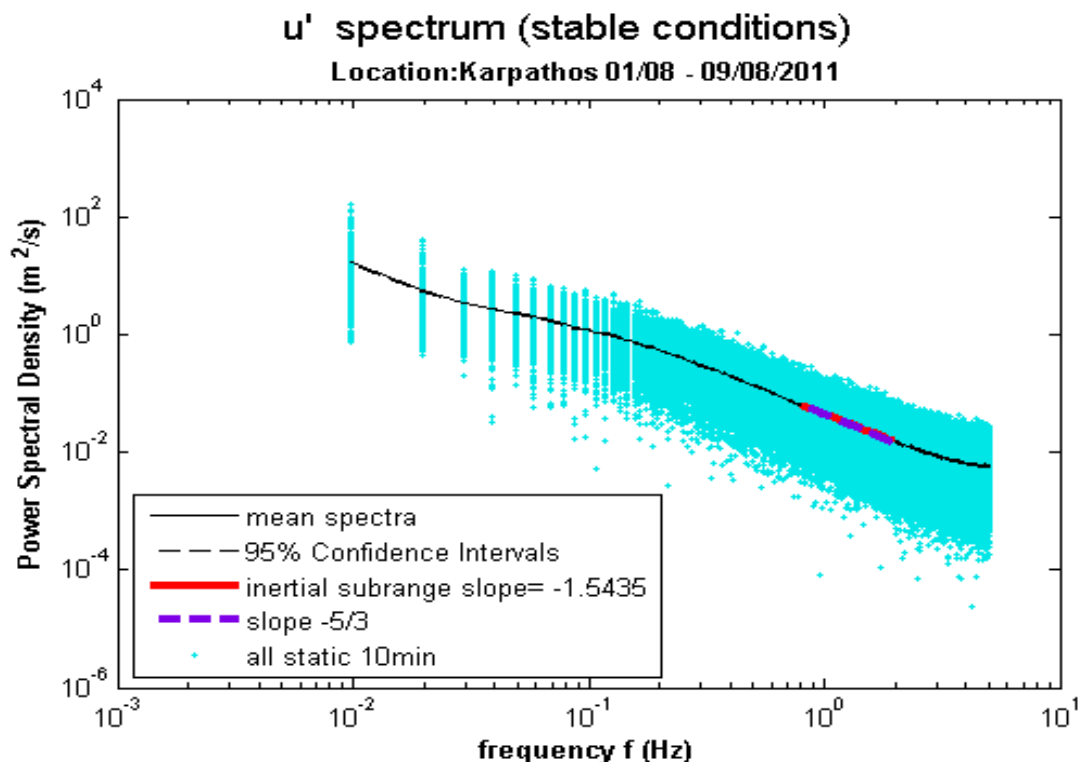
Στο Γράφημα 4 παρουσιάζεται η χρονοσειρά του όρου ζ , όπου και αναγράφεται το πλήθος των δεκαλέπτων που αφορούν σε ευσταθείς, ασταθείς και ουδέτερες συνθήκες του επιφανειακού στρώματος.



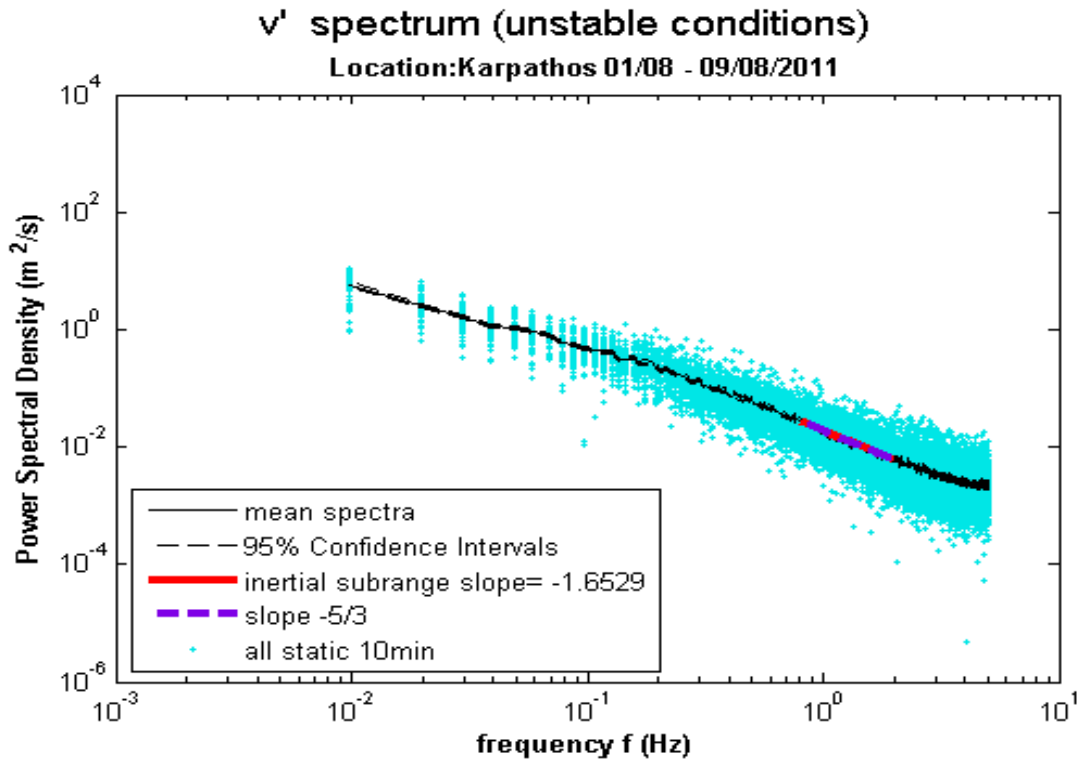
Γράφημα 4: Χρονοσειρά της παραμέτρου ζ (μπλε σημεία)- Τα όρια που επιλέχθηκαν να εκφράζουν σχεδόν ουδέτερες συνθήκες $|\zeta| < 0.2$ (κόκκινη γραμμή). Αρκάσσα-Καρπαθος

Οι συνθήκες αναμενόμενα είναι σε μεγάλο βαθμό σχεδόν ουδέτερες, λόγω των ισχυρών ανέμων και της ομοιογένειας της θαλάσσιας επιφάνειας, αν και τις τελευταίες ημέρες των παρατηρήσεων διακρίνονται κάποια χρονικά διαστήματα ισχυρής ευστάθειας, ενώ παρατηρούνται και κάποιες, περιορισμένες μόν, ασταθείς συνθήκες. Αυτό που παρατηρήθηκε είναι ότι η θερμοκρασία του αέρα στην περιοχή μελέτης παρουσίαζε διακυμάνσεις, που σε συνδυασμό με την ύπαρξη έντονων χωρικών βαθμίδων της επιφανειακής θερμοκρασίας της θάλασσας, οδηγούσε το επιφανειακό ΘΑΟΣ πάνω από το Αιγαίο σε τοπική αύξηση της ευστάθειας ή και σε συνθήκες περιορισμένης αστάθειας (Kostopoulos, Helmis, 2014).

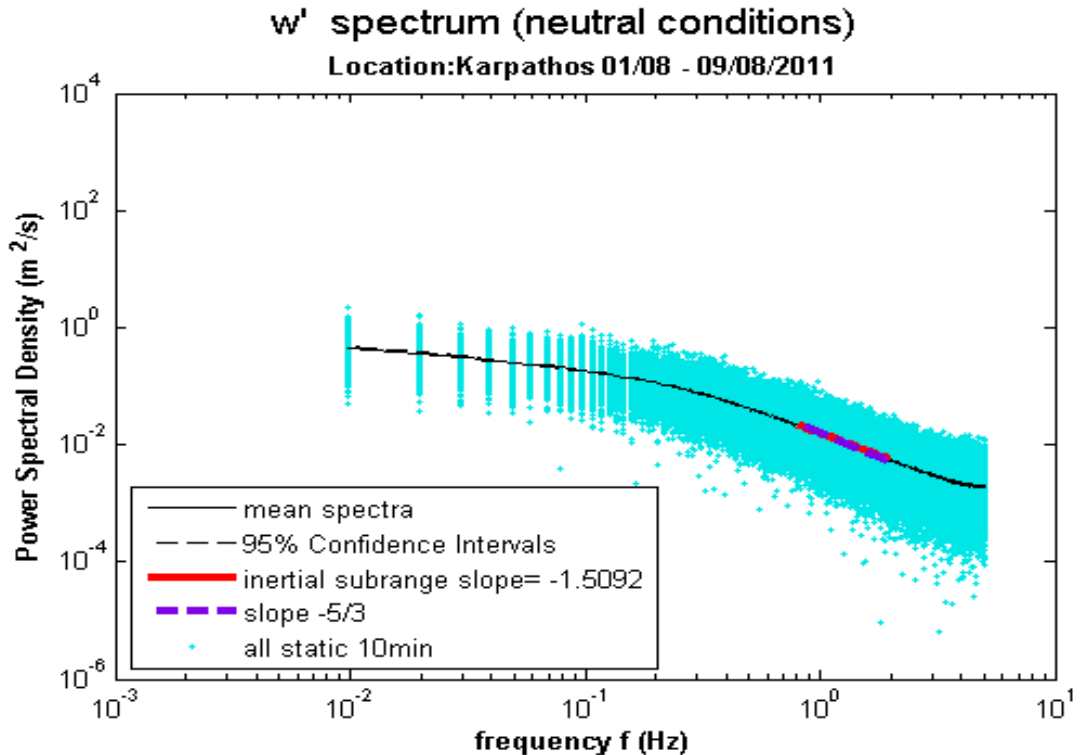
Τα Γραφήματα 5-9 είναι παραδείγματα που αφορούν στις συνθήκες όπου η κλίση του μέσου φάσματος των u' , v' , w' , T_v' και q' , στο εύρος $0.8 < f < 2\text{Hz}$, προσέγγιζε περισσότερο την τιμή $-5/3$. Οι κλίσεις των φασμάτων για την Κάρπαθο συνολικά δίνονται στον Πίνακα 3. Το μέσο φάσμα αποτυπώνεται ώστε να υπάρχει εικόνα της μορφής των φασμάτων των δεκαλέπτων.



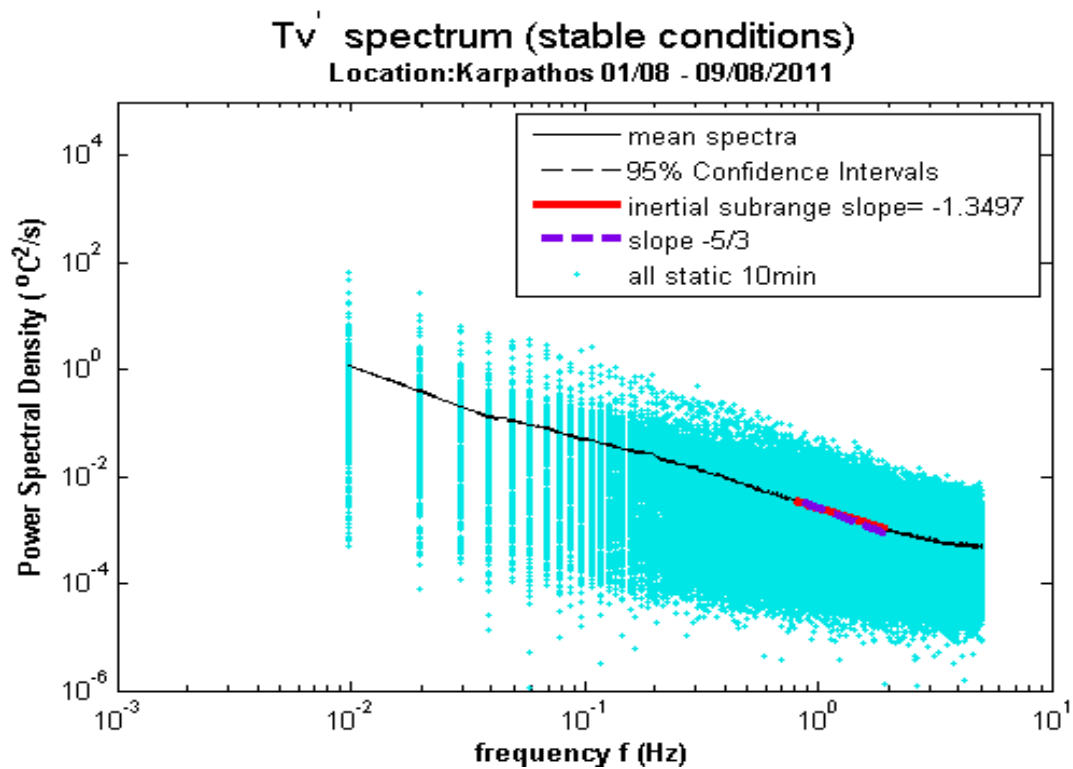
Γράφημα 5: Παρουσίαση των φασματικών τιμών των u' και του μέσου φάσματος από το σύνολο των 449 στατικών δεκαλέπτων όπου οι συνθήκες του επιφανειακού στρώματος ήταν ευσταθείς ($\zeta > 0,02$) - Σύγκριση της κλίσης του μέσου φάσματος στο εύρος $0.8 < f < 2$ με τον νόμο $-5/3$ της αδρανειακής περιοχής



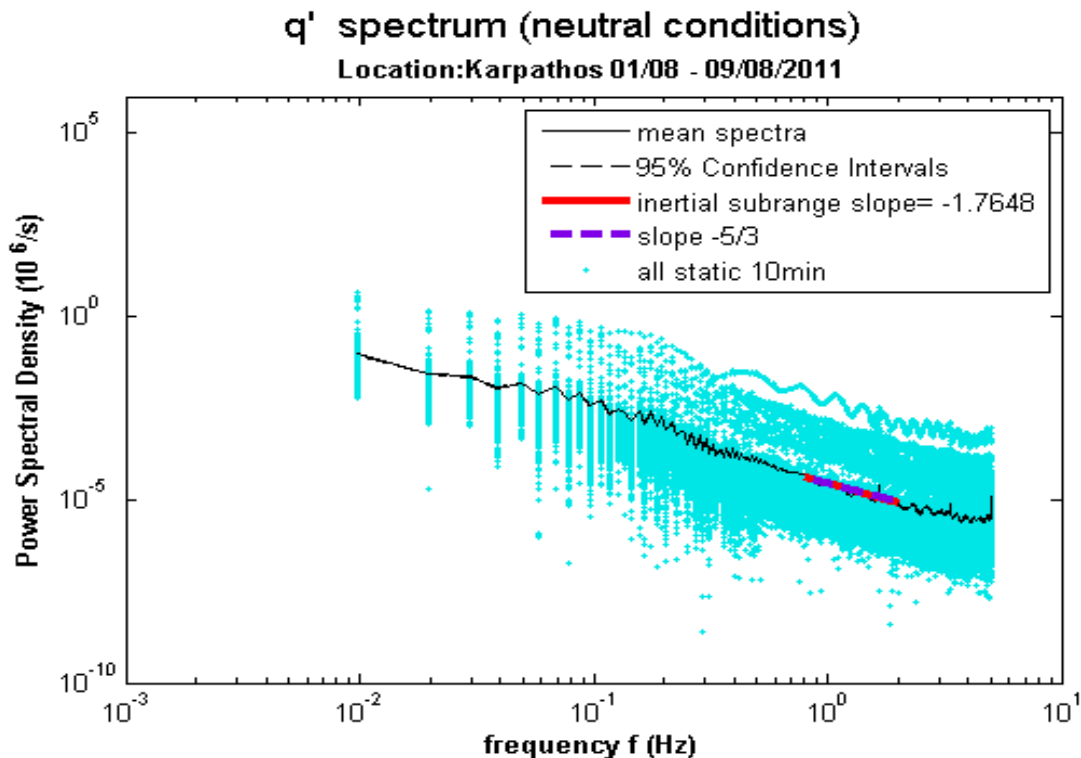
Γράφημα 6: Παρουσίαση των φασματικών τιμών των v' και του μέσου φάσματος από το σύνολο των 54 στατικών δεκαλέπτων όπου οι συνθήκες του επιφανειακού στρώματος ήταν ασταθείς ($\zeta < -0,02$) - Σύγκριση της κλίσης του μέσου φάσματος στο εύρος $0.8 < f < 2$ με τον νόμο $-5/3$ της αδρανειακής περιοχής.



Γράφημα 7: Παρουσίαση των φασματικών τιμών των w' και του μέσου φάσματος από το σύνολο των 522 στατικών δεκαλέπτων όπου οι συνθήκες του επιφανειακού στρώματος ήταν σχεδόν ουδέτερες ($|\zeta| < 0,02$) - Σύγκριση της κλίσης του μέσου φάσματος στο εύρος $0.8 < f < 2$ με τον νόμο $-5/3$ της αδρανειακής περιοχής.



Γράφημα 8: Παρουσίαση των φασματικών τιμών των T_v' και του μέσου φάσματος από το σύνολο των 449 στατικών δεκαλέπτων όπου οι συνθήκες του επιφανειακού στρώματος ήταν ευσταθείς ($\zeta > 0,02$) - Σύγκριση της κλίσης του μέσου φάσματος στο εύρος $0.8 < f < 2$ με τον νόμο $-5/3$ της αδρανειακής περιοχής



Γράφημα 9: Παρουσίαση των φασματικών τιμών των q' και του μέσου φάσματος από το σύνολο των 522 στατικών δεκαλέπτων όπου οι συνθήκες του επιφανειακού στρώματος ήταν σχεδόν ουδέτερες ($|\zeta| < 0,02$) - Σύγκριση της κλίσης του μέσου φάσματος στο εύρος $0.8 < f < 2$ με τον νόμο $-5/3$ της αδρανειακής περιοχής.

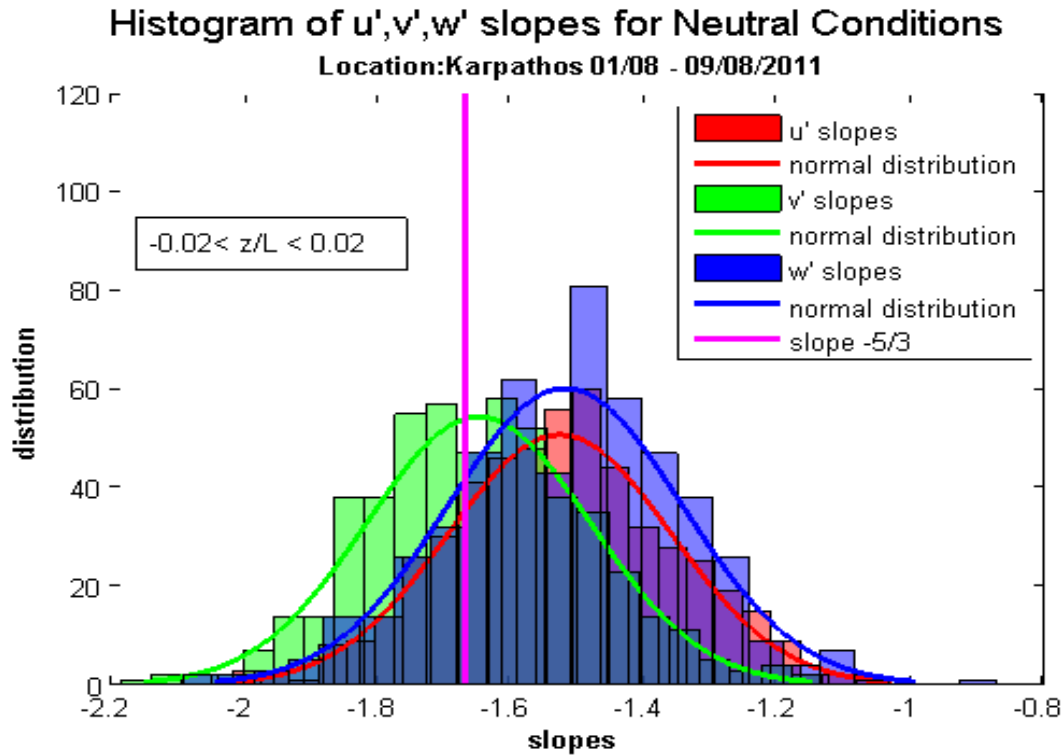
Συνθήκες ευστάθειας του επιφανειακού στρώματος	Κλίσεις του μέσου φάσματος (στο εύρος $0.8 < f < 2$ Hz) των διακυμάνσεων				
	u'	v'	w'	T_v'	q'
Ουδέτερες ($ \zeta < 0,02$)	-1.5262	-1.6501	-1.5092	-0.2170	-1.7648
Ευσταθείς ($\zeta > 0,02$)	-1.5435	-1.6036	-1.4459	-1.3497	-1.4948
Ασταθείς ($\zeta < -0,02$)	-1.5088	-1.6529	-1.5037	-0.4628	-1.4697

Πίνακας 3 : Οι κλίσεις (στο εύρος $0.8 < f < 2$) των μέσων φασμάτων των διακυμάνσεων u', v', w', T_v' και q' για κάθε περίπτωση ευστάθειας του επιφανειακού στρώματος

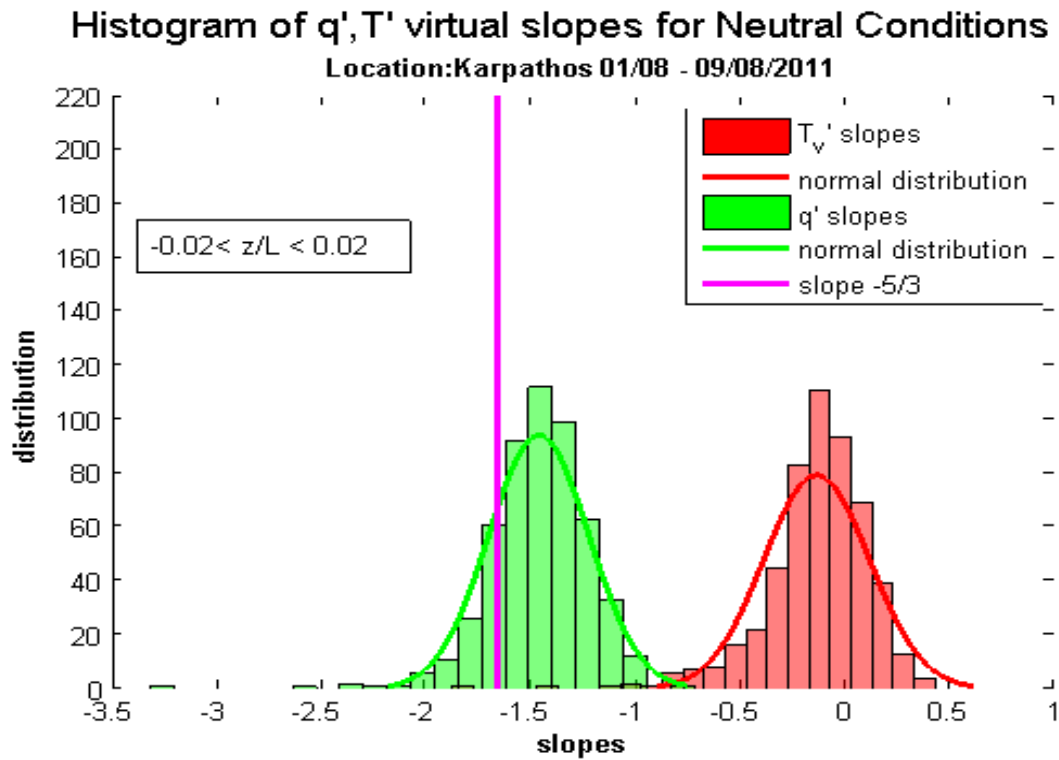
Οι κλίσεις στα μέσα φάσματα των v' προσεγγίζουν πολύ καλά την τιμή $-5/3$ για κάθε περίπτωση ευστάθειας, ενώ των u' και w' είναι ελαφρώς ομαλότερες. Αυτό δείχνει ότι ο ρυθμός κατανάλωσης της ΤΚΕ μέσω των διακυμάνσεων αυτών, είναι μικρότερος από τον αναμενόμενο. Από τη μελέτη των ροών με την μέθοδο συσχέτισης στροβίλων (eddy-correlation), που είχε προηγηθεί (Kostopoulos Helmis, 2014), προέκυψε πως η περιορισμένη έκταση αλληλεπίδρασης αέρα και θάλασσας (fetch) και τα ιδιαίτερα μορφολογικά και ωκεανογραφικά χαρακτηριστικά της περιοχής επηρεάζουν της ανταποκρινόμενες ανταλλαγές ενέργειας και ορμής στην επιφάνεια της θάλασσας. Στα χαρακτηριστικά αυτά προστίθεται και η επίδραση εξωτερικών ως προς των τυρβώδη μηχανισμό παραγόντων, εκτεταμένων στροβίλων (Högström, 1990) και θερμάλλων μεγάλης κλίμακας. Η δυναμική μάλιστα αυτών των παραγόντων επηρεάζει περισσότερο τα φάσματα της αληθούς θερμοκρασίας και της ειδικής υγρασίας.

5.3 Ιστογράμματα των κλίσεων των φασμάτων των u' , v' , w' , T_v' και q' στο εύρος συχνοτήτων $0.8 < f < 2$ Hz, για τις διαφορετικές συνθήκες ευστάθειας του επιφανειακού στρώματος.

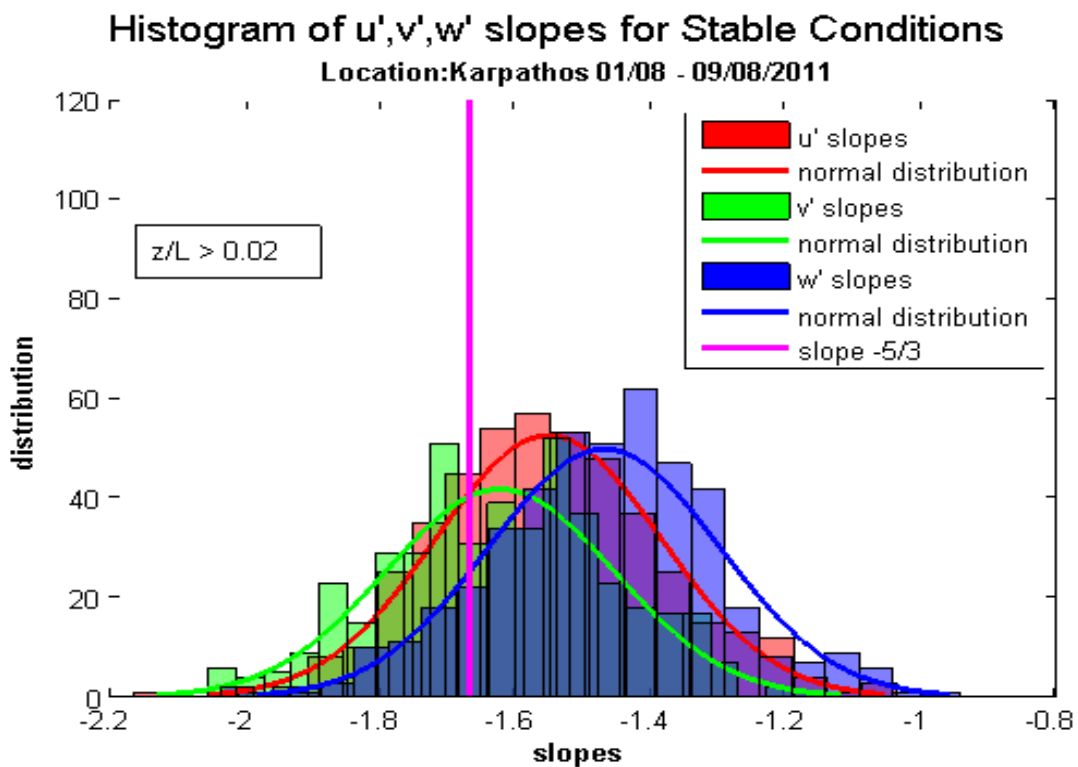
Στα επόμενα ιστογράμματα παρουσιάζονται όλες οι τιμές των κλίσεων των φασμάτων των u' , v' και w' (στο εύρος $0.8 < f < 2$) που αφορούν σε ουδέτερες, ευσταθείς και ασταθείς συνθήκες. Σε κάθε ιστόγραμμα οι κατανομές προσεγγίζονται από ένα πρότυπο κανονικής κατανομής, ενώ οριοθετείται με μια κατακόρυφη γραμμή και η τιμή των $-5/3$.



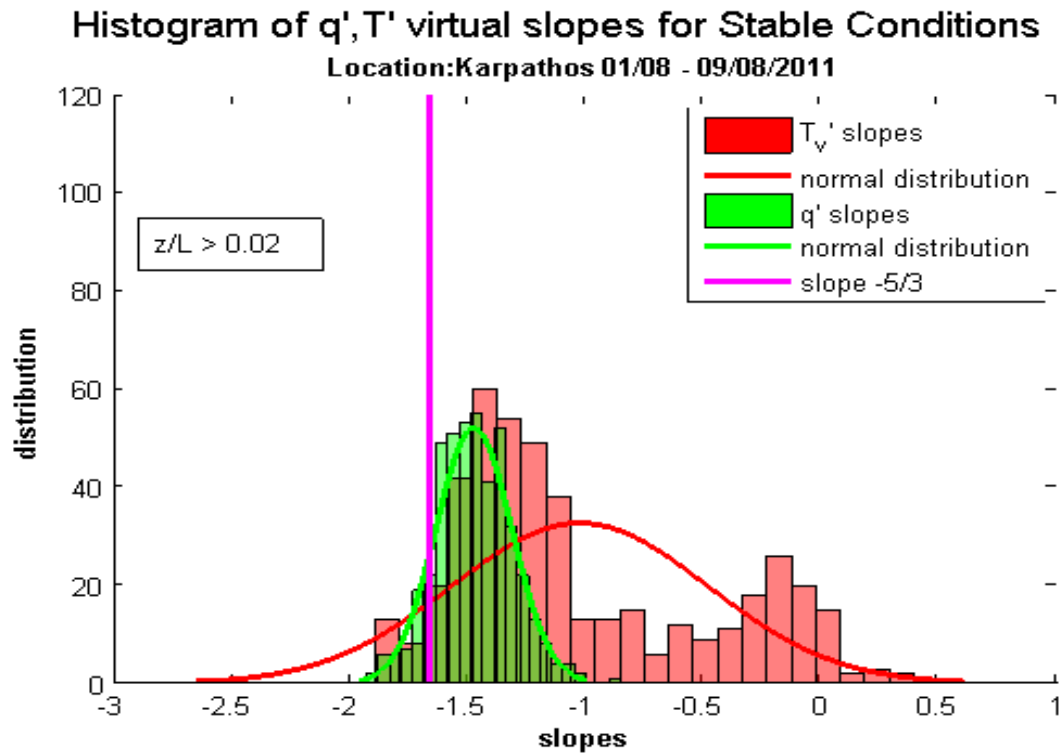
Γράφημα 10: Ιστόγραμμα των κλίσεων (στο εύρος $0.8 < f < 2$) των διακυμάνσεων u' , v' και w' για ουδέτερες συνθήκες, κλίση $-5/3$ (μωβ γραμμή), πρότυπα κανονικής κατανομής. Αρκασσα – Κάρπαθος.



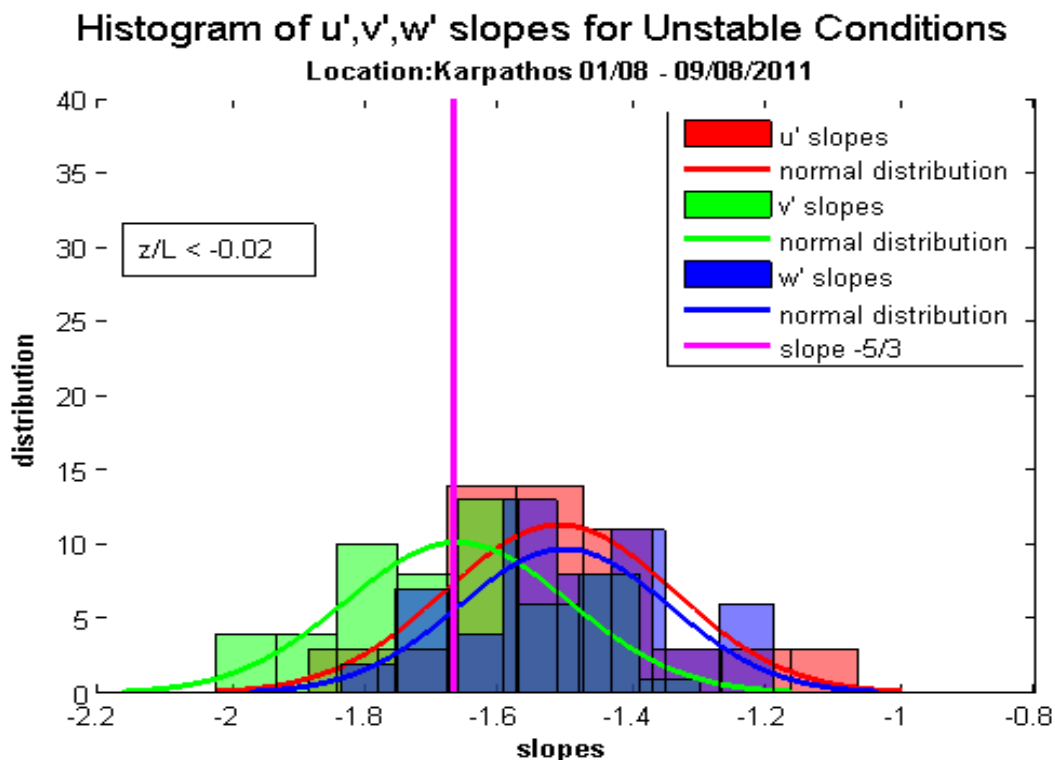
Γράφημα 11: Ιστόγραμμα των κλίσεων (στο εύρος $0.8 < f < 2$) των διακυμάνσεων T_v' και q' για ουδέτερες συνθήκες, κλίση $-5/3$ (μωβ γραμμή), πρότυπα κανονικής κατανομής. Άρκασσα – Κάρπαθος.



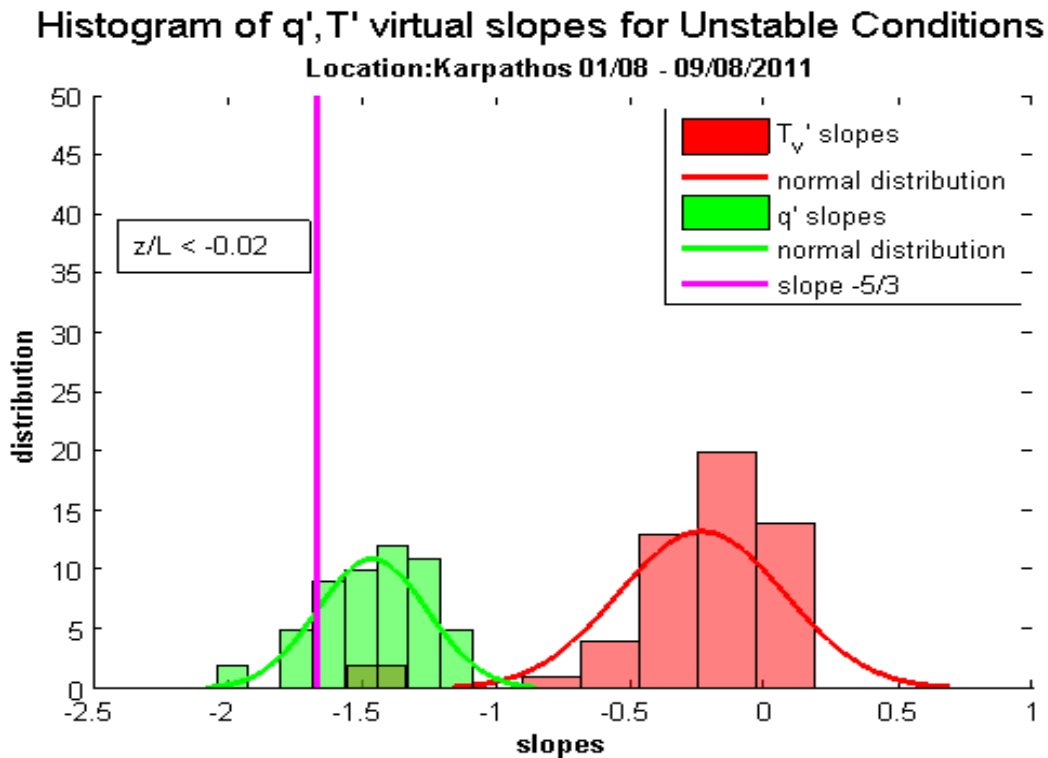
Γράφημα 12: Ιστόγραμμα των κλίσεων (στο εύρος $0.8 < f < 2$) των διακυμάνσεων u' , v' και w' για ευσταθείς συνθήκες, κλίση $-5/3$ (μωβ γραμμή), πρότυπα κανονικής κατανομής. Άρκασσα – Κάρπαθος.



Γράφημα 13: Ιστόγραμμα των κλίσεων (στο εύρος $0.8 < f < 2$) των διακυμάνσεων T_v' και q' για ευσταθείς συνθήκες, κλίση $-5/3$ (μωβ γραμμή), πρότυπα κανονικής κατανομής. Άρκασσα – Κάρπαθος.



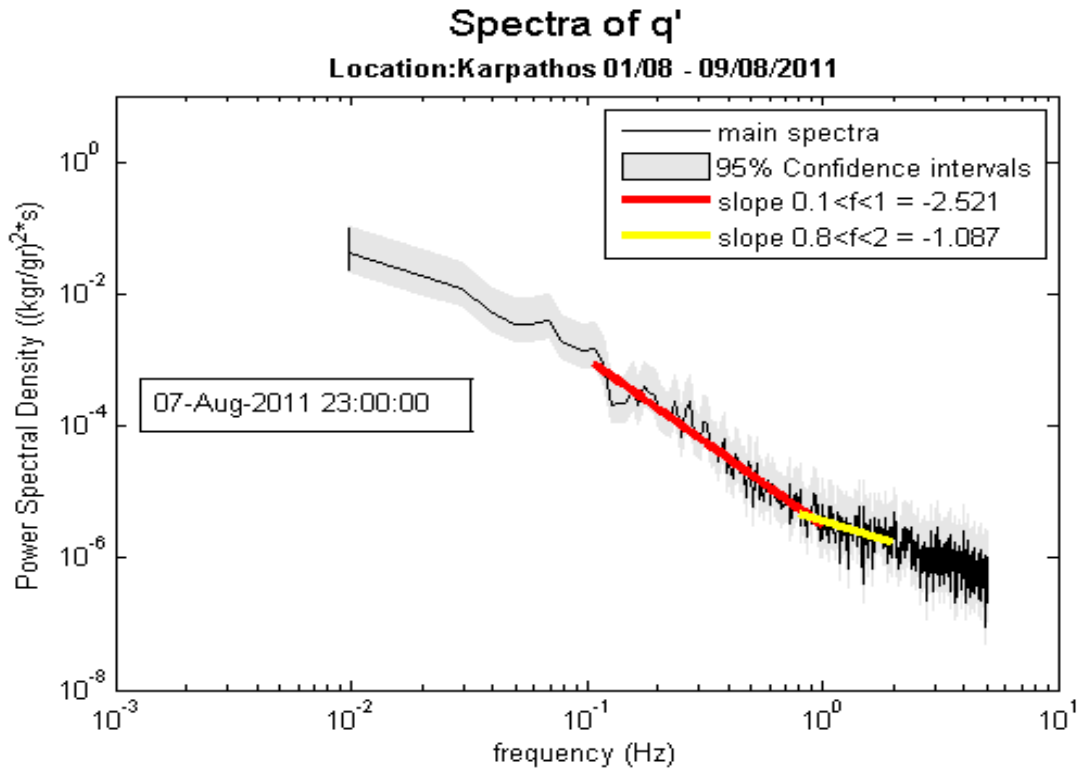
Γράφημα 14: Ιστόγραμμα των κλίσεων (στο εύρος $0.8 < f < 2$) των διακυμάνσεων u' , v' και w' για ασταθείς συνθήκες, κλίση $-5/3$ (μωβ γραμμή), πρότυπα κανονικής κατανομής. Άρκασσα – Κάρπαθος.



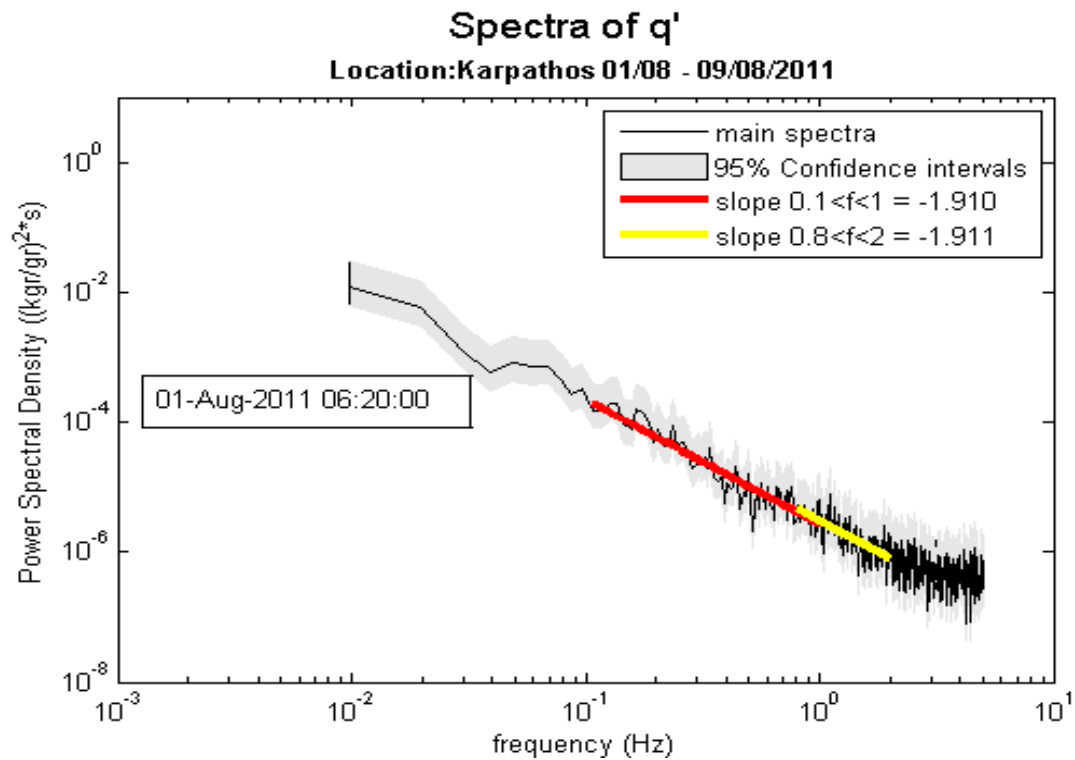
Γράφημα 15: Ιστογράμμο των κλίσεων (στο εύρος $0.8 < f < 2$) των διακυμάνσεων T_v' και q' για ασταθείς συνθήκες, κλίση $-5/3$ (μωβ γραμμή), πρότυπα κανονικής κατανομής. Άρκασσα – Κάρπαθος.

Στα ιστογράμματα φαίνονται καλύτερα οι αποκλίσεις γιατί περιέχουν όλο το σύνολο των κλίσεων που έχουν υπολογιστεί. Για τις ταχύτητες και την ειδική υγρασία, οι κλίσεις των φασμάτων δεν εμφανίζουν διαφορετική συμπεριφορά στις διαφορετικές συνθήκες ευστάθειας του ΘΑΟΣ. Αντίθετα, για την αληθή θερμοκρασία, ενώ σε ουδέτερες και ασταθείς συνθήκες οι κλίσεις είναι σχεδόν μηδενικές, σε ευσταθείς συνθήκες οι κλίσεις σε αρκετά φάσματα προσεγγίζουν την τιμή $-5/3$. Μάλιστα παρατηρήθηκε ότι όσο μεγαλύτερη ήταν η ευστάθεια, τόσο καλύτερη ήταν και η προσέγγιση στην τιμή αυτή. Οι κλίσεις των ταχυτήτων, σε κάθε περίπτωση, κατανέμονται ομοιόμορφα γύρω από τη μέση κλίση σε ένα μεγάλο σχετικά εύρος από -1 έως -2.2 , γεγονός που ίσως οφείλεται στην επίδραση των εξωτερικών παραγόντων που προαναφέρθηκαν. Τέλος, τα φάσματα των q' , αν και φαίνεται να προσεγγίζουν την τιμή $-5/3$, όταν μελετήθηκαν στο εύρος συχνοτήτων 0.1 έως 1 Hz παρουσίαζαν πολύ απότομες κλίσεις της τάξης του -2.5 που δείχνει ότι σε αυτό το εύρος ο ρυθμός κατανάλωσης της ΤΚΕ από τις διακυμάνσεις της υγρασίας είναι μεγαλύτερος.

Στα Γραφήματα 16 και 17 φαίνονται παραδείγματα φασμάτων υγρασίας για δύο δεκάλεπτα, όπου υπολογίζεται και η κλίση των φασμάτων στα εύρη $0.1 < f < 1$ Hz και $0.8 < f < 2$ Hz. Επιλέχθηκαν αυτά τα δυο παραδείγματα γιατί στο πρώτο φαίνεται ότι στα δύο εύρη οι κλίσεις είναι πολύ διαφορετικές, ενώ στο δεύτερο οι κλίσεις είναι ίδιες. Στις περισσότερες βέβαια περιπτώσεις οι κλίσεις στο εύρος $0.8 < f < 2$ Hz είναι ομαλότερες.



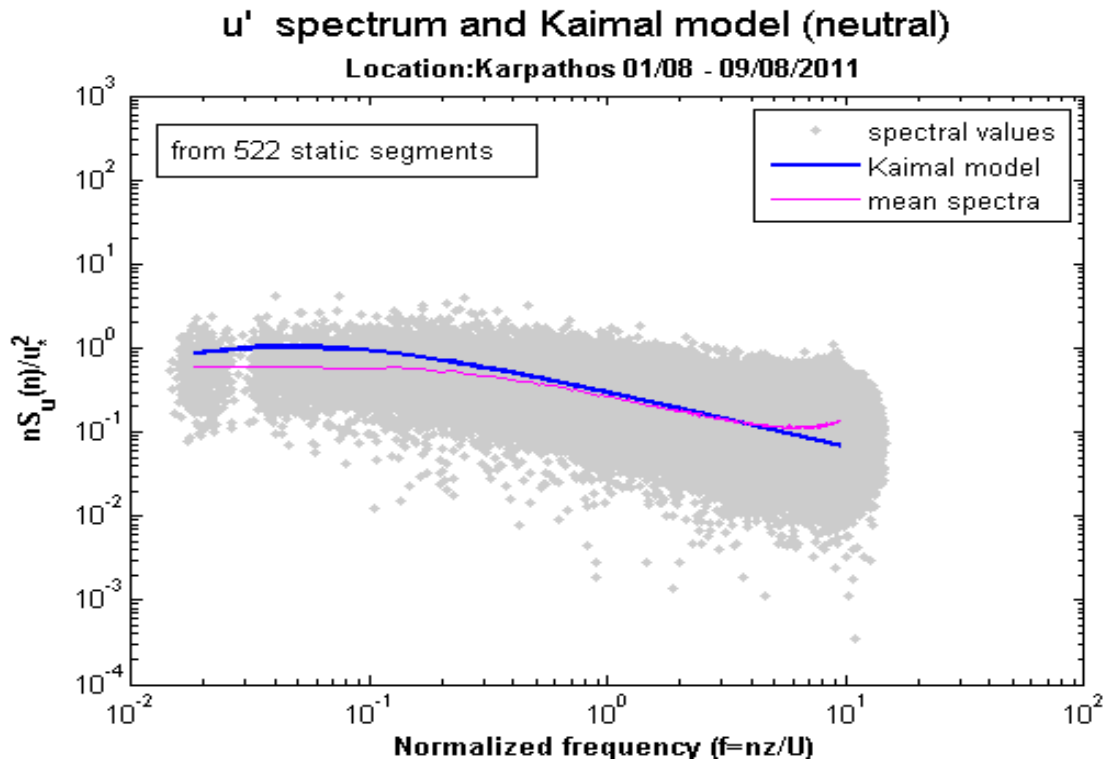
Γράφημα 16: Φάσμα συχνοτήτων των διακυμάνσεων q' και οι κλίσεις του φάσματος στο εύρος συχνοτήτων $0.1 < f < 1$ (κόκκινη γραμμή) και $0.5 < f < 3$ (κίτρινη γραμμή). Αρκασσα-Κάρπαθος, Ημερομηνία 7/8/2011 - ώρα 23:00:00



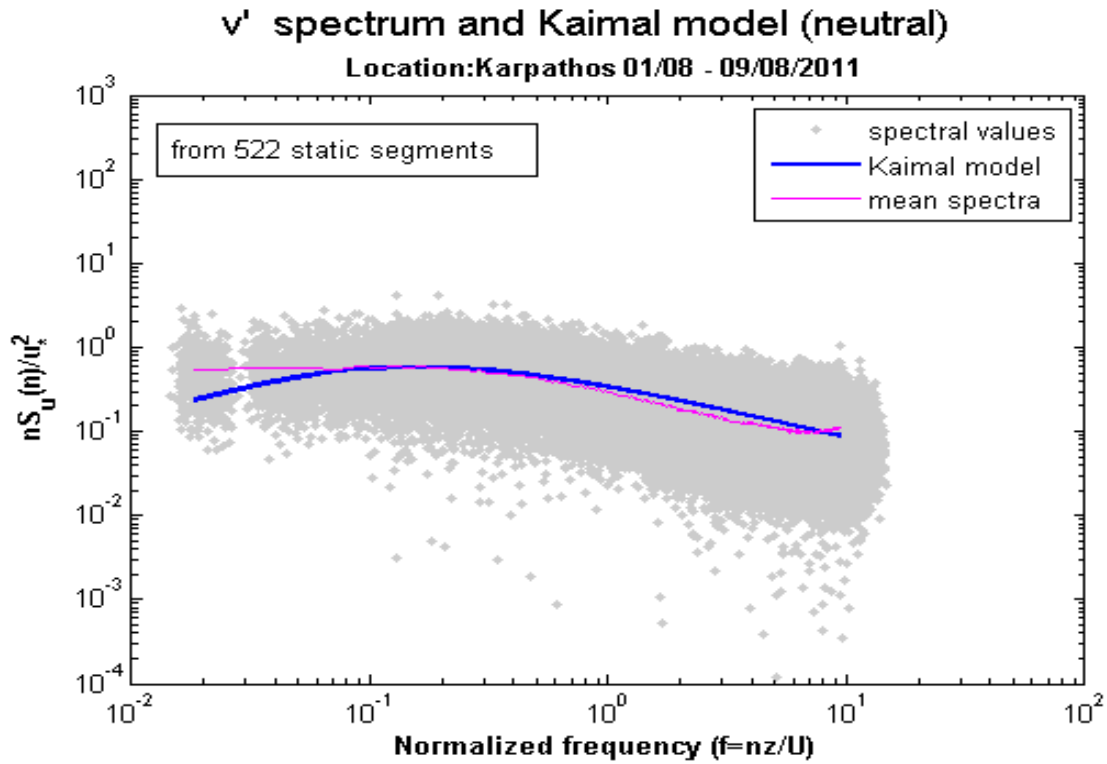
Γράφημα 17: Φάσμα συχνοτήτων των διακυμάνσεων q' και οι κλίσεις του φάσματος στο εύρος συχνοτήτων $0.1 < f < 1$ (κόκκινη γραμμή) και $0.8 < f < 2$ (κίτρινη γραμμή). Αρκασσα-Κάρπαθος, Ημερομηνία 1/8/2011 - ώρα 6:20:00

5.4 Σύγκριση με το μοντέλο Kaimal των ουδέτερων συνθηκών.

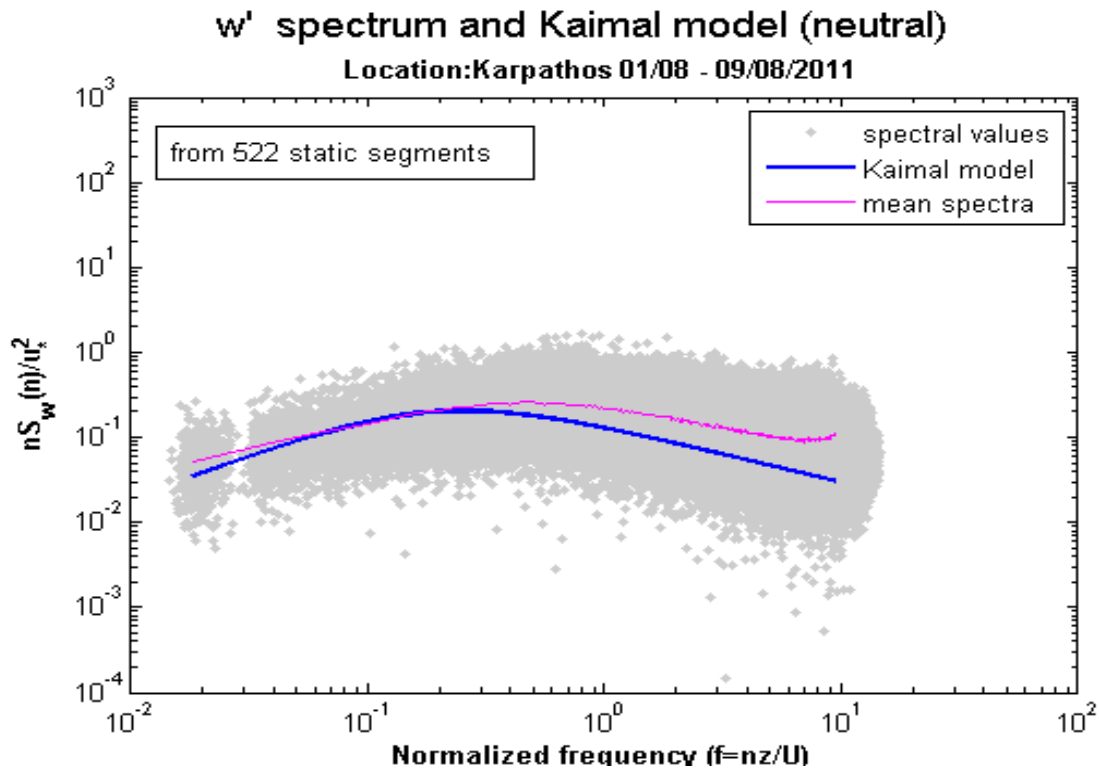
Στα γραφήματα που ακολουθούν, τα φάσματα των u' , v' και w' , τα οποία και προσέγγιζαν πολύ καλά τη θεωρητική τιμή των $-5/3$, έχουν αδιαστατοποιηθεί και έχει υπολογιστεί το μέσο φάσμα (μωβ γραμμή) ώστε να γίνει σύγκριση με το πρότυπο μοντέλο Kaimal (μπλε γραμμή).



Γράφημα 18: Σύγκριση του μέσου φάσματος των u' (ροζ γραμμή) με το πρότυπο μοντέλο Kaimal (μπλε γραμμή).
[Ουδέτερες συνθήκες] Αρκάσσα -Κάρπαθος



Γράφημα 19: Σύγκριση του μέσου φάσματος των u' (ροζ γραμμή) με το πρότυπο μοντέλο Kaimal (μπλε γραμμή). [Ουδέτερες συνθήκες] Αρκασσα -Κάρπαθος

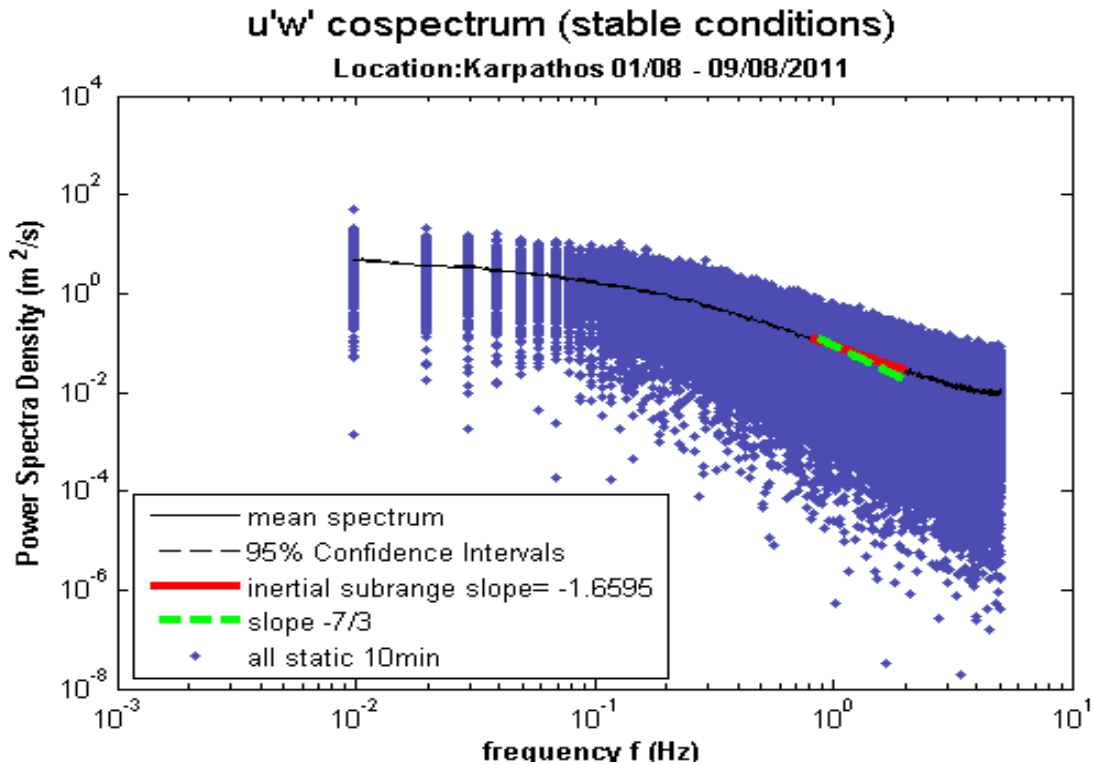


Γράφημα 20: Σύγκριση του μέσου φάσματος των w' (ροζ γραμμή) με το πρότυπο μοντέλο Kaimal (μπλε γραμμή). [Ουδέτερες συνθήκες, $0.2 < u_* < 0.4$] Αρκασσα -Κάρπαθος.

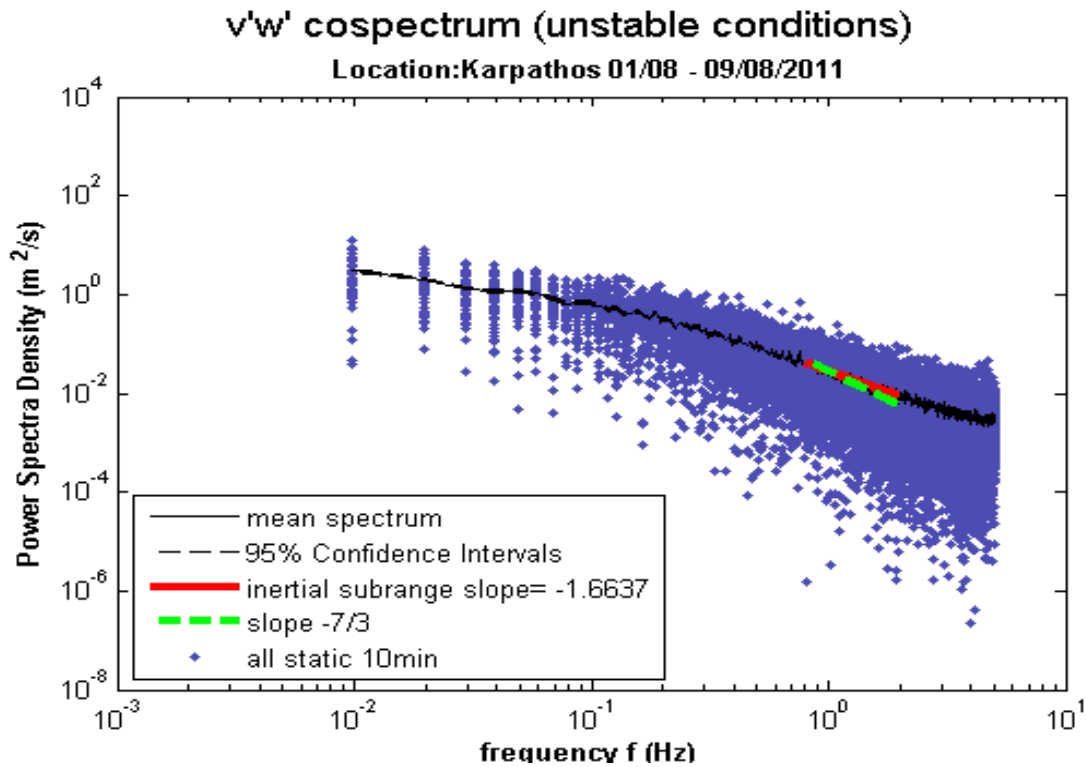
Ιδιαίτερα για τα μέσα φάσματα των u' και v' η σύγκριση με το μοντέλο Kaimal των ουδέτερων συνθηκών είναι πολύ καλή, τόσο ως προς τις φασματικές τιμές, όσο και ως προς την κλίση της αδρανειακής περιοχής. Μεταξύ του μοντέλου και του μέσου φάσματος των w' , υπάρχει απόκλιση κυρίως ως προς τις φασματικές τιμές, που είναι υψηλότερες από τις αναμενόμενες. Αυτό το αποτέλεσμα προφανώς σχετίζεται με το ότι η αρχή της αδρανειακής περιοχής (knee-frequency) στα φάσματα των w' ήταν μετατοπισμένη σε μεγαλύτερες συχνότητες.

5.5 Παραδείγματα φασμάτων διασυσχέτισης των συνδιακυμάνσεων $u'w'$, $v'w'$, $w'T_v'$ και $w'q'$.

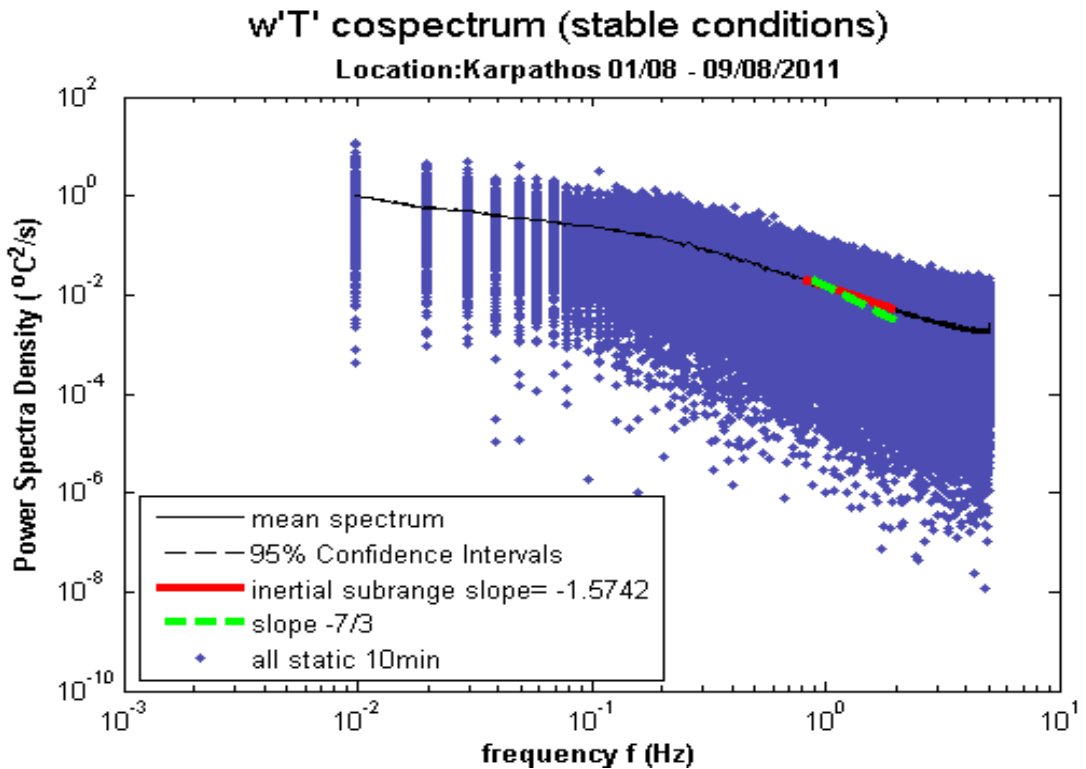
Τα Γραφήματα 21 έως 24 είναι παραδείγματα φασμάτων διασυσχέτισης, που προέκυψαν από την ανάλυση των συνδιακυμάνσεων $u'w'$, $v'w'$, $w'T_v'$ και $w'q'$ στο χώρο των συχνοτήτων. Για το μέσο φάσμα σε κάθε περίπτωση ευστάθειας έχει υπολογιστεί η κλίση στο εύρος $0.8 < f < 2$ Hz, ώστε να γίνει σύγκριση με την τιμή $-7/3$ που προβλέπεται από τη θεωρία για την αδρανειακή περιοχή. Συνολικά τα αποτελέσματα των κλίσεων δίνονται στον Πίνακα 4.



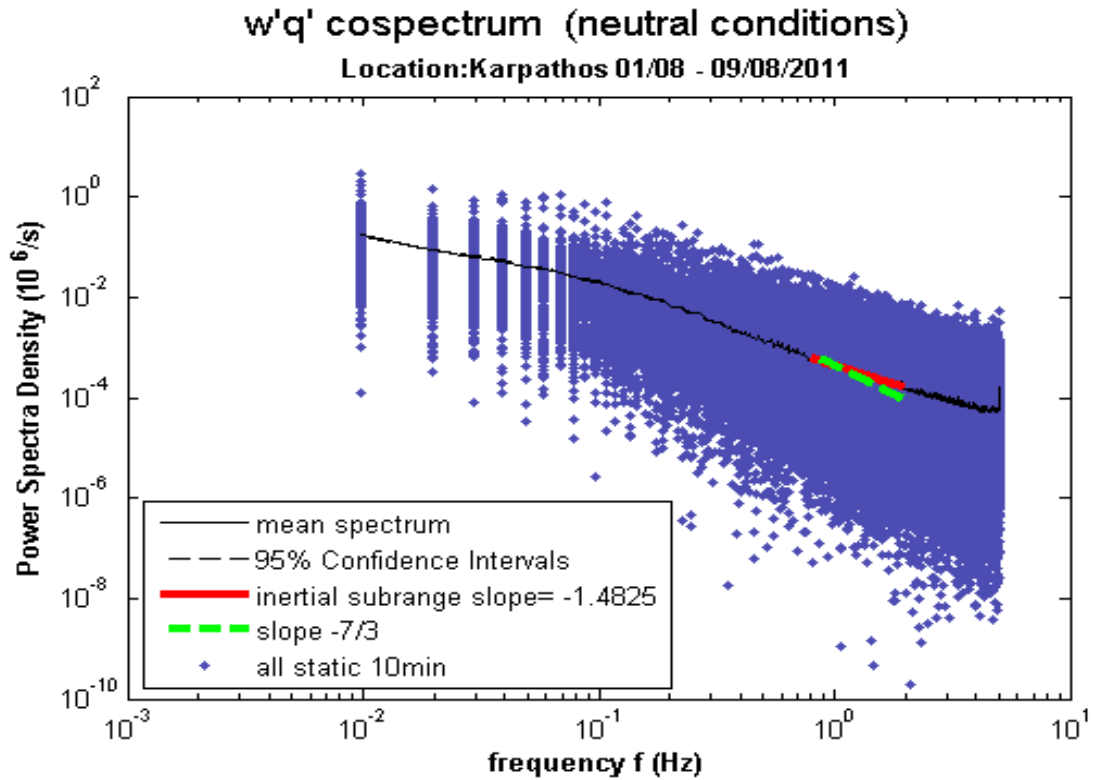
Γράφημα 21: Παρουσίαση των φασματικών τιμών των $u'w'$ και του μέσου φάσματος από το σύνολο των 449 στατικών δεκαλέπτων όπου οι συνθήκες του επιφανειακού στρώματος ήταν ευσταθείς ($\zeta > 0,02$) - Σύγκριση της κλίσης του μέσου φάσματος στο εύρος $0.5 < f < 3$ με τον νόμο $-7/3$ της αδρανειακής περιοχής.



Γράφημα 22: Παρουσίαση των φασματικών τιμών των $v'w'$ και του μέσου φάσματος από το σύνολο των 54 στατικών δεκαλέπτων όπου οι συνθήκες του επιφανειακού στρώματος ήταν ασταθείς ($\zeta < -0,02$) - Σύγκριση της κλίσης του μέσου φάσματος στο εύρος $0.5 < f < 3$ με τον νόμο $-7/3$ της αδρανιακής περιοχής.



Γράφημα 23: Παρουσίαση των φασματικών τιμών των $w'T'$ και του μέσου φάσματος από το σύνολο των 449 στατικών δεκαλέπτων όπου οι συνθήκες του επιφανειακού στρώματος ήταν ευσταθείς ($\zeta > 0,02$) - Σύγκριση της κλίσης του μέσου φάσματος στο εύρος $0.5 < f < 3$ με τον νόμο $-7/3$ της αδρανιακής περιοχής.



Γράφημα 24: Παρουσίαση των φασματικών τιμών των $u'w'$ και του μέσου φάσματος από το σύνολο των 449 στατικών δεκαλέπτων όπου οι συνθήκες του επιφανειακού στρώματος ήταν ευσταθείς ($\zeta > 0,02$) - Σύγκριση της κλίσης του μέσου φάσματος στο εύρος $0.5 < f < 3$ με τον νόμο $-7/3$ της αδρανειακής περιοχής.

Συνθήκες ευστάθειας του επιφανειακού στρώματος	Κλίσεις των φασμάτων διασυσχέτισης (στο εύρος $0.8 < f < 2$ Hz) των συνδιακυμάνσεων			
	$u'w'$	$v'w'$	$w'T_v'$	$w'q'$
Ουδέτερες ($ \zeta < 0,02$)	-1.5731	-1.6970	-0.9285	-1.4825
Ευσταθείς ($\zeta > 0,02$)	-1.6595	-1.5917	-1.5742	-1.4358
Ασταθείς ($\zeta < -0,02$)	-1.5720	-1.6637	-1.1164	-1.4173

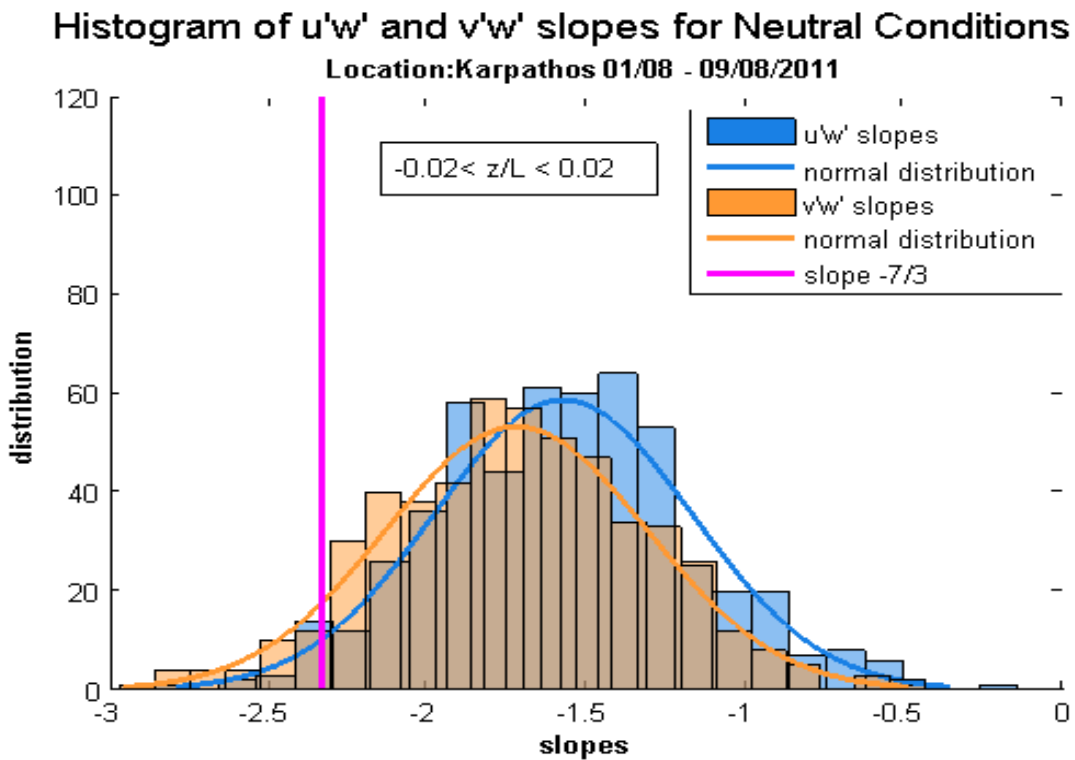
Πίνακας 4: Τιμές των κλίσεων των φασμάτων διασυσχέτισης στο εύρος $0.8 < f < 2$ Hz για τις συνθήκες ευστάθειας του επιφανειακού στρώματος. Αρκάσσα-Κάρπαθος.

Οι συνδιακυμάνσεις $u'w'$ και $v'w'$ είναι όροι που δείχνουν την κατακόρυφη μεταφορά ορμής στο θαλάσσιο επιφανειακό στρώμα, ενώ οι συνδιακυμάνσεις $w'T_v'$ και $w'q'$ εκφράζουν τον θερμικό όρο, την κατακόρυφη μεταφορά θερμότητας και υγρασίας. Όπως φαίνεται καλύτερα στα ιστογράμματα που ακολουθούν, οι κλίσεις στα φάσματα ισχύος είναι σε όλες τις περιπτώσεις ομαλότερες από την τιμή $-7/3$, που δείχνει ότι η ροή θερμότητας, ορμής και υγρασίας εξελίσσεται με διαφορετικό τρόπο. Συνολικά, από τη μελέτη σε αυτή την περιοχή του Αιγαίου (Kostoroulos, Helmis 2014), φάνηκε ότι επικρατούν συνθήκες, όπως είναι οι έντονες χωρικές βαθμίδες της επιφανειακής θερμοκρασίας της θάλασσας, οι μεγάλες μεταβολές της θερμοκρασίας του αέρα και η περιορισμένη έκταση αλληλεπίδρασης αέρα-θάλασσας, που επηρεάζουν την ανταλλαγή ορμής, θερμότητας και υδρατμών μεταξύ των δύο μέσων. Επίσης, δεδομένου των ισχυρών ανέμων, θα πρέπει να συνυπολογιστεί και το γεγονός ότι η ροή αισθητής και λανθάνουσας θερμότητας και υγρασίας επηρεάζεται σημαντικά από την εξάτμιση του seaspray.

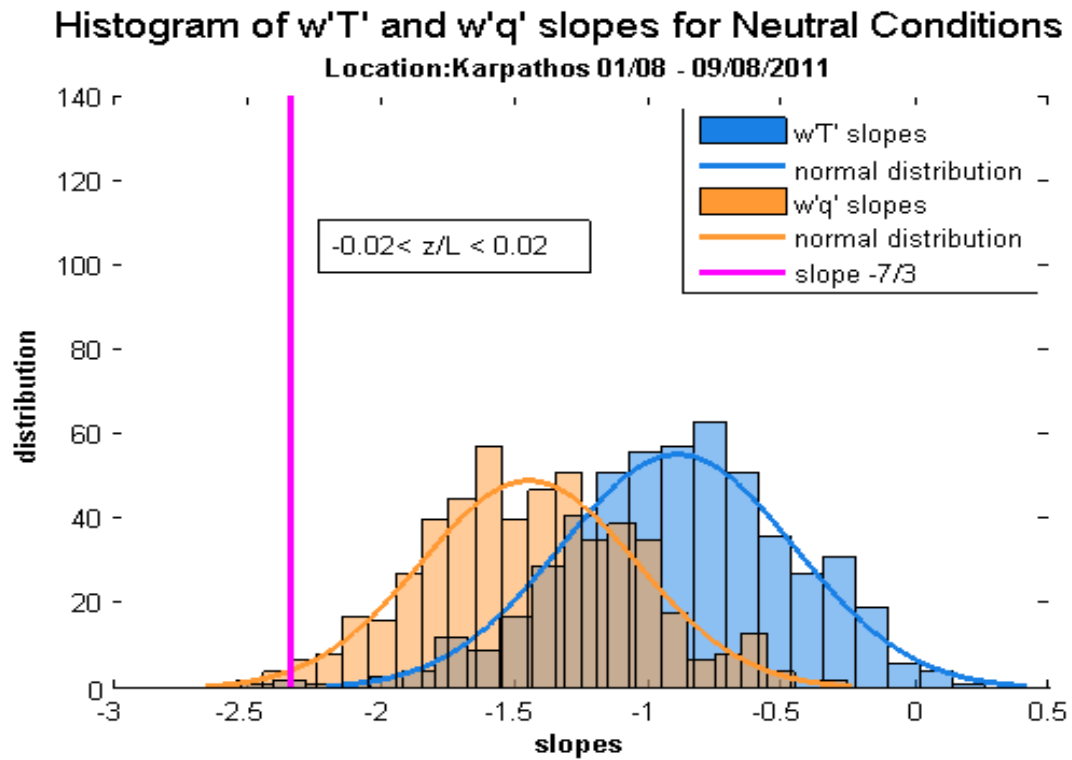
Στα ιστογράμματα που ακολουθούν δίνονται συνολικά οι τιμές όλων των κλίσεων που παρουσιάζαν τα φάσματα διασυσχέτισης, σε διαφορετικές συνθήκες ευστάθειας του ΘΑΟΣ. Για κάθε συνθήκη ευστάθειας παρουσιάζονται δυο γραφήματα· στο ένα περιέχονται οι κλίσεις των $u'w'$ και $v'w'$ που αντιπροσωπεύουν τον μηχανικό όρο της TKE και στο άλλο περιέχονται οι κλίσεις των $w'T_v'$ και $w'q'$ του θερμικού όρου.

5.6 Ιστογράμματα των κλίσεων των φασμάτων διασυσχέτισης των $u'w'$ και $v'w'$, στο εύρος συχνοτήτων $0.8 < f < 2$, για τις διαφορετικές συνθήκες ευστάθειας του επιφανειακού στρώματος.

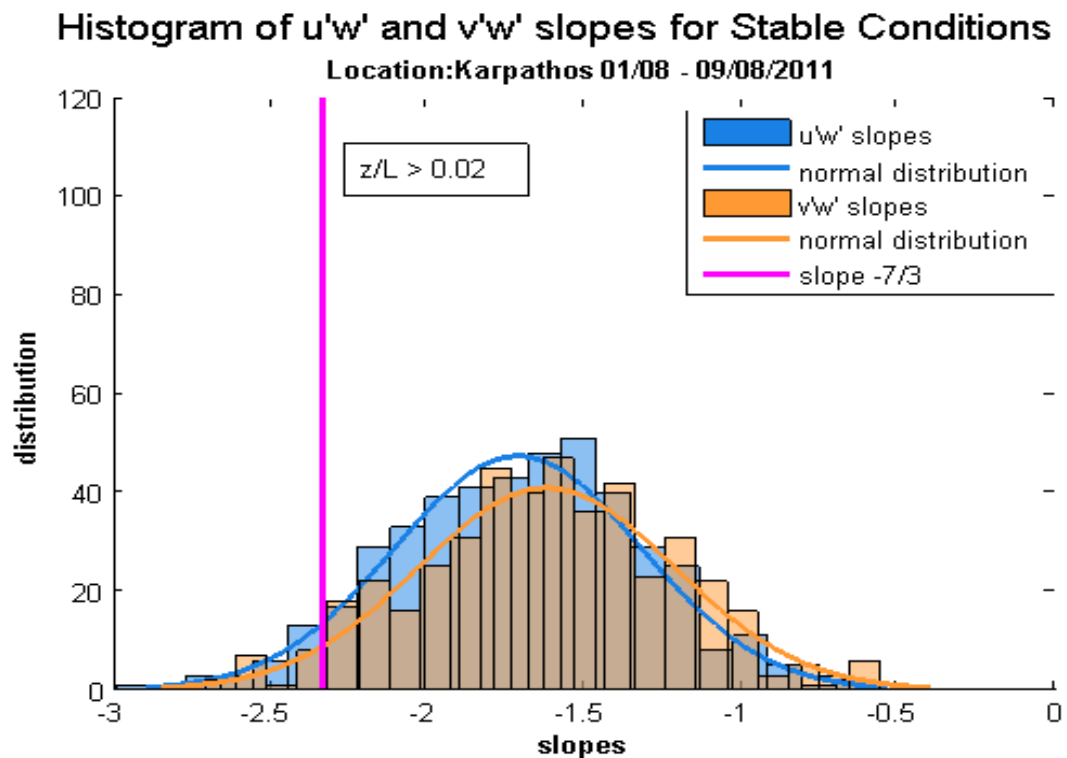
Στα Γραφήματα 25-30 παρουσιάζονται με τη μορφή ιστογράμματος, όλες οι κλίσεις των φασμάτων διασυσχέτισης ($u'w'$, $v'w'$) που υπολογίστηκαν σε ουδέτερες, ευσταθείς και ασταθείς συνθήκες του επιφανειακού στρώματος. Η κατακόρυφη (μωβ) γραμμή οριοθετεί την τιμή $-7/3$ που προβλέπεται από τη θεωρία.



Γράφημα 25: Ιστόγραμμα των κλίσεων (στο εύρος $0.8 < f < 2$ Hz) των συνδιακυμάνσεων $u'w'$, $v'w'$ για ουδέτερες συνθήκες, κλίση $-7/3$ (μωβ γραμμή), πρότυπα κανονικής κατανομής. Αρκασσα – Κάρπαθος.

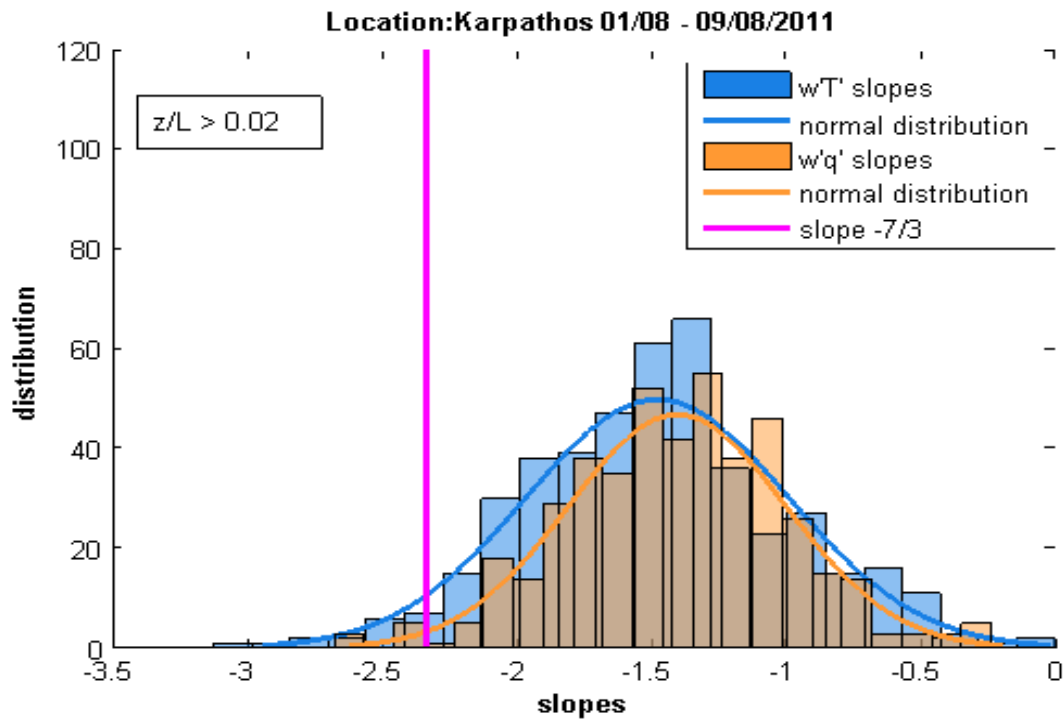


Γράφημα 26: Ιστόγραμμα των κλίσεων (στο εύρος $0.8 < f < 2$ Hz) των συνδιακυμάνσεων $w'T'_v$, $w'q'$ για ουδέτερες συνθήκες, κλίση $-7/3$ (μωβ γραμμή), πρότυπα κανονικής κατανομής. Άρκασσα – Κάρπαθος



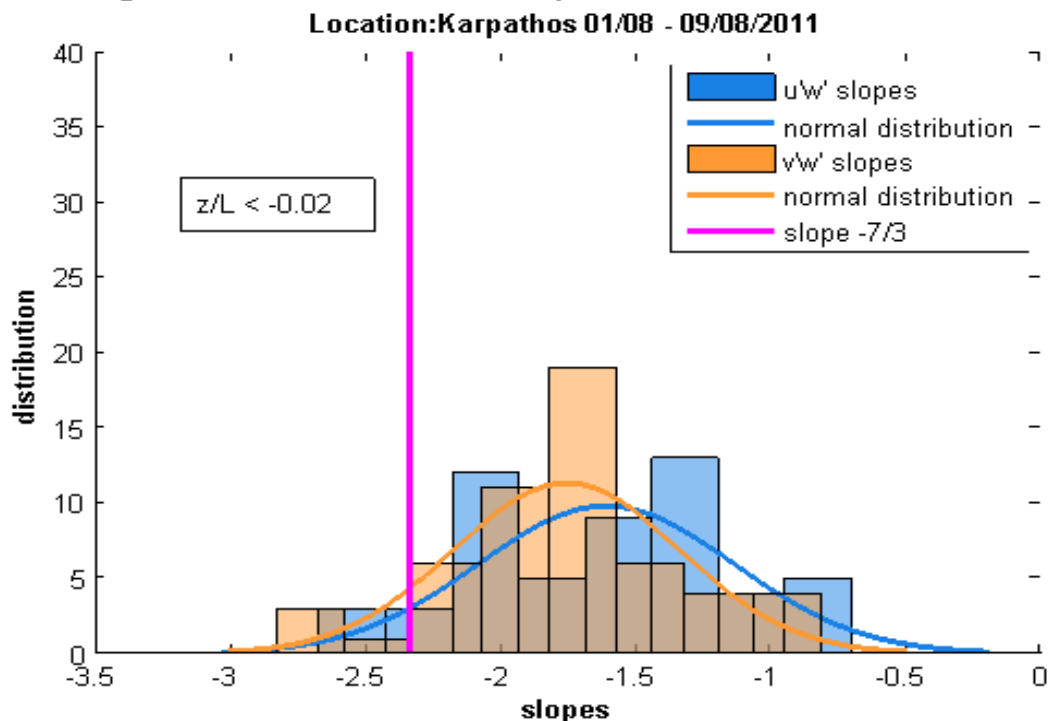
Γράφημα 27: Ιστόγραμμα των κλίσεων (στο εύρος $0.8 < f < 2$ Hz) των συνδιακυμάνσεων $u'w'$, $v'w'$ για ευσταθείς συνθήκες, κλίση $-7/3$ (μωβ γραμμή), πρότυπα κανονικής κατανομής. Άρκασσα – Κάρπαθος.

Histogram of $w'T'$ and $w'q'$ slopes for Stable Conditions

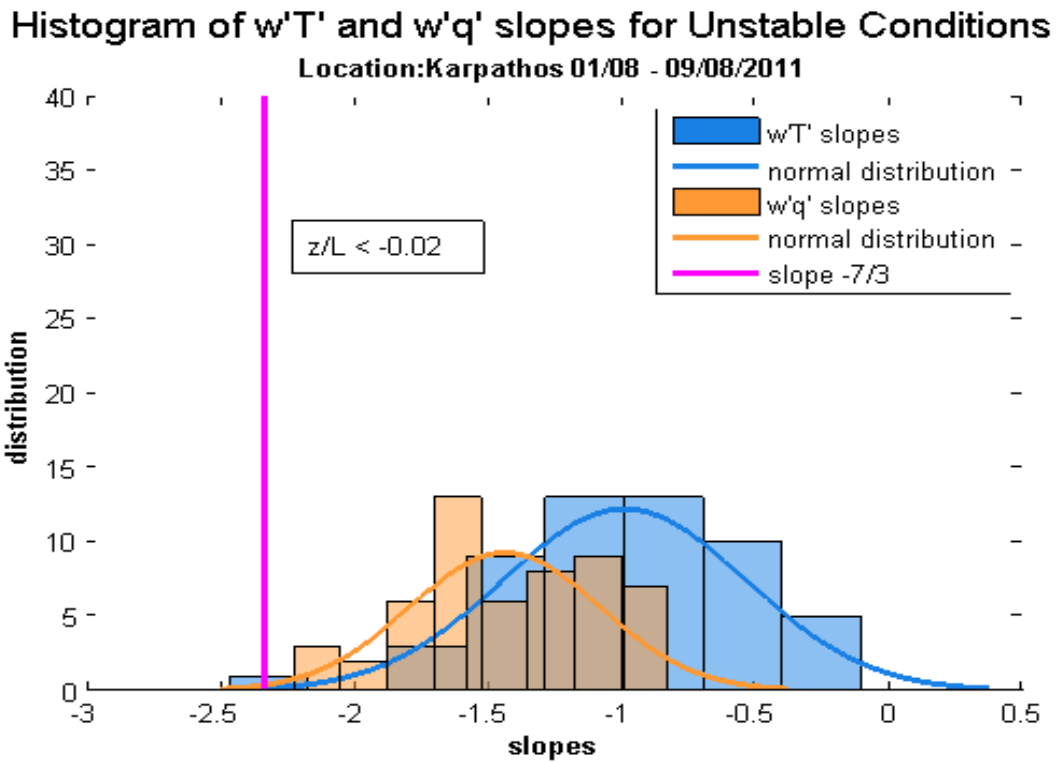


Γράφημα 28: Ιστόγραμμα των κλίσεων (στο εύρος $0.8 < f < 2$ Hz) των συνδιακυμάνσεων $w'T'_v$, $w'q'$ για ευσταθείς συνθήκες, κλίση $-7/3$ (μωβ γραμμή), πρότυπα κανονικής κατανομής. Άρκασσα – Κάρπαθος.

Histogram of $u'w'$ and $v'w'$ slopes for Unstable Conditions



Γράφημα 29: Ιστόγραμμα των κλίσεων (στο εύρος $0.8 < f < 2$ Hz) των συνδιακυμάνσεων $u'w'$, $v'w'$ για ασταθείς συνθήκες, κλίση $-7/3$ (μωβ γραμμή), πρότυπα κανονικής κατανομής. Άρκασσα – Κάρπαθος.

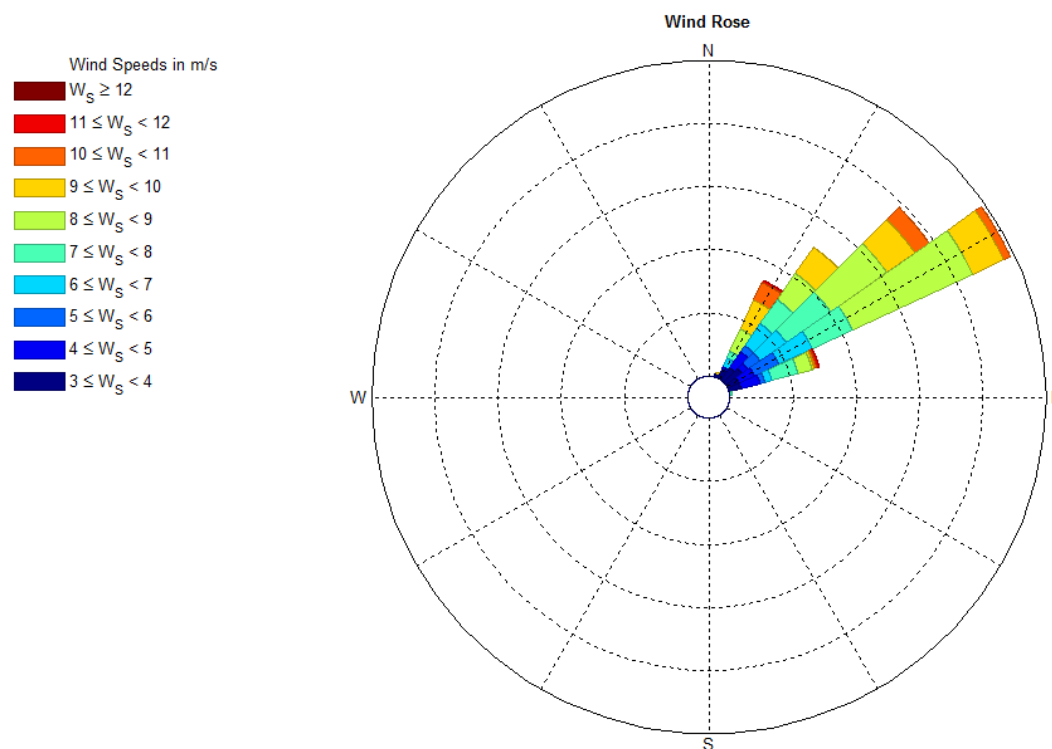


Γράφημα 30: Ιστόγραμμα των κλίσεων (στο εύρος $0.8 < f < 2$ Hz) των συνδιακυμάνσεων $w'T'_v$, $w'q'$ για ασταθείς συνθήκες, κλίση $-7/3$ (μωβ γραμμή), πρότυπα κανονικής κατανομής. Άρκασσα – Κάρπαθος.

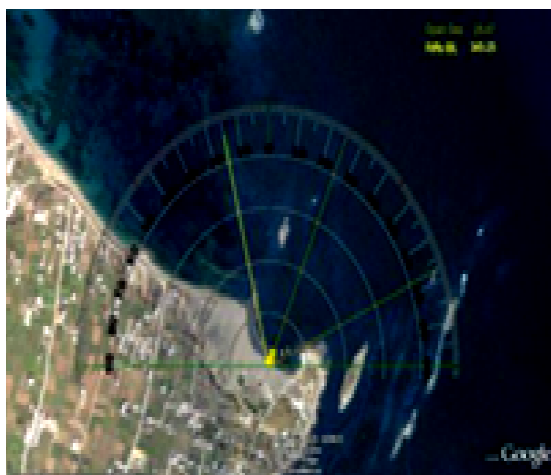
Εκτός από τα φάσματα των $w'T'_v$ τα οποία αναμενόμενα παρουσιάζουν διαφορετική κατανομή στις διαφορετικές συνθήκες ευστάθειας, στα υπόλοιπα οι διαφορές στην κατανομή είναι μικρές. Οι κλίσεις σε κάθε περίπτωση ευστάθειας είναι ομαλότερες και κατανέμονται, σχεδόν ομοιόμορφα σε ένα μεγάλο εύρος τιμών μεταξύ -0.5 και -2.5 .

6.1 Ροδόγραμμα ταχύτητας ανέμου

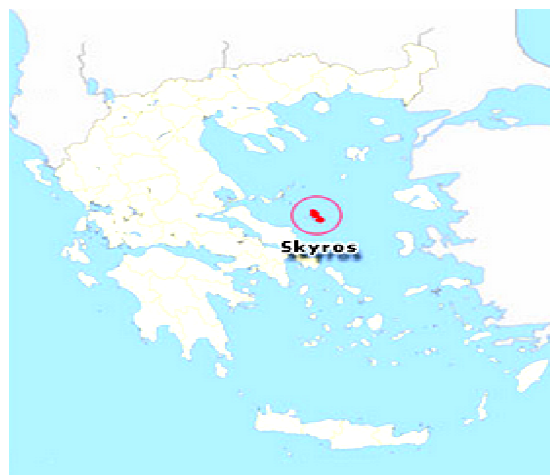
Για το πείραμα της Σκύρου, όπως έγινε και για την Κάρπαθο, χρησιμοποιήθηκαν μόνο τα δεδομένα των στατικών δεκαλέπτων όπου η επικρατούσα διεύθυνση του ανέμου ήταν μεταξύ 25° και 67° (Γράφημα 1). Η επιλογή αυτή ήταν απαραίτητη, όπως προηγούμενα, ώστε οι μετρήσεις να αφορούν σε καθαρή ροή του ΘΑΟΣ χωρίς εμπόδια (Εικόνα 1). Σε σχέση με την Κάρπαθο οι τιμές των ταχυτήτων είναι μικρότερες.



Γράφημα 31: Ροδόγραμμα ταχύτητας ανέμου στα 10μέτρα (μέσες τιμές ανά δεκάλεπτο). Σκύρος, 3 έως 10 Σεπτεμβρίου 2011



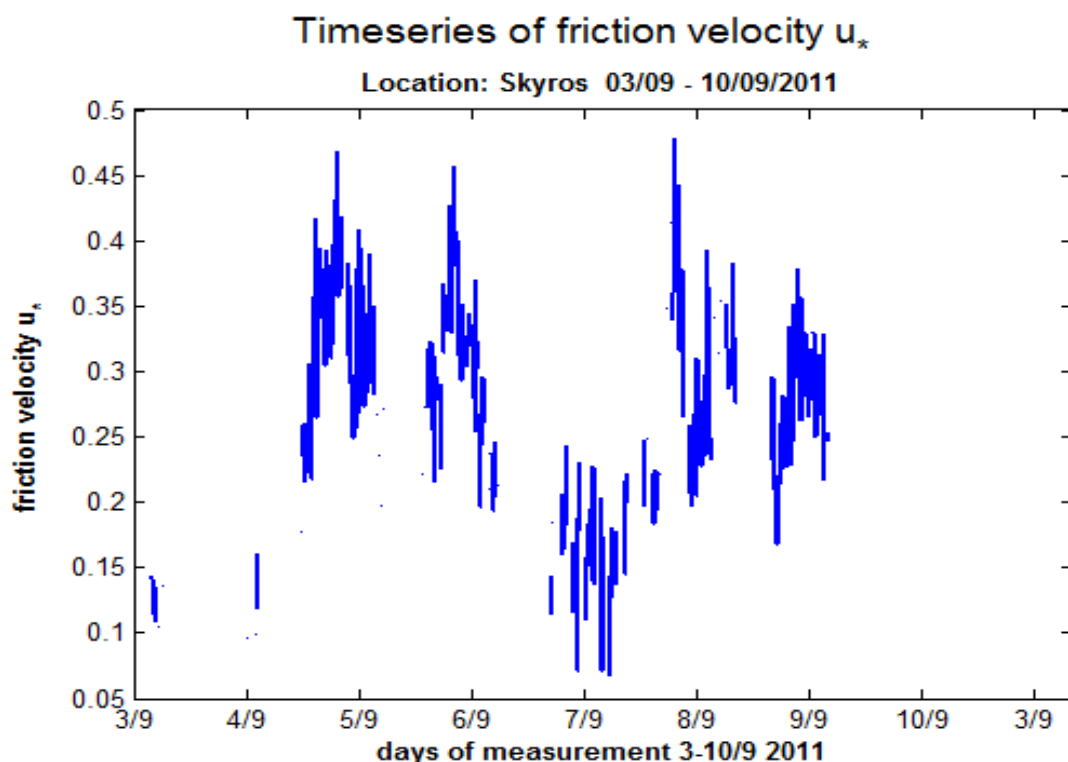
Εικόνα 7: Τομέας θαλάσσιων διευθύνσεων στην πειραματική περιοχή στη Σκύρο.



Εικόνα 8: Νοτιοανατολική Μεσόγειος : Νήσος Σκύρος

6.2 Μελέτη των κλίσεων των φασμάτων -σε εύρος συχνοτήτων που αφορά την αδρανειακή περιοχή- για τις διαφορετικές συνθήκες ευστάθειας.

Στην περιοχή της Σκύρου τα δεδομένα που πληρούσαν τα κριτήρια (στατικότητα, διεύθυνση ανέμου) ήταν πολύ λιγότερα από της Καρπάθου. Συγκεκριμένα, από ένα σύνολο 1152 δεκαλέπτων μόνο στα 387 είναι κατάλληλα για να εφαρμοστεί η μέθοδος της φασματικής ανάλυσης. Αυτό φαίνεται και στα κενά των επόμενων γραφημάτων. Στο Γράφημα 32, παρουσιάζονται οι τιμές της ταχύτητας τριβής σε κάθε στατικό δεκάλεπτο. Η μέση τιμή είναι $\bar{u}_* = 0.27$ m/s, άρα από την Εξίσωση 24, το ύψος του επιφανειακού στρώματος είναι $h_s = 30$ m (εφόσον ο συντελεστής Coriolis στη Σκύρο είναι $f_c = 8.9636 \cdot 10^{-5}$ Hz).

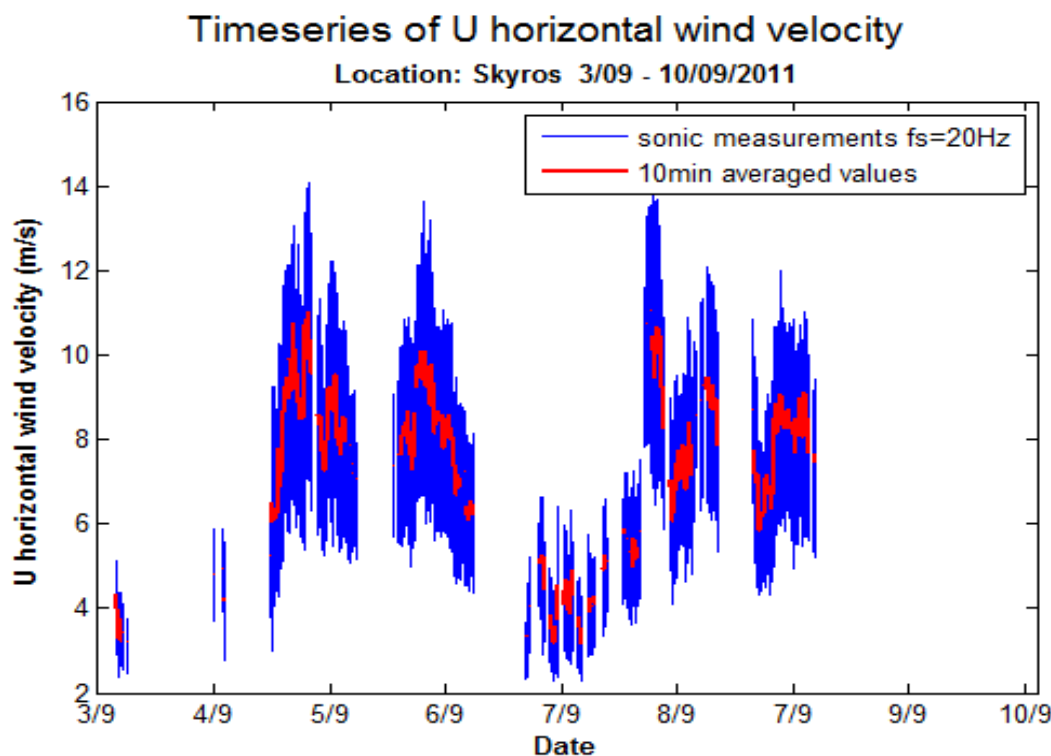


Γράφημα 32: Χρονοσειρά της ταχύτητας τριβής, μέσες τιμές ανά δεκάλεπτο, Σκύρος.

Οι τιμές της ταχύτητας τριβής, σε σχέση με της αντίστοιχες τιμές της Καρπάθου, εμφανίζουν και τιμές που είναι πολύ μικρότερες (< 0.1). Το ίδιο παρατηρείται και στις τιμές της ταχύτητας του ανέμου, έφοσον τα μεγέθη συσχετίζονται.

VI. Πειραματική Διαδικασία – Σκύρος

Στο Γραφήμα 33, παρουσιάζονται οι τιμές της οριζόντιας ταχύτητας ανέμου που καταγράφηκαν από το sonic ανεμογράφο με συχνότητα δειγματοληψίας 20 Hz (μπλε χρώμα), στα δεκάλεπτα τα οποία πληρούσαν και το κριτήριο της στατικότητας και της επικρατούσας διεύθυνσης του ανέμου. Επίσης, εμφανίζονται (κόκκινο χρώμα) οι μέσες τιμές ανά δεκάλεπτο ώστε να υπάρχει εικόνα της έντασης των διακυμάνσεων.



Γράφημα 33: Χρονοσειρά της μέσης οριζόντιας ταχύτητας του ανέμου (μπλε γραμμή), μέσες τιμές ανά δεκάλεπτο (κόκκινη γραμμή). Σκύρος.

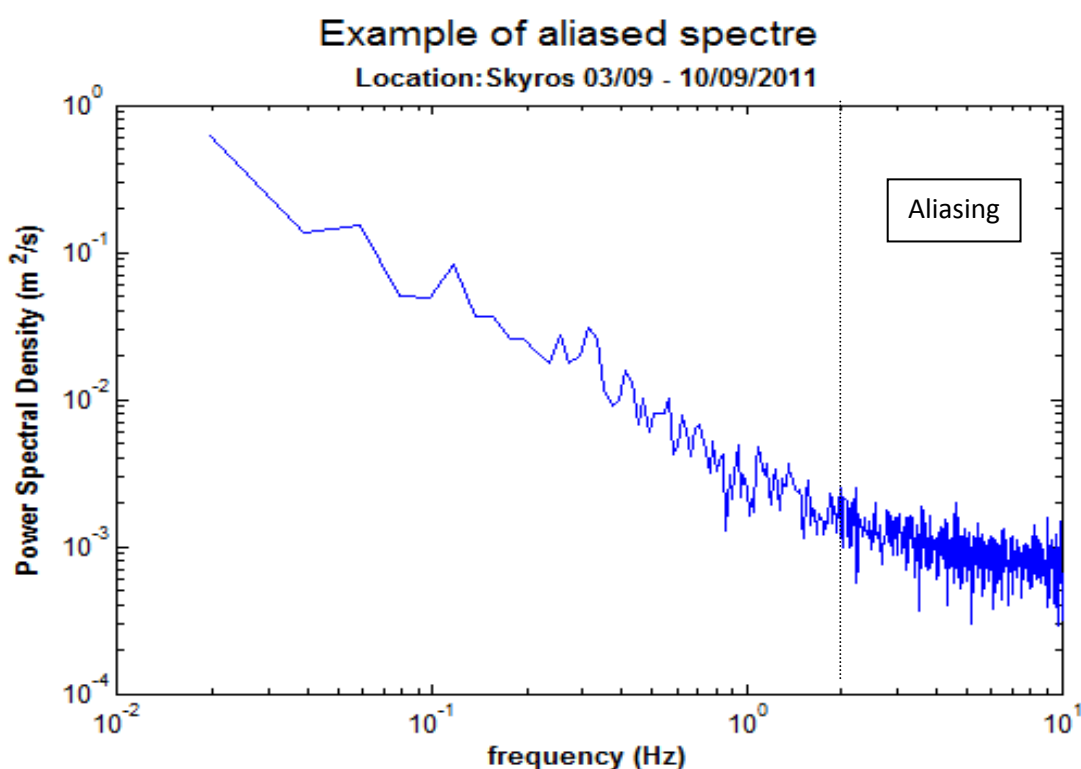
Όπως παρατηρείται από το γράφημα, οι μέσες τιμές της ταχύτητας του ανέμου στα στατικά δεκάλεπτα κυμαίνονται σε ένα μεγάλο σχετικά εύρος τιμών. Στον Πίνακα 5, αναγράφονται οι μέγιστες και ελάχιστες τιμές ενώ υπολογίζεται από την Εξίσωση 25 και η συχνότητα που αρχίζει τυπικά η αδρανειακή περιοχή.

Τιμές οριζόντιας ταχύτητας (m/s)	Αρχή της αδρανειακής περιοχής (Hz)
Μέγιστη τιμή : 11.052	0.3684
Ελάχιστη τιμή : 3.148	0.1049

Πίνακας 5: Υπολογισμός της συχνότητας που αρχίζει τυπικά η αδρανειακή περιοχή, για τη μέγιστη και την ελάχιστη τιμή της οριζόντιας ταχύτητας του ανέμου. (Σκύρος)

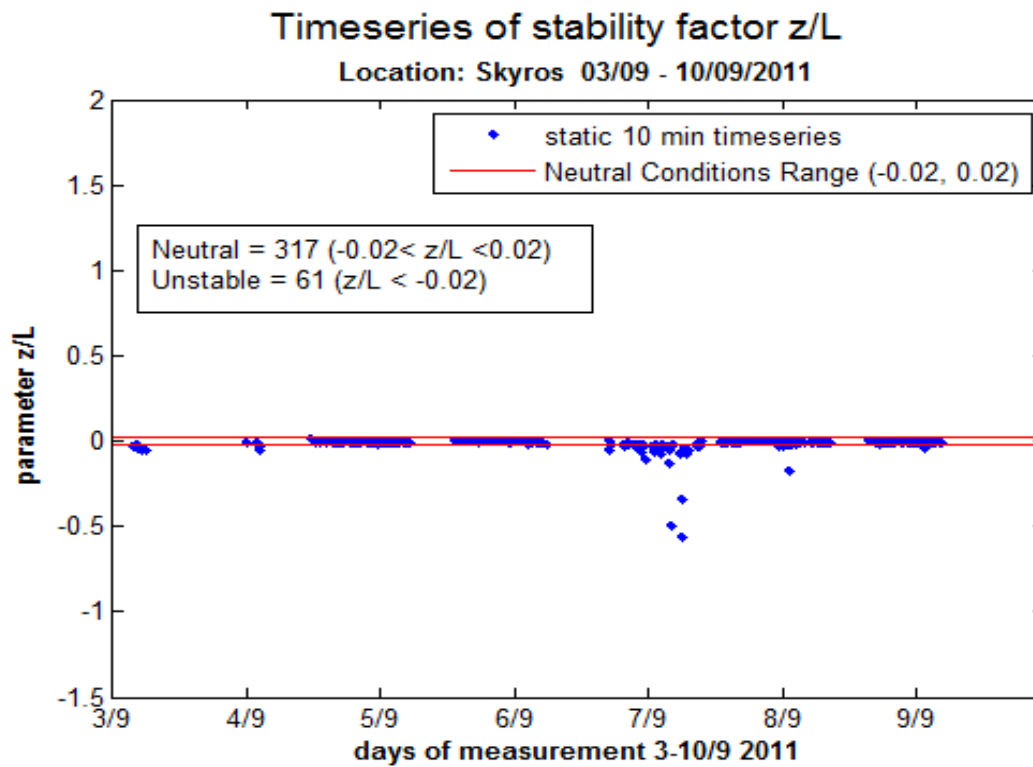
Επειδή τα αποτελέσματα του Πίνακα 5 είναι σχεδόν ίδια με αυτά τις Καρπάθου, όσον αφορά στις συχνότητες, για τον υπολογισμό των κλίσεων θα επιλεγεί ως κάτω όριο η συχνότητα $f_{inertial} = 0.8$ Hz. Ως άνω όριο, δεδομένου ότι η συχνότητα δειγματοληψίας είναι 20 Hz ($f_{Nyquist} = 10$ Hz), θα μπορούσε να επιλεγεί μια μεγαλύτερη συχνότητα. Επειδή όμως παρατηρήθηκε ότι το φαινόμενο αναδίπλωσης επηρέαζε και συχνότητες 3 Hz, επιλέχθηκε τελικά η τιμή 2Hz, όπως είχε γίνει και με την Κάρπαθο. Επομένως οι κλίσεις των φασμάτων θα υπολογιστούν στο εύρος $0.8 < f < 2$ Hz.

Στο Γράφημα 34 παρουσιάζεται το φάσμα των διακυμάνσεων u' για ένα τυχαίο στατικό δεκάλεπτο στην περιοχή της Σκύρου. Αυτό που παρατηρείται, είναι μια απότομη αύξηση των φασματικών τιμών μετά τα 2Hz, που αποδίδεται σε αναδίπλωση φάσματος.



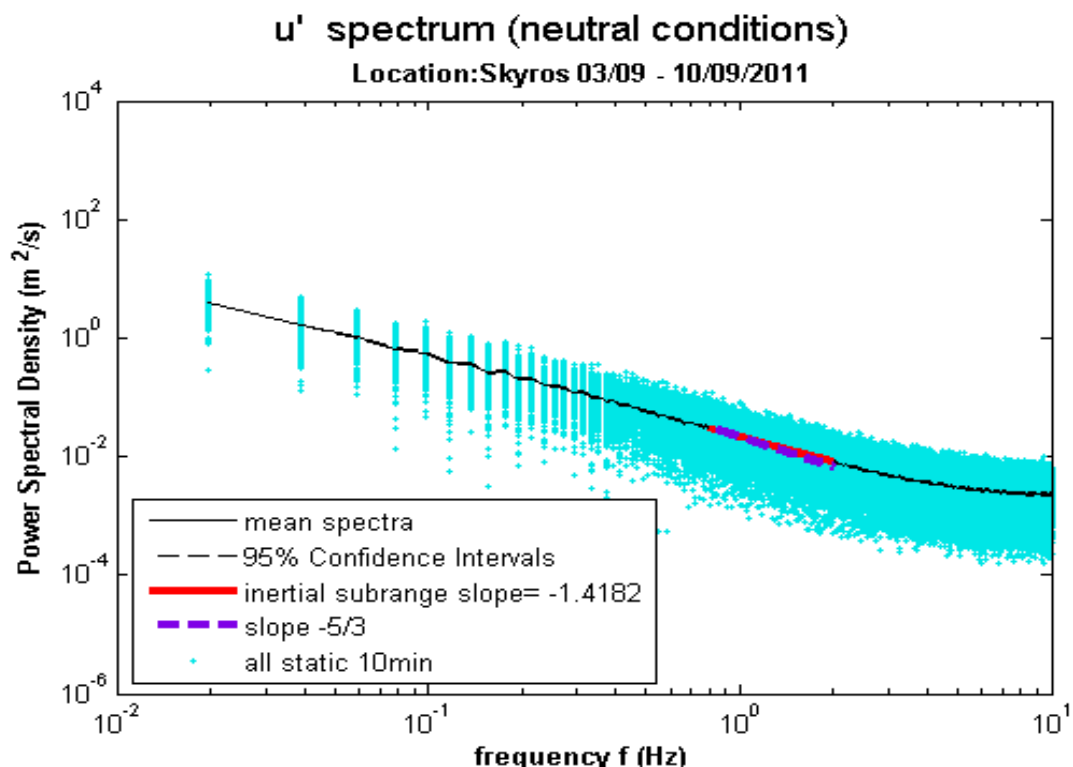
Γράφημα 34: Παράδειγμα φάσματος που πιθανόν να υπάρχει υπερεκτίμηση στις μεγάλες συχνότητες εξαιτίας αναδίπλωσης

Στη Σκύρο οι συνθήκες ευστάθειας, όπως υπολογίστηκαν από την παράμετρο ευστάθειας ζ , ήταν κυρίως ουδέτερες, αλλά υπήρχαν και μετρήσεις στις οποίες το επιφανειακό στρώμα ήταν ασταθές. Στο Γράφημα 35 παρουσιάζεται η χρονοσειρά του όρου ζ , ενώ αναγράφεται και το πλήθος των δεκαλέπτων στα οποία οι συνθήκες ήταν ουδέτερες και ασταθείς.

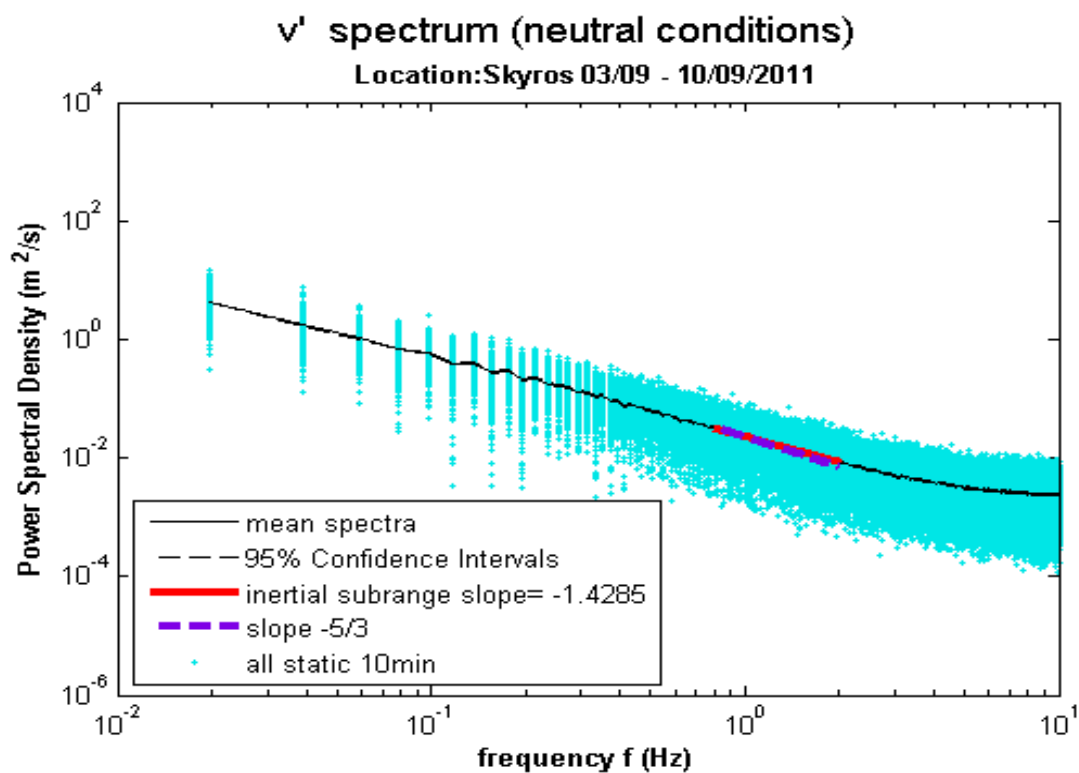


Γράφημα 35: Χρονοσειρά της παραμέτρου ζ (μπλε σημεία)- Τα όρια που επιλέχθηκαν να εκφράζουν σχεδόν ουδέτερες συνθήκες $|\zeta| < 0.2$ (κόκκινη γραμμή). Σκύρος.

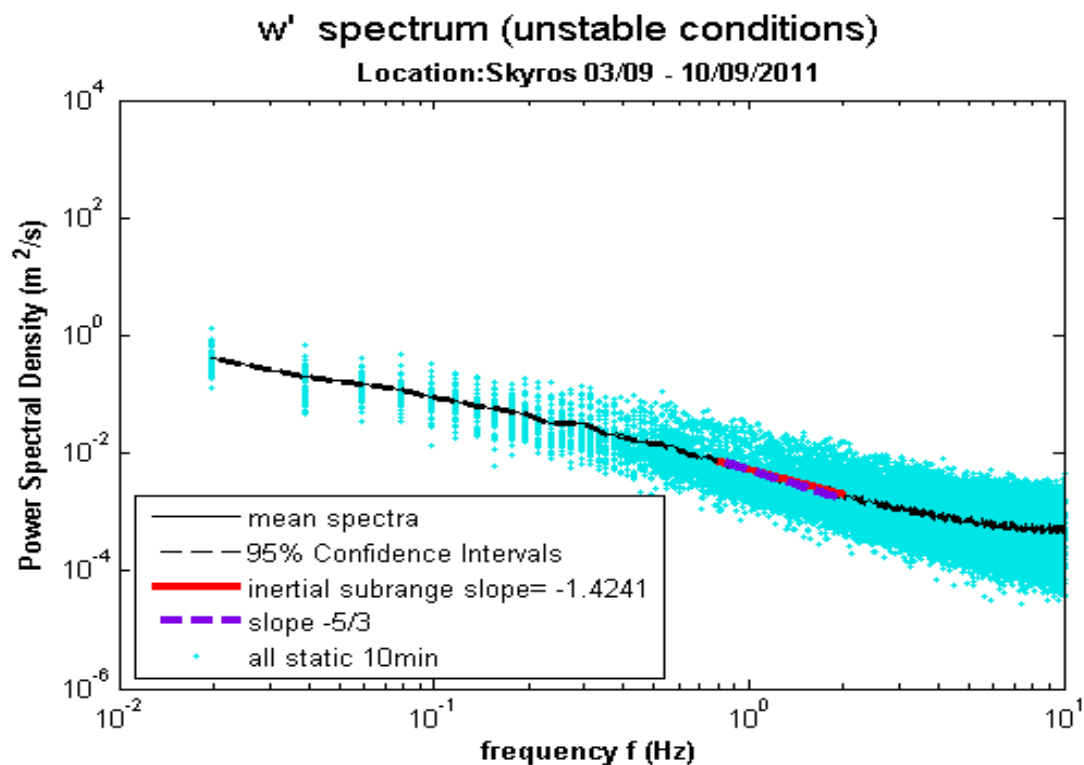
Τα Γραφήματα 36 - 39 είναι παραδείγματα που αφορούν στις συνθήκες όπου η κλίση του μέσου φάσματος των u' , v' , w' και T_v' , στο εύρος $0.8 < f < 2\text{Hz}$, προσέγγιζε περισσότερο την τιμή $-5/3$. Το μέσο φάσμα αποτυπώνεται ώστε να υπάρχει εικόνα της μορφής των φασμάτων των δεκαλέπτων. Οι κλίσεις των φασμάτων για τη Σκύρο συνολικά δίνονται στον Πίνακα 6.



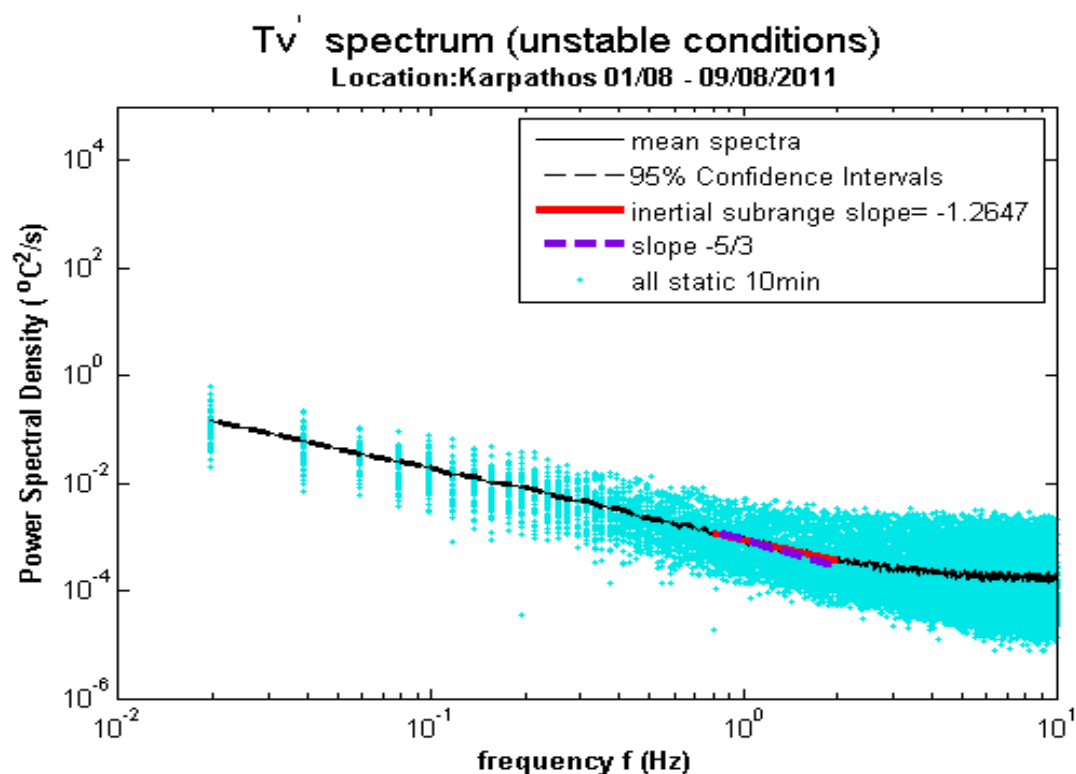
Γράφημα 36: Παρουσίαση των φασματικών τιμών των u' και του μέσου φάσματος από το σύνολο των 317 στατικών δεκαλέπτων όπου οι συνθήκες του επιφανειακού στρώματος ήταν σχεδόν ουδέτερες ($|\zeta| < 0,02$) - Σύγκριση της κλίσης του μέσου φάσματος στο εύρος $0.8 < f < 2$ με τον νόμο $-5/3$ της αδρανειακής περιοχής. (Σκύρος).



Γράφημα 37: Παρουσίαση των φασματικών τιμών των v' και του μέσου φάσματος από το σύνολο των 317 στατικών δεκαλέπτων όπου οι συνθήκες του επιφανειακού στρώματος ήταν σχεδόν ουδέτερες ($|\zeta| < 0,02$) - Σύγκριση της κλίσης του μέσου φάσματος στο εύρος $0.8 < f < 2$ με τον νόμο $-5/3$ της αδρανειακής περιοχής. (Σκύρος).



Γράφημα 38: Παρουσίαση των φασματικών τιμών των w' και του μέσου φάσματος από το σύνολο των 61 στατικών δεκαλέπτων όπου οι συνθήκες του επιφανειακού στρώματος ήταν ασταθείς ($\zeta < -0,02$) - Σύγκριση της κλίσης του μέσου φάσματος στο εύρος $0.8 < f < 2$ με τον νόμο $-5/3$ της αδρανειακής περιοχής



Γράφημα 39: Παρουσίαση των φασματικών τιμών των T_v' και του μέσου φάσματος από το σύνολο των 61 στατικών δεκαλέπτων όπου οι συνθήκες του επιφανειακού στρώματος ήταν ασταθείς ($\zeta < -0,02$) - Σύγκριση της κλίσης του μέσου φάσματος στο εύρος $0.8 < f < 2$ με τον νόμο $-5/3$ της αδρανειακής περιοχής.

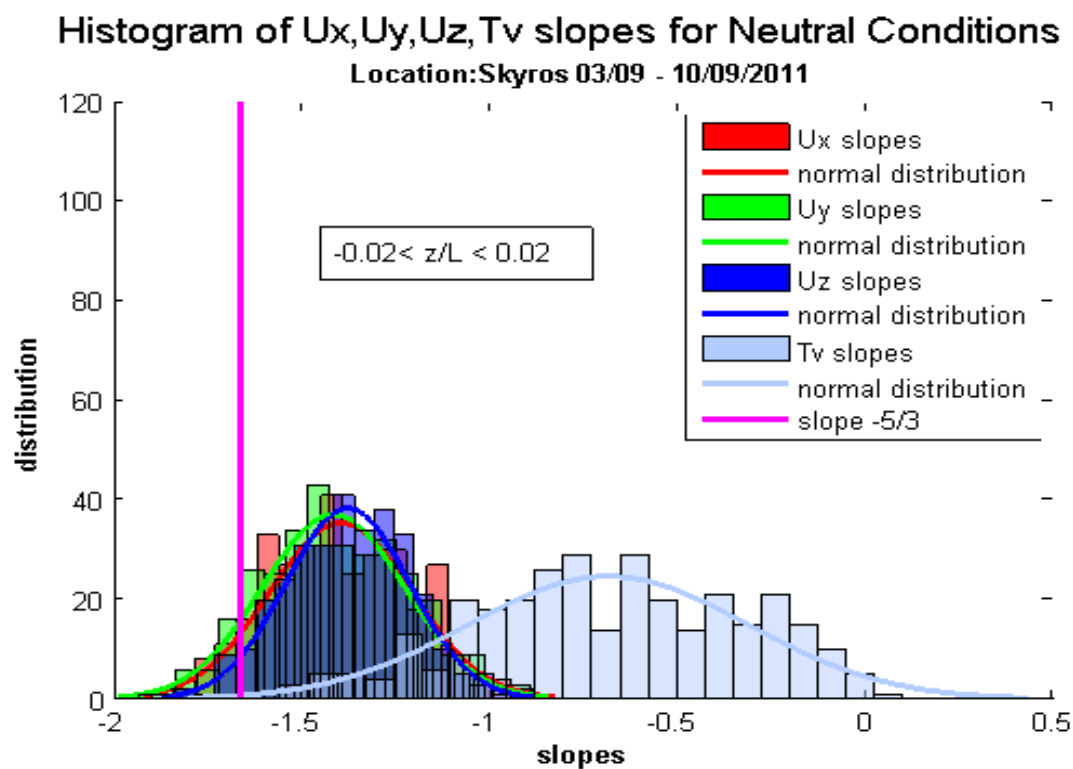
Συνθήκες ευστάθειας του επιφανειακού στρώματος	Κλίσεις του μέσου φάσματος των διακυμάνσεων (στο εύρος $0.8 < f < 2$ Hz)			
	u'	v'	w'	T _v '
Ουδέτερες ($ \zeta < 0,02$)	-1.4182	-1.4285	-1.3787	-0.6512
Ασταθείς ($\zeta < -0,02$)	-1.3225	-1.3661	-1.4241	- 1.2647

Πίνακας 6 : Οι κλίσεις (στο εύρος $0.8 < f < 2$) των μέσων φασμάτων των διακυμάνσεων u',v',w και T_v' για κάθε περίπτωση ευστάθειας του επιφανειακού στρώματος (Σκύρος).

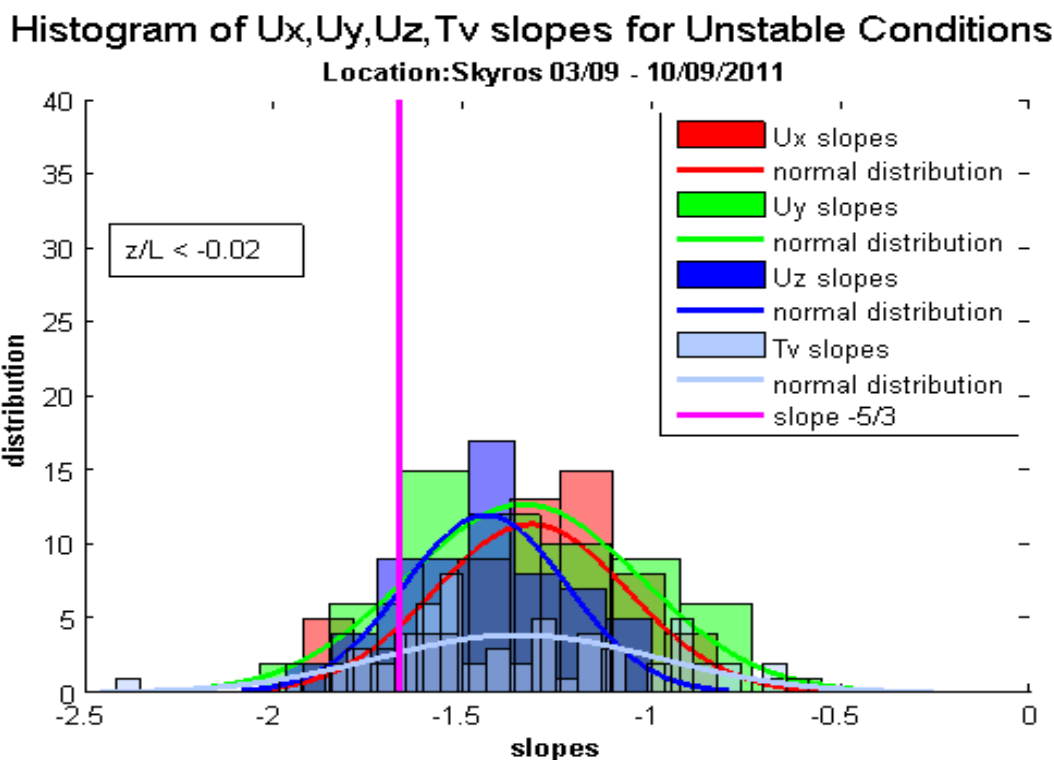
Οι κλίσεις των μέσων φασμάτων είναι για όλα τα μεγέθη ομαλότερες από $-5/3$. Αυτό σημαίνει, όπως έχει προαναφερθεί, ότι η ΤΚΕ στην περιοχή της Σκύρου (Βόρειο Αιγαίο) καταναλώνεται με μικρότερο ρυθμό από ότι προβλέπεται από τη θεωρία ομοιότητας. Οι μεγαλύτερες αποκλίσεις και εδώ σημειώνονται στις διακυμάνσεις της αληθούς θερμοκρασίας στις ουδέτερες συνθήκες, ενώ στις ασταθείς οι κλίσεις είναι λίγο 'καλύτερες'. Οι λόγοι που διαπιστώνονται αποκλίσεις έχουν προαναφερθεί και μάλιστα όπως φαίνεται επηρεάζουν σημαντικότερα το Βόρειο Αιγαίο. Για την ειδική υγρασία δεν υπήρχαν δεδομένα, λόγω σφάλματος του οργάνου, γι' αυτό και δεν παρουσιάζονται τα φάσματα.

6.3 Ιστογράμματα των κλίσεων των φασμάτων των u' , v' , w' και T_v' στο εύρος συχνοτήτων $0.8 < f < 2$ Hz, για τις διαφορετικές συνθήκες ευστάθειας του επιφανειακού στρώματος.

Στα ιστογράμματα που ακολουθούν παρουσιάζεται το σύνολο των κλίσεων για κάθε μέγεθος, ώστε να φανεί σε ποιο βαθμό το μέσο φάσμα αντιπροσωπεύει τα επιμέρους φάσματα. Επίσης οριοθετείται με μια κατακόρυφη γραμμή η κλίση $-5/3$.



Γράφημα 40: Ιστόγραμμα των κλίσεων (στο εύρος $0.8 < f < 2$) των διακυμάνσεων u' , v' , w' και T_v' για ουδέτερες συνθήκες, κλίση $-5/3$ (μωβ γραμμή), πρότυπα κανονικής κατανομής. Σκύρος.



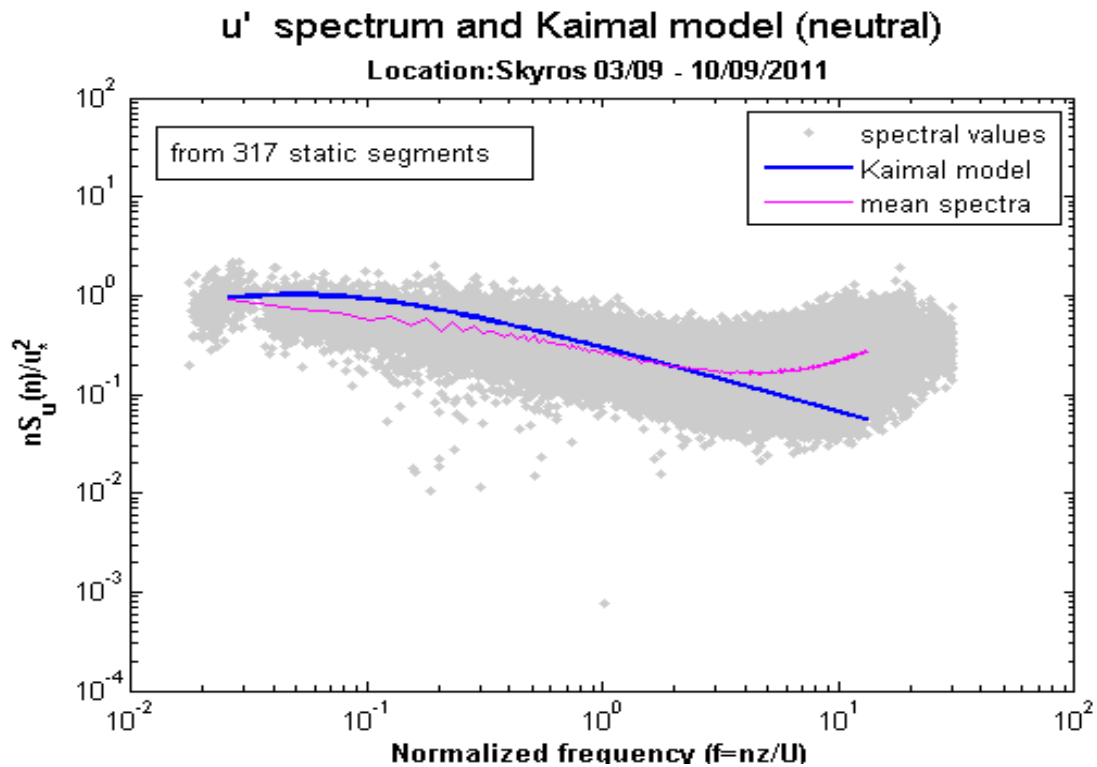
Γράφημα 41: Ιστόγραμμα των κλίσεων (στο εύρος $0.8 < f < 2$) των διακυμάνσεων u' , v' , w' και T_v' για ασταθείς συνθήκες, κλίση $-5/3$ (μωβ γραμμή), πρότυπα κανονικής κατανομής. Σκύρος

Αυτό που παρατηρείται είναι ότι οι κλίσεις κατανέμονται σχεδόν ομοιόμορφα γύρω από την κλίση του μέσου φάσματος, ενώ απλώνονται σε ένα σχετικά μεγάλο εύρος τιμών από -0.5 έως -2.2 . Αυτό δείχνει ότι ο τρόπος που οι εξωτερικοί παράγοντες επηρεάζουν τον τυρβώδη μηχανισμό δεν είναι σταθερός, γι αυτό είναι και δύσκολο η επίδραση τους να απομονωθεί.

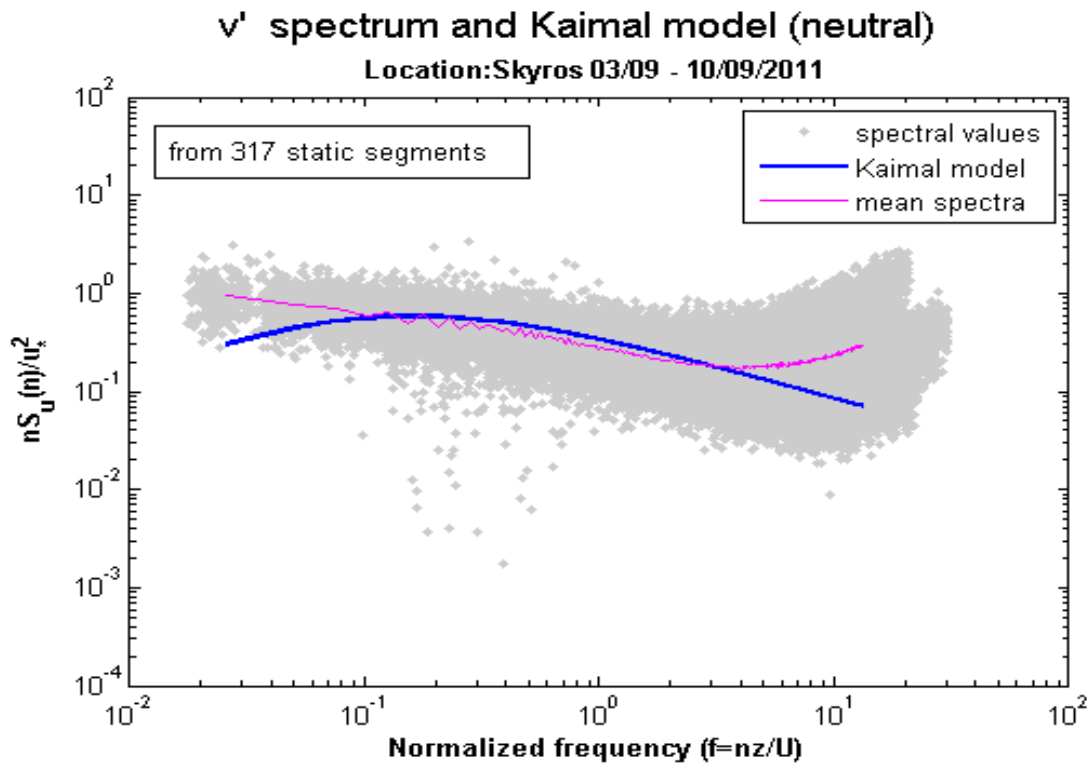
Αν η κλίση του μέσου φάσματος είναι αντιπροσωπευτική για τον τρόπο που εξελίσσεται ο τυρβώδης μηχανισμός στην αδρανειακή περιοχή, αυτό σημαίνει ότι ο ρυθμός κατανάλωσης της ΤΚΕ είναι μικρότερος από τον αναμενόμενο, βάσει της θεωρίας ομοιότητας. Στα δεδομένα της Καρπάθου οι κλίσεις των φασμάτων των ταχυτήτων προσέγγιζαν περισσότερο την τιμή $-5/3$, που δείχνει ότι μεταξύ Βόρειου και Νότιου Αιγαίου οι διαφορές στις επικρατούσες συνθήκες (ταχύτητα επιφανειακών κυμάτων, θερμοκρασία επιφάνειας και αέρα, διαφορετική έκταση αλληλεπίδρασης αέρα θάλασσας), αποτυπώνονται και στον τυρβώδη μηχανισμό. Συγκεκριμένα, για την ταχύτητα της επιφάνειας της θάλασσας που δεν έχει προαναφερθεί, έχει σημειωθεί στη βιβλιογραφία (Csanady, 2004) ότι παίζει σημαντικό ρόλο στη μεταφορά ορμής μεταξύ αέρα-θάλασσας.

6.4 Σύγκριση με το μοντέλο Kaimal των ουδέτερων συνθηκών.

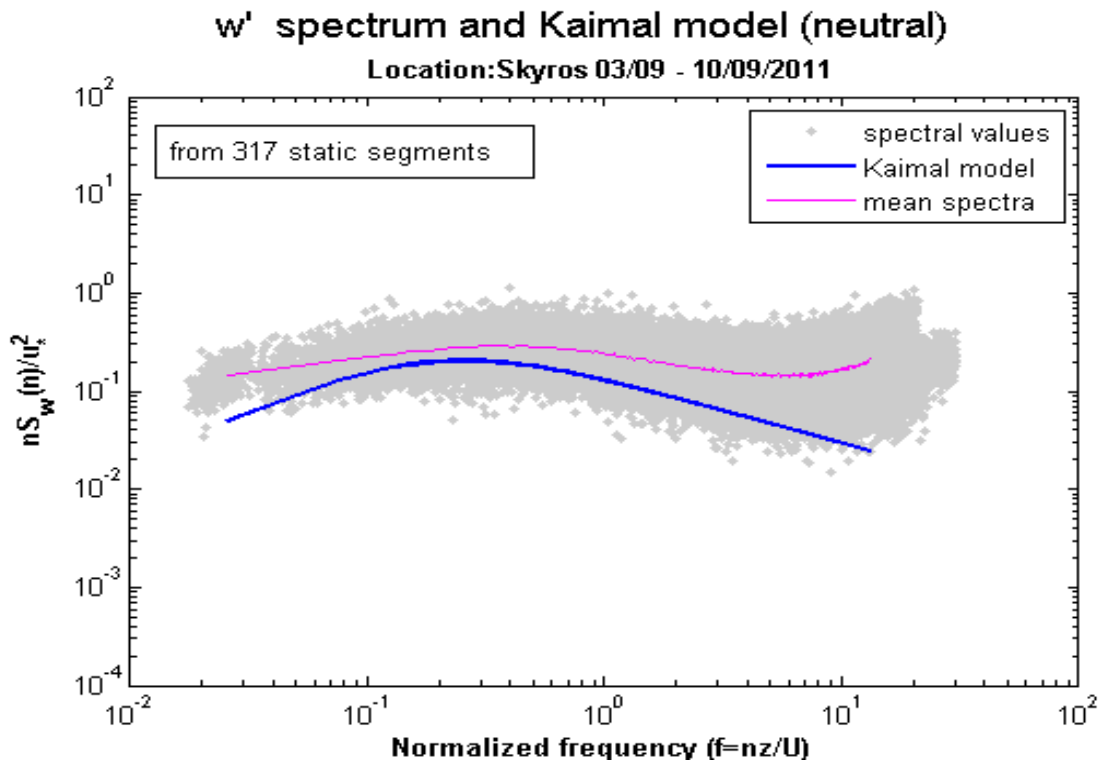
Κατ’αντιστοιχία με τη μεθοδολογία που ακολουθήθηκε στα δεδομένα της Καρπάθου, το μέσο αδιάστατο φάσμα των u' , v' και w' (μωβ γραμμή) συγκρίνεται με το πρότυπο μοντέλο Kaimal (μπλε γραμμή).



Γράφημα 42: Σύγκριση του μέσου φάσματος των u' (ροζ γραμμή) με το πρότυπο μοντέλο Kaimal (μπλε γραμμή).
[Ουδέτερες συνθήκες] Σκύρος.



Γράφημα 43: Σύγκριση του μέσου φάσματος των v' (ροζ γραμμή) με το πρότυπο μοντέλο Kaimal (μπλε γραμμή).
 [Ουδέτερες συνθήκες] Σκύρος.

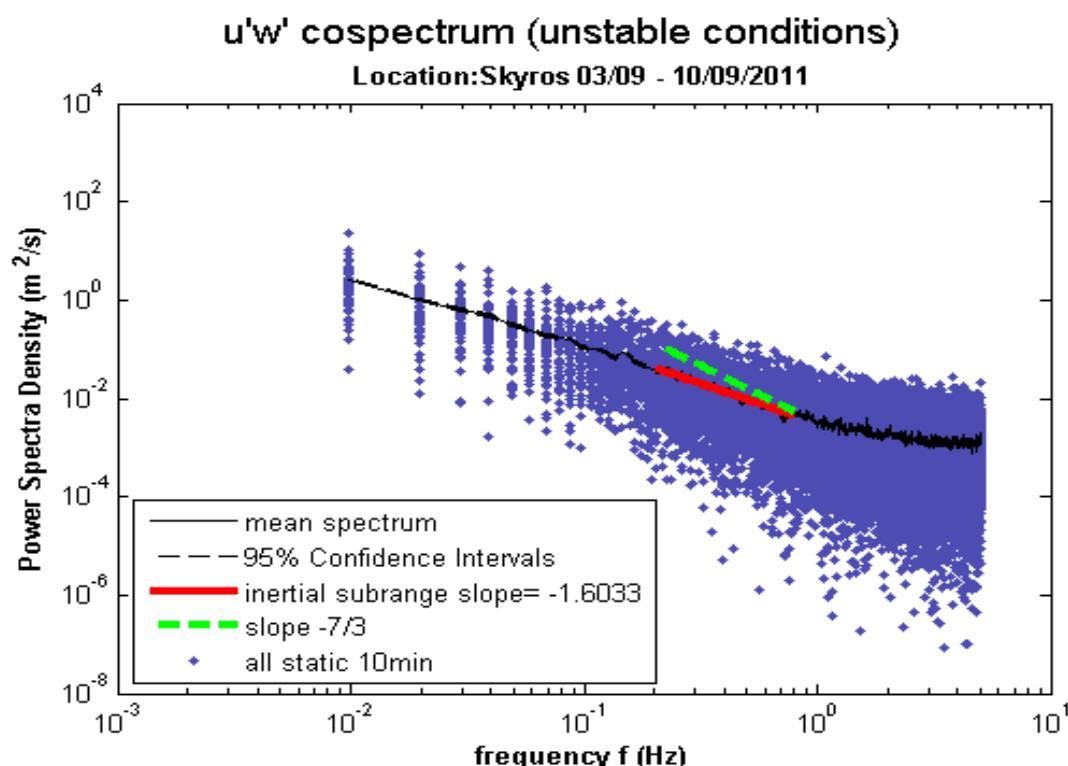


Γράφημα 44: Σύγκριση του μέσου φάσματος των w' (ροζ γραμμή) με το πρότυπο μοντέλο Kaimal (μπλε γραμμή).
 [Ουδέτερες συνθήκες] Σκύρος.

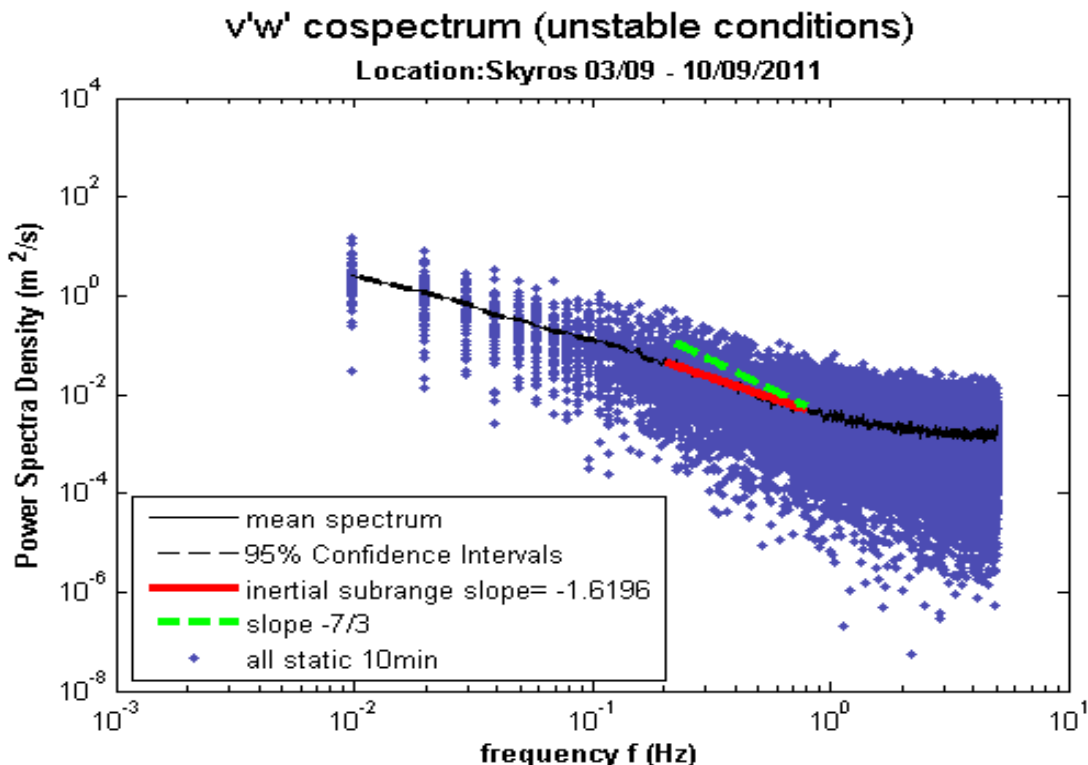
Όπως και στην Κάρπαθο, τα μέσα αδιάστατα φάσματα των u' και v' προσεγγίζουν πολύ καλά το πρότυπο φάσμα ως προς τις φασματικές τιμές, ενώ των w' είναι χαμηλότερες. Η επίδραση των εξωτερικών παραγόντων που έχουν αναφερθεί είναι μεγαλύτερη στα φάσματα της κατακόρυφης ταχύτητας και γι' αυτό οι διακυμάνσεις έχουν μικρότερη ένταση. Αυτό που παρατηρείται σε όλα τα φάσματα είναι μια αύξηση των φασματικών τιμών στις μεγάλες συχνότητες, η οποία αποδίδεται σε αναδίπλωση φάσματος και δεν αφορά την πραγματικότητα. Οι κλίσεις είναι σε όλες τις περιπτώσεις ομαλότερες από αυτές που προβλέπονται από τη θεωρία ομοιότητας.

6.5 Παραδείγματα φασμάτων διασυσχέτισης των συνδιακυμάνσεων $u'w'$, $v'w'$, $w'T_v'$.

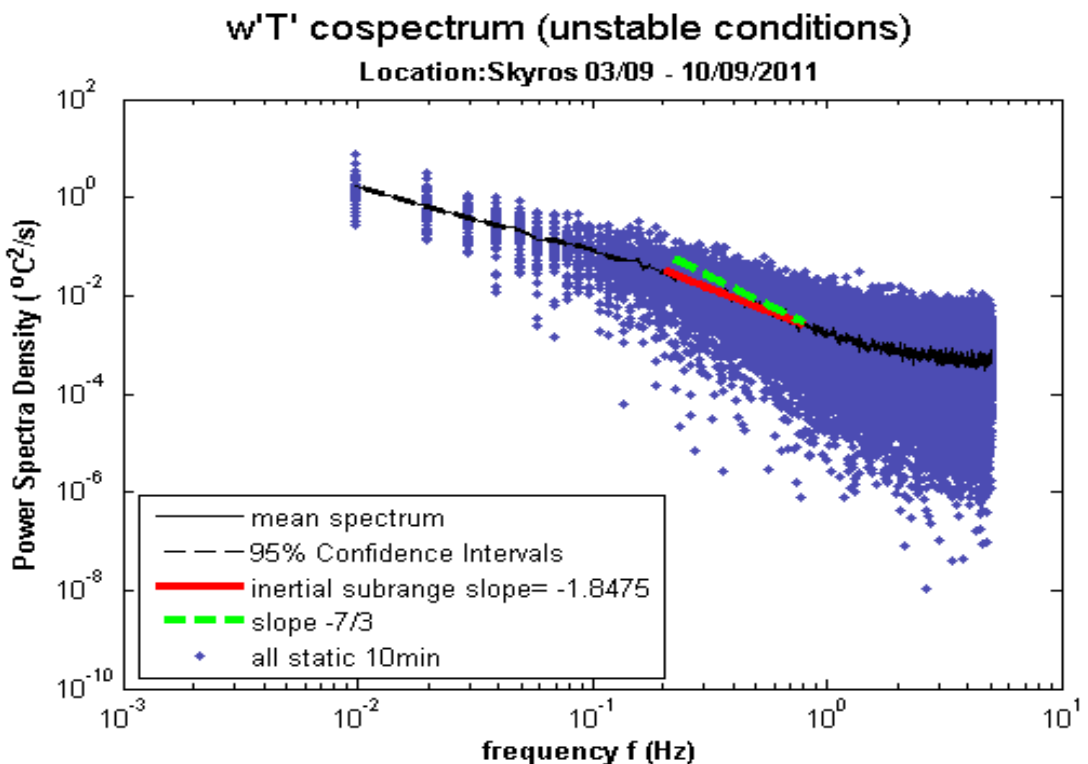
Τα Γραφήματα 45 έως 48 είναι παραδείγματα των φασμάτων διασυσχέτισης, που προέκυψαν από την ανάλυση των συνδιακυμάνσεων $u'w'$, $v'w'$ και $w'T_v'$ στο χώρο των συχνοτήτων. Επειδή οι κλίσεις ήταν πιο απότομες στο εύρος συχνοτήτων 0.2 έως 0.8 Hz, χρησιμοποιήθηκε αυτό το εύρος, για να αποφευχθούν σφάλματα που οφείλονται πιθανότατα σε αναδίπλωση φάσματος. Σε κάθε γράφημα παρουσιάζονται ως σημεία όλες οι φασματικές τιμές των στατικών δεκαλέπτων, ενώ η κλίση υπολογίζεται στο μέσο φάσμα. Επίσης, για να υπάρχει οπτική σύγκριση αποτυπώνεται και η κλίση $-7/3$ που προβλέπεται από τη θεωρία ομοιότητας. Συνολικά, τα αποτελέσματα των κλίσεων για ουδέτερες και ασταθείς συνθήκες δίνονται στον Πίνακα 7.



Γράφημα 45: Παρουσίαση των φασματικών τιμών των $u'w'$ και του μέσου φάσματος από το σύνολο των 61 στατικών δεκαλέπτων όπου οι συνθήκες του επιφανειακού στρώματος ήταν ασταθείς ($\zeta < -0,02$) - Σύγκριση της κλίσης του μέσου φάσματος, στο εύρος $0.2 < f < 0.8$ Hz, με τον νόμο $-7/3$ της αδρανειακής περιοχής.



Γράφημα 46: Παρουσίαση των φασματικών τιμών των $v'w'$ και του μέσου φάσματος από το σύνολο των 61 στατικών δεκαλέπτων όπου οι συνθήκες του επιφανειακού στρώματος ήταν ασταθείς ($\zeta < -0,02$) - Σύγκριση της κλίσης του μέσου φάσματος στο εύρος, $0,2 < f < 0,8$ Hz, με τον νόμο $-7/3$ της αδρανειακής περιοχής.



Γράφημα 47: Παρουσίαση των φασματικών τιμών των $w'T'$ και του μέσου φάσματος από το σύνολο των 61 στατικών δεκαλέπτων όπου οι συνθήκες του επιφανειακού στρώματος ήταν ασταθείς ($\zeta < -0,02$) - Σύγκριση της κλίσης του μέσου φάσματος στο εύρος, $0,2 < f < 0,8$ Hz, με τον νόμο $-7/3$ της αδρανειακής περιοχής.

33	Κλίσεις των φασμάτων διασυσχέτισης (στο εύρος $0.2 < f < 0.8$ Hz) των συνδιακυμάνσεων		
	$u'w'$	$v'w'$	$w'T_v'$
Ουδέτερες ($ \zeta < 0,02$)	-1.5055	-1.6032	-1.3570
Ασταθείς ($\zeta < -0,02$)	-1.6033	-1.6196	-1.8475

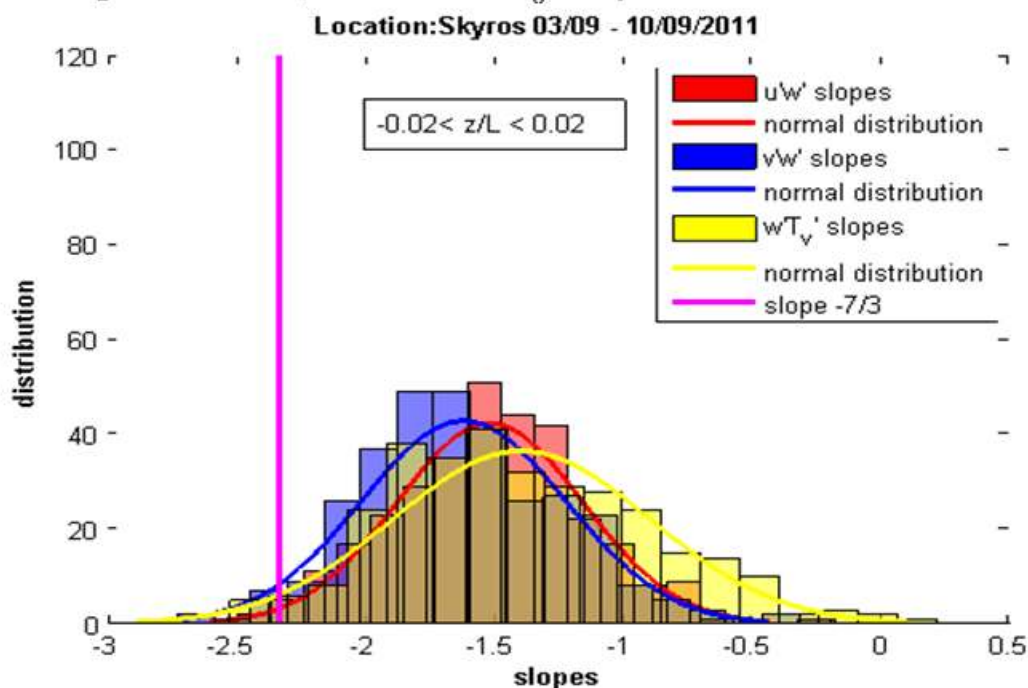
Πίνακας 7: Τιμές των κλίσεων των φασμάτων διασυσχέτισης στο εύρος $0.2 < f < 0.8$ Hz για τις συνθήκες ευστάθειας του επιφανειακού στρώματος. (Σκύρος)

Οι τιμές των κλίσεων στο εύρος $0.2 < f < 0.8$ Hz, είναι αρκετά μικρότερες από την τιμή $-7/3$. Αυτό δείχνει ότι η ροή ορμής και θερμότητας, διαφέρουν από τις αναμενόμενες τιμές. Αξιοσημείωτο είναι το γεγονός ότι, αν και τα φάσματα των T_v' παρουσίαζαν σημαντικές αποκλίσεις, στα φάσματα των συνδιακυμάνσεων $w'T_v'$ οι αποκλίσεις είναι μικρότερες. Ειδικά για ασταθείς συνθήκες το μέσο φάσμα των $w'T_v'$ εμφανίζει την πιο απότομη κλίση, προσεγγίζει δηλαδή καλύτερα το θεωρητικό πρότυπο. Στην Κάρπαθο, αντίθετα, οι αποκλίσεις των φασμάτων $w'T_v'$ ήταν μεγαλύτερες.

6.6 Ιστογράμματα των κλίσεων των φασμάτων διασυσχέτισης των $u'w'$ και $v'w'$, στο εύρος συχνοτήτων $0.2 < f < 0.8$, για τις διαφορετικές συνθήκες ευστάθειας του επιφανειακού στρώματος.

Η κατανομή των κλίσεων όλων των φασμάτων διασυσχέτισης στο εύρος $0.2 < f < 0.8$ Hz, για ουδέτερες και ασταθείς συνθήκες, φαίνεται στα ιστογράμματα που ακολουθούν, ενώ οριοθετείται και με μια κατακόρυφη γραμμή η κλίση $-7/3$.

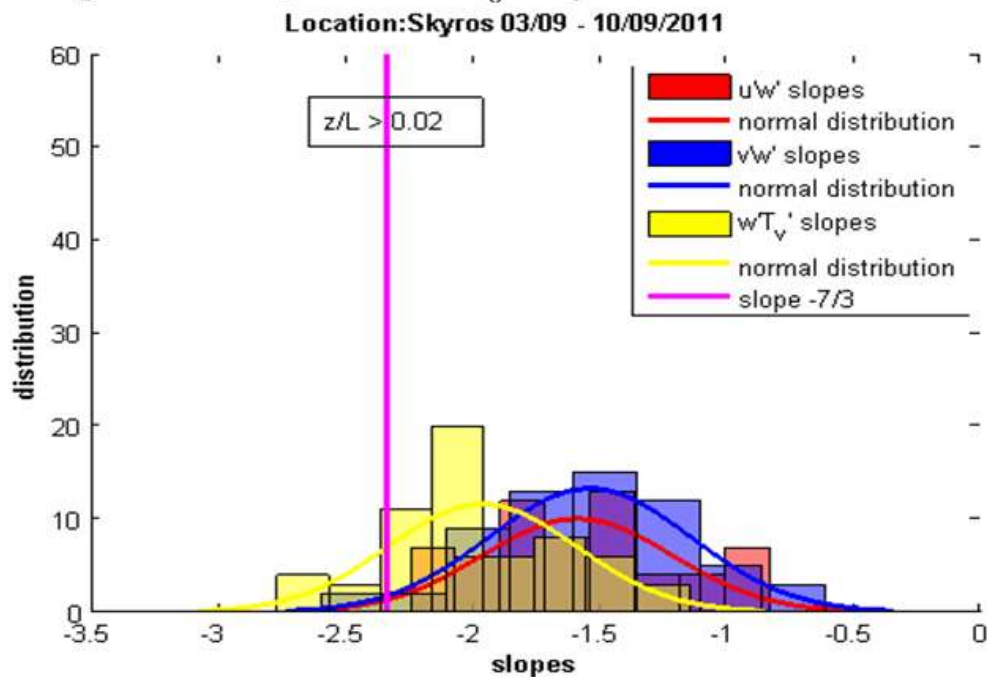
Histogram of $u'w'$, $v'w'$ and $w'T_v'$ slopes for Neutral Conditions



Γράφημα 48: Ιστόγραμμα των κλίσεων (στο εύρος $0.8 < f < 2$ Hz) των συνδιακυμάνσεων $u'w'$, $v'w'$ για ασταθείς συνθήκες, κλίση $-7/3$ (μωβ γραμμή), πρότυπα κανονικής κατανομής. Σκύρος

Στις ουδέτερες συνθήκες οι κλίσεις των φασμάτων διασυσχέτισης $u'w'$ και $v'w'$ κατανέμονται σχεδόν ομοιόμορφα μεταξύ των τιμών -0.5 και -2.5 , ενώ λίγο χαμηλότερα κυμαίνεται το εύρος τιμών για τις κλίσεις των φασμάτων $w'T_v'$. Οι κλίσεις στο σύνολο τους είναι ομαλότερες της τιμής $-7/3$. Στην Κάρπαθο, τα αντίστοιχα ιστογράμματα είχαν υπολογιστεί στο εύρος $0.8 < f < 2$ Hz, επειδή δεν είχε διαπιστωθεί σε αυτό το εύρος συχνοτήτων κάποια απότομη αύξηση στις φασματικές τιμές που να αποδίδεται σε αναδίπλωση φάσματος όπως στην Σκύρο. Άλλωστε, οι κλίσεις στο εύρος $0.2 < f < 0.8$ εμφανίζουν ουσιαστικά τις ίδιες τιμές. Πολύ διαφορετικές στις δύο περιοχές είναι οι κλίσεις των φασμάτων διασυσχέτισης των $w'T_v'$, οι οποίες στη Σκύρο είναι αρκετά πιο απότομες.

Histogram of $u'w'$, $v'w'$ and $w'T_v'$ slopes for Unstable Conditions



Γράφημα 49: Ιστόγραμμα των κλίσεων (στο εύρος $0.2 < f < 0.8\text{Hz}$) των συνδιακυμάνσεων $u'w'$, $v'w'$ και $w'T_v'$ για ασταθείς συνθήκες, κλίση $-7/3$ (μωβ γραμμή), πρότυπα κανονικής κατανομής. Σκύρος.

Στις ασταθείς συνθήκες η κατανομή των $u'w'$ και $v'w'$ δεν εμφανίζει διαφορές από τις ουδέτερες συνθήκες. Αντίθετα, οι κλίσεις των $w'T_v'$ είναι αρκετά πιο απότομες προσεγγίζοντας καλύτερα την θεωρητική τιμή των $-7/3$.

Σε αυτή την εργασία εφαρμόστηκε η μέθοδος της φασματικής ανάλυσης σε δεδομένα που συλλέχθηκαν εντός του επιφανειακού ΘΑΟΣ δυο νησιών, σε Βόρειο και Νότιο Αιγαίο (Σκύρος, Κάρπαθος), με σκοπό να μελετηθεί αν οι κλίσεις των φασμάτων στην αδρανειακή περιοχή ακολουθούν το καθιερωμένο πρότυπο του νόμου $-5/3$ (και $-7/3$ για τα φάσματα διασυσχέτισης).

Η περιοχή παρουσιάζει ιδιαίτερο ανεμολογικό ενδιαφέρον κυρίως λόγω του φαινομένου των ετησιών (μελέτεια), που τους καλοκαιρινούς μήνες βρίσκεται σε κορύφωση. Οι μετρήσεις πραγματοποιήθηκαν με τη χρήση αισθητήρων πάνω σε μετεωρολογικούς ιστούς, οι οποίοι τοποθετήθηκαν σε παράκτιες περιοχές των νησιών κατά τη θερινή περίοδο του 2011 και 2012, στα πλαίσια ευρύτερης ερευνητικής καμπάνιας (Kostopoulos and Helmis 2014), με σκοπό τη σωστότερη αποτύπωση της σύζευξης ατμοσφαιρικής και θαλάσσιας κυκλοφορίας σε προγνωστικά μοντέλα που λειτουργούν σε επιχειρησιακή βάση στην περιοχή του Αιγαίου.

Τα δεδομένα έχουν περάσει τον απαραίτητο έλεγχο ποιότητας και έχουν χωριστεί σε δεκάλεπτα χρονικά διαστήματα, από τα οποία χρησιμοποιήθηκαν μόνο αυτά που πληρούσαν το κριτήριο της στατικότητας. Επιπλέον, τέθηκε και η διεύθυνση του ανέμου ως κριτήριο ώστε η μελέτη να αφορά σε καθαρή ροή του ΘΑΟΣ χωρίς εμπόδια. Κατόπιν, ανάλογα με τις τιμές της παραμέτρου ευστάθειας ζ ($= \frac{Z}{L}$), τα δεκάλεπτα χωρίστηκαν σε κατηγορίες διαφορετικών συνθηκών ευστάθειας του επιφανειακού ΘΑΟΣ.

Και στις δυο περιοχές οι συνθήκες κατά πλειοψηφία ήταν σχεδόν ουδέτερες. Στην Κάρπαθο ένα μεγάλο μέρος των δεδομένων αφορούσε σε ευσταθείς συνθήκες (λίγες εκ των οποίων ήταν και ισχυρά ευσταθείς), σε αντίθεση με την Σκύρο όπου σε κανένα ΘΑΟΣ δεκάλεπτο οι συνθήκες δεν ήταν ευσταθείς. Βέβαια, για την Κάρπαθο τα ωφέλιμα δεδομένα ήταν πολύ περισσότερα από αυτά της Σκύρου, αν και η περίοδος των μετρήσεων ήταν περίπου ίδια. Συγκεκριμένα, στην Κάρπαθο επεξεργάστηκαν 1025 ΘΑΟΣ δεκάλεπτα (522 Ουδέτερες, 449 Ευσταθείς, 54 Ασταθείς), ενώ στην Σκύρο μόνο 378 (317 Ουδέτερες, 61 Ασταθείς). Οι ασταθείς συνθήκες και στις δυο περιοχές ήταν πολύ περιορισμένες.

Η φασματική πυκνότητα ισχύος των διακυμάνσεων (u' , v' , w' , T_v' και q') και συνδιακυμάνσεων των μεγεθών ($u'w'$, $v'w'$, $w'T_v'$ και $w'q'$) υπολογίστηκε με την κλασσική μη παραμετρική μέθοδο του περιοδογράμματος, με επιπλέον εφαρμογή χαμηλοπερατού φίλτρου Butterworth (4^{ης} τάξης) για την ομαλοποίηση του φάσματος. Πρέπει να σημειωθεί ότι λόγω σφάλματος του οργάνου μέτρησης της υγρασίας, δεδομένα ειδικής υγρασίας αξιοποιήθηκαν μόνο για την Κάρπαθο. Και στις δυο περιοχές ο μετασχηματισμός Fourier εφαρμόστηκε σε 1024 σημεία, αφού πρώτα κάθε δεκάλεπτο χωρίστηκε σε διαστήματα (παράθυρα) των 1000 σημείων. Έτσι, στην περιοχή της Καρπάθου, όπου η συχνότητα δειγματοληψίας ήταν 10 Hz, το φάσμα για κάθε δεκάλεπτο προκύπτει από τη μέση τιμή 6 επιμέρους φασμάτων, ενώ στη Σκύρο όπου η συχνότητα δειγματοληψίας ήταν 20 Hz, το φάσμα προκύπτει από τη μέση τιμή 12 επιμέρους φασμάτων. Η επιλογή αυτή, είναι εντός των ορίων που απαιτείται για τη μελέτη της αδρανειακής περιοχής, η αρχή της οποίας για κάθε περιοχή είχε εκτιμηθεί, και έγινε ώστε να περιοριστεί η αβεβαιότητα στις φασματικές τιμές. Στη Σκύρο είναι έντονο το φαινόμενο αναδίπλωσης στις μεγάλες συχνότητες, γι' αυτό και το εύρος που επιλέχθηκε αρχικά για να υπολογιστεί η κλίση είναι το ίδιο με την Κάρπαθο, αρκετά χαμηλότερα από τη συχνότητα Nyquist. Οι κλίσεις υπολογίστηκαν με τη μέθοδο της γραμμικής παλινδρόμησης, στο εύρος συχνοτήτων $0.8 < f < 2$ Hz, αν και στα φάσματα διασυσχέτισης της Σκύρου χρησιμοποιήθηκε το εύρος $0.2 < f < 0.8$ Hz, γιατί παρατηρήθηκε μια αύξηση των φασματικών τιμών για μεγαλύτερες συχνότητες, που αποδόθηκε σε αναδίπλωση φάσματος.

VII. Γενική Συζήτηση - Συμπεράσματα

Από την ανάλυση παρατηρήθηκαν τα εξής.

- Στην Κάρπαθο οι κλίσεις των φασμάτων των διακυμάνσεων των ταχυτήτων προσεγγίζουν αρκετά την τιμή $-5/3$ (ειδικά της οριζόντιας ταχύτητας v'), ενώ δεν φαίνεται κάποια σημαντική διαφορά στις τιμές, για ευσταθείς, ουδέτερες ή ασταθείς συνθήκες. Επίσης, παρατηρήθηκε ότι η αρνητική κλίση στα φάσματα της κατακόρυφης ταχύτητας αρχίζει σε μεγαλύτερες συχνότητες, από ότι στα φάσματα των οριζόντιων ταχυτήτων, γεγονός το οποίο συνυπολογίστηκε στην επιλογή του εύρους συχνοτήτων όπου υπολογίστηκαν οι κλίσεις των φασμάτων. Στα αντίστοιχα φάσματα από τα δεδομένα της Σκύρου, οι κλίσεις είναι αρκετά ομαλότερες ενώ δεν παρατηρήθηκε κάποια διαφορετική συμπεριφορά σε ουδέτερες ή ασταθείς συνθήκες.
- Τα φάσματα της ειδικής υγρασίας που προέκυψαν για την Κάρπαθο, ενώ παρουσιάζαν κλίσεις αρκετά κοντά στην τιμή $-5/3$ στο εύρος συχνοτήτων $0.8 < f < 2$, όταν μελετήθηκαν στο εύρος $0.1 < f < 1$ Hz οι κλίσεις ήταν πολύ απότομες με μέση τιμή -2.3 . Οι μεγαλύτερες αποκλίσεις σε Σκύρο και Κάρπαθο, εντοπίστηκαν στα φάσματα της αληθούς θερμοκρασίας, για ουδέτερες συνθήκες (σχεδόν μηδενικές κλίσεις), ενώ για ευσταθείς στην Κάρπαθο και ασταθείς στην Σκύρο οι κλίσεις εμφάνιζαν καλύτερες τιμές ως προς το καθιερωμένο πρότυπο των $-5/3$. Μάλιστα για την Κάρπαθο όσο περισσότερο ευσταθείς ήταν οι συνθήκες, τόσο καλύτερη ήταν και η προσέγγιση.
- Τα μέσα αδιαστατικοποιημένα φάσματα των διακυμάνσεων των οριζόντιων ταχυτήτων συμφωνούν πολύ καλά ως προς τις φασματικές τιμές με το πρότυπο μοντέλο Kaival, στην προσέγγιση των ουδέτερων συνθηκών του επιφανειακού ΘΑΟΣ, και για τις δυο περιοχές μελέτης. Για την κατακόρυφη ταχύτητα οι φασματικές τιμές είναι αυξημένες.
- Στα φάσματα διασυσχέτισης οι μέσες κλίσεις είναι πολύ ομαλότερες από $-7/3$ και στη Σκύρο και στη Κάρπαθο. Πρέπει να αναφερθεί, ότι στη Σκύρο οι κλίσεις υπολογίστηκαν στο εύρος $0.2 < f < 0.8$ γιατί για μεγαλύτερες συχνότητες οι φασματικές τιμές αυξάνονταν σταδιακά, γεγονός που αποδίδεται σε αναδίπλωση φάσματος. Στην Κάρπαθο δεν παρατηρήθηκε κάτι τέτοιο, οι κλίσεις μάλιστα στο εύρος $0.2 < f < 0.8$ Hz δεν είχαν μεγάλες διαφορές από τις κλίσεις στο εύρος $0.8 < f < 2$ Hz. Αξιοσημείωτο είναι επίσης το γεγονός, ότι στα φάσματα διασυσχέτισης των $w'T_v'$ της Σκύρου προσέγγιζαν περισσότερο την τιμή $-7/3$ για ασταθείς συνθήκες, ενώ και για ουδέτερες οι τιμές ήταν αρκετά απότομες συγκριτικά και με αυτές που προέκυψαν από τα δεδομένα της Κάρπαθου.

VII. Γενική Συζήτηση - Συμπεράσματα

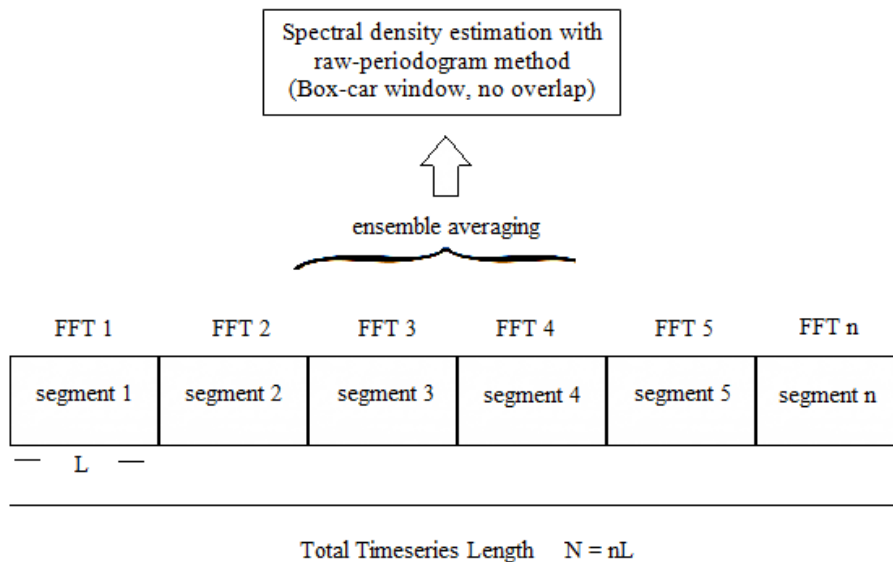
Το Αιγαίο πέλαγος είναι μια κλειστή θάλασσα με έντονα μορφολογικά και ωκεανογραφικά χαρακτηριστικά που όπως φαίνεται επηρεάζουν τη ροή ορμής, θερμότητας και υγρασίας στο επιφανειακό ΘΑΟΣ. Η περιορισμένη έκταση αλληλεπίδρασης αέρα-θάλασσας, οι έντονες χωρικές διακυμάνσεις της θαλάσσιας επιφανειακής θερμοκρασίας αλλά και της θερμοκρασίας του αέρα στο ΘΑΟΣ, είναι οι παράγοντες στους οποίους αποδίδονται κυρίως οι παρατηρούμενες αποκλίσεις. Η μελέτη της κλίσης της αδρανειακής περιοχής δείχνει τον τρόπο που η ενέργεια αποδομείται σε μικρότερης κλίμακας στροβίλους. Οι ομαλότερες κλίσεις που παρατηρούνται στα φάσματα των διακυμάνσεων και συνδιακυμάνσεων δείχνουν έμμεσα, ότι ο ρυθμός κατανάλωσης της ΤΚΕ είναι μικρότερος από αυτόν που προβλέπεται από τη θεωρία ομοιότητας.

- Υπολογισμός των ροών με χρήση του λογισμικού EddyPro (LI-COR)
- Επιλογή του SSA-MTM toolkit (Atmos) για φασματική ανάλυση.
- Εφαρμογή της μεθόδου Hilbert-Huang
- Ναύλωση αυτόνομων drones ως πλατφόρμες μετεωρολογικών μετρήσεων

Παράρτημα

Η μέθοδος που χρησιμοποιήθηκε για τον υπολογισμό της φασματικής πυκνότητας ισχύος (PSD), περιλαμβάνει τα εξής βήματα:

- Σε κάθε στατικό δεκάλεπτο υπολογίστηκε και αφαιρέθηκε η μέση τιμή [`detrend(...,0)`], ώστε η φασματική ανάλυση να αφορά στις διακυμάνσεις των μεγεθών (Reynolds decomposition).
- Για την καλύτερη απεικόνιση του φάσματος (smoothing), το σύνολο των διακυμάνσεων κάθε δεκαλέπτου χωρίστηκε σε μικρότερα τμήματα των 1000 σημείων (boxcar windows), στα οποία προστέθηκαν 24 μηδενικά, ώστε ο γρήγορος μετασχηματισμός Fourier (FFT) να εφαρμοστεί σε 1024 σημεία (που είναι δύναμη του 2) [`Y=fft(...,1024)`]. Η προσάρτηση μηδενικών (zero-padding) όχι μόνο δεν επηρεάζει τα αποτελέσματα, εφόσον είναι σημεία μηδενικής ενέργειας, αλλά προτείνεται από τη βιβλιογραφία γιατί αυξάνεται η διακριτική ικανότητα στις συχνότητες. Πρέπει να σημειωθεί ότι πρόσφατα ο γρήγορος μετασχηματισμός Fourier διευρύνθηκε ως αλγόριθμος και δεν χρειάζεται να είναι τα δεδομένα κάποια δύναμη του 2 για να μπορεί να εφαρμοστεί (FFTW).



- Επειδή με τον FFT υπολογίζονται οι συντελεστές των μιγαδικών βάσεων του χώρου Hilbert και όχι των ισοδύναμων ημιτονοειδών ($Ae^{i\omega t} = B\cos\omega t + iC\sin\omega t$), οι συντελεστές είναι μιγαδικοί. Όμως, επειδή η ενέργεια είναι ανάλογη του τετραγώνου του πλάτους των αρμονικών, το ενεργειακό φάσμα υπολογίζεται από το μιγαδικό μέτρο των συντελεστών [$Y \cdot Y^*$] και είναι πραγματικός αριθμός.

$$Y(f) = \Delta t \sum_{n=-\infty}^{\infty} y_n e^{-i2\pi f t} dt$$

$$E \sim Y(f) \cdot Y(f)^* \sim \left[\Delta t \sum_{n=-\infty}^{\infty} y_n e^{-i2\pi f t} dt \right]^2$$

Επίσης, για λόγους κανονικοποίησης (για τον υπολογισμό της dE) δεδομένου ότι το μέγεθος της χρονοσειράς που εφαρμόζεται ο FFT είναι πεπερασμένο και όχι άπειρο, το ενεργειακό φάσμα διαιρείται με το σύνολο των δεδομένων (N) και πολλαπλασιάζεται επι 2, γιατί αν και μας ενδιαφέρει μόνο το πραγματικό μέρος, για τις άρτιες συναρτήσεις ισχύει :

$$\int_{-\alpha}^{\alpha} \Phi df = 2 \int_0^{\alpha} \Phi df$$

Τέλος για τον υπολογισμό της φασματικής πυκνότητας ισχύος, τα ενεργειακά φάσματα διαιρούνται και με Δt. Άρα συνολικά :

$$\frac{dE}{dt} = \frac{2(Y \cdot Y^*)}{N\Delta t}$$

Σε λογισμικό Matlab, επειδή όταν εφαρμόζεται ο FFT υπολογίζεται το

$$Y(f) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} y_n e^{-i2\pi f t} dt$$

για να προκύψει η πυκνότητα φασματικής ισχύος, το ενεργειακό φάσμα διαιρείται με την συχνότητα δειγματοληψίας. Δηλαδή σε κώδικα :

$$P=2*Y.*conj(Y)/(fs*nfft);$$

- Για την περαιτέρω βελτίωση του φάσματος και την απομάκρυνση του θορύβου που οφείλεται σε μεγαλύτερες συχνότητες, εφαρμόστηκε χαμηλοπερατό φίλτρο Butterworth (4^{ης} τάξης), με συχνότητα αποκοπής πολύ κοντά στη συχνότητα Nyquist ($0.9f_N$).
- Οι φασματικές τιμές κάθε στατικού δεκαλέπτου προκύπτουν από τη μέση τιμή των επιμέρους φασμάτων.

1. Andreas, E. L., 1987: 'Spectral Measurements in a Disturbed Boundary Layer over Snow', *J. Atmos. Sci.*, 44, 1912-1939
2. Arya, S. P., 2001: 'Introduction to Micrometeorology', Academic Press.
3. Bernhardt, K., 1995: 'Zur Interpretation der Monin-Obuchovschen Länge', *Meteorol Z NF* 4:81-82.
4. Bloomfield, P., 2004: 'Fourier Analysis of Time Series: An Introduction', John Wiley & Sons, Edn 2.
5. Bradshaw, P., 1999: 'The Best Turbulence Models for Engineers', Springer Netherlands 1381-1339.
6. Businger, J. A., J. C. Wyngaard, Y. Izumi and E. F. Bradley, 1971: 'Flux Profile Relationships in the Atmospheric Surface Layer', *J. Atmos Sci* 28, 181-189.
7. Cage, K. S. and G. D. Nastrom, 1986: 'Theoretical Interpretation of Atmospheric Wavenumber Spectra of Wind and Temperature Observed by Commercial Aircraft During GASP', *J. Atmos Sci*, 43, 729-740.
8. Chou, S. H. and E. N. Yeh, 1987: 'Airborne Measurements of Surface Layer Turbulence over the Ocean during Cold Air Outbreaks.' NASA/ Godard Space Flight Center, Greenbelt, MD 20771.
9. Csanady, G. T., 2001: 'Air Sea Interaction Laws and Mechanisms', Cambridge University Press, 248 pp.
10. Earl, M. D., 2013: 'Ocean Wave Climate (Marine Science 8)', SS and BM.
11. Edson, J. B., C. W. Fairall, P. G. Mestayer, and S. E. Larsen, 1991: 'A Study of the Inertial-Dissipation Method for Computing Air-Sea Fluxes', *J. Geophys. Res.*, 96, 10, 689-10, 711.
12. Emery, W. J. and R. E. Thomson, 2001: 'Data Analysis Methods in Physical Oceanography', Elsevier B.V.
13. Eskinazy S., 1975: 'Fluid Mechanics and Thermodynamics of Our Enviroment', Academic Press.
14. Fairall, C. W., E. F. Bradley, J. S. Godfrey, G. A. Wick, J. B. Edson, and G. S. Young, 1996a: 'Cool-Skin and Warm-Layer Effects on Sea-Surface Temperature, *J. Geophys. Res.*, 101, 1295-1308.
15. Fairall, C. W., E. F. Bradley, D. P. Rogers, J. B. Edson, and G. S. Young, 1996b: 'Bulk Parameterization of Air-Sea Fluxes for Tropical Ocean-Global Atmosphere Coupled-Ocean Atmosphere Response Experiment, *J. Geophys. Res.*, 101, 3747-3764.
16. Foken, T., F. Wimmer, M. Mauder, C. Thomas, and C. Liebethal., 2006: 'Some aspects of the energy balance closure problems', *Atmos. Chem. Phys.*, 6, 4395–4402.
17. Garratt, J. R., 'The Atmospheric Boundary Layer', Cambridge Atmospheric and Space Science Series, ISSN 0959-4760, Cambridge University Press.

18. Garratt, J. R., P. A. Taylor, 1996: ‘ Boundary-Layer Meteorology 25th Anniversary Volume, 1970-1995: Invited Reviews and Selected Contributions to Recognise Ted Munn’s Contribution as Editor over the Past 25 Years’, Springer Sci. and BM.
19. Helmis, C. G. and G. Sgouros, 2015: ‘On the Turbulence Processes of the Lower Part of the Atmospheric Boundary Layer’, Dep. of Environmental Phys. and Meteorol, University of Athens.
20. Helmis, C. G. and D. N. Asimakopoulos 2014, ‘Spectral Characteristics of the Wind Components in the Surface Atmospheric Boundary Layer’, Dep. of Environmental Phys. and Meteorol, University of Athens.
21. Helmis, C. G., G. Wang, G. Katsouvas, Z. Gao, C. H. Halios, J. A. Kalogiros, S. Wang, G. Sgouros, and J. Edson, 2006: ‘On the Turbulent Structure of the Marine Atmospheric Boundary Layer from CBLAST Nantucket Measurements’, *Global Nest J.*,8, 210-217.
22. Helmis, C. G. and Papapostolou A., ‘Spectral characteristics of the basic meteorological parameters in the Marine Atmospheric Boundary Layer’, *12th International Conference on Meteorology, Climatology and Atmospheric Physics, COMECAP 2014*, Heraklion, Crete, Greece, 28-31 May, Proceedings Vol. 1, pp 372-376.
23. Högström, U., 1988: ‘Non-Dimensional Wind and Temperature Profiles in the Atmospheric Surface Layer: A Re-Evaluation’, *Boundary-Layer Meteorology*, Volume 42, Issue 1-2, pp. 55-78
24. Högström, U., 1990: ‘Analysis of Turbulence Structure in the Surface Layer with a Modified Theory Formulation for Neutral Conditions. *J. Atm. Sci.*, 47, 1949-1972
25. Högström, U., J. C. R. Hunt, and Ann-Sofi Smedman, 2001: ‘Theory and Measurements for Turbulence Spectra and Variances in the Atmospheric Neutral Surface Layer’, *Boundary-Layer Meteorology*, 103, 101-124.
26. Holton, J. R., 2004: ‘An Introduction to Dynamic Meteorology’, James R. International Geophysics Series, ISSN 0074-6142, Academic Press .
27. Kaimal, J. C., Y. Izumi, J. C. Wyngaard and O. R. Coté, 1972: ‘Spectral Characteristics of Surface-Layer Turbulence’, *Quart. J.R. Met. Soc.*(1974) 98, pp. 563-589.
28. Kaimal, J. C. and J. J. Finnigan, 1994: ‘Atmospheric Boundary Layer Flows: Their Structure and Measurement’, Oxford University Press.
29. Kalogiros, J. A., and Q. Wang, 2010: ‘Aircraft Observations of Sea Surface Turbulent Fluxes near the California Coast’, *Boundary-Layer Meteorology*, in press.
30. Kolmogorov, A. N., 1942: ‘Equations of Turbulent Motion of an Incompressible Turbulent Fluid’, *Izv. Akad. Nauk. SSSR Ser. Phys.* VI, No. 1-2.

31. Kostopoulos, V. E. and C. G. Helmis, 2014: 'Flux measurements in the surface marine Atmospheric Boundary Layer over the Aegean Sea, Greece', Elsevier B.V. Science of the Total Environment 494-495 (2014) 166-176.
32. Kraichnan, R. H., 1959: 'The Structure of Isotropic Turbulence at very high Reynolds Number', J. Fluid Mech.5, 497.
33. Kraichnan R. H., 1964: 'Approximations for Steady-State Isotropic Turbulence', Phys. Fluids, 7, 1163–1168.
34. Kraichnan, R. H., 1974: 'On Kolmogorov's Inertial-Range Theories', J. Fluid Mech. 62, 305-330.
35. Kraichnan, R. H. and D. Montgomery, 1979: 'Two-Dimensional Turbulence', Rep. Prog. Phys., 43, 547.
36. Large, V. G. and S. Pond, 1981: 'Open Ocean Momentum Flux Measurements in Moderate to Strong Winds', J. Phys. Oceanogr., 11, 324-336.
37. Lenschow, D. H., 1970: 'Airplane Measurements of Planetary Boundary Layer Structure. J. of Applied Meteorology 1989-2005 (After 2005 - Journal of Applied Meteorology and Climatology), 9, 874-884.
38. Lilly D. K. and E. L. Petersen, 1983: 'Aircraft Measurements of Atmospheric Kinetic Energy Spectra', Tellus A, 35A, 379–382.
39. Mahrt, L., D. Vickers, J. Howell, J. Hojstrup, J. M. Wilczak, J. Edson, et al., 1996: 'Sea surface drag coefficients in the Riso Air Sea Experiment' J. Geophys., 101, 14327–35.
40. McIlveen, R., 2010: 'Fundamentals of Weather and Climate', Oxford University Press, Edn 2.
41. McNaughton, K. G., and J. Laubach, 2000: 'Power Spectra and Cospectra for Wind and Scalars in a Disturbed Surface Layer at the Base of an Advective Inversion', Boundary Layer Meteorol, 96, 143–185.
42. Miyake, M., R. W. Stewart and R. W. Burling, 1970c: 'Spectra and Cospectra of Turbulence over Water', Q. J. R. Meteorol. Soc., 96(407), 138-43.
43. Monin, A. S., and A. M. Obukhov., 1954: 'Basic Laws of Turbulent Mixing in the Surface Layer of the Atmosphere', Tr. Akad. Nauk SSSR Geofiz. Inst 24, 163–187.
44. Orszag S. A., 1977: 'Statistical Theory of Turbulence', Fluid Dynamic Branch ONR, 062-464.
45. Obukhov, A. M. (1946). 'Turbulence in an Atmosphere with a Non- Uniform Temperature', Tr. Inst. Teor. Geofiz. Akad. Nauk. SSSR 1: 95–115.
46. Panofsky, H. A., 1974: 'The Atmospheric Boundary Layer below 150 Meters,' Ann. Rev. Fluid Mech., 6, pp. 147-177.
47. Panofsky, A. H. and G. W. Brier, 1958: 'Some Applications of Statistics to Meteorology', Pennsylvania State University, University Park.

48. Phelps, G. T. and S. Pond, 1971: 'Spectra of the Temperature and Humidity Fluctuations and of the Fluxes of Moisture and Sensible Heat in the Marine Boundary Layer', *J. Atmos. Sci.*, 28, 918-928.
49. Rizou, D., H. Flocas, A. Bartzokas, C. G. Helmis, 2013: 'On the link between Indian summer monsoon and the Etesian pattern over the Aegean Sea'. CEST 2013: Proceedings of the 13th International Conference on Environmental Science and Technology; 2013. [Sep 5-7, Athens, Greece].
50. Seenergy 2020 Project Summary, 2012: 'Delivering Offshore Electricity to the EU', Intelligent Energy Europe.
51. Schmitt, K. F., C. A. Friehe and C. H. Gibson, 1979: 'Structure of Marine Surface Layer Turbulence', *J. Atmos. Sci.*, 36, 602-618.
52. Smeets C. J. P. P., P. G. Duynkerke, H. F. Vugts, 2000: 'Turbulence Characteristics of the Stable Boundary Layer over a Mid-Latitude Glacier. Part II: Pure Katabatic Forcing Conditions', *Bound. Layer Meteorol.*, 97, 73-107.
53. Smith, S. D. and R. J. Anderson, 1984: 'Spectra of Humidity, Temperature and Wind over the Sea at Sable Island, Nova Scotia', *J. Geophys. Res.*, 89, 2029-2040.
54. Smith S. D. and P. C. P. Chandler, 1987: 'Spectra and Gust Factors for Gaste Force Marine Winds', *Bound. Layer Meteorol.*, 40, 393-406.
55. Smedman, A., U. Högström, H. Bergström, A. Rutgersson, K. K. Kahma and H. Pettersson, 1999: 'A Case-Study of Air-Sea Interaction During Swell Conditions', *J. Geophys. Res.*, 104, 25, 833-25.
56. Sofianos, S., Johns W., Lascaratos A., Murray S., Olson D., and Theocharis A., 2002: 'Draft Report of the Aegean Sea Workshop', ONR and ONR Inten. Field Office.
57. Stoica, P. and R. Moses, 2005: 'Spectral Analysis of Signals', PrenticeHall, Inc.
58. Stull, R. B., 1988: 'An Introduction to Boundary Layer Meteorology', Kluwer Academic Publishers, Netherlands.
59. Sjöblom, A., 2002: 'Turbulent Structure of the Marine Atmospheric Boundary Layer and Its Implications for the Inertial Dissipation Method'. Acta Universitatis Upsaliensis. Comprehensive Summaries of Uppsala Dissertations from the Faculty of Science and Technology 704. 26 pp. Uppsala. ISBN 91-554-5294-9.
60. Taylor, G. I., 1935: 'Statistical Theory of Turbulence', *Proc. Roy. Soc. London A* 151, 421-478.
61. Tennekes, H. and J. L. Lumley, 1972: 'A First Course in Turbulence', MIT Press.
62. Token, T., and B. Wichita, 1996: 'Tools for Quality Assessment of Surface-Based Flux Measurements', *Agric. Forest Meteoric.* 78, 83-105.

63. Tomprou, M., E. Bossioli, J. Kalogiros, J. D. Allan, A. Bacak, G. Biskos, H. Coe, A. Dandou, G. Kouvarakis, N. Mihalopoulos, C. J. Percival, A. P. Protonotariou, B. Szabó-Takács, 2015: 'Physical and Chemical Processes of Air Masses in the Aegean Sea during Etyians: Aegean-Game Airborne Campaign', *Sci Total Environ.* 506-507:201-16.
64. Vickers, D. and L. Mahrt, 1997: 'Quality Control and Flux Sampling Problems for Tower and Aircraft Data', *J. Atmosph. Oceanic Techn.* 14, 512-526.
65. Warner J., 1973: 'Spectra of the temperature and humidity fluctuations in the marine boundary layer', *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 99, 82-88.
66. Walter, R. K., J. N. Nidzieko, and S. G. Monismith, 2011: 'Similarity Scaling of Turbulence Spectra and Cospectra in a Shallow Tidal Flow', *J. Geophys. Res.*, vol. 116, C10019.
67. Young, S.G., 2000: 'SAR Signatures of the Marine Atmospheric Boundary Layer: Implications for Numerical Forecasting', *Johns Hopkins Apl. Technical Digest*, 21, 27-32.
68. Zhang, J. A., 2010: 'Spectral Characteristics of Turbulence in the Hurricane Boundary Layer over the Ocean between the Outer Rain Bands', *Q.J.R. Meteorol. Soc.*, 136: 918–926. doi: 10.1002/qj.610.