

**ΑΡΙΣΤΟΤΕΛΕΙΟ ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΘΕΣΣΑΛΟΝΙΚΗΣ  
ΣΧΟΛΗ ΘΕΤΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ - ΤΜΗΜΑ ΦΥΣΙΚΗΣ  
ΤΟΜΕΑΣ ΑΣΤΡΟΦΥΣΙΚΗΣ, ΑΣΤΡΟΝΟΜΙΑΣ ΚΑΙ ΜΗΧΑΝΙΚΗΣ**

**Μακροχρόνια Μελέτη του Τυρβώδους της Ατμόσφαιρας  
στο Χολομώντα Χαλκιδικής.**

**Φωτομετρικές Παρατηρήσεις και Ανάλυση Δεδομένων  
Αστρικών Συστημάτων  
και του Αντικειμένου SS433.**

Πτυχιακή Εργασία  
του Γιάννη Σ. Νέστορα

Επιβλέποντες:  
Γιάννης Χ. Σειραδάκης, Σταύρος Ι. Αυγολούπης  
2007

*Σε Αυτούς που Αναζητούν την Ἀγνωστη Αλήθεια . . .*

## Περίληψη

Αυτή η πτυχιακή εργασία είναι χωρισμένη σε τρία μέρη. Το πρώτο ασχολείται με τις μετρήσεις του πραγματικού αστρονομικού Seeing στο Χολομώντα Χαλκιδικής. Η εργασία βασίζεται σε μια παραλλαγή της μεθόδου που πρότεινε ο M.Sarazin, (ESO-DIMM), την H-DIMM. Σε αυτή την μέθοδο δεν είναι απαραίτητη η χρησιμοποίηση πρίσματος για την εκτροπή του φωτός, αλλά μόνο μια μάσκα Hartmann (μια μάσκα με δύο οπές) και ένα αφεστιασμένο τηλεσκόπιο. Η μέτρηση γίνεται μετρώντας το σχετικό σφάλμα πάνω στον αισθητήρα CCD, των δύο ειδώλων που σχηματίζονται από το αφεστιασμένο τηλεσκόπιο. Χρησιμοποιώντας αυτό το σχετικό σφάλμα μαζί με τις γνωστές εξισώσεις της θεωρίας DIMM, μπορούμε εύκολα να βρούμε την τιμή του seeing. Το seeing μετρήθηκε για περισσότερο από ένα χρόνο και βρέθηκε μια μέση τιμή 0.82 arcsec. Μια εξαιρετική τιμή αν αναλογιστούμε το χαμηλό υψόμετρο της περιοχής που έγιναν οι μετρήσεις (900μ). Βασιζόμενος σε αυτές τις μετρήσεις μια νέα μονάδα DIMM αναπτύχθηκε για το εργαστήριο αστρονομίας του Αριστοτέλειου Πανεπιστημίου Θεσσαλονίκης. Για τις ανάγκες τις νέας μονάδας, αναπτύχθηκε επίσης καινούργιο λογισμικό για την συλλογή και ανάλυση των δεδομένων, χρησιμοποιώντας ρουτίνες του αστρονομικού πακέτου Starlink, και προγραμματισμός σε C-shell και Visual Basic.

Το δεύτερο μέρος είναι αφιερωμένο στην μελέτη των διπλών συστημάτων επαφής. Μια καινούργια μέθοδος ανάλυσης των O-C διαγραμμάτων τους, που προτάθηκε από τον T.Kalleméρη, εφαρμόστηκε στα δεδομένα που συλλέχθηκαν για τα συστήματα ER-Ori BW-Dra AK-Her V1073-Cyg και 44i Boo. Αυτή η καινούργια μέθοδος χρησιμοποιεί μη γραμμικό fitting στα διαγράμματα O-C και εξάγει την συνάρτηση  $P(E)$ . Η συνάρτηση  $P(E)$  είναι η τροχιακή περίοδος σε εξάρτηση από τον τροχιακό κύκλο. Είναι πολύ σημαντικό να γνωρίζουμε αυτή την συνάρτηση για ένα διπλό σύστημα, καθώς μας δείχνει το πώς μεταβάλλεται η τροχιακή περίοδος σε σχέση με τον χρόνο. Το δυνατότερο σημείο της καινούργιας μεθόδου είναι ο συνεχής χαρακτήρας της συνάρτησης  $P(E)$ . Αυτή η γνώση μπορεί να εφαρμοστεί μετέπειτα στον υπολογισμό της συνάρτησης μεταφοράς μάζας, ή με περαιτέρω ανάλυση, να μας αποκαλύψει την ύπαρξη ή όχι ενός τρίτου σώματος στο διπλό σύστημα. Η μέθοδος είναι τόσο ευαίσθητη που ακόμα και ένα σώμα με μάζα συγκρίσιμη της γης μπορεί να ανιχνευθεί σε οποιοδήποτε διπλό σύστημα ασχέτως της απόστασης του από την γη.

Το τρίτο και τελευταίο μέρος της πτυχιακής εργασίας μου περιλαμβάνει την μελέτη στα οπτικά μήκη κύματος του πρότυπου microquasar SS433. Διαφορική φωτομετρία έγινε χρησιμοποιώντας το τηλεσκόπιο 1.2m του NOA στα φίλτρα V και R το 2004 και 2005 για μια συνολική περίοδο δεκαέξι καθαρών νυχτών. Ο κυρίως σκοπός αυτής της έρευνας ήταν η εύρεση περιοδικοτήτων στις καμπύλες φωτός μεγαλύτερες των 30sec. Αυτό έγινε χρησιμοποιώντας ανάλυση Fourier και Wavelet στα δεδομένα. Από τα παραχθέντα περιοδογράμματα επιβεβαίωσα την περίοδο της κλόνησης του διπλού συστήματος και βρήκα μια χαοτική συμπεριφορά σε χρονικές κλίμακες ωρών ή και μικρότερες, πιθανώς εξαιτίας του δίσκου προσαύξησης που διαθέτει ο SS433.

## Abstract

My Diploma thesis is divided into three different parts. The first one is the measurement of the true astronomical seeing in mount Xolomon. The work is based on a variation of the method that M.Sarazin proposed (ESO-DIMM), the H-DIMM. This method does not require the existence of a prism for the diversion of light but just a Hartmann mask (a mask with two holes) and an out of focus telescope. The measurement is done by measuring the relevant error in the CCD chip of the two images that was created by the out of focus telescope. Using this relevant error with the known equations from the DIMM theory, we can easily extract the seeing value. The seeing was measured for more than one year and the result was a median value of 0.82 arcsec. An excellent value if we take in mind the low altitude of the area the measurements took place (900m). Based on these observations and within the diploma thesis, a new dedicated DIMM monitor was developed for the astronomy lab of the Aristotle University of Thessaloniki. New software was developed using Starlink routines and programming in C-shell and Visual Basic.

The second part is dedicated to the study of close binary systems. A new method of analysis of their O-C diagrams, proposed by T.Kalimeris, was applied to data collected for the systems ER-Ori BW-Dra AK-Her V1073-Cyg and 44i Boo. This new method applies non-linear fitting to the O-C curve and extracts the  $P(E)$  function. The  $P(E)$  function is the orbital period vs. orbital cycle. It is very important to know this function for a binary system as it shows how the orbital period changes with time. The strongest point of the new method is the continuous character of the  $P(E)$  function. This knowledge it can then be applied for the calculation of the mass transfer function or by further analysis, it reveals the existence or not of a third body in the system. The method is so sensitive that even a body with the mass of earth can be detected at any double star that can be photometrically observed regardless it's distance.

The third and final part is the study of behaviour in optical wavelengths of the prototype microquasar SS433. Differential photometry was done with the 1.2m telescope of NOA in V and R filters in 2004 and 2005 for a total of sixteen clear nights. The main goal of the research was to find any periodicities in the light curves that are longer than 30sec. This was done by means of Fourier and Wavelet analysis to the data. From the resulting periodograms we confirmed the nutational period of the binary system and found a chaotic behaviour in time scales of hours and smaller, probably because of the accretion disk of the system.

## Ευχαριστίες

Η ολοκλήρωση αυτής εδώ της διπλωματικής εργασίας δεν θα ήταν δυνατή αν δεν συνέβαλαν κάποιοι άνθρωποι, όχι μόνο με την τεχνογνωσία τους αλλά με την ηθική και οικονομική βοήθεια τους. Έτσι νιώθω την ανάγκη να τους ευχαριστήσω μέσα από τα βάθη της καρδιάς μου, γιατί μου άνοιξαν έναν ολόκληρο κόσμο για εξερεύνηση και παιχνίδι. Και λέω παιχνίδι διότι για μένα αυτό που έκανα ήταν κάτι παραπάνω από ευχαρίστηση, ήταν αυτό που ονειρευόμουν από μικρός.

Πρώτα από όλους θα ήθελα να ευχαριστήσω την μητέρα μου που στάθηκε όσο κανείς άλλος, μην λέγοντας λέξη για τις εξορμήσεις και τα κρύα που ‘έτρωγα’ κατά την διάρκεια των παρατηρήσεων. Επίσης θα ήθελα να ευχαριστήσω και την υπόλοιπη οικογένεια μου που και αυτοί με βοήθησαν με όποιο τρόπο ήταν δυνατό.

Θα ήταν παράλειψη αν δεν ευχαριστούσα τους καθηγητές μου Γιάννη Σειραδάκη και Σταύρο Αυγολούπη που χωρίς αυτούς, χωρίς την παρακίνηση τους και τις γνώσεις τους δεν θα είχα καταφέρει τίποτα. Επίσης ένα μεγάλο ευχαριστώ στον εκλιπόντα Εμίλιο Χαρλαύτη, ο οποίος είχε την αρχική ιδέα για την δουλεία πάνω στον SS433. Τον ευχαριστώ διότι μου έδωσε την ευκαιρία να ασχοληθώ με ένα μεγάλο τηλεσκοπό και να μάθω τα μυστικά της επαγγελματικής επιστημονικής έρευνας. Είναι σίγουρο ότι χωρίς αυτόν, το βιογραφικό μου θα ήταν κατά πολύ μικρότερο.

Τέλος θα πρέπει να ευχαριστήσω και τους Ν. Δήμου, τον τεχνικό του αστεροσκοπείου Κορινθίας που με ‘ξελάσπωσε’ αρκετές φορές κατά την διάρκεια των παρατηρήσεων από τεχνικά προβλήματα. Επίσης ευχαριστώ τους Σ. Κιτσιόνα, Ο. Γιαννακή και Η. Letho που με τις γνώσεις τους και εμπειρία τους υπήρξαν καταλυτικοί για την επιτυχία της δουλείας μου.

# Περιεχόμενα

<b>I Ανάλυση Καμπυλών O-C Συστημάτων Επαφής</b>	<b>1</b>
<b>1 Περί O-C Διαγραμμάτων</b>	<b>2</b>
1.1 Διαγράμματα O-C και μεταβολές της τροχιακής περιόδου . . . . .	2
1.2 Βασικές Αρχές Των Διαγραμμάτων O-C . . . . .	6
1.2.1 Παρατηρούμενος και Φωτομετρικός Θόρυβος σε ένα διάγραμμα O-C . . . . .	7
1.3 Φωτομετρικός Θόρυβος και Φαινόμενες Αλλαγές . . . . .	8
1.4 Σχηματισμός Διαγραμμάτων O-C . . . . .	10
1.4.1 O-C Διαφορές από το Φαινόμενο Χρόνου-Φωτός . . . . .	10
<b>2 Μέθοδοι Ανάλυσης Διαγραμμάτων O-C</b>	<b>13</b>
2.1 Το Κλασικό Μοντέλο Ανάλυσης . . . . .	13
2.2 Γιατί η Κλασική Μέθοδος είναι Λάθος; . . . . .	14
2.3 Το Νέο Μοντέλο Ανάλυσης O-C Καλημέρη . . . . .	17
2.3.1 Περιγραφή Καμπυλών O-C με την Μέθοδο Ελαχίστων Τετραγώνων . . . . .	17
2.3.2 Διαχείριση Θορύβου με πολυώνυμα Chebyshev στο Μοντέλο Καλημέρη . . . . .	20
2.4 Ύπαρξη ενός Τρίτου Σώματος στο Διπλό Σύστημα . . . . .	20
<b>3 Ανάλυση Παρατηρησιακών Δεδομένων</b>	<b>23</b>
3.1 ER Ori . . . . .	23
<b>4 Αποτελέσματα και Συμπεράσματα</b>	<b>27</b>
4.1 Μελλοντική Εργασία . . . . .	27
<b>II Φωτομετρία και Ανάλυση Fourier του SS433</b>	<b>28</b>
<b>1 Εισαγωγή στα Microquasars</b>	<b>29</b>
<b>2 To Microquasar SS433</b>	<b>31</b>
2.1 Το Κινηματικό Μοντέλο . . . . .	31
2.2 Τα Jet's του SS433 Microquasar . . . . .	35
2.3 Γεγονότα Εκλάμψεων . . . . .	35

<b>3 Παρατηρήσεις και Ανάλυση Δεδομένων του SS433</b>	<b>37</b>
3.1 Υψηλής Ταχύτητας Φωτομετρία του SS433 . . . . .	37
3.2 Ανάλυση Δεδομένων στον SS433 . . . . .	37
<b>4 Τα Παρατηρησιακά Δεδομένα</b>	<b>39</b>
4.1 Καμπύλες Φωτός του SS433 . . . . .	39
4.1.1 Δεδομένα του 2004 . . . . .	39
4.1.2 Δεδομένα του 2005 . . . . .	43
4.2 Ανάλυση Fourier . . . . .	48
4.2.1 Δεδομένα του 2004 . . . . .	48
4.2.2 Δεδομένα του 2005 . . . . .	55
4.3 Ανάλυση Wavelet . . . . .	65
4.3.1 Δεδομένα του 2004 . . . . .	65
4.3.2 Δεδομένα του 2005 . . . . .	69
<b>5 Αποτελέσματα, Συμπεράσματα και Ανακαλύψεις</b>	<b>75</b>
5.1 Πιθανή Μελλοντική Έρευνα . . . . .	76
<b>III ΑΣΤΡΟΝΟΜΙΚΟ SEEING KAI DIMM</b>	<b>77</b>
<b>1 Μέθοδοι για τον Υπολογισμό του Αστρονομικού Seeing - Η μεθοδος DIMM</b>	<b>78</b>
1.1 DIMM - Differential Image Motion Monitor . . . . .	79
1.1.1 ESO-DIMM . . . . .	79
1.1.2 Hartmann-DIMM . . . . .	81
1.2 Αέρια Μάζα και Εξάρτηση από το Μήκος Κύματος . . . . .	82
<b>2 Ανάπτυξη μιας Καινούργιας Μονάδας H-DIMM</b>	<b>83</b>
2.1 Το Πρόγραμμα Seeing-GR . . . . .	83
2.2 Λογισμικό Συλλογής Δεδομένων . . . . .	84
2.2.1 Η μορφή του Προγράμματος . . . . .	84
2.2.2 Παίρνοντας Μετρήσεις . . . . .	85
2.2.3 Τα Δεδομένα . . . . .	87
2.2.4 Πιθανά Μηνύματα Σφάλματος . . . . .	87
<b>3 Μετρήσεις Σπινθηρισμού με το H-DIMM</b>	<b>89</b>
3.1 Τεχνική Μέτρησης . . . . .	90
3.1.1 Διόρθωση για την Ζενίθεια Απόσταση . . . . .	92

---

<b>4 Παρατηρήσεις και Αποτελέσματα στον Χολομώντα Χαλκιδικής</b>	<b>94</b>
4.1 Καμπύλες Seeing, Σπινθηρισμού και Γωνίας Συνοχής . . . . .	94
4.1.1 Επιβεβαίωση της μη-Συσχέτησης του Seeing και του Σπινθηρισμού . . . . .	125
4.2 Συμπεράσματα . . . . .	126
4.2.1 Πιθανή Μελλοντική Εργασία . . . . .	129

# Μέρος Ι

Ανάλυση Καμπυλών O-C Συστημάτων Επαφής

# Κεφάλαιο 1

## Περί Ο-Κ Διαγράμματων

### 1.1 Διαγράμματα Ο-Κ και μεταβολές της τροχιακής περιόδου

Προκειμένου να κατανοήσουμε το είδος της πληροφορίας που φέρουν τα διαγράμματα Ο-Κ είναι απαραίτητο να εξετάσουμε τον τρόπο με τον οποίο δημιουργήθηκαν. Η διαμόρφωση ενός διαγράμματος Ο-Κ εμπλέκει δυο διαδικασίες, τον σχηματισμό μιας διαφοράς Ο-Κ κατά τον τυχαίο τροχιακό κύκλο εξαιτίας κάποιου δυναμικού ή φωτομετρικού γεγονότος και την επίδραση της διαφοράς αυτής σε όλους τους τροχιακούς κύκλους. Ο σχηματισμός μιας Ο-Κ διαφοράς μπορεί να οφείλεται σε φωτομετρικά αίτια, σε προφανείς αλλαγές (που έχουν σχέση με δυναμικά φαινόμενα) ή σε πραγματικές αλλαγές της τροχιακής περιόδου.

Αρχικά πρέπει να εξετάσουμε πως μια διαφορά Ο-Κ επηρεάζει όλους τους επόμενους κύκλους. Ας υποθέσουμε πως έχουμε ένα εκλειπτικό σύστημα με μία τροχιακή περίοδο  $P = P_e$  και εφημερίδα ελάχιστου φωτός

$$C_e = T_0 + P_e \cdot E \quad (1.1)$$

Ας υποθέσουμε ότι το σύστημα δεν έχει ολοκληρώσει τον πρώτο τροχιακό του κύκλο ( $E = 0$ ). Κατά την λήξη του πρώτου τροχιακού κύκλου και κατά την εκκίνηση του δεύτερου, ένας παρατηρητής από την Γη θα καταγράψει την κύρια έκλειψη και το αντίστοιχο φωτομετρικό ελάχιστο του συστήματος την στιγμή  $O_1 = T_0 + P_e$  σε συμφωνία με την πρόβλεψη της εξίσωσης 1.1 για  $E = 1$ . Συμπεραίνουμε ότι η εισαγωγή ενός φωτομετρικού γεγονότος (π.χ. η εμφάνιση μίας σκοτεινής κηλιδίας) ή ενός δυναμικού (π.χ. μεταφορά μάζας) που συμβαίνει σε ένα σύστημα κατά την διάρκεια ενός κύκλου  $E = 1$ , το κύριο φωτομετρικό ελάχιστο του επόμενου κύκλου  $E = 2$  πραγματοποιείται κατά  $\delta T_2$  αργότερα από ότι αναμενόταν. Σε αυτήν την περίπτωση το φωτομετρικό ελάχιστο της κυρίας έκλειψης αντί να παρατηρηθεί την χρονική στιγμή

$$C_2 = T_0 + 2 \cdot P_e \quad (1.2)$$

όπως προβλέπει η εξίσωση 1.1, παρατηρείται την

$$O_2 = (T_0 + 2 \cdot P_e) + \delta T_2 \quad (1.3)$$

Ο παρατηρητής τότε μπορεί να βγάλει δυο συμπεράσματα σχετικά με την ασυμφωνία του παρατηρούμενου και του υπολογιζόμενου χρόνου ελάχιστης φαινόμενης λαμπρότητας:

α) Ότι σχηματίστηκε μία διαφορά μεταξύ του πραγματικού και του υπολογιζόμενου χρόνου που συνέβη το πρωτεύον ελάχιστο κατά τον τροχιακό κύκλο  $E = 2$  που ισοδυναμεί :

$$(O - C)_2 \equiv O_2 - C_2 = (T_0 + 2 \cdot P_e + \delta T_2) - (T_0 + 2 \cdot P_e) = \delta T_2 \quad (1.4)$$

β) Ότι η τροχιακή περίοδος του συστήματος άλλαξε κατά την διάρκεια του κύκλου  $E = 1$  και έγινε  $P_2 = P_e + \delta T_2$ . Προφανώς επειδή ο παρατηρητής μέτρησε την τροχιακή περίοδο βασιζόμενος σε ένα φωτομετρικό φαινόμενο (τις εκλείψεις), η παραπάνω διαφορά  $\delta T_2$  μπορεί να μην συνδέεται με την πραγματική μεταβολή της ατομική περιόδου, αλλά με κάποια φωτομετρική αλλαγή όπως την εμφάνιση μίας σκοτεινής κηλίδας σε ένα από τα δύο μέλη του διπλού συστήματος. Επειδή ενδιαφερόμαστε για το αποτέλεσμα της διαφοράς  $\delta T_2$  στα επόμενα ελάχιστα φωτός, συμπεραίνουμε ότι μετά την φαινόμενη ή πραγματική αλλαγή της περιόδου από  $P_e$  σε  $P_e + \delta T_2$  κατά τον κύκλο  $E = 2$  τίποτα άλλο δεν συμβαίνει. Τότε η άφιξη του επόμενου ελαχίστου χρόνου για τον κύκλο  $E = 3$  αντί του χρόνου

$$C_3 = (T_0 + 3 \cdot P_e) \quad (1.5)$$

φυλάνει την στιγμή

$$O_3 = O_2 + P_2 = O_2 + (P_e + \delta T_2) = (T_0 + 2 \cdot P_e + \delta T_2) + (P_e + \delta T_2) = T_0 + 3 \cdot P_e + 2 \cdot \delta T_2 \quad (1.6)$$

και επομένως η κύρια έκλειψη θα παρατηρηθεί με καθυστέρηση ίση με :

$$(O - C)_3 = 2 \cdot \delta T_2 \quad (1.7)$$

Η εξίσωση 1.7 μας λέει ότι δύο τροχιακοί κύκλοι μετά από το πρώτο γεγονός που προκάλεσε την χρονική μετατόπιση της κυρίας έκλειψης κατά  $\delta T_2$  η υστέρηση στην παρατήρηση του κυρίου ελαχίστου. Παρόμοια τρεις κύκλους μετά το γεγονός θα έχει τριπλάσια καθυστέρηση. Γενικά μετά τον  $n$ -οστό κύκλο η παρατήρηση του κυρίου ελαχίστου θα έχει ολοκληρωθεί την στιγμή :

$$O_N = T_0 + N \cdot P_e + (N - 1) \cdot \delta T_2 \quad (1.8)$$

αντί για  $C_E = T_0 + N \cdot P_e$  που θα περιμέναμε φυσιολογικά. Οπότε οι διαφορές Ο-Σ που θα δημιουργούνται κατά τον  $n$ -οστό κύκλο ισούται με :

$$(O - C)_N = (N - 1) \cdot \delta T_2 \quad (1.9)$$

Αυτή η τελευταία εξίσωση αποδεικνύει ότι η αρχική καθυστέρηση διαδίδεται σαν μία γραμμική συνάρτηση του τροχιακού κύκλου. Αυτό το γεγονός δίνει το διάγραμμα Ο-Σ της μορφής ευθείας γραμμής. Φυσικά πρέπει να υπογραμμίσουμε το γεγονός ότι μία γραμμική αύξηση της διαφοράς Ο-Σ, η τροχιακή περίοδος παραμένει και είναι η διαφορά του χρόνου των δύο ελαχίστων του φωτός  $(O_{E-1})_{E-1}$  και ισούται με

$P_e + \delta T_2$  σε όλους τους επόμενους κύκλους μετά  $E = 2$ . Αν τώρα η αρχική καθυστέρηση αντί να συμβεί στον κύκλο για  $E = 1$  συμβεί σε ένα τυχαίο κύκλο  $E_0$  τότε η εξίσωση 1.9 γίνεται :

$$(O - C)_E = (E - E_0) \cdot \delta T \quad (1.10)$$

Ας υποθέσουμε τώρα ότι μετά από μερικούς κύκλους (εγ,  $E = 5$ ) μια νέα καθυστέρηση  $\delta T_5$  επίσης προστίθεται στον χρόνο αύξησης του ελαχίστου φωτός. Λαμβάνοντας υπ'οψιν την εξίσωση 1.8 είναι φανερό ότι ο χρόνος παρατήρησης του φωτομετρικού ελαχίστου που συνδέεται με την κυρίως έκλειψη του κύκλου  $E = 5$  θα είναι :

$$\begin{aligned} O_5 &= O_4 + P_5 = (T_0 + 4 \cdot P_e + 3 \cdot \delta T_2) + P_5 = (T_0 + 4 \cdot P_e + 3 \cdot \delta T_2) + (O_5 - O_4) \Rightarrow \\ O_5 &= (T_0 + 4 \cdot P_e + 3 \cdot \delta T_2) + (P_4 + \delta T_5) \end{aligned}$$

Και επειδή υποθέσαμε  $P_4 = P_3 = P_2 = P_e + \delta T_2$  συνεπώς θα έχουμε :

$$\begin{aligned} O_5 &= (T_0 + 4 \cdot P_e + 3 \cdot \delta T_2) + (P_e + \delta T_2 + \delta T_5) \Rightarrow \\ O_5 &= (T_0 + 5 \cdot P_e) + 4 \cdot \delta T_2 + \delta T_5 \end{aligned} \quad (1.11)$$

Την στιγμή  $C_5$  που το φωτομετρικό ελάχιστο θα έπρεπε να έχει παρατηρηθεί αν η τροχιακή περίοδος του συστήματος ήταν συνεχώς σταθερή σύμφωνα με την εξίσωση 1.1 είναι :

$$C_5 = T_0 + 5 \cdot P_e \quad (1.12)$$

Από τις εξισώσεις 1.11 και 1.12 παρατηρούμε ότι οι διαφορές  $(O - C)_5$  είναι :

$$(O - C)_5 = 4 \cdot \delta T_2 + \delta T_5 \quad (1.13)$$

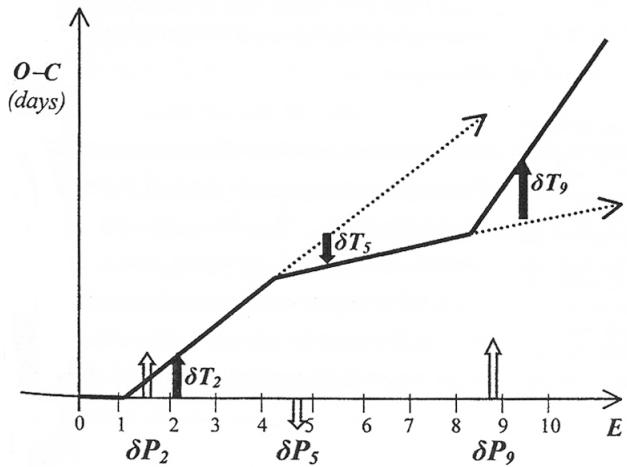
Για τον παρατηρητή πίσω στην Γη αυτό το γεγονός μεταφράζεται σε ένα πραγματική ή φαινόμενη αύξηση της τροχιακής περιόδου από την τιμή  $(P_e + \delta T_2)$  στην τιμή  $(P_e + \delta T_2 + \delta T_5)$ . Η διάδοση της καθυστέρησης  $\delta T_5$  του επόμενου κύκλου θα έχει ολοκληρωθεί με τον ίδιο τρόπο όπως με το  $\delta T_2$ . Θα δημιουργήσει μία νέα ευθεία γραμμή αλλά με διαφορετική γωνία. Όπως είναι προφανές στο σχήμα 1.1 θετική κλίση ενός διαγράμματος Ο-Κ συνδέεται με μία αύξηση της τροχιακής περιόδου, ενώ η αρνητική κλίση συνδέεται με την μείωση της περιόδου. Επίσης στο σχήμα 1.1 προστίθεται μία παραπάνω καθυστέρηση ( $\delta T_9$ ) που συμβαίνει στον ένατο τροχιακό κύκλο. Είναι προφανές ότι όταν η περίοδος παραμένει σταθερή η μορφή του διαγράμματος Ο-Κ είναι ευθεία γραμμή.

Από τα παραπάνω συμπεραίνουμε ότι οι διαφορές Ο-Κ που θα δημιουργηθούν κατά τον ν-οστό τροχιακό κύκλο μετά την εισαγωγή του  $\delta T_5$  θα είναι:

$$(O - C)_N = (N - 1)\delta T_2 + (N - 3)\delta T_3 \quad (1.14)$$

Αν λάβουμε μία πιο γενική περίπτωση όταν οι αλλαγές στην άφιξη του φωτομετρικού ελαχίστου συμβαίνει σε τυχαίους κύκλους παίρνουμε την εξίσωση που μας δίνει τις διαφορές Ο-Κ κατά τον κύκλο  $E$  είναι :

$$(O - C)_E = (E - E_j)\delta T_j + (E - E_k)\delta T_k \quad (1.15)$$



Σχήμα 1.1: Υποθετικό Διάγραμμα Ο-Σ.

Όπου η αλλαγή  $\delta T_j$  συμβαίνει κατά τον κύκλο  $E_j$  και  $\delta T_k$  συμβαίνει κατά την διάρκεια  $E_k$ .

Γενικά ένα διπλό σύστημα φαίνεται να έχει συνεχείς περιοδικές αλλαγές σε τυχαίους τροχιακούς κύκλους. Μετά η εξίσωση που μας δίνει τις διαφορές Ο-Σ στον κύκλο  $E$  θα είναι το άθροισμα :

$$(O - C)_E = \sum_{k=0}^{N=E-E_0} (E - E_0 - k) \cdot \delta P_{k+1} \quad (1.16)$$

Η εξίσωση 1.16 είναι η γενίκευση της εξίσωσης 1.15. Μας δείχνει πως κάθε χρονικό διάστημα  $[E_0, E]$  το διάγραμμα Ο-Σ ενός δυαδικού εκλειπτικού συστήματος σχηματίζεται από το άθροισμα των επιμέρους αλλαγών  $\delta P_k$  μίας τροχιακής περιόδου, που εισήχθη σε όλους τους προηγούμενους κύκλους από  $E$ . Το αποτέλεσμα από κάθε  $\delta P_k$  στις συγκεκριμένες διαφορές  $(O - C)_E$  είναι γραμμική αύξηση του χρόνου. Γενικά μπορούμε να συμπεράνουμε την σχέση που μας δίνει η συνάρτηση  $P(E)$  κατά τον τυχαίο τροχιακό κύκλο  $E$  είναι :

$$P(E) = P_e + \sum_{k=0}^{E-E_0} \delta P_{k+1} \quad (1.17)$$

Συναρτήσεις όπως η 1.17 ενός διπλού συστήματος ονομάζονται συναρτήσεις της τροχιακής περιόδου και συμβολίζονται γενικά ως  $P(E)$ .

## 1.2 Βασικές Αρχές Των Διαγραμμάτων Ο-Κ

**Μη Γραμμικές Διαμορφώσεις των Διαγραμμάτων Ο-Κ** Είδαμε στο προηγούμενο μέρος πως κάθε πραγματική ή φαινόμενη αλλαγή της τροχιακής περιόδου οδηγεί σε μία γραμμική αύξηση ή μείωση των διαφορών Ο-Κ. Ωστόσο αν υποθέσουμε ότι η περίοδος του διπλού συστήματος παρουσιάζει στιγμιαίες μεταβολές τότε το διάγραμμα Ο-Κ θα συντίθεται από διαδοχικές γραμμές που η καθεμία θα δείχνει μία αλλαγή της κλίσης που θα ισούται με την αλλαγή της περιόδου του συστήματος.

Μια από τις βασικές αρχές των διαγραμμάτων Ο-Κ είναι η μη γραμμική διαμόρφωση τους από μια πραγματική ή φαινόμενη αλλαγή της τροχιακής περιόδου. Αυτή η ιδιότητα σημαίνει αν ίσες αλλαγές της περιόδου του συστήματος συμβαίνουν οι αντίστοιχες αλλαγές κλίσης δεν θα ισούνται αλλά κάθε αλλαγή θα είναι όλο και πιο μικρή. Ας υποθέσουμε ότι σε κάποιον τροχιακό κύκλο (π.χ.  $E_1$ ) η κλίση του διαγράμματος είναι  $\varphi_1$  και επειδή η αλλαγή  $\delta P$  κατά τον κύκλο  $E_2$  η κλίση γίνεται  $\varphi_2$ , τότε το διάγραμμα παρουσιάζει μία στροφή της γωνίας  $\delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$ . Οπότε έχουμε :

$$\delta P = \delta T_2 - \delta T_1 = [(O - C)_2 - (O - C)_1] - [(O - C)_1 - (O - C)_0]$$

Και επειδή κάθε αλλαγή διαδίδεται γραμμικά στο διάγραμμα Ο-Κ και επειδή  $\delta P$  είναι η αλλαγή κάθε τροχιακού κύκλου, έχουμε :

$$\delta P = (E_2 - E_1) \tan \varphi_2 - (E_1 - E_0) \tan \varphi_1 = \tan \varphi_2 - \tan \varphi_1 = \tan(\varphi_1 + \delta\varphi) - \tan \varphi_1 \Rightarrow$$

$$\delta P = \frac{\tan \varphi_1 + \tan \delta\varphi}{1 - \tan \varphi_1 \cdot \tan \delta\varphi} - \tan \varphi_1$$

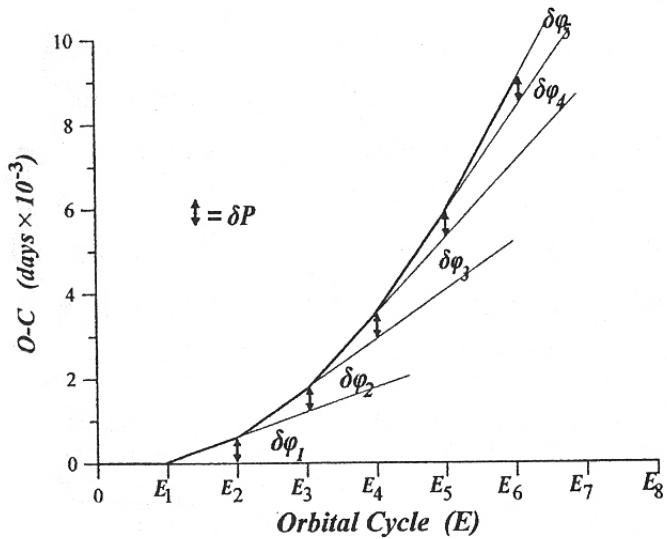
και με την απαλοιφή του δείκτη '1' :

$$\tan \delta\varphi = \frac{\delta P}{\tan^2 \varphi + \delta P \cdot \tan \varphi + 1} \quad (1.18)$$

Η εξίσωση 1.18 μας δίνει την αλλαγή της κλίσης ενός διαγράμματος Ο-Κ όταν η τροχιακή περίοδος αλλάζει κατά  $\delta P$  σε έναν τυχαίο κύκλο  $E$ . Αυτό αποδεικνύει ότι η επίδραση του  $\delta P$  στην κλίση του διαγράμματος εξαρτάται μη γραμμικά από την τοπική κλίση ( $\tan \varphi$ ) που το διάγραμμα φαίνεται να έχει στον κύκλο  $E$ . Αυτό το γεγονός μπορεί να φανεί στο σχήμα 1.2. Είναι ένα διάγραμμα Ο-Κ από άμεσες μεταβολές της τροχιακής περιόδου  $\delta P$  που συμβαίνει κατά τον κύκλο  $E_i$ . Είναι προφανές ότι ανάλογες μεταβολές της περιόδου δεν παράγουν ανάλογες αλλαγές στην κλίση  $\delta\varphi$ .

Τέλος από την εξίσωση 1.18 μπορούμε να παρατηρήσουμε ότι κάθε αλλαγή στην τροχιακή περίοδο, εντοπίζεται πολύ ποιο εύκολα όταν συμβαίνει στον οριζόντιο άξονα του διαγράμματος Ο-Κ αντί του άξονα με την μεγάλη γωνία.

**Διαμόρφωση ενός διαγράμματος Ο-Κ από συνεχές και σταθερό ρυθμό αλλαγών της περιόδου.** το επόμενο επίπεδο πολυπλοκότητας μετά από μία ξαφνική αλλαγή σε ένα διάγραμμα Ο-Κ είναι όταν η περίοδος του διπλού συστήματος αλλάζει συνεχόμενα με ένα σταθερό ρυθμό  $\dot{P} = \delta P$ . Από την εξίσωση 1.16 βρίσκουμε ότι κατά τον τυχαίο κύκλο  $E$ , οι διαφορές Ο-Κ που ένας παρατηρήσει θα



Σχήμα 1.2: Μη γραμμική διαμόρφωση της κλίσης.

καταγράψει, όταν δίνεται σαν συνάρτηση του χρόνου από την εξίσωση:

$$(O - C)_E = \sum_{k=0}^{E-E_0-1} (E - E_0 - k) \cdot \delta P = \delta P \cdot \sum_{k=0}^{E-E_0-1} (E - E_0 - k) \Rightarrow$$

$$(O - C)_E = \frac{E \cdot (E + 1)}{2} \cdot \delta P = \frac{\delta P}{2} \cdot E^2 + \frac{\delta P}{2} \cdot E \quad (1.19)$$

η εξίσωση 1.19 αποδεικνύει ότι τα διαγράμματα Ο-Κ έχουν παραβολική μορφή. Αυτό το συμπέρασμα εννοείται ότι εφαρμόζεται και αντίστροφα. Τουτέστιν αν ένα διάγραμμα Ο-Κ έχει παραβολική μορφή με την εξίσωση  $\alpha E^2 + \beta E + c$  τότε η αλλαγή στην περίοδο θα είναι  $\delta P_E = 2\alpha$ .

### 1.2.1 Παρατηρούμενος και Φωτομετρικός Θόρυβος σε ένα διάγραμμα Ο-Κ

Από όλα τα παραπάνω είναι προφανές ότι έχοντας γνώση του  $\delta T_E$  ενός διαγράμματος Ο-Κ σε κάθε τροχιακό κύκλο, μπορεί να μας οδηγήσει στον υπολογισμό της πραγματικής ή προφανούς αλλαγής της περιόδου ενός διπλού συστήματος. Το πρόβλημα είναι ότι λαμβάνοντας υπόψιν την συνάρτηση  $\delta T_E = \delta T(E)$  απαιτούνται επίσης οι διαφορές ενός διαγράμματος Ο-Κ για κάθε κύκλο  $E$  με  $E_{min} \leq E \leq E_{max}$ . Προφανώς αυτό δεν είναι δυνατόν επειδή οι παρατηρήσεις δεν μπορούν να καλύψουν κατά συνεχή τρόπο όλους τους τροχιακούς κύκλους. Στην πραγματικότητα οι διαφορές ενός διαγράμματος Ο-Κ είναι μόνο σποραδικά γνωστές αφού μεγάλα χρονικά διαστήματα δεν καλύπτονται καθόλου από τις παρατηρήσεις. Άλλα ακόμα και αν η κάλυψη του διαγράμματος ήταν συνεχής κάποια διαδικασία εξομάλυνσης θα έπρεπε να συμβαίνουν στα δεδομένα, έτσι ώστε να εξουδετερώθουν τα σφάλματα. Αυτά τα σφάλματα αποκαλούνται θόρυβος και χωρίζεται σε δύο κατηγορίες, φωτομετρικός και παρατηρησιακός θόρυβος.

Ο παρατηρησιακός θόρυβος προκαλείται από :

- α) Τα σφάλματα του προσδιορισμού στον συγκεκριμένο χρόνο του ελαχίστου φωτός της κύριας ή δευτερεύουσας έκλειψης.
- β) Η παρέμβαση της γήινης ατμόσφαιρας, που προκαλεί τον διασκορπισμό των φωτομετρικών παρατηρήσεων.
- γ) Την επιδραση των οργάνων που χρησιμοποιούμε όπως τα τηλεσκόπια, οι κάμερες, τα φίλτρα κτλ...

Το ποιο σημαντικό από τα παραπάνω είναι το πρώτο. Συνήθως ο παρατηρούμενος θόρυβος βρίσκεται σε ένα επίπεδο της τάξης του  $\pm 0.001$  της τροχιακής περιόδου. Αυτό σημαίνει ότι σε συστήματα επαφής αυτός ο θόρυβος είναι περίπου  $\pm 20$  με  $\pm 60$  sec.

Σε αυτό το σημείο πρέπει να ξεκαθαρίσουμε κάτι πολύ σημαντικό. Οι αλλαγές που μπορούν να βρεθούν αναλύοντας ένα διάγραμμα O-C είναι υπερβολικά καλές και στην τάξη συνήθως των  $10^{-6}d$  ( $0.1sec$ ). Η αιτία για αυτήν την γραμμική αύξηση των διαφορών O-C με το χρόνο. Αυτό σημαίνει ότι επειδή η περίοδος του συστήματος W UMa είναι πολύ μικρή ( $< 1d$ ), ακόμη και μια αλλαγή της περιόδου της τάξης του  $0.1sec/E$  μπορεί μα εντοπιστεί το μέγιστο μετά από 40 τροχιακούς κύκλους. Αυτό συμβαίνει όταν οι διαφορές O-C ξεπερνούν το επίπεδο θορύβου εξαιτίας της γραμμικής αύξησης.

Από την άλλη μεριά φωτομετρικός θόρυβος προκαλείται από φαινόμενα στην επιφάνεια του, όπως ανωμαλίες στις συμμετρίες και τις μεταβλητές και κατανομές της θερμοκρασίας. Αυτές οι ανωμαλίες έχουν το αποτέλεσμα του διαχωρισμού της στιγμής της φωτομετρικής έκλειψης από αυτήν της πραγματικής έκλειψης.

### 1.3 Φωτομετρικός Θόρυβος και Φαινόμενες Αλλαγές

Όπως έχει ειπωθεί η εμφάνιση διαφορών στο διάγραμμα O-C ενός διπλού συστήματος προκαλείται είτε από πραγματικές ή φαινόμενες αλλαγές της τροχιακής περιόδου. Οι φαινόμενες μεταβολές που μπορούν να έχουν δυναμική είτε φωτομετρική προέλευση. Η πρώτη από αυτές τις μεταβολές προκαλείται από φαινόμενα όπως το φαινόμενο χρόνου φωτός ή η μετάθεση του περίστρου της τροχιάς. Φωτομετρικές μεταβολές από την άλλη μεριά προκαλούνται από φαινόμενα όπως αστρικές κηλίδες, εκλάμψεις και γενικά φαινόμενα στην φωτόσφαιρα των αστέρων. Η ποιο σημαντική αιτία των φωτομετρικών μεταβολών είναι οι αστρικές κηλίδες. Ας αναφέρουμε λίγα για αυτές.

Ας υποθέσουμε πως  $P$  είναι η τροχιακή περίοδος ενός διπλού αστέρα σε έκλειψη και ότι το ελάχιστο στην κύρια έκλειψη κατά τον τροχιακό κύκλο  $E$  μετατοπίστηκε κατά  $\delta\varphi$ . Η εποχή αυτού του ελαχίστου θα εκτοπισθεί από τον κανονικό χρόνο  $T_E$  κατά  $\delta t = \delta\varphi \cdot P$  Κατά τον Geyer (1977), η  $\delta\varphi$  μπορεί να φτάσει τιμές της τάξης  $0.005$ . Για έναν διπλό αστέρα με τροχιακή περίοδο περίπου  $1d$ , τέτοια μετατόπιση φάσης θα δώσει την εντύπωση ότι η τροχιακή περίοδος αλλάζει ανάλογα  $\delta t = \delta\varphi \cdot P \approx 5 \cdot 10^{-3}d$  που συνέβη. Ας αναλογισθούμε τώρα ένα διπλό σύστημα επαφής με μια σταθερή τροχιακή περίοδο  $P_0$ , έχοντας συγχρονισμένα τα μέλη του και μια τροχιακή κλίση  $i = 90^\circ$ . Η θέση κάθιδας στην επιφάνεια του  $j$ -μέλους θα καθορίζεται από τα  $(\theta, \lambda)_j$  ( $j = 1, 2$ ), όπου  $\theta$  είναι το μήκος και  $\lambda$  είναι το

πλάτος. Αυτό το αστρικό μήκος  $\theta$  υπερισχείται ωστεικό όταν η κηλίδα βρίσκεται στο ηγούμενο ημισφαίριο. Επιπλέον υποθέτουμε ότι οι κηλίδες είναι χυκλικές (με ακτίνα  $r_S$ ), και ότι η θερμοκρασία διαφέρει σε σύγκριση με την περιβάλλουσα φωτόσφαιρα  $\delta T$ . Μία τέτοια κηλίδα μπορεί να προκαλέσει μία διαφορά φάσης του ελαχίστου φωτός μόνο αν οι ακόλουθοι περιορισμοί τηρούνται :

α) Καμιά άλλη κηλίδα με τα ίδια χαρακτηριστικά ( $r_S, \delta T$ ) που υπάρχει στην θέση  $(-\theta, \lambda)$  ή  $(-\theta, -\lambda)$  του αστρικού δίσκου.

β) Το πλάτος της κηλίδας είναι ανάμεσα στο διάστημα  $90^\circ - r_S \leq \theta \leq 90^\circ + r_S$

Αν ο περιορισμός (α) δεν ικανοποιηθεί, τότε δύο πανομοιότυπες κηλίδες υπάρχουν συμμετρικά σε σύγκριση με τον μεσημβρινό ή το κέντρο του αστρικού δίσκου. Σε μία τέτοια περίπτωση, η μία κηλίδα εξουδετερώνει την επίδραση της άλλης. Αν ο περιορισμός (β) δεν είναι έγκυρος, τότε η κηλίδα δεν είναι ορατή κατά την κύρια έκλειψη. Αρκετές έρευνες καταδεικνύουν ότι οι κηλίδες σε κοντινούς διπλούς αστέρες έχουν γωνιακή διάμετρο που κυμαίνεται από  $10^\circ$  έως  $40^\circ$ , που σημαίνει ότι μπορεί να καλύπτουν 5 έως 25% όλης της φωτόσφαιρας του ενεργού μέλους. Επίσης δεν είναι ξεχάθαρο αν τέτοιες σκοτεινές περιοχές από μία ομάδα πολλών μικρών κηλίδων ή από μία τεράστια κηλίδα, η δεύτερη επιλογή φαίνεται να επικρατεί. Στις περισσότερες περιπτώσεις, το ενεργό μέλος φαίνεται να κατέχει μία ή δύο κηλίδες. Έχει καταρριφθεί επίσης η άποψη ότι τέτοιες κηλίδες μπορούν να παραμείνουν στην επιφάνεια του ενεργού μέλους ακόμα και για 10 χρόνια, ή ισοδύναμα, πάνω από χίλιες τροχιακές περιστροφές. Ως εκ τούτου, τα χαρακτηριστικά των αστρικών κηλίδων διαφέρουν από αυτές των ηλιακών κηλίδων, όταν ακόμη ο ηλιακός κύκλος είναι μέγιστος οι ηλιακές κηλίδες σπάνια καλύπτουν περισσότερο από 1 με 2% της ηλιακής φωτόσφαιρας, και η ζωή τους δεν ξεπερνά 3 με 4 ηλιακές περιστροφές.

Όσο για τον τύπο διπλών συστημάτων όπως ο W UMa, παρατηρήσεις έδειξαν ότι περίπου 20% με 30% από όλους τους γνωστούς διπλούς επαφής κατέχουν μία ή δύο τεράστιες κηλίδες με γωνιακή διάμετρο από  $10^\circ$  έως  $35^\circ$  και  $\delta T \approx 500$  με  $1500K$ . Δυο παρατηρήσεις μπορούν να :

ι) Κηλίδες με την ίσια γωνιακή διάμετρο προκαλούν εμφανώς μεγαλύτερη διαφορά φάσης όταν βρίσκονται πάνω στο κυρίως μέλος.

ii) Κηλίδες από την άλλη που έχουν  $r_S < 10^\circ$  προκαλούν αμελητέες αλλαγές του ελαχίστου φωτός της κύριας έκλειψης.

Το σημαντικό συμπέρασμα (kalimeris et al. 2002) είναι ότι το αποτέλεσμα των αστρικών κηλίδων στο μέλος ενός διπλού συστήματος οδηγεί στην γένεση υψηλών συχνοτήτων στο διάγραμμα O-C. Αυτός ο θόρυβος περιορίζεται σε μία ζώνη με πλάτος  $\pm \epsilon_{phot}$  σε κάθε πλευρά του μηδενικού επιπέδου του διαγράμματος, όταν η περίοδος είναι σταθερή, ή σε κάθε πλευρά της συστηματικής μεταβολής της τροχιακής περιόδου που διαμορφώνει το διάγραμμα. Αντί για την αληθινή αλλαγή της, μία αστρική κηλίδα όπως άλλη φωτομετρική μεταβολή, δεν μπορεί να παράγει μόνιμες μεταβολές στην κλίση του διαγράμματος O-C. Έτσι κάθε διάγραμμα O-C φέρει πληροφορίες για τις αλλαγές της περιόδου. Αυτές οι αλλαγές μπορεί να είναι είτε πραγματικές ή φαινόμενες. Αν είναι φαινόμενη τότε μπορεί να

είναι ή φωτομετρικές ή δυναμικές. Από τα παραπάνω συμπεραίνουμε πως αν οι αλλαγές είναι φαινόμενες τότε μπορεί να είναι μόνο δυναμικής φύσεως. Το επόμενο τμήμα έχει να κάνει με τον σχηματισμό των διαγραμμάτων O-C από δυναμικά φαινόμενα.

## 1.4 Σχηματισμός Διαγραμμάτων O-C

Σε διπλά συστήματα, είναι γνωστό ότι υπάρχουν δυναμικά φαινόμενα που ακόμα και αν δεν άλλαξε την περίοδο του συστήματος, οδηγούν στην δημιουργία διαφορών O-C. Αυτές οι διαφορές μπορούν να συνδεθούν με τις αλλαγές της περιόδου που φυσικά δεν είναι πραγματικές αλλά φαινόμενες. Τέτοια φαινόμενα είναι η κλόνηση της γραμμής των αψίδων και το φαινόμενο χρόνου φωτός.

### 1.4.1 O-C Διαφορές από το Φαινόμενο Χρόνου-Φωτός

Η ύπαρξη ενός τρίτου άστρου σε ένα διπλό σύστημα δεν προκαλεί μόνο την γραμμή των αψίδων να στρέψεται, αλλά επίσης περιοδικές μεταβολές της απόστασης από το κέντρο μάζας ( $K_2$  από την γη). Συνεπώς ο χρόνος που χρειάζεται να φτάσει το φως στην γη υπόκειται σε μικρές μεταβολές, που εντοπίζονται μόνο μέσω των διαφορών O-C. Επειδή το κέντρο μάζας του διπλού συστήματος διαγράφει ελλειπτική τροχιά σε σύγκριση με αυτό του τρίτου άστρου, μπορεί να αποδειχθεί ότι η απόσταση δύο τυχαίων στιγμών  $t$  δίνεται από την εξίσωση :

$$S = s_0 + v_{ob}(t - T_0) + \alpha'(1 - e' \cos \epsilon') \sin i' \cdot \sin(v' + \omega') \quad (1.20)$$

όπου  $s_0$  είναι η απόσταση  $K_2$  από την γη κατά την αρχική στιγμή  $T_0$ ,  $v_{ob}$  είναι το συστατικό της ταχύτητας του τριπλού συστήματος στην διεύθυνση της παρατήρησης.  $\alpha'$  είναι το μήκος του ημιάξονα της τροχιάς του  $K_2$ ,  $e'$  είναι η εκκεντρότητα της τροχιάς του  $K_2$ ,  $i'$  είναι η κλίση της τροχιάς του τρίτου αστέρα,  $\omega'$  είναι το μήκος του περίαστρου της τροχιάς και  $v', \epsilon'$  είναι η πραγματική ανωμαλία του τρίτου άστρου κατά την στιγμή  $t$ .

Αν για το μήκος  $D'$  του ημιάξονα της σχετικής τροχιάς του τρίτου άστρου ισχύει  $D' >> D$ , τότε για  $\alpha'$  έχουμε το πρόβλημα δύο σωμάτων:

$$\alpha' = \frac{m_3}{m_{1,2} + m_3} \cdot D' \quad (1.21)$$

Χρησιμοποιώντας την σωστή διασπορά των ποσοτήτων  $1 - e' \cos \epsilon', \sin v', \cos v'$  σε σχέση με την μέση ανωμαλία  $M'$  του τρίτου σώματος, μπορούμε να έχουμε την χρονική απόσταση του κέντρου μάζας του διπλού συστήματος από την Γη. Αυτό δίνεται από την εξίσωση φωτός :

$$\begin{aligned} \frac{S}{c} = v_{ob} + \frac{\alpha' \cdot \sin i'}{c} \left[ -\frac{3}{2} e' \sin \omega' + \left(1 - \frac{1}{2} e'^2\right) \sin \left(2\pi \frac{P}{P'} E + N'_0 + \omega'\right) - \right. \\ \left. - \frac{1}{8} e'^2 \sin \left(2\pi \frac{P}{P'} E + N'_0 - \omega'\right) + \frac{1}{2} e' \sin \left(4\pi \frac{P}{P'} E + 2N'_0 + \omega'\right) + \right. \\ \left. + \frac{3}{8} e'^2 \sin \left(6\pi \frac{P}{P'} E + 3N'_0 + \omega'\right) \right] \end{aligned} \quad (1.22)$$

όπου  $N'_0$  είναι :

$$N'_0 = \frac{2\pi}{P'} T_0 + c'$$

και  $c'$  είναι μια σταθερά που έχει επιλεχθεί με τέτοιο τρόπο ώστε η τιμή της μέσης ανωμαλίας κατά την στιγμή  $T_0$  να ισούται με την παρατηρήσιμη τιμή  $M'_0$ . Μέσω της εξίσωσης 1.22 μπορεί να αποδειχθεί ότι η στιγμή της παρατήρησης του φωτομετρικού ελαχίστου της κύριας έκλειψης κατά τον τροχιακό κύκλο  $E$  δίνεται από την σχέση :

$$\begin{aligned} (O - C)_E = & T_0 + P \cdot E + \frac{v_{ob}}{c} P \cdot E + \frac{\alpha' \cdot \sin i'}{c} \cdot \left( 1 - \frac{1}{2} e'^2 \right) \cdot \sin \left( 2\pi \frac{P}{P'} \cdot E + N'_0 + \omega' \right) + \\ & + \frac{1}{8} e'^2 \cdot \frac{\alpha \sin i'}{c} \cdot \sin \left( 2\pi \frac{P}{P'} \cdot E + N'_0 - \omega' \right) + \\ & + \frac{1}{2} e' \cdot \frac{\alpha' \sin i'}{c} \cdot \sin \left( 4\pi \frac{P}{P'} \cdot E + 2N'_0 + \omega' \right) + \\ & + \frac{3}{8} e'^2 \cdot \frac{\alpha' \sin i'}{c} \cdot \sin \left( 6\pi \frac{P}{P'} \cdot E + 3N'_0 + \omega' \right) \end{aligned} \quad (1.23)$$

Το άθροισμα των πέντε τελευταίων όρων της εξίσωσης 1.23, μας δίνει την εξίσωση των διαφορών O-C ως συνάρτηση του τροχιακού κύκλου  $E$  :

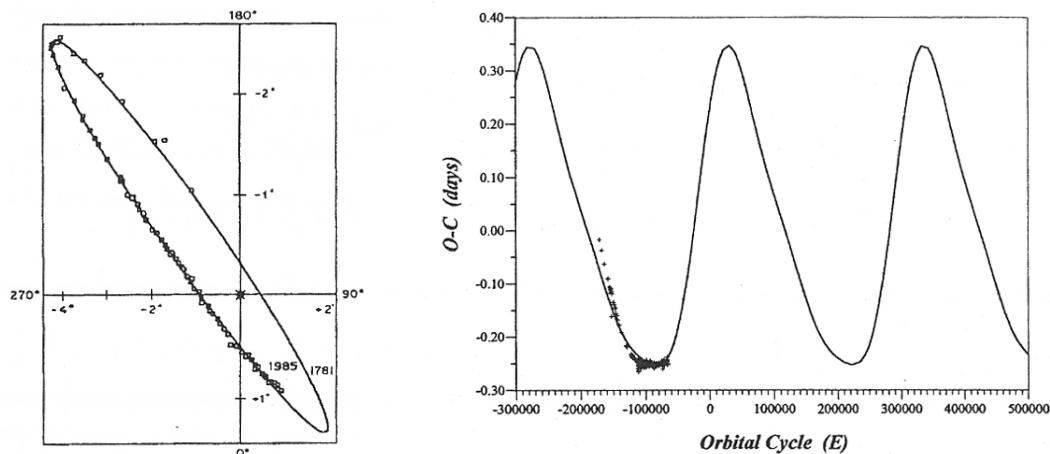
$$\begin{aligned} (O - C)_E = & \frac{v_{ob}}{c} P \cdot E + \frac{\alpha' \cdot \sin i'}{c} \cdot \left( 1 - \frac{1}{2} e'^2 \right) \cdot \sin \left( 2\pi \frac{P}{P'} \cdot E + N'_0 + \omega' \right) + \\ & + \frac{1}{8} e'^2 \cdot \frac{\alpha \sin i'}{c} \cdot \sin \left( 2\pi \frac{P}{P'} \cdot E + N'_0 - \omega' \right) + \\ & + \frac{1}{2} e' \cdot \frac{\alpha' \sin i'}{c} \cdot \sin \left( 4\pi \frac{P}{P'} \cdot E + 2N'_0 + \omega' \right) + \\ & + \frac{3}{8} e'^2 \cdot \frac{\alpha' \sin i'}{c} \cdot \sin \left( 6\pi \frac{P}{P'} \cdot E + 3N'_0 + \omega' \right) \end{aligned} \quad (1.24)$$

Στην εξίσωση 1.24 παραλείποντας τον πρώτο όρο που προκαλεί την κίνηση του συστήματος μέσα στο γαλαξία, οι υπόλοιποι όροι είναι συναρτήσεις του ημιτόνου της κύριας γωνίας  $2\pi PE/P'$  και των παραγώγων της. Ο πρώτος περιοδικός όρος της εξίσωσης 1.24 έχει το μεγαλύτερο πλάτος και φυσικά είναι ο ισχυρότερος. Έτσι η εξίσωση 1.24 μας δείχνει ότι το διάγραμμα O-C ενός διπλού συστήματος επαφής που συνοδεύεται από ένα τρίτο άστρο, θα έχει ημιτονοειδή μορφή με πλάτος :

$$B \approx \frac{\alpha' \sin i'}{c} \cdot \left( 1 - \frac{1}{2} e'^2 \right) \quad (1.25)$$

Βέβαια εκτός από την κύρια συχνότητα  $P/P'$  θα υπάρχουν και οι αρμονικές της  $2P/P', 4P/P'...$

Στο σχήμα 1.3 είναι το O-C διάγραμμα του συστήματος 44i Boo, το οποίο είναι ένα από τα λίγα συστήματα που είναι ένα αστρομετρικά τριπλό σύστημα. Η φαινόμενη τροχιά είναι στο ίδιο σχήμα, η θεωρητική μορφή του O-C διαγράμματος όπως αναμένεται από την εξίσωση 1.24 είναι η συνεχής γραμμή και τα σημεία είναι τα παρατηρησιακά δεδομένα. Πρέπει να προσέχουμε με κάθε διάγραμμα που έχει ημιτονοειδή μορφή. Αυτό φυσικά δεν είναι σωστό, για να εξηγήσουμε όλα τα περιοδικά φαινόμενα από το διάγραμμα O-C των διπλών επαφής με το φαινόμενο χρόνου φωτός, απαιτείτε η ύπαρξη ενός τρίτου



Σχήμα 1.3: Φαινόμενη τροχιά και θεωρητικό διάγραμμα O-C του 44i Boo.

αστέρα με τέτοιες μάζες που φυσιολογικά θα μπορούσε να εντοπισθεί φωτομετρικά ή φασματικά. Έτσι η περίοδος ενός διαγράμματος O-C πιθανώς σχετίζεται με εσωτερικές φυσικές διαδικασίες που συμβαίνουν στα μέλη του συστήματος.

## Κεφάλαιο 2

# Μέθοδοι Ανάλυσης Διαγραμμάτων Ο-Κ

### 2.1 Το Κλασικό Μοντέλο Ανάλυσης

Στην προηγούμενη παράγραφο είδαμε ότι ο ποιο απλός σχηματισμός διαγραμμάτων Ο-Κ, είναι από ξαφνικές αλλαγές στην τροχιακή περίοδο. Το παραγόμενο διάγραμμα Ο-Κ αποτελείτε από ευθεία τμήματα, που σχηματίζουν μια γωνία μεταξύ αυτών και των σημείων που η τυχαία αλλαγή. Η εφαπτομένη αυτής της γωνίας ισούται με την αλλαγή της τροχιακής περιόδου. Αυτά τα απλά στοιχεία συνθέτουν μια τεχνική που χρησιμοποιήθηκε τις τελευταίες τέσσερις δεκαετίες για την ανάλυση και κατανόηση των διαγραμμάτων Ο-Κ. Σύμφωνα με αυτήν την τεχνική, σε ένα διάγραμμα Ο-Κ που έχει μορφή ευθείας γραμμής η τροχιακή περίοδος είναι σταθερή, τα σημεία τομής διαδοχικών ευθειών τμημάτων στο διάγραμμα ορίζουν τα σημεία που η τροχιακή περίοδος αλλάζει.

Αυτή είναι η παλαιότερη μέθοδος ανάλυσης διαγραμμάτων Ο-Κ διπλών συστημάτων που βρίσκονται σε έκλειψη, είναι γνωστή ως "μοντέλο αιφνιδιων αλλαγών". Εκτός από αυτήν την απλή μέθοδο ανάλυσης υπάρχει άλλη μία μέθοδος που ονομάζεται "μοντέλο μεταβολών σταθερού ρυθμού". Για αυτό το μοντέλο τα κενά που το διάγραμμα Ο-Κ έχει την μορφή παραβολικού τόξου με εξίσωση  $\alpha E^2 + \beta E^2 + c$ , η τροχιακή περίοδος αλλάζει με σταθερό ρυθμό  $\dot{P} = 2\alpha$  και αντίστροφα. Οι παραπάνω δύο μέθοδοι σχηματίζουν το γνωστό κλασικό μοντέλο ανάλυσης διαγραμμάτων Ο-Κ. Σύμφωνα με αυτό το μοντέλο, τα διαγράμματα Ο-Κ παρουσιάζουν τα ακόλουθα χαρακτηριστικά :

- Διαδοχικά ευθύγραμμα τμήματα με τυχαίες αλλαγές στην κλίση
- Παραβολικά τόξα
- Ημιτονοειδής αλλαγές
- ανώμαλες αλλαγές

Εφαρμόζοντας αυτό το μοντέλο σε ένα διπλό σύστημα μπορούμε να βρούμε την συνάρτηση  $P(E)$  δηλαδή, περιοδικές αλλαγές σε σχέση με τους τροχιακούς κύκλους. Στην εδραίωση του κλασικού μον-

τέλου βοήθησε το γεγονός ότι ξέρουμε μερικούς φυσικούς μηχανισμούς που οδηγούν στον σχηματισμό παραβολικών τόξων στα διαγράμματα O-C, όπως χημική ή θερμική εξέλιξη του μέλους του διπλού συστήματος όπως την αλληλεπιδραση παλίρροιας και αστρικού ανέμου.

**Ανάλυση και Περιγραφή του Κλασικού Μοντέλου** Το βασικό στοιχείο ανάλυσης του κλασικού μοντέλο ενός διαγράμματος O-C, είναι ότι η προσωπική κρίση του αναλυτή παίζει σημαντικό ρόλο. Τα βήματα για την ανάλυση με αυτήν την μέθοδο είναι :

Πρώτα απ' όλα με μία οπτική εξέταση του διαγράμματος μπορούμε να αποφασίσουμε αν οι χρονοσειρές θα χαρακτηρίζονται από παραβολικό τόξο, από μια ευθεία γραμμή ή από μία ημιτονοειδή γραμμή. Στις περισσότερες περιπτώσεις δεν είναι δυνατόν να περιγράψουμε όλα τα διαγράμματα με μία ευθεία γραμμή. Αυτό συμβαίνει επειδή όλα τα διαγράμματα O-C που έχουν μία διάρκεια μεγαλύτερη από 10-20 χρόνια είναι πολύπλοκο. Η αιτία για αυτό είναι ότι είναι πολύ ποιο πιθανό να καταγράψουμε τους πιθανούς μηχανισμούς που αλλάζουν την τροχιακή περίοδο του συστήματος σε μεγάλα χρονικά διαστήματα. Συνεπώς αν ένα περιορίζεται σε μικρά χρονικά διαστήματα, μπορεί πάντα να βρει κομμάτια του διαγράμματος που περιγράφονται από ευθείες γραμμές και παραβολικά τόξα. Αυτό είναι αλήθεια ακόμα και στα ποιο πολύπλοκα διαγράμματα. Ο τελευταίος υπολογισμός των συναρτήσεως  $P(E)$  με απλή πρόσθεση διαφόρων κομματιών (ευθειών ή παραβολικών), φυσικά τα σημεία τα σημεία επαφής των ευθειών και των παραβολικών τόξων δημιουργούν τη μη συνεχή συνάρτηση  $P(E)$ .

## 2.2 Γιατί η Κλασική Μέθοδος είναι Λάθος;

Είναι πολύ εύκολο να δούμε γιατί η κλασική μέθοδος είναι λάθος. Υπάρχουν τρία σημαντικά σημεία που η μέθοδος είναι λάθος και δεν συμβαδίζει με την πραγματικότητα.

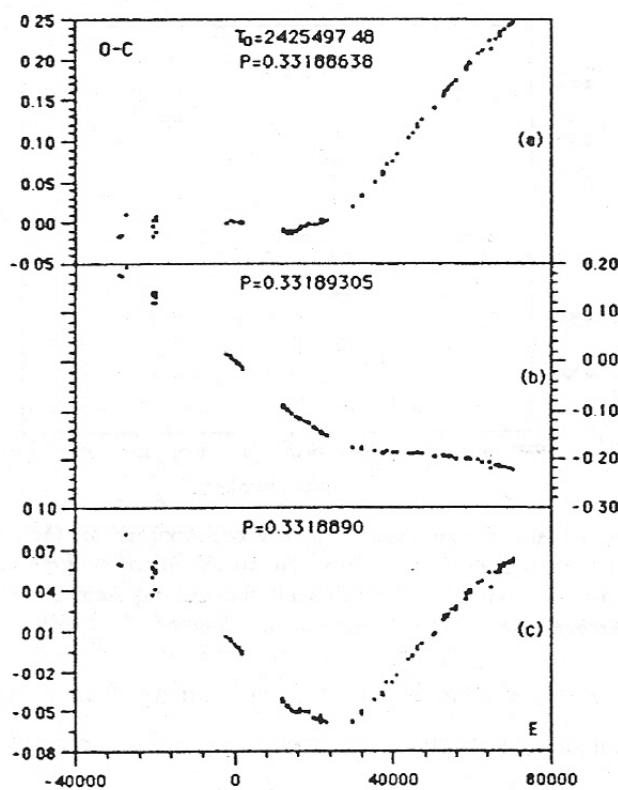
**A)** Η περιγραφή μιας τυχαίας σειράς χρόνου με συνεχείς ευθείες γραμμές και παραβολικά τόξα είναι λάθος διότι είναι στην αυθαίρετη επιλογή του παρατηρητή στο πως θα κάνει την ανάλυση. Διαφορετικοί παρατηρητές δίνουν διαφορετικά αποτελέσματα

**B)** Το κλασικό μοντέλο υποθέτει αυθαίρετα πράγματα σχετικά με τους φυσικούς μηχανισμούς που δίνουν τις παρατηρούμενες περιοδικές αλλαγές. Δεν είναι δυνατόν σε ένα σύστημα που υπόκειται σε μία ξαφνική αλλαγή της περιόδου να αλλάξει την φυσική του κατάσταση κατά τέτοιο τρόπο που να μπορεί να μεταβεί από μία σταθερή κατάσταση σε μία άλλη σταθερή κατάσταση αμέσως.

**Μαθηματική Αποτυχία της Κλασικής Μεθόδου** Το ποιο σημαντικό στοιχείο στους διπλούς αστέρες επαφής είναι η πολύπλοκη συμπεριφορά τους. Αυτό μεταφράζεται σε πολύπλοκα διαγράμματα O-C που στα περισσότερα συστήματα είναι χαοτικά, χωρίς εμφανείς περιοδικότητες. Ένα διάγραμμα O-C μπορεί να αναλυθεί με πολλούς διαφορετικούς τρόπους εννοώντας τους συνδυασμούς των ευθειών γραμμών και των παραβολικών τόξων, κάθε τέτοια ανάλυση οδηγεί σε μία τελείως διαφορετική εξήγηση

των περιοδικών αλλαγών. Αυτό σημαίνει ότι η κλασική μέθοδος δεν εξασφαλίζει την μονοσήμαντη εύρεση της συνάρτησης  $P(E)$ .

Ακόμα ένα σημείο που έρχεται σε πλήρη αντίθεση με την θεωρία του κλασικού μοντέλου, είναι η ιδιότητα του διαγράμματος O-C να έχει ριζικά διαφορετική μορφή όταν παράγονται από τελείως διαφορετικές γραμμικές εφημερίδες, για το ίδιο διπλό σύστημα. Είναι πολύ σύνηθες για κάθε παρατηρητή να επιλέξει αυθαίρετα τις σταθερές  $T_0$  και  $P_0$  που διαμορφώνουν την γραμμική εφημερίδα. Πρακτικά κάθε γραμμική εφημερίδα είναι σε ισορροπία με κάθε άλλη. Αυτό φαίνεται από το σχήμα 2.1 του AB-And που σχηματίζεται από τρεις γραμμικές εφημερίδες με κοινό  $T_0$  αλλά με διαφορετική περίοδο  $P_0$ . Είναι  $T_0 = 2425497.48$  J.D. και  $P_{e1} = 0.33188638$  d,  $P_{e2} = 0.33189305$  d και  $P_{e3} = 0.331889$  d. Εξαιτίας της



Σχήμα 2.1: Διάγραμμα O-C του AB-And Σχηματισμένο από τρεις διαφορετικές γραμμικές εφημερίδες.

μη γραμμικής διαμόρφωσης των διαφορών O-C, είναι προφανές ότι υπάρχει η πιθανότητα σε ένα διάγραμμα μία αλλαγή της τροχιακής περιόδου να εντοπίζεται εύκολα ενώ σε κάποιο άλλο διάγραμμα όχι. Εξαιτίας όλων αυτών μπορούμε να κατανοήσουμε τώρα ότι σε κάθε διάγραμμα O-C που υπολογίζεται με μία διαφορετική γραμμική εφημερίδα, ωστε περιγράφεται με ένα τελείως διαφορετικό τρόπο με το κλασικό μοντέλο, οδηγώντας σε διαφορετική συνάρτηση  $P(E)$ . Συνεπώς η κλασική μέθοδος ανάλυσης είναι ακατάλληλη για την περιγραφή των τυχαίων χρονοσειρών, όπως οι χρονοσειρές που παρατηρούνται σε συστήματα διπλών επαφής.

**Φυσική Αποτυχία του Κλασικού Μοντέλου** Η κλασική μέθοδος ανάλυσης είναι βασισμένη στην υπόθεση ότι η τροχιακή περίοδος ενός διπλού συστήματος μεταβάλλεται με ένα μη συνεχή τρόπο. Η περιγραφή με συνεχόμενα ευθεία τμήματα υπονοεί ότι στο αντίστοιχο χρονικό διάστημα η τροχιακή περίοδος είναι απολύτως σταθερή, που αλλάζει μόνο από απότομες μεταβολές της τάξης  $0.1 - 1 \text{ sec}$  και μετά πάλι επέρχεται αμέσως σταθερότητα στην περίοδο. Συνεπώς το κλασικό μοντέλο ανάλυσης μας λέει ότι η τροχιακή περίοδος ενός διπλού συστήματος ακολουθεί μια μορφή βημάτων (step), γι' αυτό και λέγεται και μοντέλο βηματικών αλλαγών (ste-variations model).

Το πραγματικό πρόβλημα είναι ότι η εύρεση των φυσικών μηχανισμών που δημιουργούν τέτοια συμπεριφορά, είναι πολύ δύσκολο να βρεθούν. Ακόμα όμως και αν βρίσκαμε τέτοιους μηχανισμούς, δεν υπάρχει κανένας τρόπος να εξηγήσουμε την ταχύτητα στην οποία ένα σύστημα αποσβένει μια διαταραχή στην περίοδο του. Είναι ευρέως γνωστό από οποιοδήποτε μοντέλο δομής διπλών συστημάτων, ότι δεν υπάρχει κανένα σύστημα με τέτοια συμπεριφορά. Συνεπώς όλα τα συστήματα πρέπει να ακολουθούν μια συνεχή μεταβολή των παραμέτρων τους μετά από μια μεταβολή της τροχιακής περιόδου<sup>1</sup>. Ειδικά στα διπλά συστήματα επαφής το παραπάνω επιχείρημα είναι αρκετά σημαντικό εξαιτίας της πολύ μικρής απόστασης που χωρίζει τα δύο μέλη. Συνοψίζοντας η θεωρία του κλασικού μοντέλου έρχεται σε πλήρη αντίθεση με την φυσική των διπλών συστημάτων. Μπορεί να αποδειχτεί ότι τα συστήματα που είναι σε κατάσταση παλιρροιακής ισορροπίας, και τα μέλη του συστήματος δεν αλλάζουν την ακτίνα τους, ή μεταφορά μάζας μπορεί να προκαλέσει μεταβολές στην τροχιακή περίοδο που δίνεται από την εξίσωση :

$$\frac{dP}{P} = 3 \frac{2\mu' - 1dm}{\mu'(1-\mu')M} = 3 \frac{1-q^2dm}{qM} \quad (2.1)$$

όπου  $\mu' = M_2/(M_1 + M_2)$ . Είναι ξεκάθαρο τώρα ότι ακόμα και μετά από μια αιφνίδια μεταβολή της περιόδου, μεταφορά μάζας συνεχίζει να συμβαίνει με διαφορετικούς ρυθμούς για ένα χρονικό διάστημα  $t_{K-H}$  συνεπώς και η τροχιακή περίοδος θα υπόκεινται στις ίδιες μεταβολές.

<sup>1</sup>Φυσικά μια μεταβολή της τροχιακής περιόδου μπορεί να προκαλείται από διάφορους λόγους, άλλα κυρίως από την μεταφορά μάζας από το ένα μέλος στο άλλο, με αποτέλεσμα ένα σημείο στο διάγραμμα O-C

## 2.3 Το Νέο Μοντέλο Ανάλυσης Ο-Κ Καλημέρη

Από όλα όσα αναφέραμε ως τώρα είναι προφανές ότι υπάρχει η ανάγκη μίας νέας μεθόδου ανάλυσης και εξήγησης των διαγραμμάτων Ο-Κ και των πληροφοριών που περιέχουν. Αυτή η νέα μέθοδος πρέπει να ακολουθήσει τα φυσικά όρια όπως και τα μαθηματικά επίσης. Έτσι ο Α. Καλημέρης πρότεινε μία νέα μέθοδο στην δεκαετία του 90. Αυτή η μέθοδος γρήγορα έγινε δημοφιλής και τώρα είναι ευρέως αποδεκτή ως η καλύτερη και ποιο σωστή μέθοδος για να ακολουθήσει κάποιος για την ανάλυση διαγραμμάτων Ο-Κ. Είναι πολύ εύκολο να καταλάβουμε γιατί, λέει ότι είναι προφανές από μαθηματικής και φυσικής άποψης. Υιοθετεί μία μη γραμμική μέθοδο διαδικασίας fitting σε αντίθεση με την γραμμική της κλασικής μεθόδου.

### 2.3.1 Περιγραφή Καμπυλών Ο-Κ με την Μέθοδο Ελαχίστων Τετραγώνων

Είναι ευρέως γνωστό ότι η χρήση μίας συνάρτησης που εφαρμόζει με τον καλύτερο τρόπο τα δεδομένα των χρονοσειρών είναι η ποιο αρμόζουσα λύση για ανάλυση επειδή εξασφαλίζει την απαραίτητη απομάκρυνση του φωτομετρικού και του παρατηρησιακού θορύβου και ταυτοχρόνως συμβαδίζει με την φυσική των διπλών συστημάτων. Υπάρχουν πολλές τέτοιες μέθοδοι: ανάλυσης, αλλά αρχικά ο Καλημέρης επέλεξε το πολυώνυμο ελαχίστου τετραγώνου φιττινγ με Chebyshev ή Legendre πολυώνυμα, κυρίως επειδή είναι εύκολο να καταλάβουμε τα αποτελέσματα και έχουν πολύ καλή συμπεριφορά σε δύσκολα σημεία του διαγράμματος Ο-Κ<sup>2</sup> και φυσικά στον τρόπο που χειρίζεται τα σφάλματα.

Ωστόσο πρέπει να εστιάσουμε την προσοχή μας αλλού. Είναι η ανεξαρτησία της μεθόδου που χρησιμοποιείται στην τοποθέτηση τις χρονοσειράς. Το μοντέλο ανάλυσης που πρότεινε ο Καλημέρης είναι ανεξάρτητη και αποδέχεται ευρέως μεθόδους όπως ARMA (Autoregressive moving model) ή μετασχηματισμούς Fourier για να βρούμε το φάσμα των χρόνων σειράς. Φυσικά υπάρχει μόνο ένας περιορισμός. Κάθε μέθοδος fitting που κάποιος χρησιμοποιεί στην ανάλυση πρέπει να συμφωνεί με την φυσική των διπλών αστέρων γενικότερα. Έτσι λοιπόν από τώρα και στο εξής θα σας παρουσιάσω την έκδοση του μοντέλου Καλημέρη με μια διαδικασία fitting που χρησιμοποιεί τα πολυώνυμα ελαχίστων τετραγώνων.

Μια πολυωνυμική περιγραφή των χρονοσειρών δίνεται από την εξίσωση :

$$S_m(E) = c' \sum_{j=1}^m c_j \prod_j (E') \quad (2.2)$$

Ένα σύνηθες πρόβλημα με αυτή την μέθοδο προσαρμογής είναι ότι πολλές φορές δεν μπορεί να περιγράψει όλα τα δεδομένα με μόνο ένα πολυώνυμο. Ο τρόπος με τον οποίο πρέπει να χειρίστομε αυτό το πρόβλημα είναι η τμηματική προσέγγιση. Τα τμήματα του διαγράμματος προσαρμόζονται κάθε φορά με διαφορετικά πολυώνυμα της μορφής 2.2.

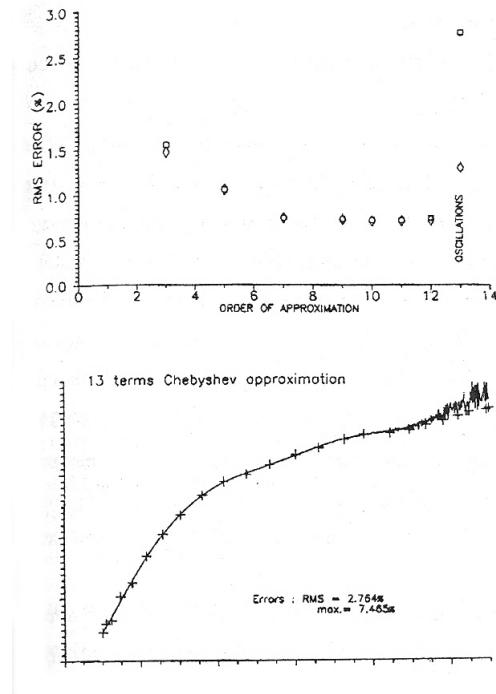
Στην εξίσωση 2.2  $\prod_j (E')$  είναι το j-polynomial Chebyshev ή Legendre και  $E'$  είναι ο κανονικός τροχιακός κύκλος που περιγράφεται ως  $E' = E/c'$  όπου  $c'$  είναι μια σταθερά που επιλέγεται ελεύθερα με τέτοιο τρόπο ώστε  $N/c' < 1$  όπου  $N = E_{max} - E_{min}$  και  $E_{max}, E_{min}$  είναι το μέγιστο και το

<sup>2</sup>Σημεία με πολύ γρήγορες αλλαγές στην κλίση

ελάχιστο του τροχιακού κύκλου που ένα διάγραμμα O-C καλύπτει. Ο παραπάνω μετασχηματισμός των συντεταγμένων του χρόνου είναι απαραίτητος επειδή Chebyshev και Legendre πολυώνυμα περιγράφονται μόνο για  $-1 \leq x \leq 1$ . Οι συντελεστές  $c_j$  υπολογίζονται από την θεωρία ελαχίστων τετραγώνων, έτσι μετά από τους απαραίτητους υπολογισμούς η εξίσωση 2.2 μπορεί να γραφεί ως :

$$\Delta T(E) \equiv S_m(E) = c' \sum_{j=1}^m c_j E'^j \quad (2.3)$$

Όπου  $\Delta T(E)$  θα είναι το καλύτερα προσαρμοσμένο πολυώνυμο ενός διαγράμματος O-C ως συνάρτηση ενός τροχιακού κύκλου  $E$ . Ο βαθμός του πολυωνύμου που χρησιμοποιείται μπορεί να επιλεγεί απλά κοιτώντας το διάγραμμα εννοώντας το σφάλμα του τετραγώνου ( $\epsilon_{rms}$  φιγυρε 2.2). Εδώ πρέπει να επισημάνουμε κάτι πολύ σημαντικό. Δεν υπάρχει νόημα το  $\epsilon_{rms}$  να γίνει μικρότερο από τον κατώτατο θόρυβο ενός διαγράμματος O-C, και δεύτερον δεν υπάρχει μέγιστη τιμή του  $m$  ώστε το πολυώνυμο να γίνει ασταθές και φαίνεται να έχουμε σπινθηρισμούς αυξανόμενης έντασης. Αυτό φαίνεται καθαρά στο σχήμα 2.2. Όταν τέτοιες ταλαντώσεις ξεκινούν πριν  $\epsilon_{rms}$  ισούται με τον κατώτατο θόρυβο<sup>3</sup>, τότε η μέθοδος τμηματικής προσέγγισης είναι υποχρεωτική. Αν η τμηματική προσέγγιση χρησιμοποιηθεί τότε πρέπει να



Σχήμα 2.2: Συμπεριφορά του μέσου τετραγωνικού σφάλματος ( $\epsilon_{rms}$ ) ως συνάρτηση της τάξης  $m$  του πολυωνύμου Chebyshev

είμαστε πολύ προσεκτικοί για να μην κάνουμε λάθος στην φυσική του διπλού συστήματος. Για να μην συμβεί αυτό πρέπει να συνδέουμε πεις του διαγράμματος με κυβικές spline. Σε κάθε σημείο σύνδεσης

<sup>3</sup>Φωτομετρικός και Παρατηρησιακός Θόρυβος για περισσότερα δείτε 1.3

έχουμε τους περιορισμούς:

$$\frac{d\Delta T_j(E)}{dE} = \frac{d\Delta T_{j+1}(E)}{dE} \quad (2.4)$$

και

$$\frac{d^2\Delta T_j(E)}{dE^2} = \frac{d^2\Delta T_{j+1}(E)}{dE^2} \quad (2.5)$$

Αυτοί οι περιορισμοί 2.4, 2.5 όπως έχω πει είδη ικανοποιούνται από μια κυβική spline σύνδεση.

**Το Μοντέλο Ανάλυσης O-C Καλημέρη** Αφού έχω περιγράψει την διαδικασία εφαρμογής των ελαχίστων τετραγώνων με πολυώνυμα Chebyshev ή Legendre σε δεδομένα O-C διπλών επαφής, τώρα πρέπει να περιγράψω τον πυρήνα (ανεξάρτητο από την διαδικασία fitting) του μοντέλου Καλημέρη. Το κυριότερο πράγμα που φάχνουμε κατά την ανάλυση των διαγραμμάτων O-C είναι η συνάρτηση  $P(E)$ . Έχοντας είδη βρει την συνάρτηση  $\Delta T(E)$  που μας δίνει τις διαφορές O-C σε κάθε τροχιακό κύκλο  $E$  έχουμε προφανώς την εξίσωση :

$$O(E) = C(E) + \Delta T(E) \quad (2.6)$$

χρησιμοποιώντας την παραπάνω εξίσωση και γνωρίζοντας την έκφραση της παρατηρούμενης τιμής του τροχιακής περιόδου <sup>4</sup> καταλήγουμε στο ότι η συνάρτηση  $P(E)$  κατά τον τυχαίο κύκλο  $E$  δίνεται από :

$$P(E) = O(E) - O(E-1) = [C(E) + \Delta T(E)] - [C(E-1) - \Delta T(E-1)] \Rightarrow \\ P(E) = \left\{ [T_0 + (E - E_{min})P_e] + \Delta T(E) \right\} - \left\{ [T_0 + (E - 1 - E_{min})P_e] + \Delta T(E-1) \right\} \Rightarrow$$

$$P(E) = P_e + \Delta T(E) - \Delta T(E-1) \quad (2.7)$$

Η εξίσωση 2.7 είναι μια γενική έκφραση που δίνει την παρατηρούμενη τιμή της τροχιακής περιόδου , ανεξάρτητα από την μέθοδο περιγραφής που χρησιμοποιείτε για την ανάλυση των διαγραμμάτων O-C μέσω μιας διαδικασίας fitting. Μέσω της εξίσωσης 2.7 μπορούμε να βρούμε τον ρυθμό της αλλαγής της τροχιακής περιόδου σε κάθε τροχιακό κύκλο. Θα είναι :

$$\dot{P}(E) = \Delta T(E) - 2\Delta T(E-1) + \Delta T(E-2) \quad (2.8)$$

Η παραπάνω εξίσωση είναι επίσης γενική, έτσι στην συγκεκριμένη μας περίπτωση που χρησιμοποιήσαμε την μέθοδο ελαχίστων τετραγώνων για την περιγραφή των χρονοσειρών, η εξίσωση 2.8 θα είναι :

$$\dot{P}(E) = \frac{dP}{dE} = \frac{1}{c'} \left[ \sum_{k=0}^{m-1} (k+1)c_k E'^k - \sum_{k=0}^{m-1} (k+1)c_{k+1} \left( \frac{E-1}{c'} \right)^k \right] \quad (2.9)$$

Ωστόσο με την εξίσωση 2.7 και 2.8 μπορούμε να υπολογίσουμε την διακύμανση της τροχιακής περιόδου κάθε διπλού συστήματος, φυσικά μέσα στα όρια του παρατηρησιακού και του φωτομετρικού ύσορύβου.

<sup>4</sup>Η τροχιακή περίοδος χαρακτηρίζεται ως ο χρόνος μεταξύ δύο ελαχίστων της καμπύλης φωτός του ίδιου είδους. Εννοώντας τον χρόνο μεταξύ των δύο κύριων ή δευτερευουσών εκλείψεων.

### 2.3.2 Διαχείριση Θορύβου με πολυώνυμα Chebyshev στο Μοντέλο Καλημέρη

Στην προηγούμενη παράγραφο αναφέρθηκε ότι το μοντέλο του Καλημέρη είναι ανεξάρτητο της μεθόδου που χρησιμοποιείται για το fitting στα δεδομένα των χρονοσειρών ενός διαγράμματος O-C. Αλλά η μέθοδος των ελαχίστων τετραγώνων με ένα πολυώνυμο Chebyshev προτιμήθηκε για συγκεκριμένους λόγους. Αυτοί είναι ότι με αυτό τον τύπο πολυωνύμων υπάρχει ένας πολύ ωραίος τρόπος για την διαχείριση του φωτομετρικού και παρατηρησιακού θορύβου<sup>5</sup>.

Μπορεί να αποδειχθεί ότι η μέθοδος ελαχίστων τετραγώνων με ένα πολυώνυμο Chebyshev είναι ιδανική για την τμηματική ανάπτυξη των σειρών Fourier. Ωστόσο η εξίσωση 2.2 μπορεί να γραφεί :

$$S_m(x) = \frac{\alpha_0}{2} + \sum_{k=1}^m \alpha_k T_k(x) = \frac{\alpha_0}{2} + \sum_{k=1}^m \alpha_k \cos(k\theta) \quad (2.10)$$

Όπου  $S_m(x)$  είναι το fitting ελαχίστων τετραγώνων για τα δεδομένα. Η παραπάνω ιδιότητα των πολυωνύμων Chebyshev μας επιτρέπει το φιλτράρισμα του φωτομετρικού θορύβου, αποκόπτοντας τους όρους της παραγόμενης σειράς, που έχουν συχνότητα μεγαλύτερη ή ίση με  $v_s$ . Όπου  $v_s$  είναι η συχνότητα του φωτομετρικού θορύβου και ισούται με  $v_s = \frac{\Delta P}{P}$ .

## 2.4 Ύπαρξη ενός Τρίτου Σώματος στο Διπλό Σύστημα

Η ίπαρξη ενός τρίτου σώματος σε τροχιά γύρω από το διπλό σύστημα που βρίσκεται σε έκλειψη, εισάγει έναν αρμονικό όρο στο διάγραμμα O-C εξαιτίας του φαινόμενου χρόνο φωτός. Μια τέτοια διαταραχή μπορεί να εντοπισθεί με δύο τρόπους :

- Μέσω των υπολοίπων που σχηματίστηκαν μεταξύ των διαφορών O-C και του καλύτερα προσαρμοσμένου πολυωνύμου  $\Delta T(E)$ . Σε απλές περιπτώσεις, αυτά τα υπόλοιπα σχηματίζουν μια ημιτονοειδή καμπύλη. Το πλάτος και η συχνότητα τέτοιων όρων χρησιμοποιούνται για την εύρεση της συνάρτησης μάζας  $f(m)$ .
- μέσω από μία ανάλυση του φάσματος της συνάρτησης της περιόδου  $P(E)$ . Η πρώτη μέθοδος είναι πολύ συνήθης και ακριβής όποτε γραμμικοί όροι ταιριάζουν στις παρατηρήσεις.

Ωστόσο, σπάνια ένα διάγραμμα O-C μπορεί να περιγράψει ολόκληρο τόσο εύκολα χωρίς απώλεια σημαντικών πληροφοριών. Γενικά, πολυώνυμα υψηλού βαθμού πρέπει να χρησιμοποιούνται για να περιγράψουν όσο το δυνατόν καλύτερα τις λεπτομέρειες των διαγραμμάτων O-C. Όταν το φαινόμενο χρόνου φωτός δεν μπορεί να περιγράψει από τα πολυώνυμα ελαχίστων τετραγώνων, εισάγεται στο διάγραμμα των υπολοίπων. Ωστόσο, ένα πρόβλημα παρουσιάζεται κάθε φορά ένα πολυώνυμο ελαχίστου τετραγώνου πλησιάζει το φαινόμενο χρόνου φωτός<sup>6</sup>. Τότε το πολυώνυμο  $\Delta T(E)$  προσβάλλεται από το φαινόμενο

<sup>5</sup>Ο φωτομετρικός θόρυβος έχει τυπικές τιμές της τάξης  $\varepsilon_{phot} \leq 0.01d$  για διαγράμματα O-C διπλών αστέρων επαφής.

<sup>6</sup>Γίνεται εύκολα όταν οι παρατηρήσεις καλύπτουν ένα χρονικό διάστημα που μπορεί να συγκριθεί με την τροχιακή περίοδο του τρίτου σώματος, ή όταν η τροχιακή περίοδος του συστήματος υπόκεινται σχετικά γρήγορες και συνεχείς αλλαγές όπως συμβαίνει στα διπλά συστήματα επαφής

χρόνου φωτός που απευθείας διαταράσσει την μορφή της συνάρτησης  $P(E)$ . Αυτό, σημαίνει ότι η συνάρτηση  $P(E)$  μπορεί να μας δείξει πλασματικές αλλαγές λόγω του φαινόμενου χρόνου φωτός, επίσης αυτό το φαινόμενο δεν έχει να κάνει τίποτα με τις αλλαγές στην τροχιακή περίοδο. Στην συνέχεια θα εξετάσουμε τον τρόπο που το φαινόμενο χρόνου φωτός επηρεάζει την συνάρτηση  $P(E)$ .

Την ποινήτομε ότι μία καμπύλη O-C περιέχει το φαινόμενο χρόνου φωτός, που γενικά μπορεί να περιγραφή από σειρές Fourier :

$$\sum_{j=0}^{\infty} \left[ \alpha_j \sin(f_j E) + b_j \cos(f_j E) \right] \quad (2.11)$$

Χρησιμοποιώντας την εξίσωση 2.11 μπορούμε να βρούμε την μορφή της  $P(E)$ , ξεχωριστά από τις συνθήκες των πολυωνύμων, σαν:

$$P(E) = P_e \sum_{j=0}^{\infty} \left[ \alpha_j (1 - \cos f_j) - b_j \sin f_j \right] \sin(f_j E) + \sum_{j=0}^{\infty} \left[ b_j (1 - \cos f_j) - \alpha_j \sin f_j \right] \cos(f_j E) \quad (2.12)$$

Συγκρίνοντας τις εξισώσεις 2.11 και 2.12 μπορούμε να δούμε ότι, όπως αναμένεται, κάθε αρμονικό όρο στην εξίσωση 2.11 δημιουργεί έναν αρμονικό όρο στην 2.12 της ίδιας συχνότητας  $f_j$ , αλλά με διαφορετική ένταση. Ο μη μεταβαλλόμενος χαρακτήρας της συχνότητας σημαίνει ότι κάθε αρμονικός όρος της καμπύλης O-C θα είναι επίσης εμφανείς στο φάσμα της περιοδικής συνάρτησης  $P(E)$ . Στην απλή περίπτωση όπου η τροχιά του τρίτου σώματος είναι κυκλική και συνεπίπεδη στην τροχιά του συστήματος επαφής, το φαινόμενο χρόνου φωτός μπορεί να προσδιοριστεί από έναν απλό ορό ημιτόνου, έτσι ωστε η  $\Delta T(E)$  γίνεται (ξεχωριστά από κάθε πολυωνυμικό όρο) :

$$\Delta T(E) = \alpha \sin(f E) = \alpha \sin\left(\frac{2\pi i}{T} E\right) \quad (2.13)$$

όπου ότι η ένταση του φαινόμενου χρόνου φωτός είναι  $\alpha$  και η τροχιακή περίοδος του τρίτου σώματος είναι  $T$ . Τότε, σύμφωνα με την 2.12 η περίοδος της συνάρτησης  $P(E)$  του συστήματος θα περιέχει τον περιοδικό όρο :  $\alpha(1 - \cos f) \sin(f E) + \alpha \sin f \cos(f E)$ . Διδόμενου του φάσματος της  $P(E)$  που δείχνει την ένταση του ημιτόνου σε διαφορετικές συχνότητες, συμπεραίνουμε ότι κάθε φαινόμενο χρόνου φωτός έντασης  $\alpha$  και περιόδου  $T$  θα παράγει μια φασματική γραμμή έντασης  $\Delta P = \alpha(1 - \cos f)$  σε μία συχνότητα  $f$ . Τότε, η προφανής τροχιακή διάσταση της μεταβαλλόμενης κίνησης γύρω από το κέντρο μάζας του τριπλού συστήματος είναι :

$$\alpha \sin i = c \frac{\Delta P}{(1 - \cos f)} \quad (2.14)$$

Συνεπώς, η συνάρτηση της μάζας θα είναι:

$$f(m) = \frac{(\alpha \sin i)^3}{T^2} = \frac{(M_3 \sin i)^3}{(M_1 + M_2 + M_3)^2} \quad (2.15)$$

και φυσικά μπορεί να λυθεί για την μάζα του τρίτου σώματος  $M_3$ .

Όπως είναι προφανές με μια πολύ μικρή αριθμητική ανάλυση, τρίτα σώματα με πολύ μικρές μάζες είναι ικανά να εξηγήσουν τα στοιχεία του φάσματος από τυπικούς διπλούς αστέρες επαφής του είδους W

Uma. Οι μικρές τιμές του  $M_3$  είναι αποτέλεσμα πολύ μικρών τιμών της συνάρτησης  $f(m)$ . Σε μερικές περιπτώσεις, η απαιτούμενη μάζα του τρίτου σώματος είναι της τάξης των 0.2 μαζών Δία που βέβαια δεν είναι δυνατόν να ανακαλυφθεί με τα σημερινά τεχνολογικά μέσα. Έτσι λοιπόν πρέπει να προσέχουμε με τέτοιες ερμηνείες των παρατηρησιακών μας δεδομένων.

## Κεφάλαιο 3

# Ανάλυση Παρατηρησιακών Δεδομένων

Σε αυτό το κομμάτι χρησιμοποιώ την μέθοδο Καλημέρη σε δεδομένα που συλλέχθηκαν για το συστήμα ER Ori. Αρχικά συλέχθηκαν όσο το δυνατόν περισσότερες τιμές ελαχίστου χρόνου από την βιβλιογραφία. Στην συνέχεια υπολογίστηκαν οι τιμές O-C με πρόγραμμα Fortran που αναπτύχθηκε για αυτο τον σκοπό. Αφου πλέον είχε υπολογιστεί το διάγραμμα O-C ακολουθήθηκε η μέθοδος Καλημέρη, κάνοντας μη γραμμικό fitting με πολυώνυμα, με την χρήση του προγράμματος Gnuplot και τελικά υπολογίζοντας την συμπεριφορά της περιόδου του υπό μελέτη άστρου.

### 3.1 ER Ori

Ο αστέρας ER-Ori είναι ένας τυπικός εκπρόσωπος της κατηγορίας των διπλών συστημάτων επαφής. Έχει περίοδο  $\approx 0.42$  ημέρες και παρατηρήται ήδη από την δεκαετία του 30. Συνεπώς υπάρχουν αρκετές παρατηρήσεις και μπορούμε με ευκολία να συμπεράνουμε για κάποια χαρακτηριστικά της συμπεριφοράς του. Επίσης είναι φασματικού τύπου G1V και οι συντεταγμένες του στον ουράνιο θόλο είναι :

- $Ra : 05h11m14s$
- $Dec : -08d33m24s$

Στο σχήμα 3.1 φαίνεται το πεδίο του αστέρα όπως έχει παρατηρηθεί από τον γράφοντα.

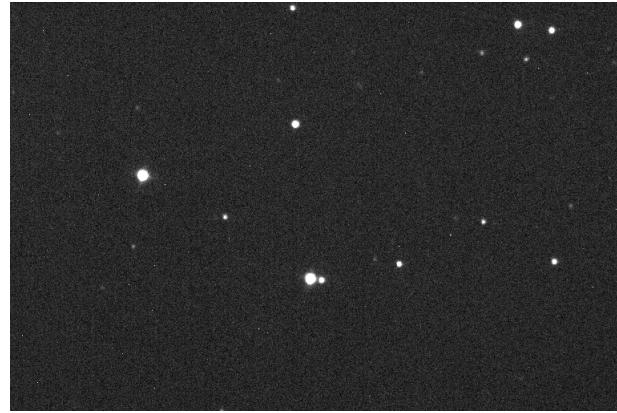
Η γραμμική εφημερίδα που χρησιμοποιήθηκε για των υπολογισμό των τιμών O-C είναι η :

$$\text{MinI} = \text{JD Hel } 2443090.5300 + 0.423399431E.$$

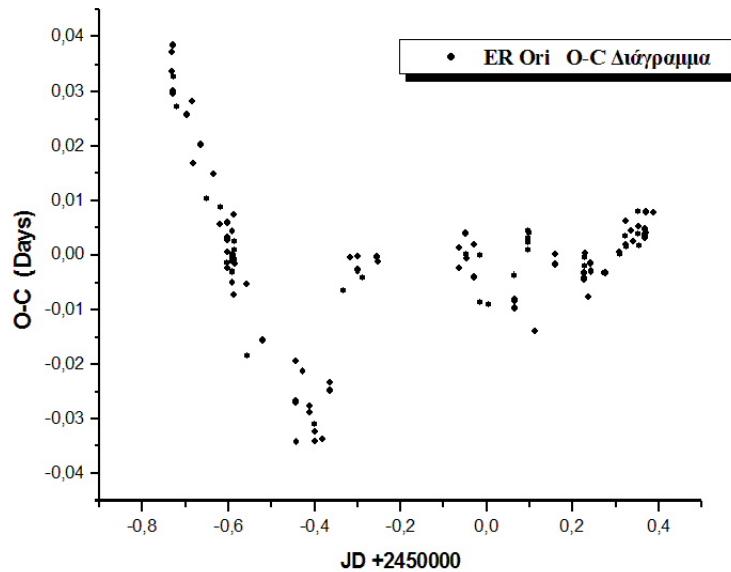
Στα σχήματα 3.2, 3.3 και 3.4 φαίνονται αντίστοιχα το διάγραμμα O-C το μη γραμμικό fitting και τελικά η συνάρτηση  $P(E)$ . Όπως ήδη έχει ειπωθεί, στην περίπτωση που δεν είναι δυνατή η περιγραφή από ένα πολυώνυμο ολόκληρου του διαγράμματος O-C τότε αναγκαστικά θα πρέπει να γίνει τμηματικά και τα τμήματα να ενωθούν με μια κυβική spline.

Στην περίπτωση του ER-Ori τελικά αυτό δεν ήταν αναγκαίο μιας και ένα πολυώνυμο περιέγραψε την καμπύλη ικανοποιητικά. Στο μόνο σημείο που πιθανόν θα χρειαζόταν τέτοιου είδους ανάλυση είναι στο κένο από τον τροχιακό κύκλο  $-15000$  έως τον κύκλο  $0$  περίπου. Κάνοντας την αντίστοιχη τμηματική

ανάλυση τελικά φάνηκε οτι δεν προσφέρει τίποτα παραπάνω και άρα προτιμήθηκε η πιο απλή με ένα και μόνο πολυώνυμο.



Σχήμα 3.1: Το Πεδίο του ER Ori (14.5x9.6 arcmin).



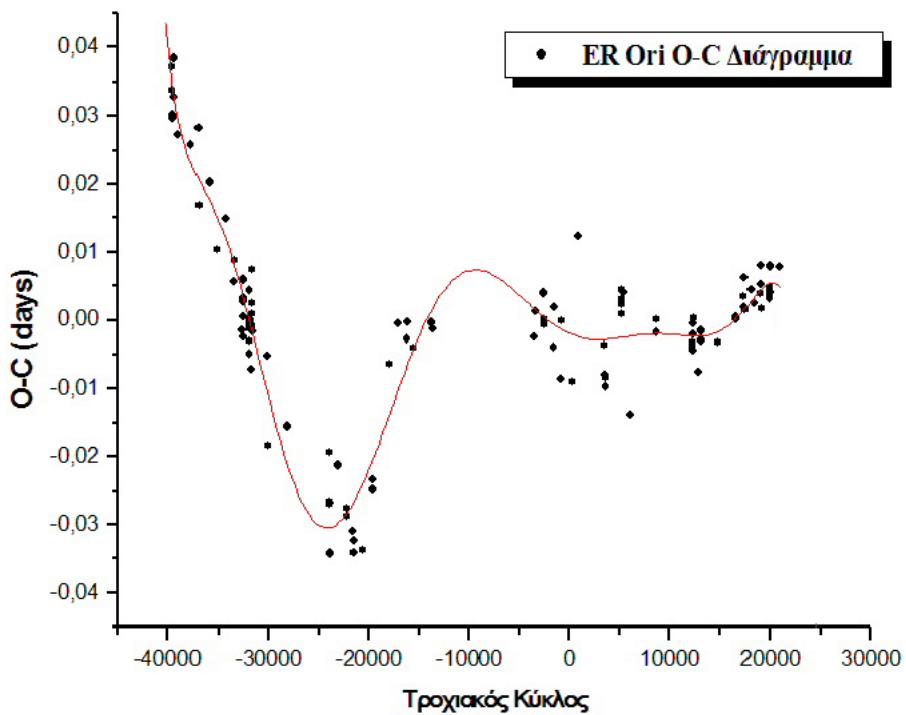
Σχήμα 3.2: Το O-C Διάγραμμα του ER Ori.

Για την διαδικασία fitting έγινε χρήση ενός πολυωνύμου 11 βαθμού. Το πολυώνυμο είναι :

$$\Delta(E) = aE^{11} + bE^{10} + cE^9 + dE^8 + eE^7 + wE^6 + zE^5 + fE^4 + kE^3 + pE^2 + hE + m \quad (3.1)$$

Στην συνέχεια μέσω της εξίσωσης 2.7 :

$$P(E) = P_e + \Delta T(E) - \Delta T(E - 1) \quad (3.2)$$



Σχήμα 3.3: Το O-C Διάγραμμα του ER Ori και το μη Γραμμικό fitting.

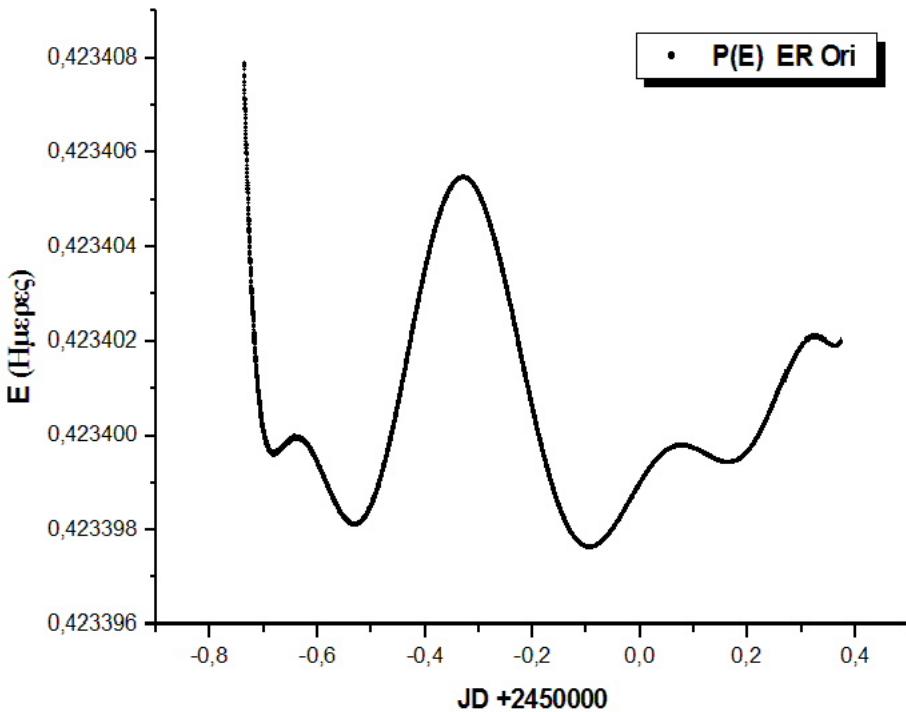
όπου  $P_e \approx 0.42$  εύκολα παίρνω την συνάρτηση  $P(E)$ . Οι συντελεστές που προέκυψαν από την διαδικασία είναι οι εξής :

$$\begin{aligned} a &= 865.0813, \quad b = 1417.2678, \quad c = 169.0928, \quad d = -690.0042, \quad e = -191.3116, \quad w = 136.3668, \\ z &= 32.9902, \quad f = -13.4859, \quad k = -1.2108, \quad p = 0.5151, \quad h = -0.0246, \quad m = -0.0024 \end{aligned}$$

Άρα τελικά η  $P(E)$  θα είναι :

$$P(E) = 0.42 + \Delta T(E) - \Delta T(E - 1) \quad (3.3)$$

Η συνάρτηση  $\Delta(E)$  είναι η κόκκινη γραμμή στο σχήμα 3.3 και όπως φαίνεται ακολουθεί αρκετά καλά τις μεταβολές O-C.



Σχήμα 3.4: Η Συνάρτηση  $P(E)$  του ER Ori.

Η τελική συμπεριφορά του ER-Ori φαίνεται στο σχήμα 3.4. Εύκολα παρατηρώ οτι οι μικρότερες μεταβολές που ανιχνεύονται είναι της ταξης των 0.2 sec. Η μεγαλύτερη μεταβολή αντίστοιχα είναι  $\approx 0.6$  sec. Φαίνεται ξεκάθαρα πόσο ευαίσθητη είναι η μέθοδος Καλημέρη στην ανίχνευση μεταβολών που παλαιότερα θα περνούσαν απαρατήρητες.

Ο ER-Ori όπως τελικά αποδείχθηκε παρουσιάζει μια περιοδική συμπεριφορά. Στο χρονικό διάστημα που υπάρχουν παρατηρήσεις φαίνεται να υπόκεινται σε τουλάχιστον δύο περιοδικές διεργασίες. Η πρώτη που είναι και η βραχυχρόνια προκαλεί τις μικρές διακυμάνσεις εύρους 0.2 sec. Η δεύτερη διεργασία προκαλεί την ευρύτερη διαμόρφωση του διαγράμματος και του δίνει την παραβολική μορφή.

Η διακύμανση των 0.6 sec πιθανών να προκαλείτε από ένα τρίτο μηχανισμό που μπορεί να μην είναι περιοδικός. Βέβαια για την αποσαφήνηση του γεγονότος αυτού θα πρέπει να γίνουν πολλές ακόμα παρατηρήσεις για μερικές τουλάχιστον δεκαετίες.

## Κεφάλαιο 4

# Αποτελέσματα και Συμπεράσματα

### 4.1 Μελλοντική Εργασία

Μελλοντική εργασία που θα μπορούσε να γίνει είναι η ανάλυση με την καινούργια μέθοδο περισσότερων συστημάτων έτσι ώστε να μπορούμε να βγάλουμε συμπεράσματα για την φυσική των διπλών συστημάτων επαφής. Μέχρι τώρα η μέθοδος ανάλυσης ήταν λαθασμένη και συνεπώς αρκετές πεποιθήσεις σίγουρα είναι και αυτές λάθος.

Με την μέθοδο Καλημέρη από την στιγμή που είναι αυτοσυνεπής και δεν παραβαίνει κάποιο μαθηματικό ή φυσικό νόμο, σίγουρα θα μπορέσει να μας δώσει μια άλλη αλλά και πιο σωστή οπτική γωνία όχι μόνο των συστημάτων επαφής αλλά και όλων των διπλών αστέρων για τους οποίους υπάρχουν διαγράμματα O-C.

## Μέρος II

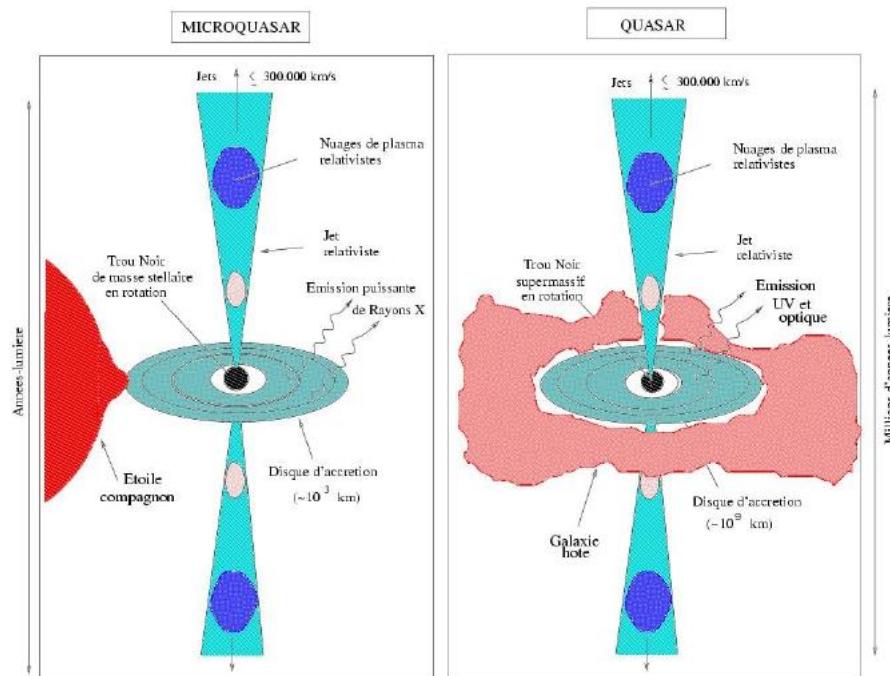
Φωτομετρία και Ανάλυση Fourier του SS433

# Κεφάλαιο 1

## Εισαγωγή στα Microquasars

Τι είναι ένα microquasar και γιατί έχει αυτό το όνομα; Πολλοί άνθρωποι όταν ακούν το όνομα του σκέψητονται ένα εξωγαλαξιακό αντικείμενο που ονομάζεται απλά quasar. Απλά νομίζουν ότι είναι μια υποκατηγορία των quasar, αλλά η αλήθεια είναι τελείως διαφορετική.

Στην πραγματικότητα τα microquasars είναι διπλά συστήματα που βρίσκονται μέσα στον γαλαξία μας. Έχουν ένα δίσκο προσαύξησης, ο οποίος θερμαίνεται από μάζα που πέφτει και η οποία προέρχεται από ένα θερμό συνοδό άστρο. Και τα quasars και τα microquasars, έχουν κοινά χαρακτηριστικά στο φάσμα τους και γι' αυτό τα ονόματα τα τους μοίαζουν. Κατά κάποιο τρόπο ένα microquasar είναι μια μικρή εκδοχή ενός quasar, μόνο όμως στα παρατηρούμενα χαρακτηριστικά και όχι κατ' ουσίαν. Στο σχήμα 1.1



Σχήμα 1.1: Διαφορές microquasar και quasar

φαίνονται οι διαφορές των δύο.

Η κυριότερη ομοιότητα τους αλλά την ίδια στιγμή και η κυριότερη διαφορά τους, είναι η μελανή οπή τους. Στα quasars είναι πολύ μεγάλη και της τάξης των μερικών χιλιάδων ηλιακών μαζών, σε αντίθεση με τα microquasars τα οποία η δικία τους μάυρη οπή είναι της τάξης μόνο μερικών ηλιακών μαζών. Αυτό

Object Name	RA (J2000.0)	Dec. (J2000.0)	Type
<b>LS 1 61°303 (V615 Cas)</b>	02 <sup>h</sup> 40 <sup>m</sup> 31.7 <sup>s</sup>	+61° 13' 46"	HMXB
<b>XTE J0421+560 (CI Cam)</b>	04 <sup>h</sup> 19 <sup>m</sup> 42.2 <sup>s</sup>	+55° 59' 58"	HMXB
<b>XTE J1118+480 (KV UMa)</b>	11 <sup>h</sup> 18 <sup>m</sup> 10.9 <sup>s</sup>	+48° 02' 13"	LMXB
Circinus X-1 (BR Cir)	15 <sup>h</sup> 20 <sup>m</sup> 40.9 <sup>s</sup>	-57° 10' 01"	LMXB
XTE J1550-564 (V381 Nor)	15 <sup>h</sup> 50 <sup>m</sup> 58.7 <sup>s</sup>	-56° 28' 36"	LMXB
<i>Scorpius X-1 (V818 Sco)</i>	16 <sup>h</sup> 19 <sup>m</sup> 55.1 <sup>s</sup>	-15° 31' 15"	LMXB
GRS J1655-40 (V1033 Sco)	16 <sup>h</sup> 54 <sup>m</sup> 00.1 <sup>s</sup>	-39° 50' 45"	LMXB
GX 339-4 (V821 Ara)	17 <sup>h</sup> 02 <sup>m</sup> 49.5 <sup>s</sup>	-48° 47' 23"	LMXB
XTE J1748-288	17 <sup>h</sup> 48 <sup>m</sup> 05.1 <sup>s</sup>	-28° 28' 26"	LMXB
1E1740.7-2942 (Great Annihilator)	17 <sup>h</sup> 44 <sup>m</sup> 02.7 <sup>s</sup>	-29° 43' 25"	LMXB
GRS 1758-258	18 <sup>h</sup> 01 <sup>m</sup> 12.3 <sup>s</sup>	-25° 44' 36"	LMXB
V* V4641 Sgr (XTE J1819-254)	18 <sup>h</sup> 19 <sup>m</sup> 21.6 <sup>s</sup>	-25° 24' 25"	LMXB
<i>LS 5039</i>	18 <sup>h</sup> 26 <sup>m</sup> 15.0 <sup>s</sup>	-14° 50' 54"	HMXB
<b>SS 433 (V1343 Aql)</b>	19 <sup>h</sup> 11 <sup>m</sup> 49.6 <sup>s</sup>	+04° 58' 58"	HMXB
<b>GRS 1915+105 (V1487 Aql)</b>	19 <sup>h</sup> 15 <sup>m</sup> 11.5 <sup>s</sup>	+10° 56' 44"	LMXB
<b>Cygnus X-1 (V1357 Cyg)</b>	19 <sup>h</sup> 58 <sup>m</sup> 21.7 <sup>s</sup>	+35° 12' 06"	HMXB
<b>Cygnus X-3 (V1521 Cyg)</b>	20 <sup>h</sup> 32 <sup>m</sup> 26.6 <sup>s</sup>	+40° 57' 09"	HMXB

Σχήμα 1.2: Μια Μικρή Λίστα Γνωστών Microquasar

το γεγονός έχει ένα άμεσο αποτέλεσμα στις θερμοκρασίες και στο μέγεθος των jet που διαθέτουν, με τα quasars φυσικά να τα έχουν πολύ μεγαλύτερα. Με τα quasars έχουμε jet τα οποία εκτείνονται σε αποστάσεις αρκετών ετών φωτός σε αντίθεση με αυτά των microquasars τα οποία έχουν μέγεθος μόνο μερικών ετών φωτός. Στο σχήμα 1.2 φαίνεται μια λίστα μερικών γνωστών microquasar στον γαλαξία μας.

Είναι ξεκάθαρο ότι το όνομα microquasar έχει επιλεγεί για ένα και μόνο σκοπό. Έτσι ώστε να ξεκαθαρίσει το γεγονός ότι η γνώση που θα αποκτηθεί μελετώντας τα microquasars μπορεί χωρίς πρόβλημα να εφαρμοστεί και στα quasars. Το γεγονός αυτό δεν δημιουργεί καποίο ιδιαίτερο πρόβλημα μιας και τα δύο είδη συστημάτων έχουν τον ίδιο τύπο αστροφυσικών jet.

## Κεφάλαιο 2

# Το Microquasar SS433

Ο SS433 ή αλλιώς V1343 Aql έιναι διάσημος ως η πρώτη σχετικιστική πήγη πιδάκων στον γαλαξία μας και υπερόχτια ως το πρότυπο microquasar. Ουσιαστικά είναι ένα διπλό σύστημα ενός συμπαγούς αντικειμένου, πιθανώς μιας μαύρης οπής, και ενος δότη αστέρα κατηγορίας A4. Παρουσιάζει jets και δίσκο προσαύξησης γύρω από μια μελανή οπή. Ο SS433 είναι γνωστός επίσης επειδή είναι το κέντρο του υπολείματος υπερχαϊνοφανής (SNR) W50. Έιναι ένα αρκετά μεταβλητό σύστημα και παρουσιάζει τις εξής περιοδικότητες :

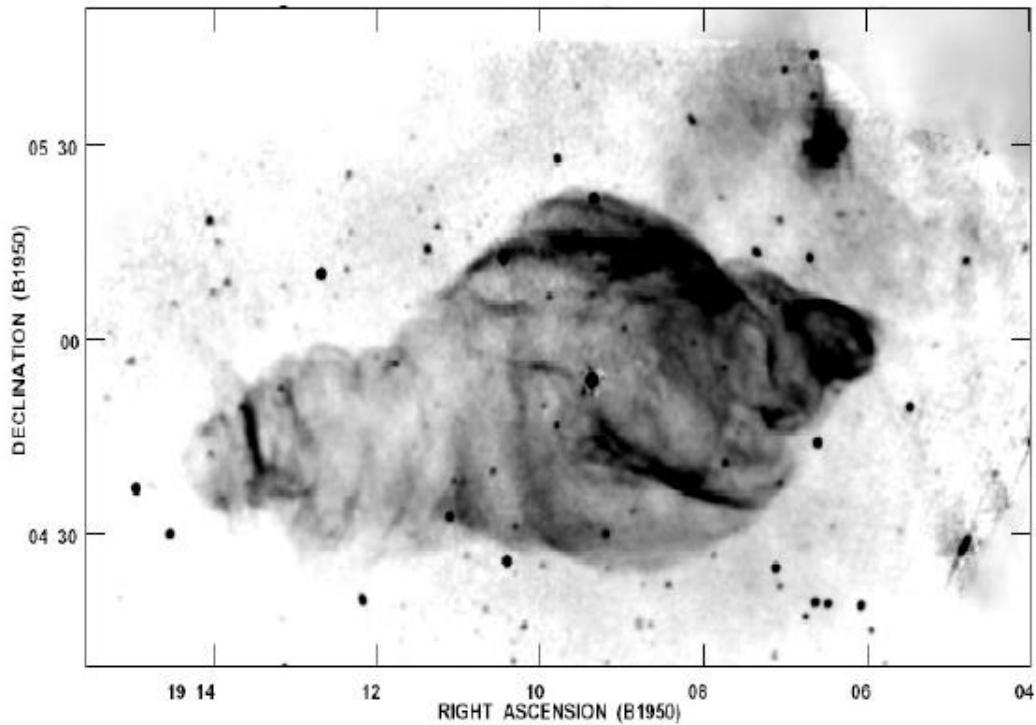
**Precessional** ( $P_{prec} = 162.5^d$ ) που είναι η περιοδική μετατόπιση Doppler των H, He, I, Fe γραμμών. Επίσης φαίνεται εύκολα και σε καμπύλες φωτός ακτίνων X. (A. M. Cherepashchuk et al., 2004)

**Τροχιακή** ( $P_{orb} = 13.082^d$ ) Παρατηρήται στα οπτικά, ραδιοφωνικά μήκη κύματος, όπως επίσης και στις ακτίνες X. Το σχήμα των καμπυλών φωτός στα οπτικά εξαρτάται πάρα πολύ από την φάση στην οποία βρίσκεται το σύστημα, όμως η περίοδος του παραμένει σταθερή για πάνω από 30 χρόνια τώρα. (A. M. Cherepashchuk et al., 2004)

**Κλόνησης** ( $P_{nut} = 6.28^d$ ) Η οποία παρατηρήται ως μια περιοδική απόκλιση από την πρώτη περίπτωση και μπορεί βέβαια να ανιχνευθεί και σε φωτομετρικά δεδομένα. Αυτή η περιοδικότητα παραμένει σταθερή για απάνω από 16 χρόνια τώρα. (A. M. Cherepashchuk et al., 2004) Το γεγονός που καθιστά το SS433 ξεχωριστό έγκειται στο ότι αντιπαράλληλες δέσμες πηγάζουν από το χώρο της πηγής με σχετικιστικές ταχύτητες. Ο λόγος για τον οποίο ήταν εξαιρετικό δημοφιλές στις αρχές του 1980 βασιζόταν στο ότι μέσω της μελέτης των αστροφυσικών πιδάκων ενός γαλαξιακού αντικειμένου θα ήταν δυνατή η πληρέστερη κατανόηση και εφαρμογή της ληφθείσας γνώσης στους εξωγαλαξιακούς αστροφυσικούς πιδάκες.

## 2.1 Το Κινηματικό Μοντέλο

Πριν επεκταθούμε και διεισδύσουμε με περισσότερες λεπτομέρειες στη μελέτη της συμπαγούς ραδιοφωνικής δομής του SS433 είναι απαραίτητο να εξηγήσουμε την πιο απλή μορφή του προτεινόμενου μοντέλου που περιγράφει τις πλήρεις κινητικές ιδιότητες της πηγής. Αυτό το μοντέλο της κίνησης (kinematic model) αποτελεί το πλέον χρήσιμο εργαλείο για την κατανόηση και τη μετέπειτα πρόβλεψη των κινήσεων



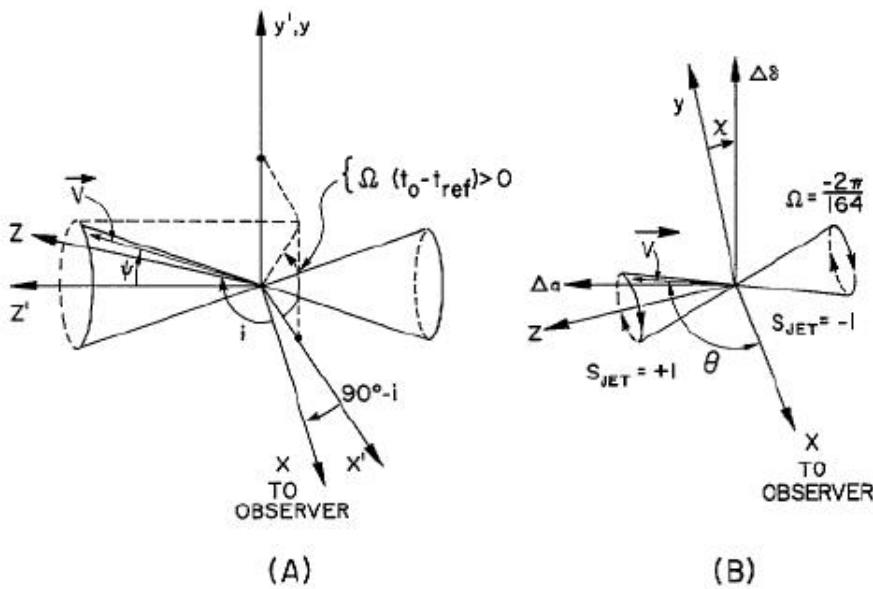
Σχήμα 2.1: Το υπόλειμα υπερκαινοφανή W50 και ο SS433

των εκπεμπόμενων πιδάκων. Συνεπώς, μπορούν να προβλεψθούν με μεγάλη ακρίβεια οι παρατηρούμενες ποσότητες, όπως είναι η περίοδος μετάπτωσης (precession period), το μέγεθος και άλλες. Τόσο το οπτικό, όσο το υπέρυθρο φάσμα του SS433 εμφανίζουν δύο σετ ισχυρά μετατοπισμένων γραμμών εκπομπής λόγω του φαινομένου Doppler. Αυτά τα συστήματα παρουσιάζουν μη συνεχείς αλλαγές στο μήκος κύματος με ημερήσια διαλείμματα. Οι μέγιστες παρατηρούμενες ακτινικές ταχύτητες αφορούν τιμές της τάξης των  $+50.000 Km/sec$  και  $+30.000 Km/sec$ .

Στο μοντέλο που μας απασχολεί, γίνεται η υπόθεση που θέλει της δύο μετατοπισμένες λόγω φαινομένου Doppler γραμμές αφορούν τις καλά κατευθυνόμενες αντιπαράλληλες δέσμες σωματιδίων. Η παρατηρούμενη περιοδική αλλαγή στην ακτινική ταχύτητα εξηγείται λαμβάνοντας υπ' όψη την περιστροφή γύρω από τον άξονα εκπομπής. Καθώς οι δέσμες είναι αντιπαράλληλες, η μία κινείται απομακρυνόμενη από τον παρατηρητή, ενώ η άλλη πλησιάζει τον παρατηρητή. Το εν λόγω μοντέλο προτάθηκε από τους Fabian και Rees ( 1979 ) και από τον Milgrom ( 1979 ). Εξάλλου για να έχουμε συμφωνία με τις παρατηρούμενες ακτινικές ταχύτητες θα πρέπει οι δέσμες να εμφανίζουν μία σχεδόν - σχετικιστική ταχύτητα  $0.26c$ . Στην απλούστερή του μορφή το μοντέλο που εξετάζουμε περιγράφεται πλήρως από 7 παραμέτρους οι οποίες έχουν ως ακολούθως :

- $i$  Η γωνία ανάμεσα στη διεύθυνση παρατήρησης και τον άξονα του κώνου που σχηματίζεται λόγω της μεταπτωτικής κίνησης. Είναι  $i < 90^{\circ}$  εξ' ορισμού.
- $\theta$  Το μέσο γωνιακό άνοιγμα του κώνου που οριοθετείται από τις δέσμες των σωματιδίων.

- $\psi$  Η γωνία θέσης του άξονα του κώνου καθώς προβάλλεται στο επίπεδο του ουρανού.
- $s$  Η παράμετρος που καθορίζει τη φορά μετάπτωσης της δέσμης, χρησιμοποιώντας  $s = 1$  δεξιόστροφη περιστροφή και  $s = -1$  για αριστερόστροφη.
- $v$  Η ταχύτητα της ύλης στις δέσμες.
- $\Pi$  Η περίοδος μετάπτωσης.
- $t_0$  Ο χρόνος στον οποίο η φάση της μετάπτωσης  $\psi(t)$  είναι μηδέν.



Σχήμα 2.2: Το Kinematic model του SS433.

Ακολουθεί εκτενέστερη ανάλυση, σκοπεύοντας στην παρουσίαση ενός τρισδιάστατου μοντέλου κίνησης των πιδάκων που απομακρύνονται σε αντίθετες διευθύνσεις με σταθερή ταχύτητα από την κεντρική περιοχή, το οποίο και θα υιοθετήσουμε. Έστω  $z'$  ο άξονας, σε σχέση με τον οποίο το διάνυσμα της ταχύτητας  $u$  που προσδιορίζει την κατεύθυνση της εκτίναξης περιστρέφεται κατά μία γωνία  $\psi$  με γωνιακή ταχύτητα  $\Omega$ . Ακόμη έστω  $y'$  ο άξονας ενός δεξιόστροφου συστήματος συντεταγμένων που βρίσκεται τοποθετημένο στο επίπεδο του ουρανού, και έστω ότι ο άξονας είναι παράλληλος στους  $y'$  και  $z'$ . Η αρχή αυτού του συστήματος συντεταγμένων αλλά και των οποιονδήποτε άλλων χρησιμοποιηθούν συμπίπτει με τη θέση του κεντρικού αντικειμένου του ΣΣ433. Για να αποφευχθεί η όποια σύγχυση ορίζονται οι παράμετροι  $S_{rot}$  (rotation sign parameter) και  $S_{jet}$  (jet sign parameter). Έτσι έχουμε  $S_{rot} = 2\pi/P$  με το  $S_{rot} = +1$  να σημαίνει δεξιόστροφη περιστροφή με περίοδο  $P$ . Η τιμή  $S_{jet} = +1$  αντιστοιχεί στην κίνηση των πιδάκων προς την κατεύθυνση του παρατηρητή (blueshift). Η γεωμετρία που συσχετίζει το σύστημα αναφοράς  $x' - y' - z'$  με το διάνυσμα  $u$  της ταχύτητας εικονίζεται στο σχήμα 2.2. Ακόμη εμφανίζεται ο  $x$ -άξονας που δείχνει προς τον παρατηρητή, σχηματίζοντας γωνία κλίσης  $i$  σε σχέση με

τον áξονα  $z'$ . Το σύστημα αναφοράς  $x - y - z$  λαμβάνεται ύστερα από μία περιστροφή κατά γωνία  $90 - i$  γύρω από τον áξονα  $y'$ .

Μιας και η γωνία  $\psi$  αντιστοιχεί σε μια από τις γωνιακές συνιστώσες ενός σφαιρικού πολικού συστήματος συντεταγμένων και η γωνία  $\Omega(t_0 - t_{ref})$  περιγράφει την áλλη γωνιακή συνιστώσα του διανύσματος  $u$  για χρόνο  $t_0$ , μετά από έναν χρόνο αναφοράς, όταν το διάνυσμα που καθορίζει τη διεύθυνση της εκπομπής κείται στο επίπεδο  $x' - z'$ , μπορούμε να γράψουμε :

$$u = s_{jet} \bar{u} [\sin \Psi \cos \Omega(t_0 - t_{ref}), \sin \Psi \sin \Omega(t_0 - t_{ref}, \cos \Psi)] \quad (2.1)$$

Οι προβολές του διανύσματος  $u$  στους áξονες  $x$ ,  $y$  και  $z$  του συστήματος συντεταγμένων έχουν ως ακολούθως :

$$\begin{aligned} u_x &= S_{jet} \bar{u} [\sin \Psi \sin i \cos \Omega(t_0 - t_{ref}) + \cos \Psi \cos i] \\ u_y &= S_{jet} \bar{u} [\sin \Psi \sin \Omega(t_0 - t_{ref})] \\ u_z &= S_{jet} \bar{u} [\sin i \cos \Psi - \cos i \sin \Psi \cos \Omega(t_0 - t_{ref})] \end{aligned} \quad (2.2)$$

Για να καταστεί δυνατή η περιγραφή των κανονικών κινήσεων, θα πρέπει ακόμη να περιστραφούν οι áξονες  $y$  και  $z$  κατά γωνία  $\chi$  ούτως ώστε ο νέος  $y$ -áξονας να δείχνει βόρεια ενώ ο νέος  $z$ -áξονας να δείχνει ανατολικά óπως χαρακτηριστικά φαίνεται στο Σχήμα (B), όπου ο νέος  $z$ -áξονας ονομάζεται  $\Delta\alpha$  και ο νέος  $y$ -áξονας ονομάζεται  $\Delta\delta$ . Ο ακριβής προσδιορισμός της θέσης των πιδάκων, η αίσθηση της περιστροφής αυτών, καθώς και οι υπόλοιπες γεωμετρικές παράμετροι είναι ενσωματωμένες στο Σχήμα (B). Η προβολή του διανύσματος  $u$  της ταχύτητας πάνω στους áξονες  $\Delta\alpha$  και  $\Delta\delta$  μας δίνει:

$$\begin{aligned} u_\alpha &= (\sin x) u_y + (\cos x) u_z \\ u_\delta &= (\cos x) u_y + (\sin x) u_z \end{aligned} \quad (2.3)$$

Έστω  $t_{eject}$ , ο χρόνος κατά τον οποίο ένα συγκεκριμένο ζευγάρι τμημάτων των πιδάκων του SS433, εκτινάσσεται από το κεντρικό αντικείμενο. Τότε οι παρατηρούμενες κανονικές κινήσεις αυτών των τμημάτων πιδάκων σε έναν μεταγενέστερο χρόνο  $t_0$  περιγράφονται από την ακόλουθη σχέση :

$$\mu_\alpha = \frac{u_\alpha(t_0 - t_{eject}) / \cos \delta}{d(1 - u_x/c)} \quad (2.4)$$

και

$$\mu_\delta = \frac{u_\delta(t_0 - t_{eject})}{d(1 - u_x/c)} \quad (2.5)$$

όπου  $c$  είναι η ταχύτητα του φωτός,  $d$  η απόσταση του αντικειμένου, ενώ ο áλλος παράγοντας που εμφανίζεται σε κάθε έναν παρονομαστή αντισταθμίζει τον πεπερασμένο χρόνο ταξιδιού της παρατηρηθείσας ακτινοβολίας που διασχίζει την πηγή. Εξαιτίας της επίδρασης αυτής, λόγω της ειδικής σχετικότητας, η κοντινή πλευρά ενός δίδυμου πίδακα, παρατηρείται óπως ήταν σε χρόνο αργότερα από τον  $t_0$  και η μακρινή πλευρά óπως ήταν σε χρόνο νωρίτερα από τον  $t_0$ . Ο χρόνος μιας συγκεκριμένης παρατήρησης  $t$ , σχετίζεται με τον  $t_0$  σύμφωνα με τον χρόνο ταξιδιού του φωτός ανάμεσα στο αντικείμενο SS433 και τον παρατηρητή.

Εξετάζοντας τις προαναγραφόμενες εξισώσεις αντιλαμβανόμαστε την ύπαρξη των ακόλουθων παραμέτρων  $S_{jet}$ ,  $S_{rot}$ ,  $\Psi$ ,  $i$ ,  $\chi$ ,  $P$ ,  $t_{ref}$ ,  $u/d$ ,  $u$  που είναι κοινές για όλες τις εποχές του αντικειμένου σε ένα σταθερής ταχύτητας μοντέλο. Θα πρέπει να επισημανθεί ότι αυτές οι εξισώσεις περιγράφουν τις προφανείς κινήσεις οποιοιυδήποτε υλικού που εκτινάσσεται από ένα συγκεκριμένο σημείο και δίνουν σωστά αποτελέσματα ακόμη και για σχετικιστικές ταχύτητες. Επομένως βρίσκουν εφαρμογή όχι μόνο στο SS433 αλλά και στους πίδακες των quasars καθώς και των ραδιογαλαξιών.

## 2.2 Τα Jet's του SS433 Microquasar

Παραμένει ακόμη αρκετά αβέβαιος ο ακριβής μηχανισμός που περιγράφει τις επιταχυνόμενες και καλά κατευθυνόμενες δέσμες. Σε γενικές γραμμές, η υπόθεση πως είτε η περιστροφή ή η προσαύξηση μάζας μέσω του δίσκου προσαύξησης σε έναν συμπαγή αστέρα θα παρείχε το τεράστιο ποσό ενέργειας, είναι αρκετά πιθανή. Μοντέλα τα οποία αποσκοπούν στο να εξηγήσουν τον τρόπο λειτουργίας του μηχανισμού περιορίζονται από τις ακόλουθες παρατηρούμενες παραμέτρους :

- Οι δέσμες θα πρέπει να έχουν σταθερή ταχύτητα ίση με  $0.26c$ . Αυτή η ταχύτητα θα πρέπει να αποκτάται μέσα στο σύντομο διάστημα των 100 δευτερολέπτων.
- Εξαιρετικά καλά κατευθυνόμενες δέσμες με γωνιακό άνοιγμα μικρότερο των  $4^\circ$ .
- Οι δέσμες είναι δίπλευρες και αντιπαράλληλες και παρουσιάζουν κίνηση μετάπτωσης 162 ημερών.

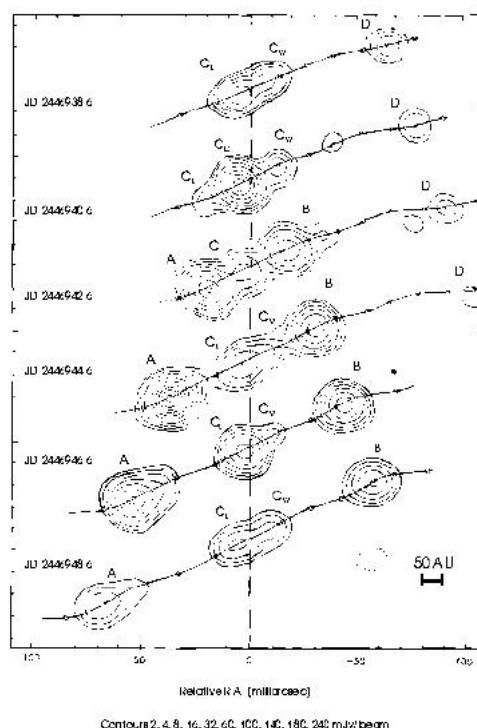
## 2.3 Γεγονότα Εκλάμψεων

Ο SS433 όπως έχει ειπωθεί και παρπάνω, έχει παρατηρηθεί από την δεκαετία του 80. Ακόμα ήταν 1989 όταν παρατηρήθηκαν πέντε γεγονότα εκλάμψεων από τον Vermeulen. Οι Vermeulen et al. έκαναν την υπόθεση που θέλει το φάσμα του SS433 να μπορεί να περιγραφεί ως η υπέρθεση ενός σταθερού ήρεμου υποβάθρου και έναν αριθμό ανεξαρτήτων εκλάμψεων, καθεμία με το δικό της εξελικτικό φάσμα.

Λίγο πριν την εμφάνιση μιας κατάστασης που χαρακτηρίζεται από εκλάμψεις μια μικρή μείωση στην πυκνότητα ροής μπορεί να ειδωθεί σε πολλές συχνότητες. Η εν λόγω μείωση ενδεχομένως να σχετίζεται με την εκτίναξη, στο αρχικό στάδιο του γεγονότος της έκλαμψης, κάποιας ύλης η οποία εμφανίζεται οπτικά πολύ πυκνή στα ραδιοφωνικά μήκη κύματος. Όταν στο αντικείμενο προχωρήσει το φαινόμενο της έκλαμψης τότε το υλικό γίνεται οπτικά αραιό. Αυτή η ύλη θα δημιουργούσε μια σκοτεινή περιοχή, παρεμποδίζοντας την εκπομπή κατά την διεύθυνση του πίσω μέρους αυτής, όπως φαίνεται από τον παρατηρητή (Vermeulen et al. (1989)). Είναι ακόμη πιθανό το γεγονός που θέλει τη μείωση να προκαλείται από οπτικά πολύ πυκνή ύλη εκτινασσόμενη με τη μορφή κελύφους κοντά στο διπλό σύστημα, παρεμποδίζοντας την ήρεμη ραδιοφωνική εκπομπή από αυτό το σύστημα. Εξάλλου περαιτέρω παρατηρήσεις αυτών των μειώσεων απαιτούνται για να αποκαλυφθεί η ακριβής φύση και τα ιδιαίτερα χαρακτηριστικά γνωρίσματα αυτών φαινομένων που καταγράφονται στο φάσμα και προηγούνται των γεγονότων εκλάμψεων.

Οι εκλάμψεις εμφανίζουν ως τυπικό χρόνο ζωής το διάστημα των πέντε ημερών. Δεν εμφανίζουν ιδιαίτερη εξάρτηση από τη συχνότητα, παρόλο που έχουν την τάση να διαρκούν περισσότερο στις χαμ-

λές συχνότητες. Επιπλέον, δύο διαφορετικά είδη εκλάμψεων μπορούν να παρατηρηθούν. Αναπτύσσονται και εξελίσσονται με διαφορετικό τρόπο, γι' αυτό και είναι πολύ πιθανό να πηγάζουν από διαφορετικές θέσεις εντός του συστήματος. Παρατηρήσεις του Vermeulen (1989) με το VLBI δείχνουν ότι ένα γεγονός συνδέεται με την αύξηση της λαμπρότητας της περιοχής του πυρήνα του SS433, ενώ οι μετέπειτα εμφανιζόμενες εκλάμψεις γεννιούνται και προέρχονται από τις δέσμες του αντικειμένου, σε κάποια απόσταση μακριά απ' τον πυρήνα. Απεικονίσεις από τον Vermeulen αποκαλύπτουν το συσχετισμό όλων των προαναφερθέντων γεγονότων. Άλλωστε η πρώτη έκλαμψη αποτέλεσε προάγγελο αυτής που έμελλε να επακολουθήσει. Μια αύξηση της ροής στην κεντρική περιοχή του SS433 παρατηρήθηκε και επακολού-



Σχήμα 2.3: Γεγονότα Εκλάμψεων στον SS433

θησαν συνεχόμενα flares προερχόμενα από την περιοχή των jet's. Αυτό ακριβώς φαίνεται στο σχήμα 2.3.

Όλες αυτές οι παρατηρήσεις ενισχύουν την άποψη για την χαοτική συμπεριφορά του SS433. Αυτό το χάος επιβεβαιώνεται και από τις δικές μου παρατηρήσεις, που ακολουθούν.

## Κεφάλαιο 3

# Παρατηρήσεις και Ανάλυση Δεδομένων του SS433

### 3.1 Υψηλής Ταχύτητας Φωτομετρία του SS433

Ο SS433 παρατηρήθηκε στα  $V$  και  $R$  φίλτρα το 2004 και 2005. Οι παρατηρήσεις του 2004 έγιναν στο  $V$  φίλτρο, την περίοδο από 26 εώς 31 Αυγούστου. Το 2005 έγιναν στο  $R$  από 01 εώς 10 Αυγούστου. Οι χρόνοι έκθεσεις ήταν από 5 εώς 10 sec. Χρησιμοποιήθηκε η 516x516 CCD camera  $SI - 502$  πάνω στο  $1.2m$  τηλεσκόπιο του NOA, που βρίσκεται στο Κρυονέρι Κορινθίας σε ένα υψόμετρο περίπου  $1000m$ .

### 3.2 Ανάλυση Δεδομένων στον SS433

Για την ανάλυση των παρατηρησιακών δεδομένων χρειαζόταν μια αυτοσυνεπής μέθοδος, η οποία θα μπορούσε να δώσει ασφαλή αποτελέσματα και όσο το δυνατόν χωρίς θόρυβο. Η μέθοδος που επιλέχθηκε χωρίζεται σε τρεία βασικά μέρη.

**Optimal Differential Photometry του SS433** Σε αυτό το πρώτο βήμα υπήρχε η επιλογή της all-sky photometry ή της απλής differential photometry. Έγινε επιλογή της δεύτερης για δύο λόγους. Πρώτον υπήρχε η ανάγκη σύγκρισης μόνο από νύχτα σε νύχτα, επίσης μελετάται μόνο ένα αντικέιμενο με αποτέλεσμα να μας ενδιαφέρει μονό η μεταβολή του μεγέθους του SS433 και όχι η απόλυτη τιμή του.

Τα δεδομένα που συλλέχθηκαν, αναλύθηκαν χρησιμοποιώντας τις συνήθεις ρουτίνες του αστρονομικού πακέτου Starlink. Για το σκοπό αυτό αναπτύχθηκαν καινούργια scripts τα οποία είναι βελτιωμένα για την παρούσα έρευνα. Επίσης έγινε χρήση διορθώσεων μέσω bias dark και flat-field frames. Ως αστέρα αναφοράς χρησιμοποιήθηκε ο :

- GSC 00471-01564 ( $RA : 19h11m47.6s$   $Dec : +05d00m36.1s$ )

Στην συνέχεια έγινε η εύρεση των αντίστοιχων ροών “fluxes” μαζί με τα σφάλματά τους. Για

να μην υπάρχει καμία αμφιβολία ότι οι περιοδικότητες που βρέθηκαν είναι εσφαλμένες και ότι οφείλονται στον ίδιο τον SS43, έγινε χρήση ακόμα δύο αστέρων αναφοράς οι οποίοι είναι :

- C1 ( $RA : 19h11m49.9s$   $Dec : +05d00m05.5s$ )
- C2 ( $RA : 19h11m47.7s$   $Dec : +05d00m04.0s$ )

Σε όλες τις καμπύλες φωτός που παρουσιάζονται σε αυτή την εργασία, περιλαμβάνεται η φωτομετρία των δύο παραπάνω αστέρων αναφοράς (C1 και C2) για κάθε νύχτα. Για λόγους πιο αποδοτικής επισκόπησης μια σταύρερά έχει αφαιρεθεί από τις ροές των επιπλέον αστέρων αναφοράς. Η πάνω καμπύλη είναι ο C1 και η κάτω ο C2.

**Ανάλυση Fourier των Καμπυλών Φωτών** Φωτός αυτό το βήμα χρησιμοποιήθηκε η μέθοδος Lomb-Scargle για τον υπολογισμό του φάσματος των δεδομένων. Έγινε χρήση του πακέτου PERIOD. Για την αποφυγή σφαλμάτων και λάθος εκτιμήσεων έγινε επίσης χρήσης της αντίστοιχης window function για κάθε νύχτα.

**Ανάλυση Wavelet των Καμπυλών Φωτών** Το λογισμικό που χρησημοποιήθηκε ήταν μια χορηγία του H. Letho και γι' αυτή την βοήθεια τον ευχαριστώ πάρα πολύ.

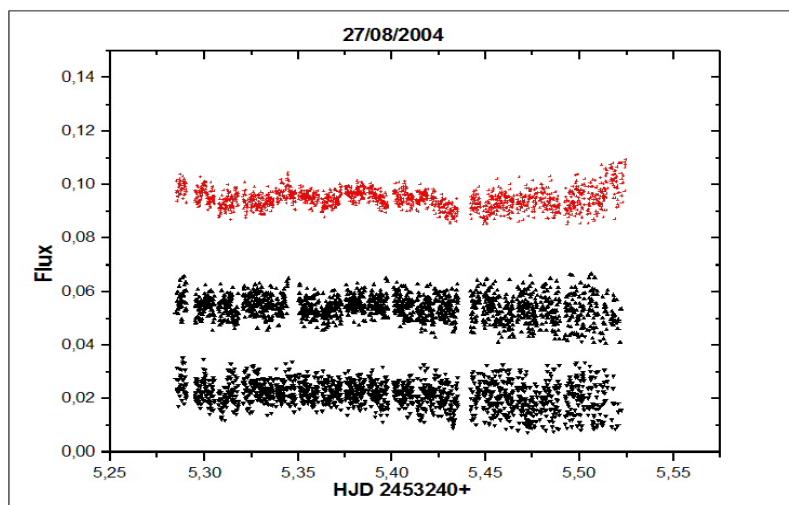
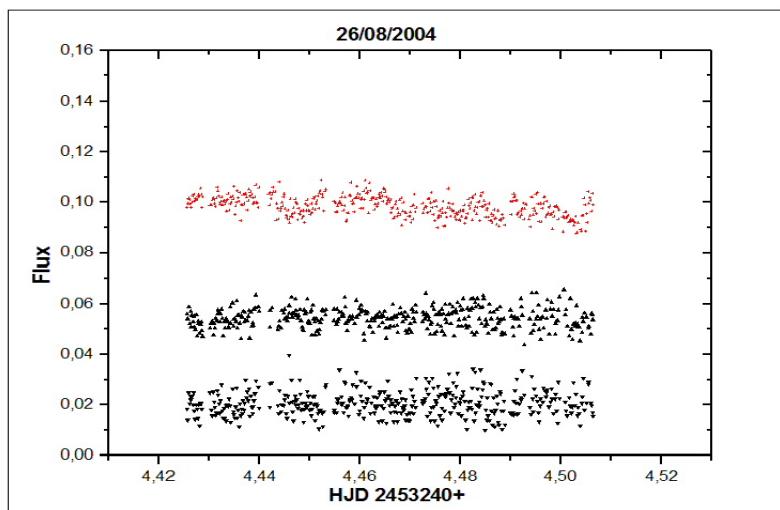
## Κεφάλαιο 4

### Τα Παρατηρησιακά Δεδομένα

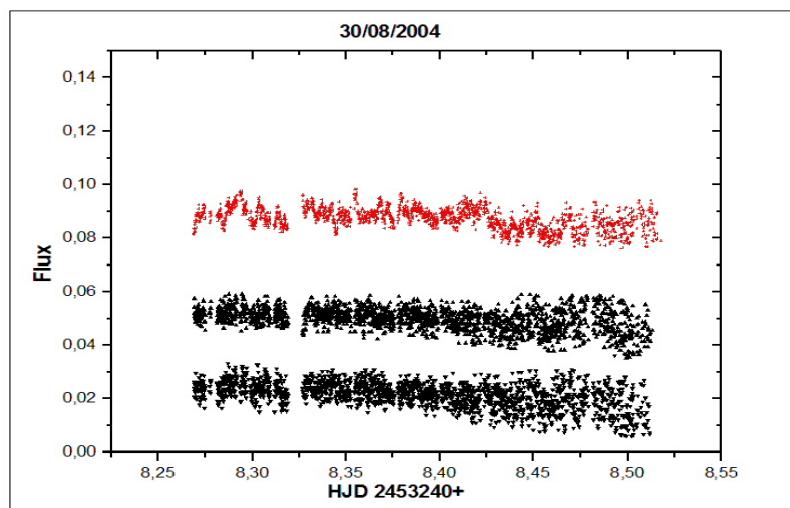
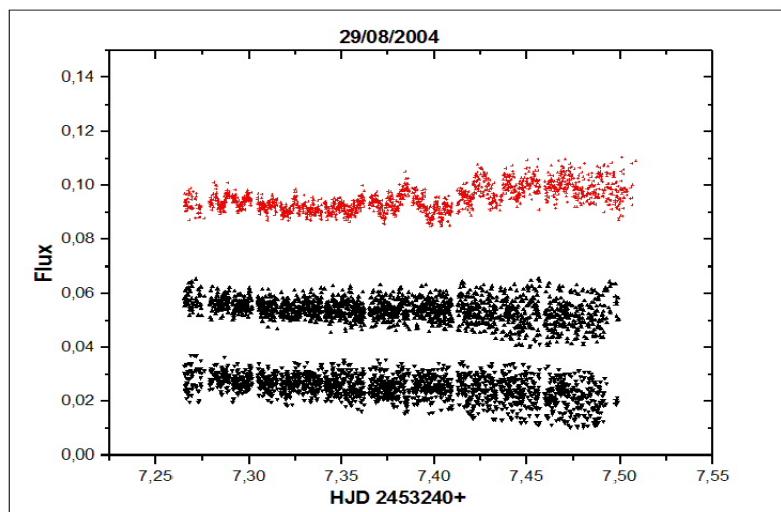
#### 4.1 Καμπύλες Φωτός του SS433

##### 4.1.1 Δεδομένα του 2004

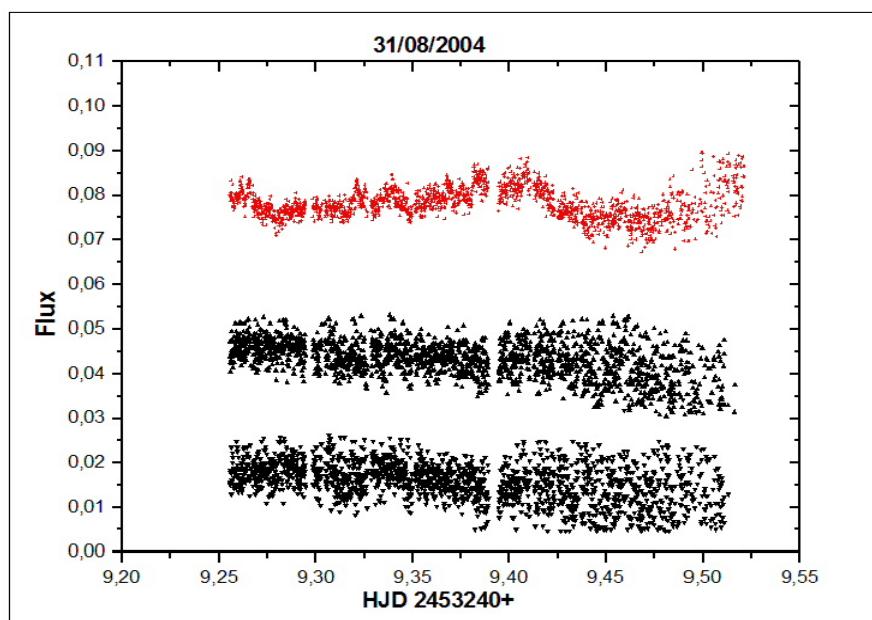
Παρακάτω παρουσιάζονται οι καμπύλες φωτός των παρατηρήσεων κατά το έτος 2004.



Σχήμα 4.1: Καμπύλες Φωτός για τις 26 και 27 Αυγούστου 2004



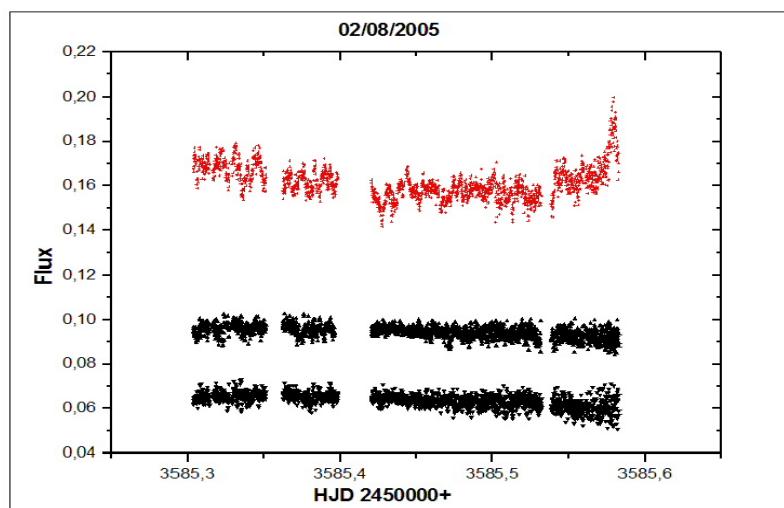
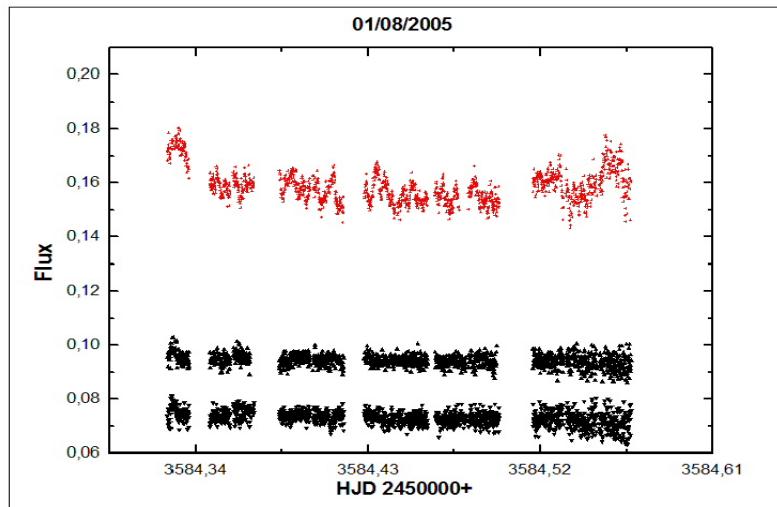
Σχήμα 4.2: Καμπύλες Φωτός για τις 29 και 30 Αυγούστου 2004



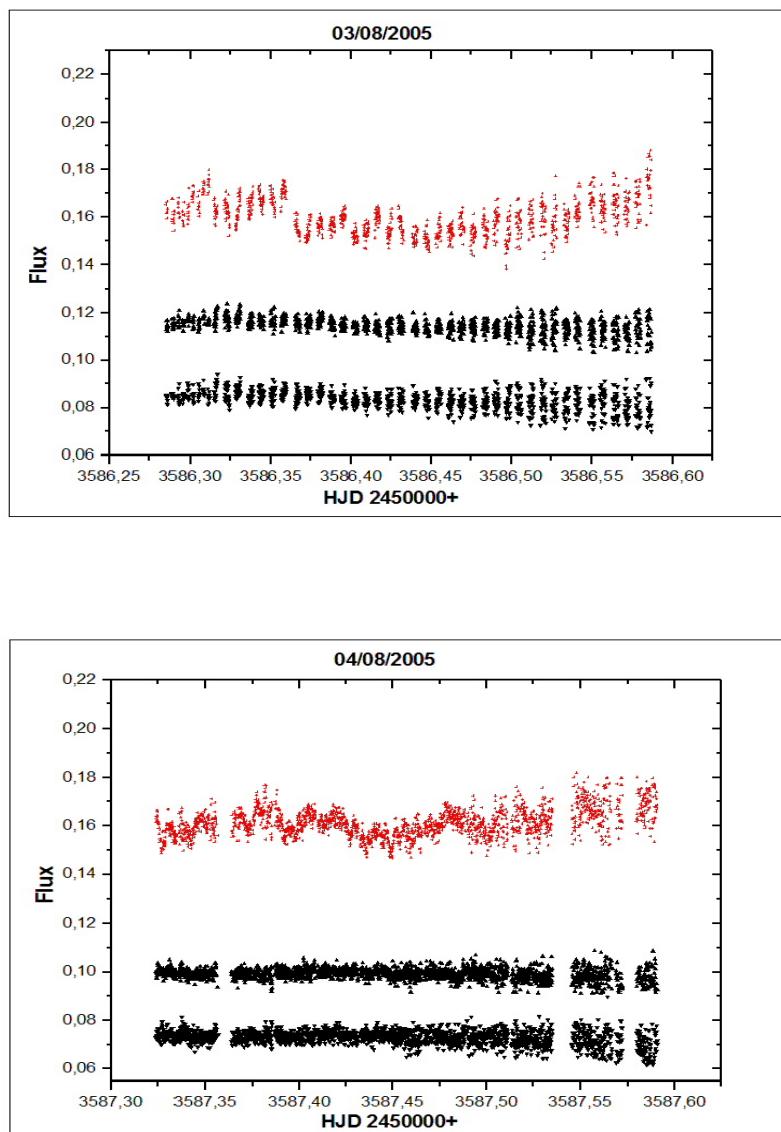
Σχήμα 4.3: Καμπύλη Φωτός για την 31 Αυγούστου 2004

#### 4.1.2 Δεδομένα του 2005

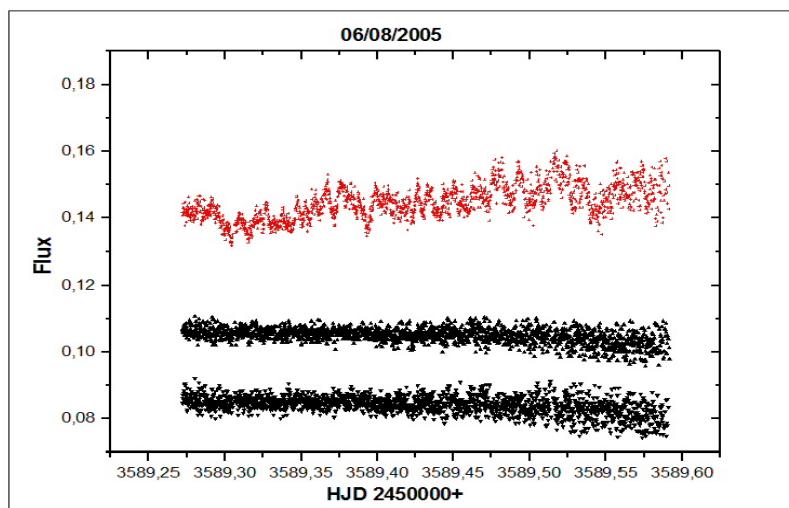
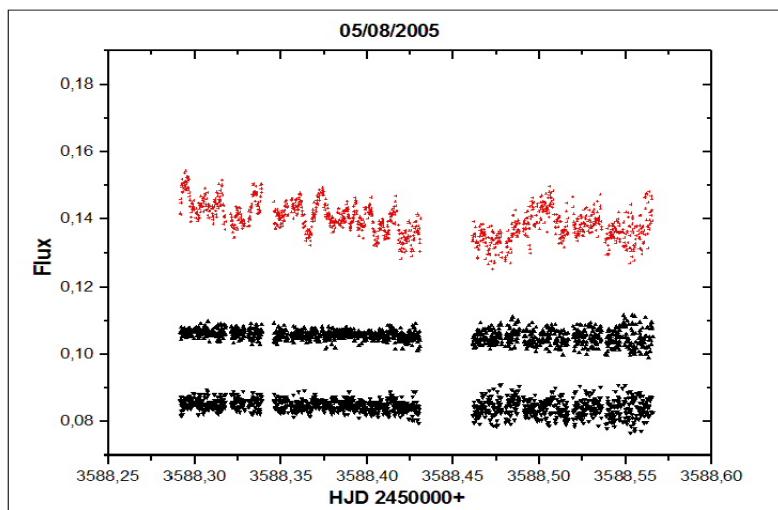
Εδώ τώρα παρουσιάζονται οι καμπύλες φωτός για τις παρατηρήσεις του έτους 2005.



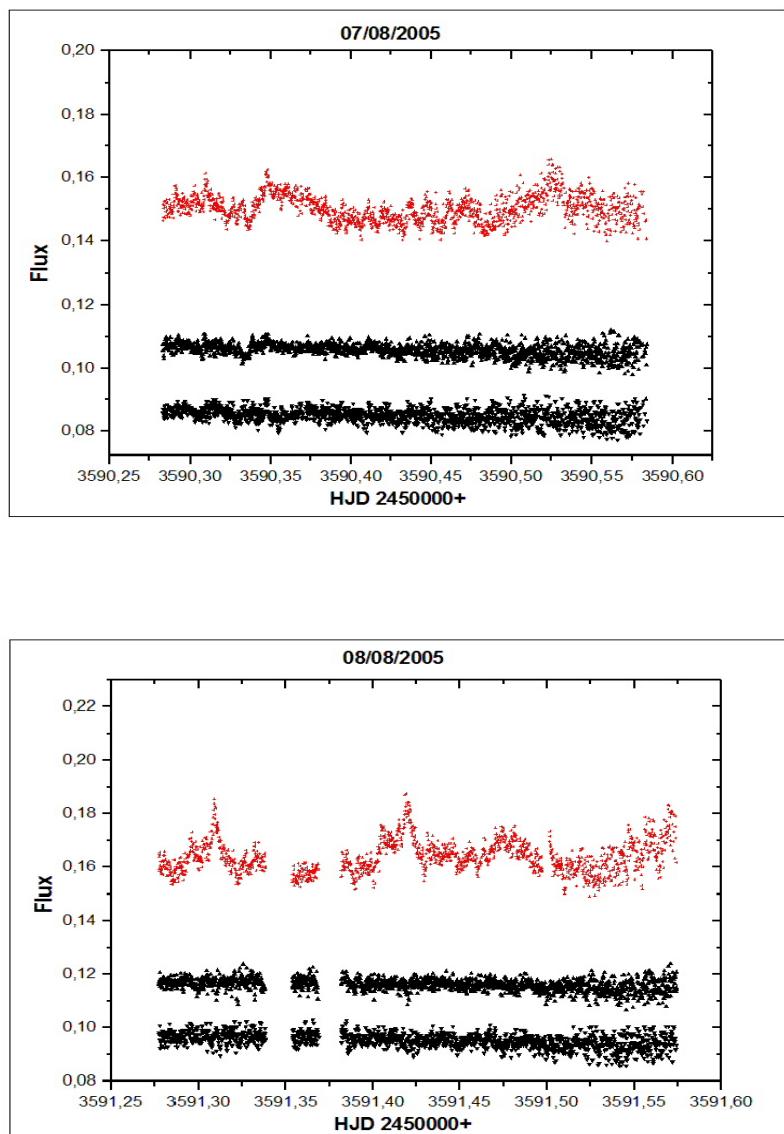
Σχήμα 4.4: Καμπύλες Φωτός για τις 01 και 02 Αυγούστου 2005



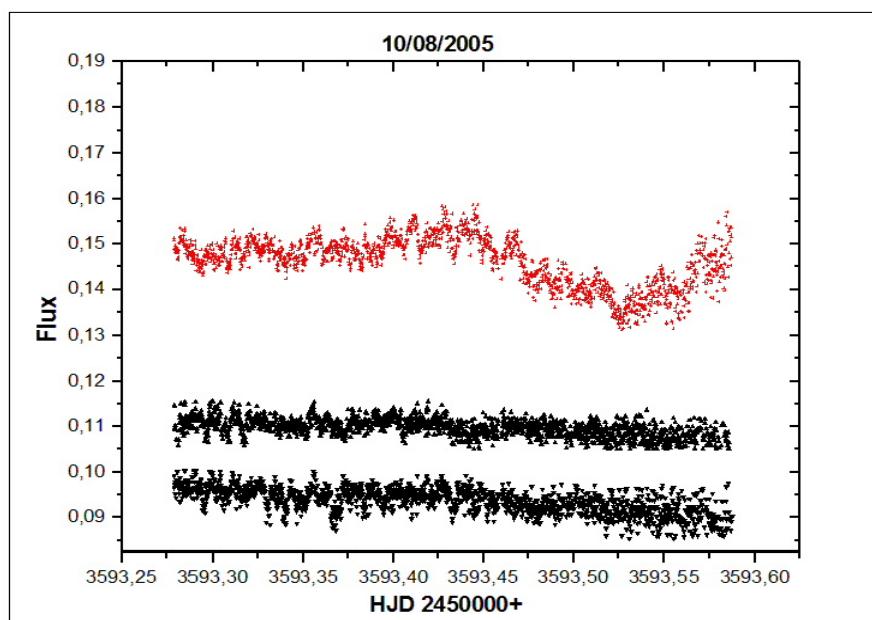
Σχήμα 4.5: Καμπύλες Φωτός για τις 03 και 04 Αυγούστου 2005



Σχήμα 4.6: Καμπύλες Φωτός για τις 05 και 06 Αυγούστου 2005



Σχήμα 4.7: Καμπύλες Φωτός για τις 07 και 08 Αυγούστου 2005

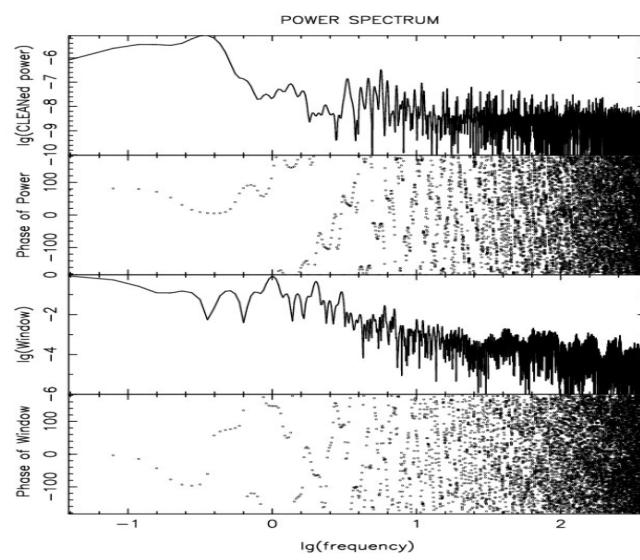
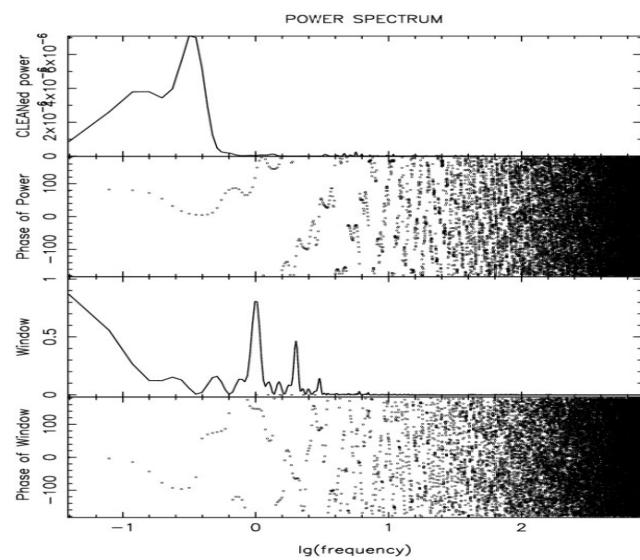


Σχήμα 4.8: Καμπύλη Φωτός για την 10 Αυγούστου 2005

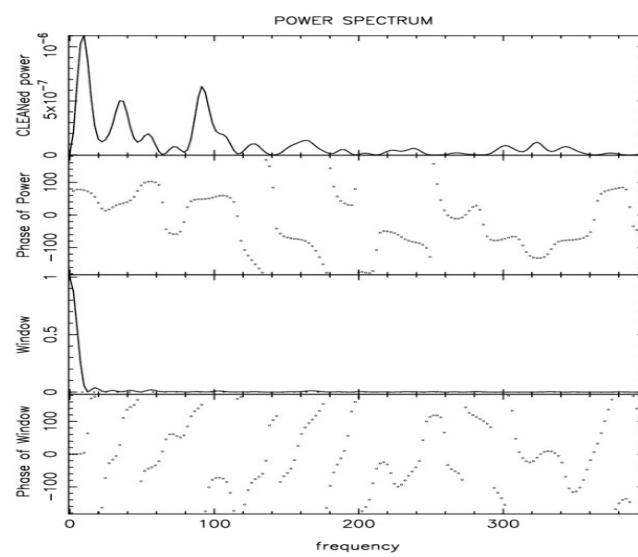
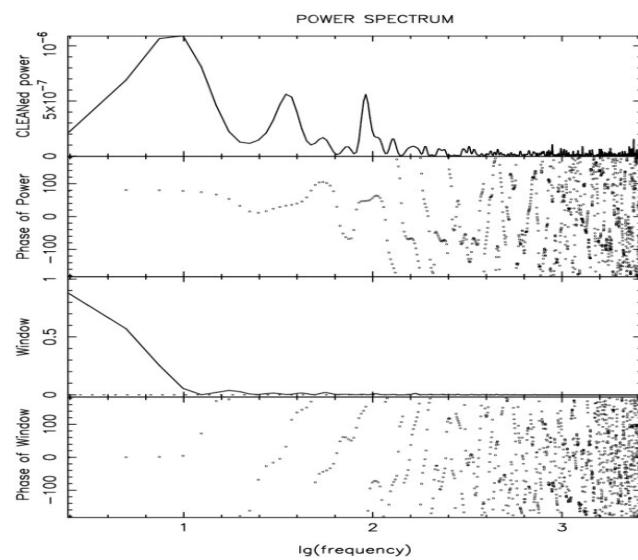
## 4.2 Ανάλυση Fourier

### 4.2.1 Δεδομένα του 2004

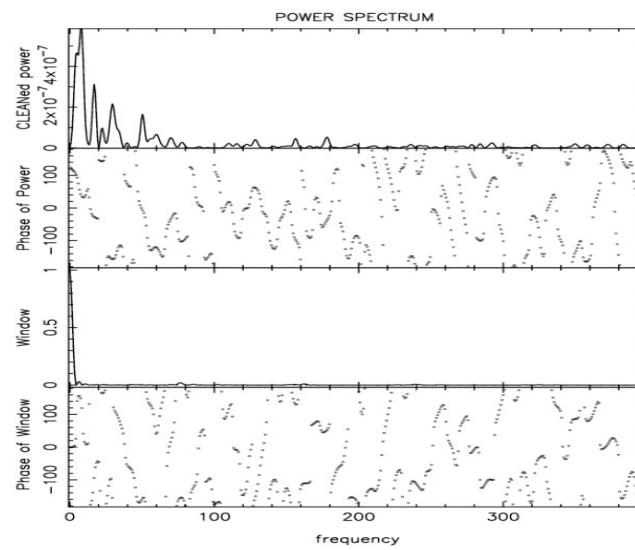
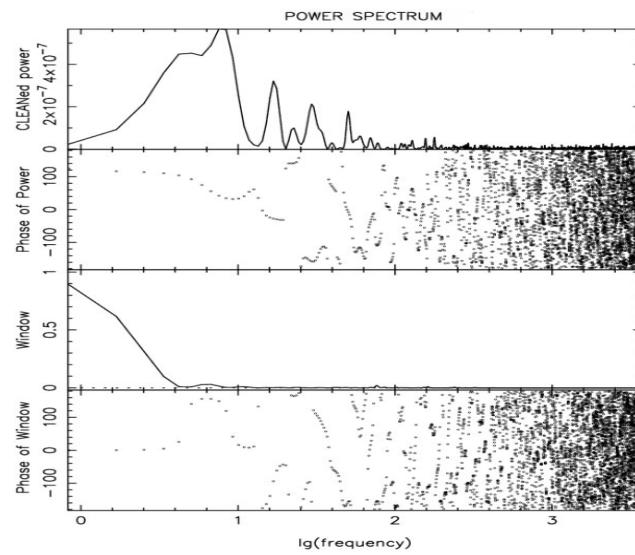
Παρακάτω παρουσιάζονται τα αποτελέσματα της ανάλυσης Fourier για τις παρατηρήσεις του έτους 2004.



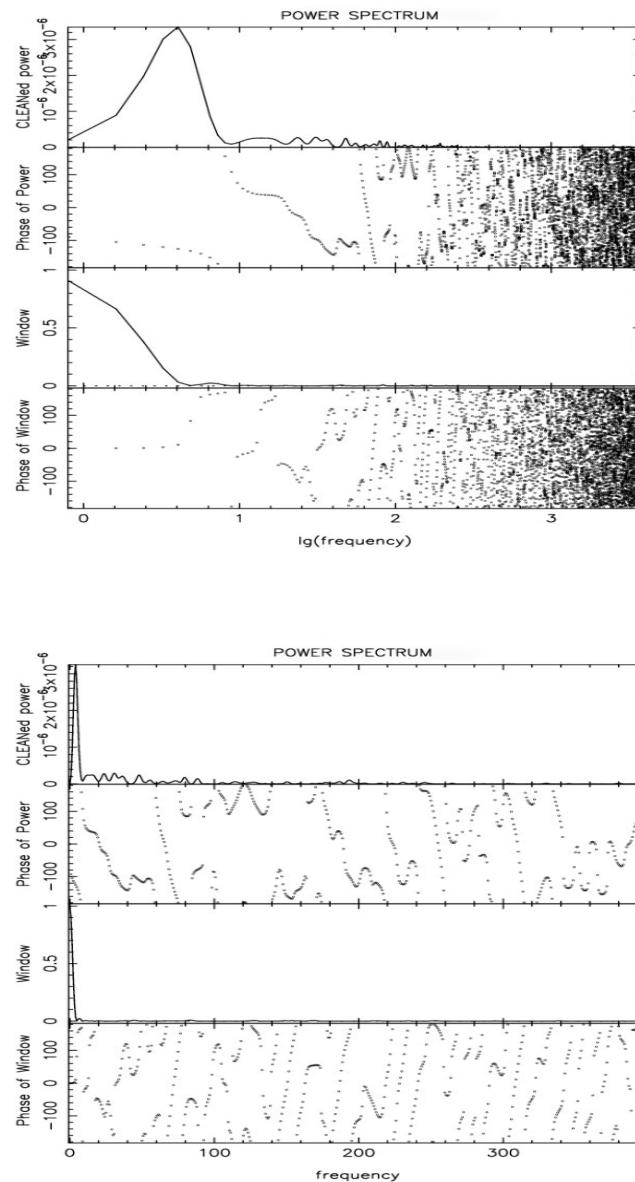
Σχήμα 4.9: Ανάλυση Fourier για τα Δεδομένα του Έτους 2004



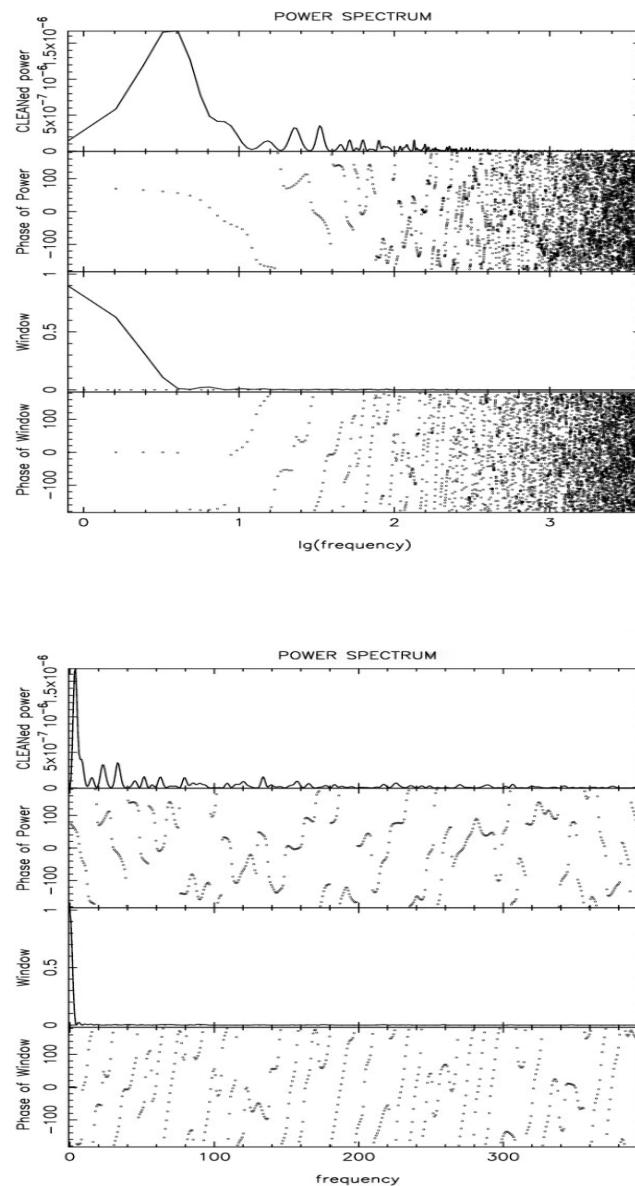
Σχήμα 4.10: Ανάλυση Fourier για την 26 Αυγούστου 2004



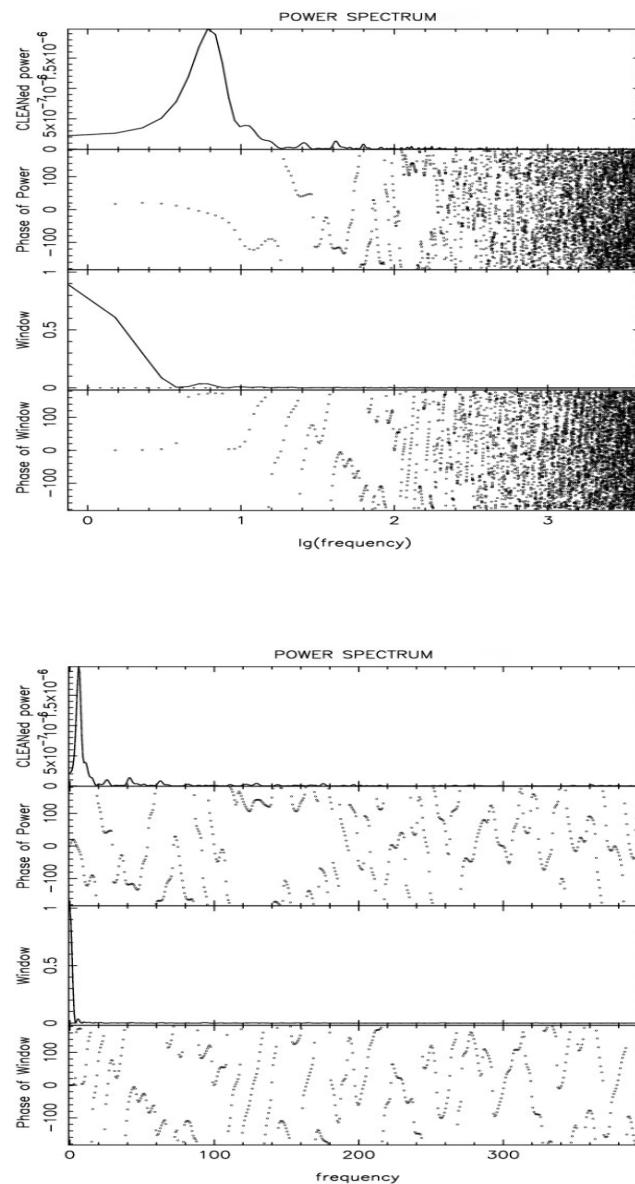
Σχήμα 4.11: Ανάλυση Fourier για την 27 Αυγούστου 2004



Σχήμα 4.12: Ανάλυση Fourier για την 29 Αυγούστου 2004



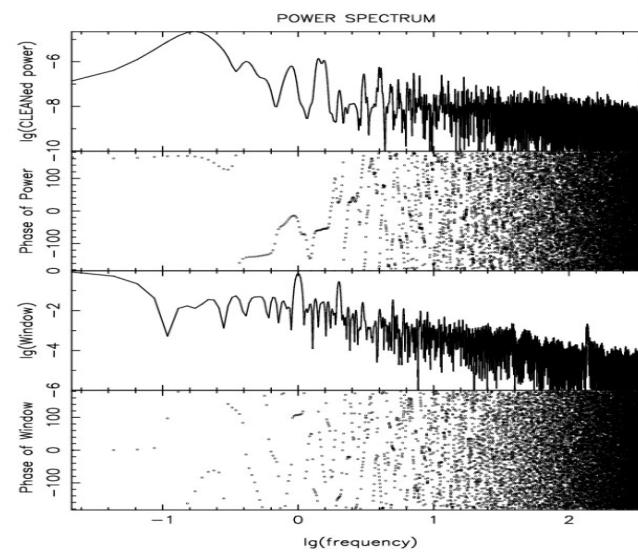
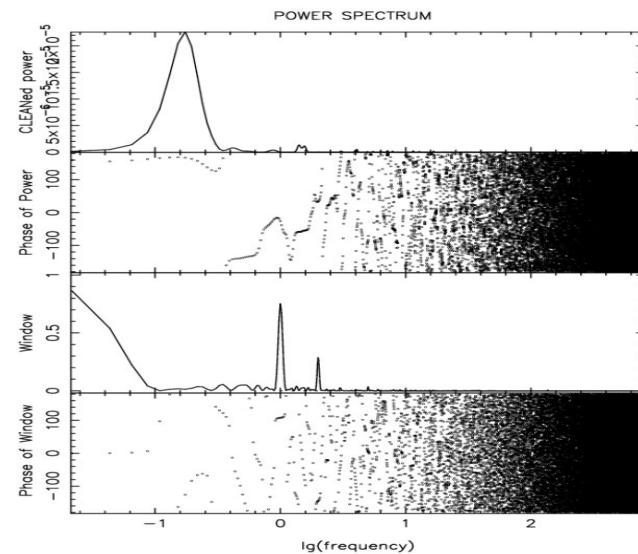
Σχήμα 4.13: Ανάλυση Fourier για την 30 Αυγούστου 2004



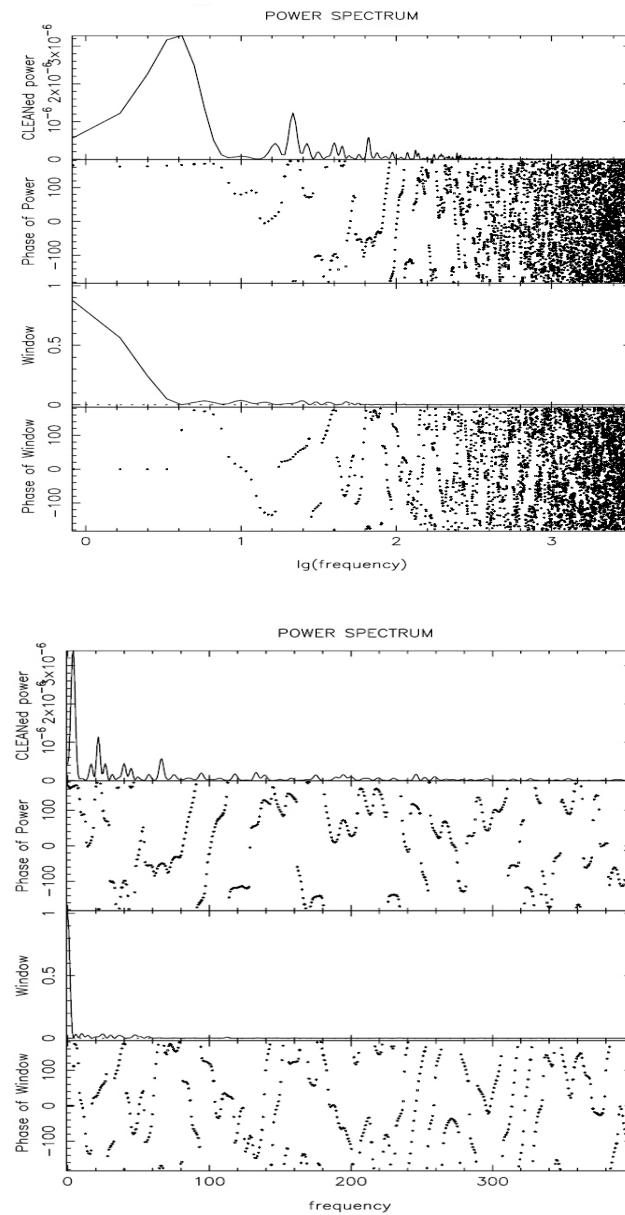
Σχήμα 4.14: Ανάλυση Fourier για την 31 Αυγούστου 2004

### 4.2.2 Δεδομένα του 2005

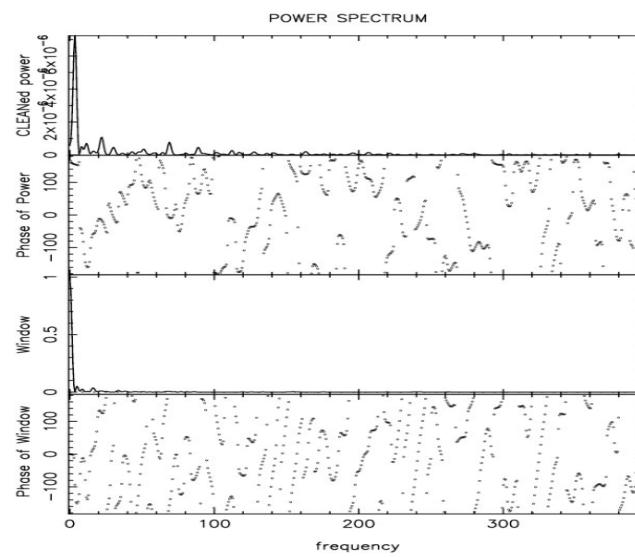
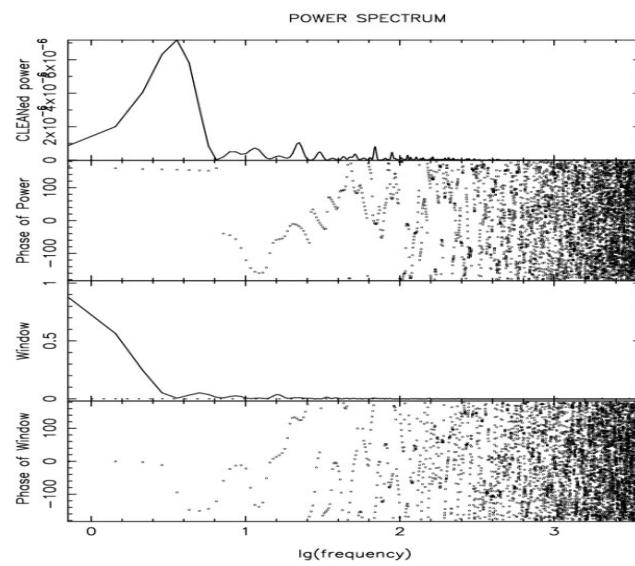
Παρακάτω παρουσιάζονται τα αποτελέσματα της ανάλυσης Fourier για τις παρατηρήσεις του έτους 2005.



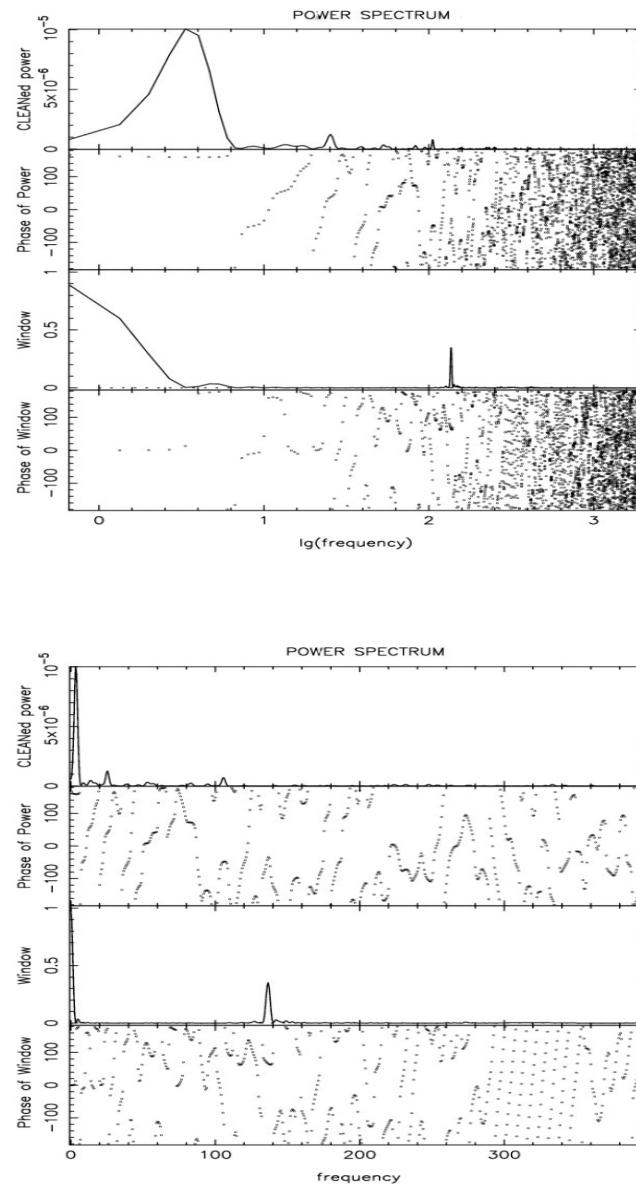
Σχήμα 4.15: Ανάλυση Fourier για τα Δεδομένα του 2005



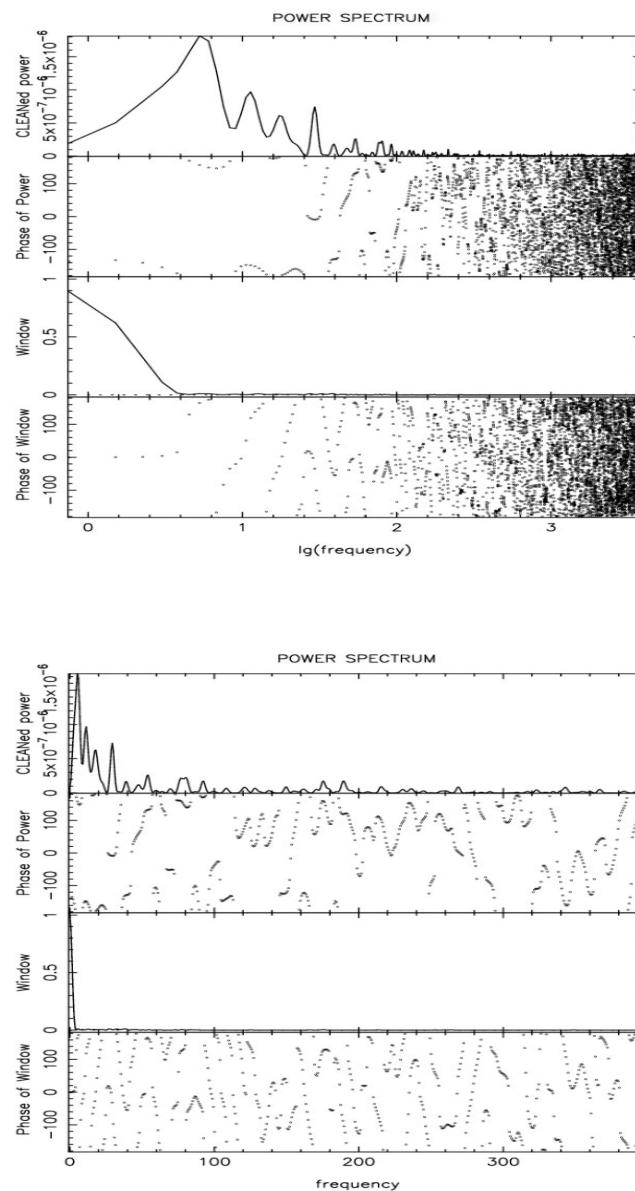
Σχήμα 4.16: Ανάλυση Fourier για την 01 Αυγούστου 2005



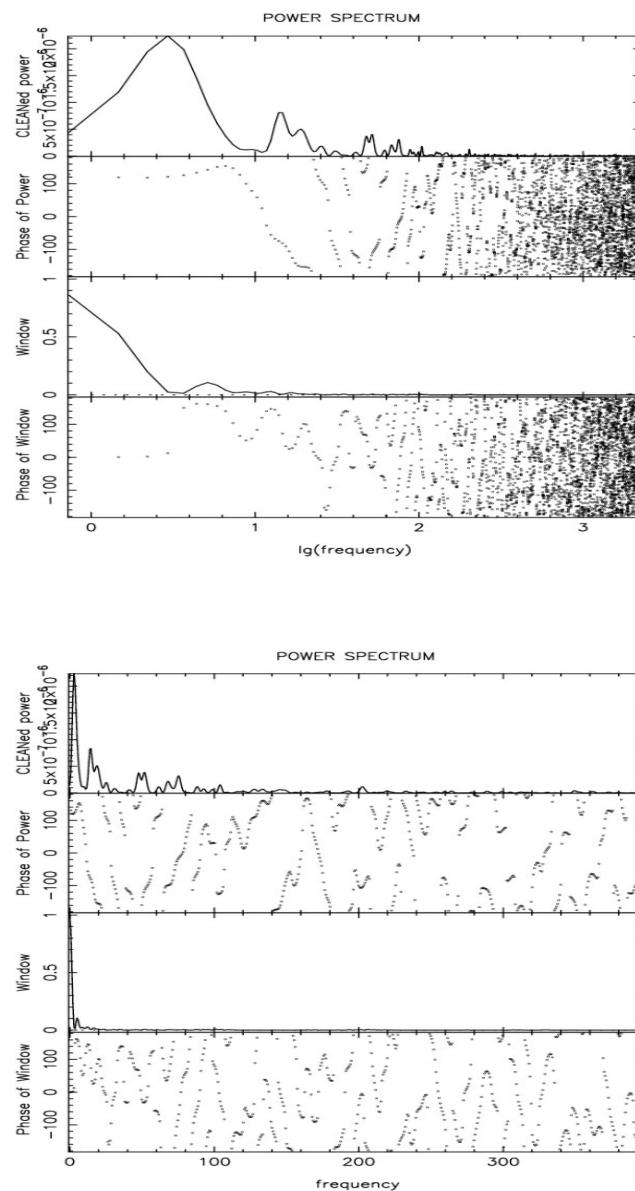
Σχήμα 4.17: Ανάλυση Fourier για την 02 Αυγούστου 2005



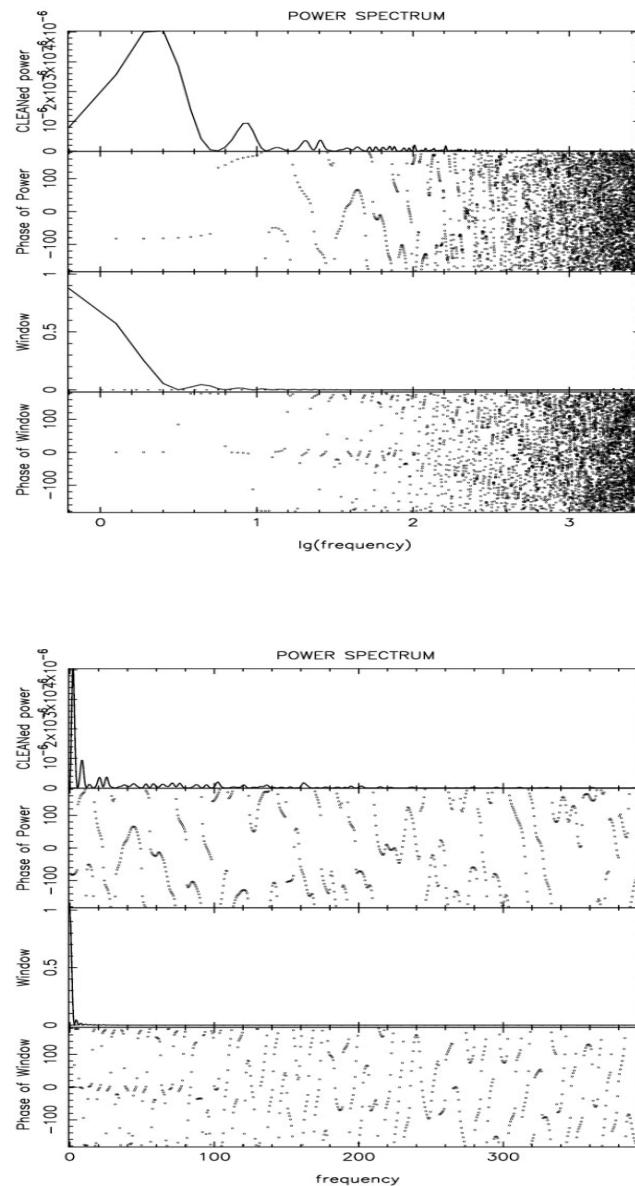
Σχήμα 4.18: Ανάλυση Fourier για την 03 Αυγούστου 2005



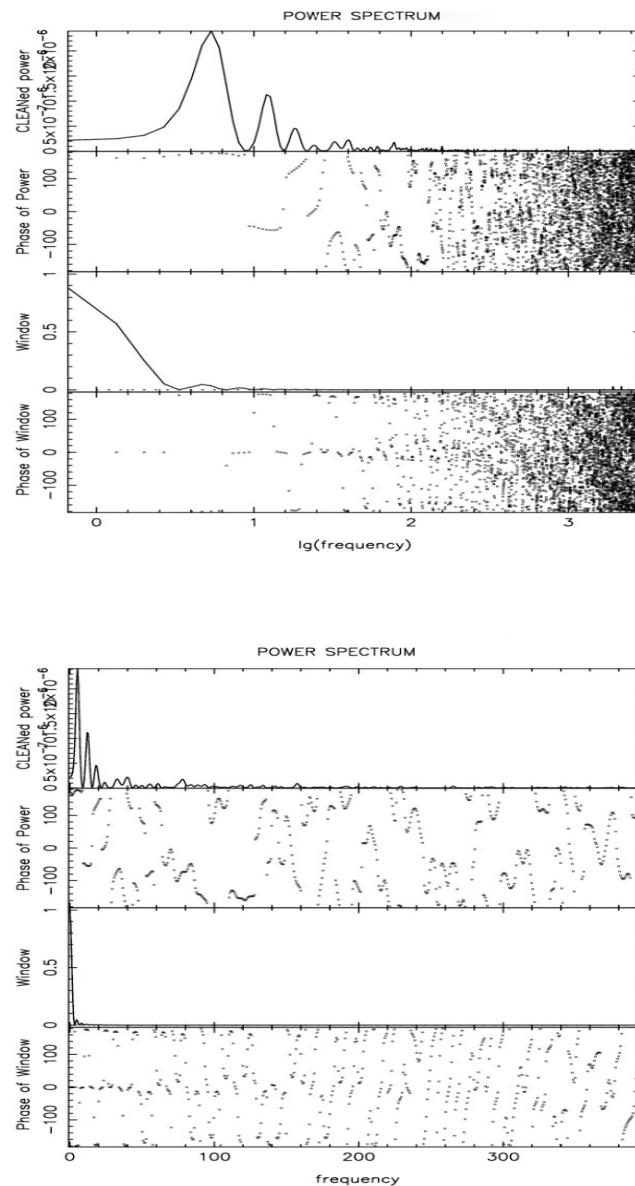
Σχήμα 4.19: Ανάλυση Fourier για την 04 Αυγούστου 2005



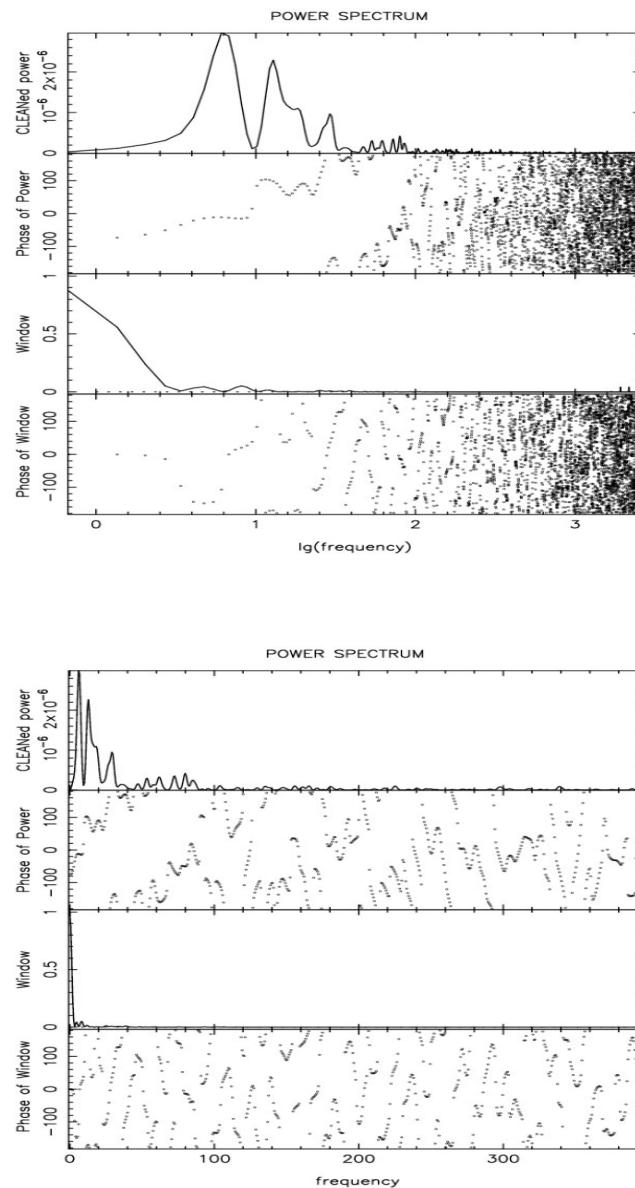
Σχήμα 4.20: Ανάλυση Fourier για την 05 Αυγούστου 2005



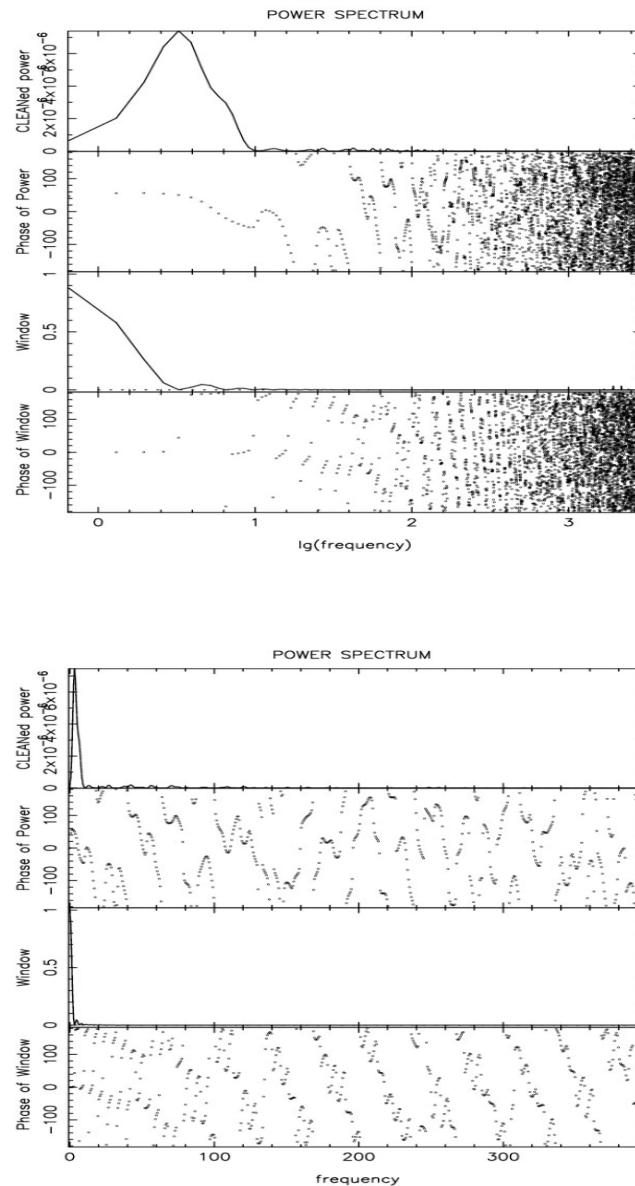
Σχήμα 4.21: Ανάλυση Fourier για την 07 Αυγούστου 2005



Σχήμα 4.22: Ανάλυση Fourier για την 07 Αυγούστου 2005



Σχήμα 4.23: Ανάλυση Fourier για την 08 Αυγούστου 2005

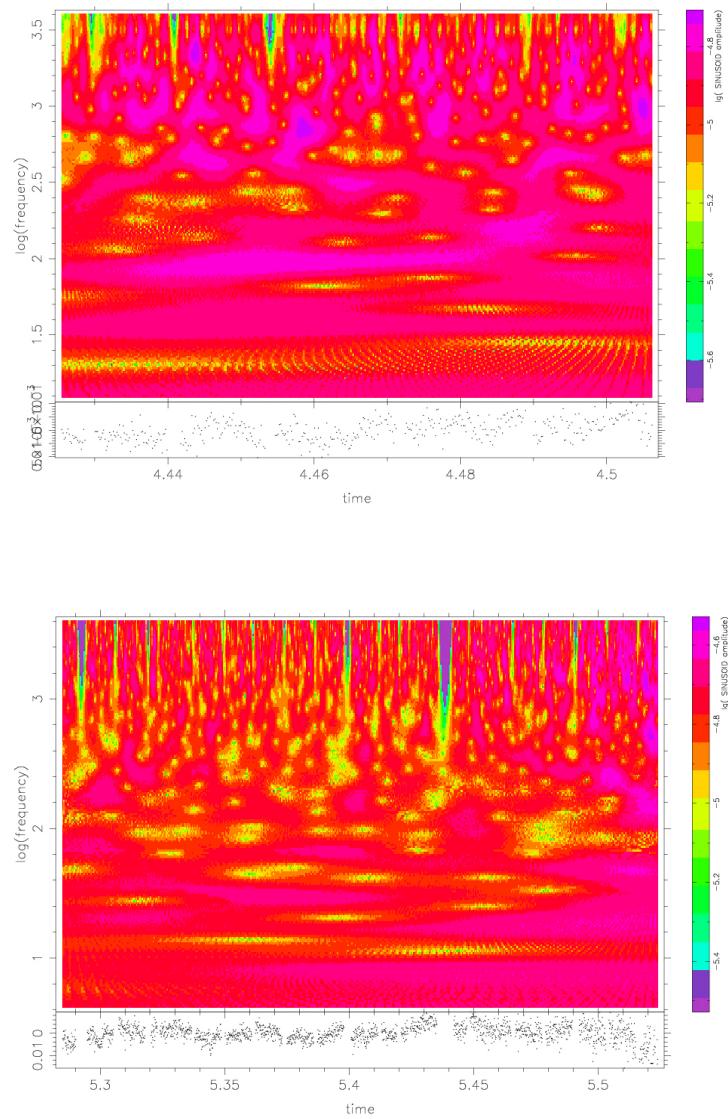


Σχήμα 4.24: Ανάλυση Fourier για την 10 Αυγούστου 2005

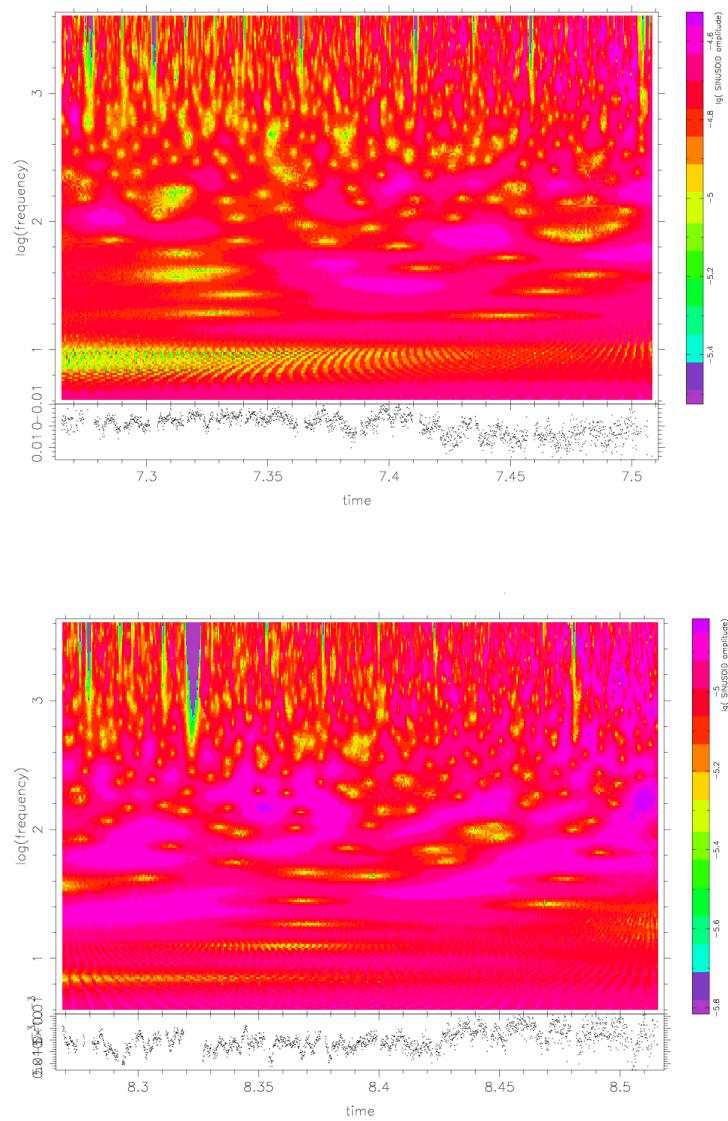
## 4.3 Ανάλυση Wavelet

### 4.3.1 Δεδομένα του 2004

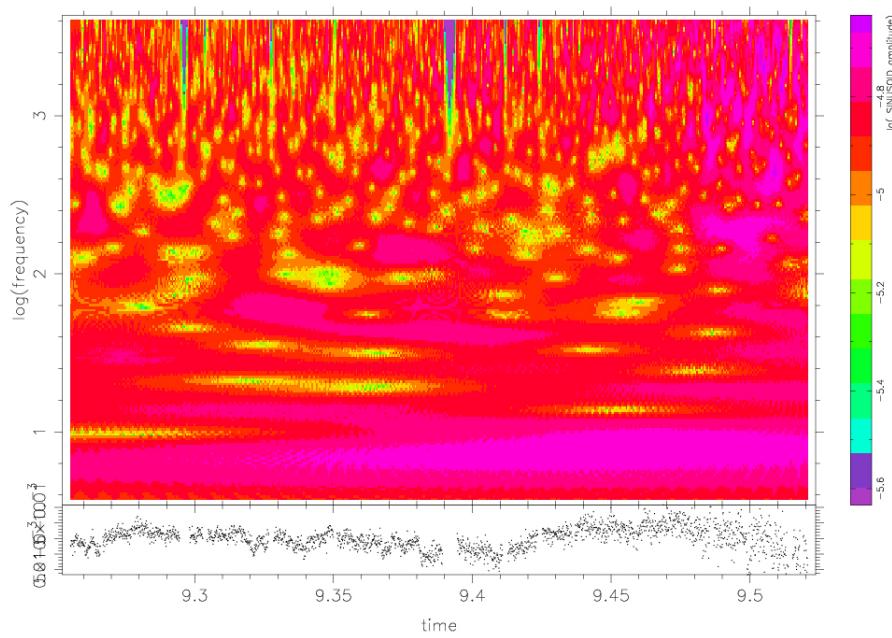
Παρακάτω παρουσιάζονται τα αποτελέσματα της ανάλυσης Wavelet για τις παρατηρήσεις του έτους 2004.



Σχήμα 4.25: Ανάλυση Wavelet για τις 26 και 27 Αυγούστου 2004



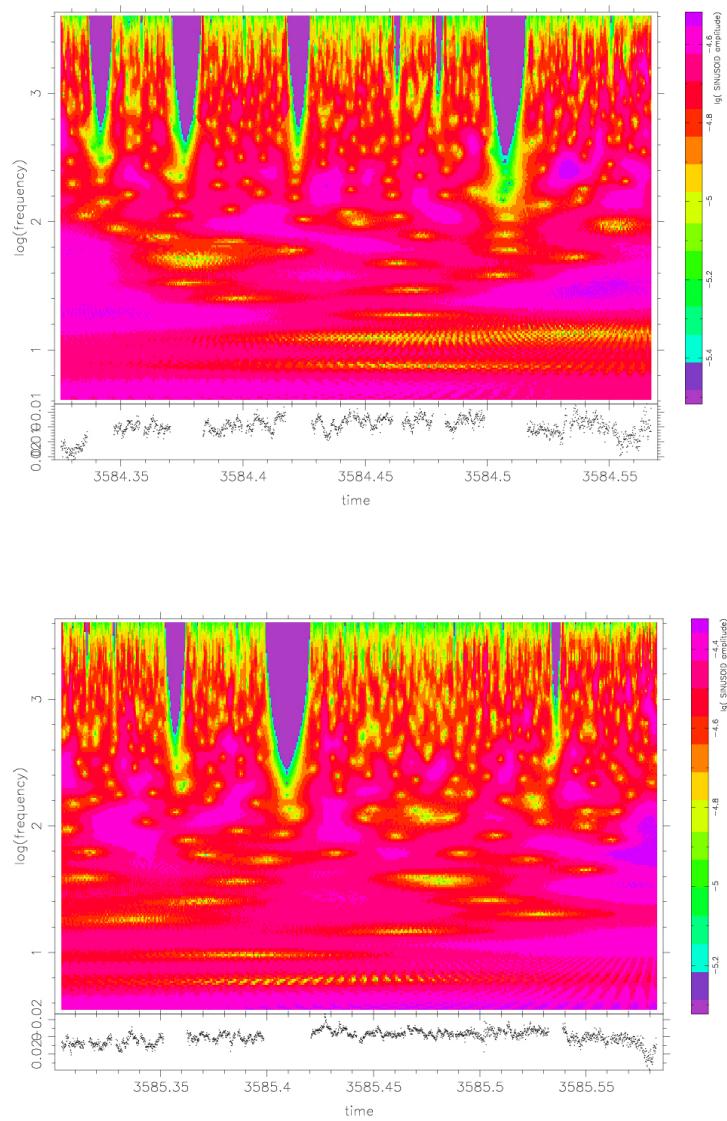
Σχήμα 4.26: Ανάλυση Wavelet για τις 29 και 30 Αυγούστου 2004



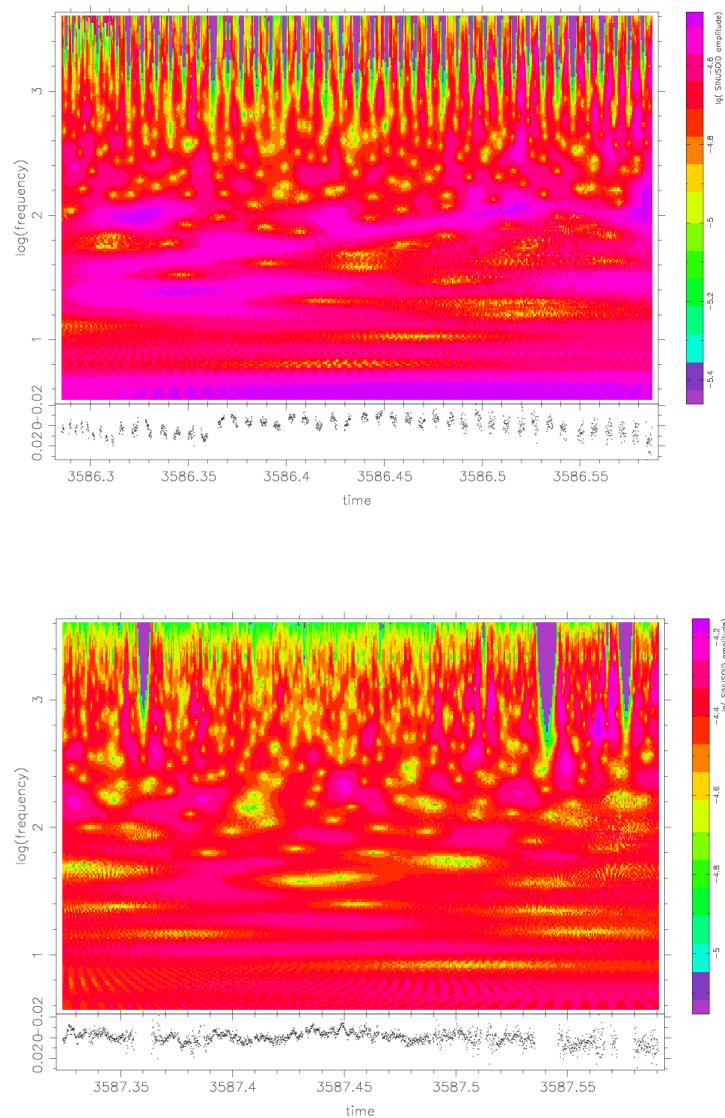
Σχήμα 4.27: Ανάλυση Wavelet για την 31 Αυγούστου 2004

#### 4.3.2 Δεδομένα του 2005

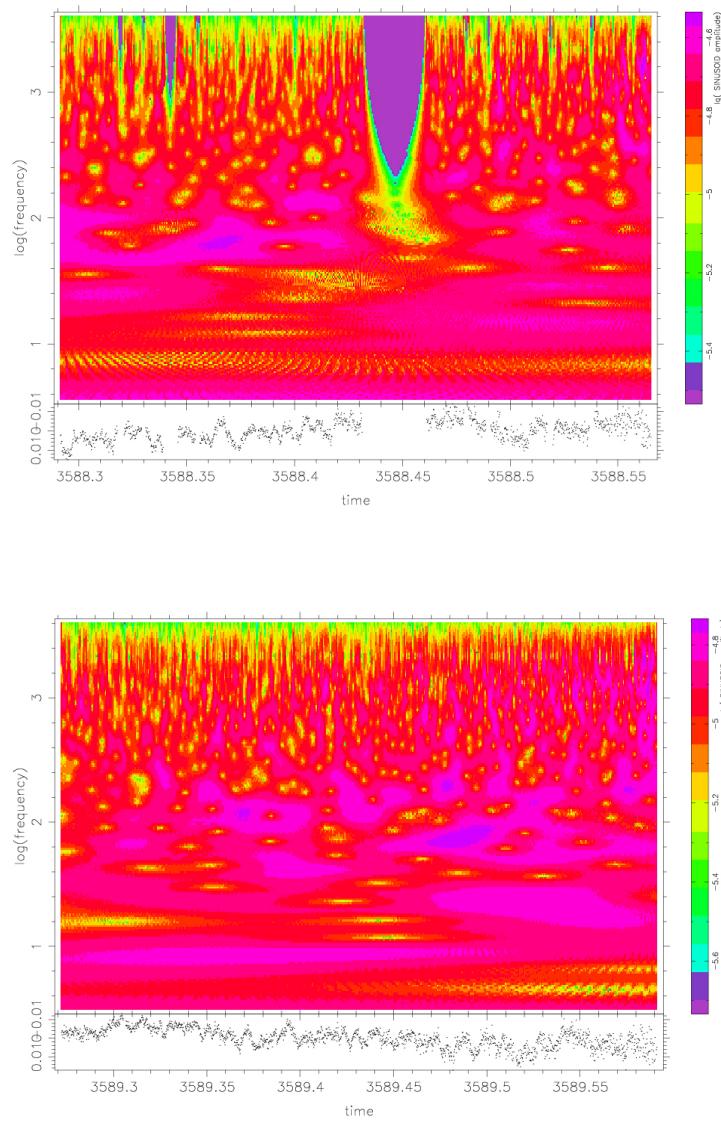
Παρακάτω παρουσιάζονται τα αποτελέσματα της ανάλυσης Wavelet για τις παρατηρήσεις του έτους 2005.



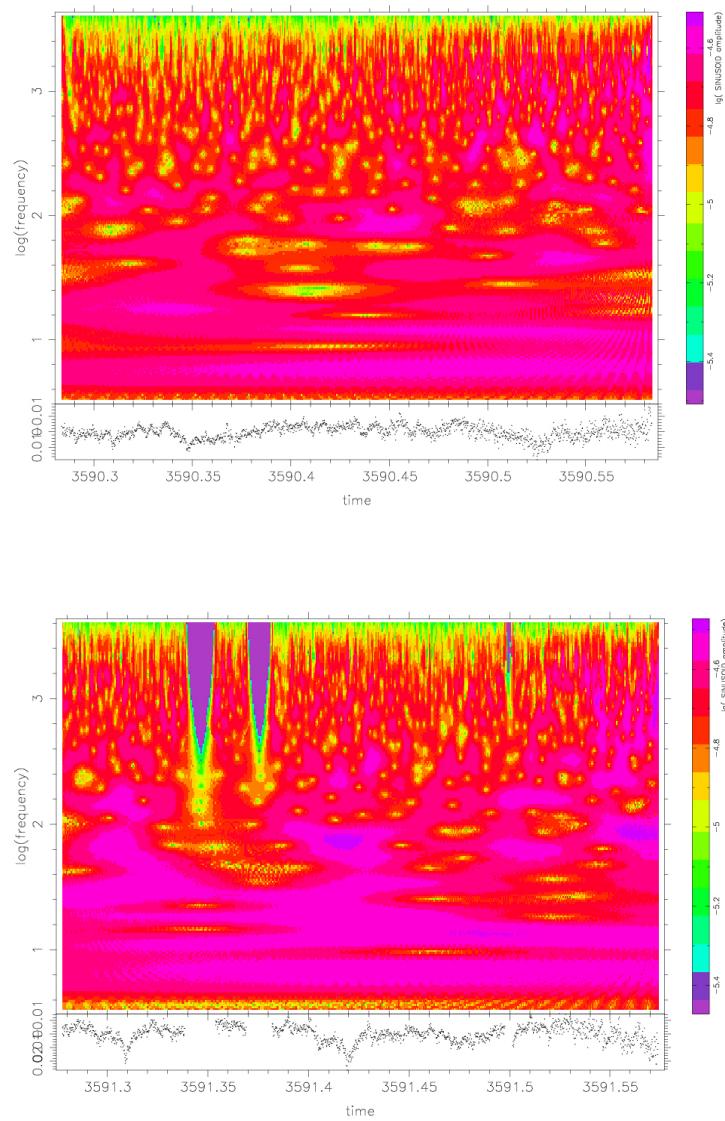
Σχήμα 4.28: Ανάλυση Wavelet για τις 01 και 02 Αυγούστου 2005



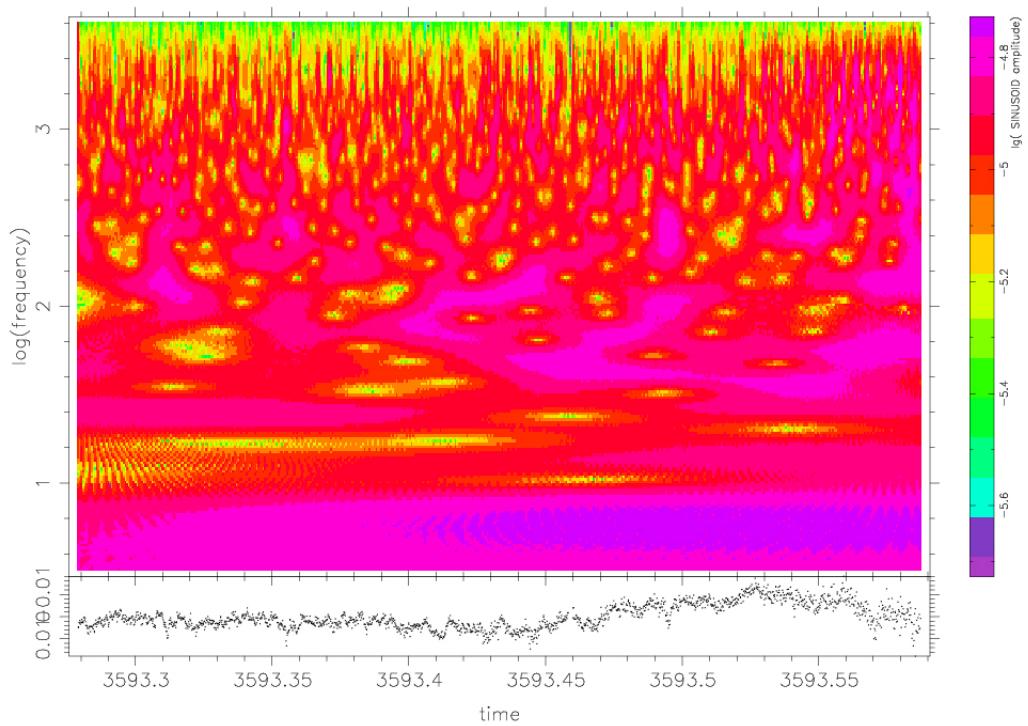
Σχήμα 4.29: Ανάλυση Wavelet για τις 03 και 04 Αυγούστου 2005



Σχήμα 4.30: Ανάλυση Wavelet για τις 05 και 06 Αυγούστου 2005



Σχήμα 4.31: Ανάλυση Wavelet για τις 07 και 08 Αυγούστου 2005



Σχήμα 4.32: Ανάλυση Wavelet για την 10 Αυγούστου 2005

## Κεφάλαιο 5

# Αποτελέσματα, Συμπεράσματα και Ανακαλύψεις

Η υψηλής ταχύτητας φωτομετρία που πραγματοποιήθηκε στο SS433 το 2004 και 2005 είχε πολύ ενδιαφέροντα αποτελέσματα. Είναι ξεκάθαρο από τις καμπύλες φωτώς ότι ο SS433 είναι ένα εξαιρετικά μεταβαλλόμενο σύστημα σε χρονικές κλίμακες μεταξύ μερικών λεπτών και μερικών ωρών. Σε σχεδόν όλες τις νύχτες μια συμπεριφορά QPO (Quasi Periodic Oscillation) παρατηρήθηκε με περιόδους μεγαλύτερες των 1100sec, δηλαδή πολύ μεγαλύτερες από ένα συνηθισμένο QPO του οποίου η περίοδος είναι από 60sec έως 1000sec. Αυτό το γεγονός πιθανόν σημαίνει ότι οι περιοδικότητες που ανιχνεύθηκαν δεν οφείλονται σε ένα QPO, αλλά σε τυχαίες μεταβολές στον δίσκο προσαύξησης του συστήματος.

Το γεγονός ότι δεν υπάρχει καμία περιοδικότητα σταθερή αρκετά ώστε να εμφανιστεί σε δύο ή περισσότερες διαδοχικές νύχτες, μπορεί να εξηγηθεί υποθέτοντας ότι κάθε περιοδικότητα είναι μοναδική και μικρής ζωής. Το σημαντικό γεγονός είναι όμως ότι υπάρχει πάντα μια περιοδικότητα στην κλίμακα των δεκάδων λεπτών, δείχνοντας μας ότι υπάρχει κάποιου είδους φυσικός μηχανισμός που δημιουργεί την παρατηρούμενη συμπεριφορά. Χρειάζεται επιπλέον έρευνα για να αποδειχθεί αν υπάρχει συσχέτιση μεταξύ των περιοδικοτήτων που έχουν βρεθεί στην παρούσα δουλειά. Αν βρεθεί, τότε ο χαρακτηρισμός ‘τυχαίεσ’ θα πρέπει να αποσυρθεί.

Ακόμα ένα χαρακτηριστικό του SS433 είναι οι ξεκάθαρες ενεργές και παθητικές καταστάσεις του. Κατά την ενεργή φάση του SS433 (flaring) οι υπογραφές στην καμπύλη φωτώς της τροχιακής και precessional περιοδικότητας, καταστρέφεται. Αυτό επιβεβαιώνεται και από τις δικές μου παρατηρήσεις και το 2004 και το 2005. Μεταξύ 26 και 31 Αυγούστου 2004 τα δεδομένα μου έρχονται σε συμφωνία με την δημοσιευμένη γραμμική εφημερίδα για την τροχιακή περίοδο:  $MinI(HJD) = 2450023.62 + 13d.08211E$  (V.P Goranskij et al., 1998), στις παρατηρήσεις όμως του 2005, μετά τις 04/08, η ροή αντί να συνεχίσει να πέφτει όπως αναμενόταν, αρχίζει να αυξάνεται μέχρι τις 08/08, οπότε μετά πάλι αρχίζει να μειώνεται.

Αυτή ακριβώς η συμπεριφορά μπορεί να αποδοθεί σε ένα γεγονός έκλαμψης flare το οποίο συνέβη στον SS433, καταστρέφοντας την απόδειξη της τροχιακής περιόδου στην καμπύλη φωτώς. Έχει αποδειχθεί από τον Revnivtsev M. (et al., 2004) ότι σύγχρονες παρατηρήσεις ακτίνων X και οπτικών μήκων κύματος, έχουν μια σαφή συσχέτιση με τις ακτίνες X μάλιστα να καθυστερούν σε σχέση με τα οπτικά

μήκη κύματος για περίπου 80 sec. Αυτό επιβεβαιώνει το γεγονός ότι όποιες περιοδικότητες ανακαλύφθηκαν στην παρούσα εργασία, παράγονται από διάφορα φυσικά φαινόμενα στον δίσκο προσαύξησης και όχι στον συνοδό αστέρα.

Αυτά ήταν τα συμπεράσματα της φωτομετρίας και της ανάλυσης Fourier. Τα αποτελέσματα όμως της ανάλυσης Wavelet ήταν απειρως πιο αποκαλυπτικά και ενδιαφέροντα. Σχεδόν σε όλα τα διαγράμματα παρουσιάζεται μια σχετικά σταθερή περιοδικότητα με τιμή περίπου  $\approx 9$  min. Αυτό το γεγονός πέρασε τελείως απαρατήρητο από την ανάλυση Fourier, δείχνοντας την δύναμη της ανάλυσης Wavelet σε τέτοιου είδους χρονοσειρές. Εδώ πλέον μπορούμε με σχετική ασφάλεια να υποθέσουμε ότι η περιοδικότητα των  $\approx 9$  min οφείλεται σε κάποιο χαρακτηριστικό του δίσκου προσαύξησης, το οποίο είναι σταθερό και έχει ζωή για τουλάχιστον την χρονική περίοδο των παρατηρήσεων. Το αξιοπρόσεκτο όμως είναι ότι το φαινόμενο παρουσιάζεται στα δεδομένα του 2004 αλλά και του 2005. Αυτό το γεγονός αμέσως αναβαθμίζει την σπουδαιότητα του ευρήματος, μιας και πλέον, όποιο φαινόμενο δημιουργεί αυτήν την συμπεριφορά έχει ζωή τουλάχιστον ενός έτους. Αυτό σημαίνει ότι υπάρχει μεγάλη πιθανότητα, ότι η συγκεκριμένη περιοδικότητα να συνδέεται με κάποιο χαρακτηριστικό της δομής του SS433.

Σίγουρα επιπλέον έρευνα είναι αναγκαία για την διερεύνηση του κατά πόσο το εύρημα αυτό είναι σταθερό τόσο ώστε να έχει ζωή ετών. Επίσης και άλλες παρατηρήσεις χρειάζονται ώστε να διαλευκάνουν το γεγονός κατά πόσο είναι δυνατόν να συνδέεται με κάποιο σημαντικό χαρακτηριστικό της δομής του συστήματος.

## 5.1 Πιθανή Μελλοντική Έρευνα

Μελλοντική εξέλιξη της παρούσας δουλείας μπορεί να γίνει κάνοντας και άλλες παρατηρήσεις και μάλιστα μεγαλύτερης χρονικής διάρκειας. Το ζητούμενο είναι η χρονική διάρκεια των παρατηρήσεων να είναι μεγαλύτερο από 13 ημέρες ώστε η ανίχνευση της τροχιακής περιόδου να είναι πιο εύκολη και με μικρότερο περιιδώριο σφάλματος.

Επίσης θα έπρεπε να γίνει ακόμα υψηλότερης ταχύτητας φωτομετρία ώστε να ερευνηθεί η συμπεριφορά του σε ακόμα πιο μικρές χρονικές κλίμακες. Αυτή η έρευνα θα μπορούσε να γίνει με την καινούργια κάμερα του αστεροσκοπείου Κρυονερίου, όταν αυτή είναι διαθέσιμη. Τέλος θα πρέπει να προσθέσω ότι όποια μελλοντική έρευνα και να γίνει θα πρέπει να βασιστεί στην ανάλυση Wavelet και όχι στην ανάλυση Fourier, εξαιτίας του είδους της χρονοσειράς που παράγεται από τον SS433.

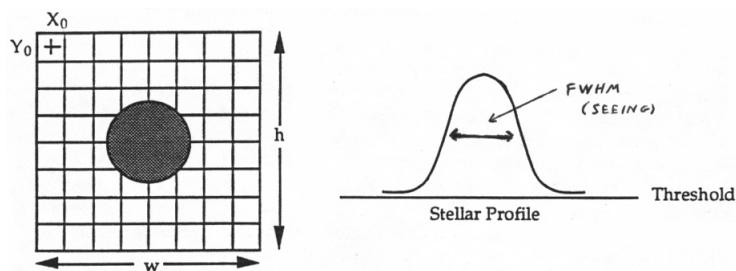
# **Mέρος III**

**SEEING KAI DIFFERENTIAL IMAGE MOTION MONITOR**

## Κεφάλαιο 1

# Μέθοδοι για τον Υπολογισμό του Αστρονομικού Seeing - Η μεθόδος DIMM

Πιθανώς ο ποιο συνηθισμένος τρόπος για να περιγράψουμε το seeing είναι καθορίζοντας το full width half maximum (FWHM) της εικόνας, που μπορεί να προσδιορισθεί είτε από άμεση εξέταση ή από την προσαρμογή μιας συνάρτησης (συνήθως Γκαουσιανή), προσέξτε την σχέση με το FWHM του στην γκαουσιανής:  $FWHM = 2.355\sigma$ . Αυτό το γεγονός φανερώνεται στο σχήμα 1.1 Μπορούμε να



Σχήμα 1.1: To The Full Width Half Maximum (FWHM)

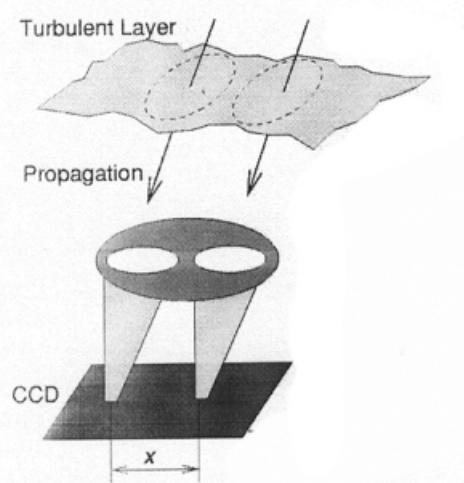
μετρήσουμε το FWHM σε μια αστρονομική εικόνα με πολλά προγράμματα. Το πρόβλημα είναι ότι αυτή η μέτρηση δεν είναι ακριβής για διάφορους λόγους :

- Προβλήματα οδήγησης
- Προβλήματα εστίασης

Όλες αυτές οι αιτίες προκαλούν στο FWHM να υπερεκτιμηθεί. Συνεπώς χρειαζόμαστε μια μέθοδο για να ξεπεράσουμε όλα αυτά τα προβλήματα. Αυτή η μέθοδος λέγεται DIMM και θα αναλυθεί στην επόμενη παράγραφο.

## 1.1 DIMM - Differential Image Motion Monitor

Η μέθοδος DIMM μετρά τις διαφορές της κλίσης του μέτωπου κύματος πάνω σε δύο οπές που απέχουν μια συγκεκριμένη απόσταση. Επειδή είναι μια διαφορική μέθοδος, η τεχνική είναι πρακτικά ανεπηρέαστη σε σφάλματα οδήγησης. Χρησιμοποιείται από το 1960 για να παρέχει ποιοτικές προσεγγιστικές μεθόδους του seeing. Η θεωρία των διαφορικών μετρήσεων είναι πλέον απολύτως κατανοητή. Μας δείχνει ότι η διαφορική κίνηση ξεπερνά την απόλυτη κίνηση μόλις καθώς η απόσταση μεταξύ των δύο οπών ισούται μερικές φορές με την διάμετρο τους. Συνεπώς ένα συμπαγές όργανο μπορεί να κατασκευασθεί και να παρέχει πολύ καλή ευαισθησία. Με την μέθοδο αυτήν κάποιος απλά πρέπει να παρατηρήσει το αστικό φως, έχοντας περάσει μέσα από δύο κυκλικές οπές (Hartmann), έτσι ώστε να πάρει δύο είδωλα των οποίων η σχετική κίνηση στο επίπεδο του αισθητήρα αναπαριστά τοπικές μεταβολές του μέτωπου κύματος. Αυτό φαίνεται στο σχήμα 1.2. Αυτή η θεωρία σχολιάζεται παρακάτω, οι μέθοδοι ESO και Hartmann περιγράφονται.



Σχήμα 1.2: Απεικόνιση της μεθόδου DIMM

### 1.1.1 ESO-DIMM

Η μέθοδος ESO-DIMM παράγει δύο εικόνες στο εστιακό επίπεδο, χρησιμοποιεί ένα πρίσμα σε μία από τις οπές Hartmann για να εκτρέψει το φως. Παρακάτω παρουσιάζεται η θεωρία της μεθόδου ESO-DIMM.

Η  $z(x, y)$  είναι ανάλογη στο σφάλμα φάσης του μετώπου κύματος  $\phi(x, y)$  :

$$z(x, y) = \frac{\lambda}{2\pi} \phi(x, y) \quad (1.1)$$

Εφόσον οι ακτίνες του φωτός είναι φυσιολογικές στην επιφάνεια του μετώπου κύματος, το συστατικό α της γωνίας αύξησης της διαταραχής στην  $x$  διεύθυνση δίνεται από :

$$\alpha(x, y) = -\frac{\partial}{\partial x} z(x, y) = \frac{\lambda}{2\pi} \frac{\partial}{\partial x} \phi(x, y) \quad (1.2)$$

Συνεπώς, η συνδιακύμανση της γωνίας  $\alpha$  φιξης της διαταραχής :

$$B_\alpha(\xi, \eta) = \langle \alpha(x, y), \alpha(x + \xi, y + \eta) \rangle \quad (1.3)$$

σχετίζεται με την συνδιακύμανση  $B_\phi(\xi, \eta)$  της φάσης της διαταραχής από :

$$B_\alpha(\xi, \eta) = -\frac{\lambda^2}{4\pi^2} \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} B_\phi(\xi, \eta) \quad (1.4)$$

και παρουσιάζοντας την συνάρτηση δομής της φάσης :

$$D_\phi(\xi, \eta) = 2[B_\phi(0, 0) - B_\phi(\xi, \eta)] \quad (1.5)$$

και έτσι γίνεται :

$$B_\alpha(\xi, \eta) = \frac{\lambda^2}{8\pi^2} \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} D_\phi(\xi, \eta) \quad (1.6)$$

Οι διαταραχές τύπου Kolmogorov στο κοντινό πεδίο μέσω απλοποίησης, η φάση της συνάρτησης δομής δίνεται από την ευρέως χρησιμοποιημένη έκφραση :

$$D_\phi(\xi, \eta) = 6.88 \left( \frac{r}{r_o} \right)^{5/3} \quad (1.7)$$

όπου  $r = \sqrt{\xi^2 + \eta^2}$  ανδ  $r_o$  είναι οι παράμετροι seeing του Fried's. Εφαρμόζοντας την 1.7 στην 1.6 μας δίνει :

$$B_\alpha(\xi, \eta) = 0.145 \lambda^2 r_o^{-5/3} \left[ (\xi^2 + \eta^2)^{-1/6} - \frac{1}{3} \xi^2 (\xi^2 + \eta^2)^{-7/6} \right] \quad (1.8)$$

Για  $\eta = 0$  παίρνουμε την διαμήκη συνδιακύμανση (στην κατεύθυνση της κλίσης) σαν συνάρτηση της απομάκρυνσης  $\xi = d$  :

$$B_\alpha(d, 0) = 0.097 \left( \frac{\lambda}{r_o} \right)^{5/3} \left( \frac{\lambda}{d} \right)^{1/3} \quad (1.9)$$

Για  $\xi = 0$ , παίρνουμε την εγκάρσια συνδιακύμανση (σε μια διεύθυνση κάθετη στην κλίση) σαν συνάρτηση της απομάκρυνσης  $\eta = d$  :

$$B_\alpha(0, d) = 0.145 \left( \frac{\lambda}{r_o} \right)^{5/3} \left( \frac{\lambda}{d} \right)^{1/3} \quad (1.10)$$

Η εγκάρσια συνδιακύμανση ακριβώς 1.5 φορά μεγαλύτερη από την διαμήκη συνδιακύμανση και οι δύο μειώνονται με την  $-1/3$  δύναμη της απομάκρυνσης. Αυτό εξακριβώθηκε από τον Borgnino et al. (1978). Αυτές οι εκφράσεις είναι μόνο έγκυρες μόνο μέσα στην αδρανή σειρά του Kolmogorov. Η απόκλιση από το αρχικό προφανώς δεν είναι φυσική. Στην πράξη, η τιμή στην πηγή περιορίζεται από την διάμετρο και δίνεται από την έκφραση της διαφορικής μεταβολής της εικόνας που δίνεται από τον Fried (1965, 1975), και ο Tatarski (1971), (με αβεβαιότητα ενός παράγοντα δυο αναλογιζόμαστε κίνηση σε μία διεύθυνση μόνο) :

$$B_\alpha(0, 0) = 0.179 \left( \frac{\lambda}{r_o} \right)^{5/3} \left( \frac{\lambda}{D} \right)^{1/3} \quad (1.11)$$

Όπου  $D$  είναι η διάμετρος του τηλεσκοπίου μέσω του οποίου οι αλίσεις μετρούνται. Λόγω της μικρής μείωσης της συνδιακύμανση με την  $-1/3$  δύναμη της απόστασης στην εξίσωση 1.9 και 1.10, η σύγκλιση στο μέσο όρο λόγω της διαμέτρου του τηλεσκοπίου δεν μεταβάλλει αισθητά την συνάρτηση συνδιακύμανση τόσο όσο η απόσταση ξεπερνά την απόσταση της διαμέτρου του τηλεσκοπίου στο διπλό, όπως φαίνεται και παρακάτω. Η διακύμανση  $\sigma^2(d)$  της κίνησης των διαφορικών ειδώλων όπως παρατηρείται από μία απόσταση  $d$  δίνεται από :

$$\sigma^2(d) = 2[B(0) - B(d)] \quad (1.12)$$

Θέτοντας 1.9 και 1.11 στην 1.12 μας δίνει μια προσέγγιση της μεταβολής  $\sigma_l^2$  από την διαφορική διαμήκη κίνηση για  $d \geq 2D$  :

$$\sigma_l^2 = 2\lambda^2 r_0^{-5/3} [0.179D^{-1/3} - 0.0968d^{-1/3}] \quad (1.13)$$

Όπου θέτοντας 1.10 και 1.11 στο 1.12 μας δίνει μια προσέγγιση της μεταβολής  $\sigma_t^2$ , από την διαφορική εγκάρσια κίνηση για  $d \geq 2D$  :

$$\sigma_t^2 = 2\lambda^2 r_0^{-5/3} [0.179D^{-1/3} - 0.145d^{-1/3}] \quad (1.14)$$

Αυτές οι μεταβολές εκφράζονται σε σχέση με την συνολική μεταβολή σε 2-διαστάσεων κίνηση μέσω μιας συγκεκριμένης διαμέτρου του τηλεσκοπίου  $D$  :

$$\sigma^2 = 2B_\alpha(0, 0) = 0.358 \left(\frac{\lambda}{r_0}\right)^{5/3} \left(\frac{\lambda}{D}\right)^{1/3} \quad (1.15)$$

Θέτοντας 1.15 στο 1.13 και 1.14 με  $S = d/D$  μας δίνει :

$$\sigma_l^2 = [1 - 0.541S^{-1/3}]\sigma^2$$

$$\sigma_t^2 = [1 - 0.811S^{-1/3}]\sigma^2$$

Οι παραπάνω εξισώσεις είναι η βάση της μεθόδου DIMM.

### 1.1.2 Hartmann-DIMM

Η μέθοδος H-DIMM για μέτρηση αστρονομικού seeing είναι μία παραλλαγή της μεθόδου ESO-DIMM. Έτσι όλες οι θεωρίες αναφέρουν ως τώρα ότι και οι δύο μέθοδοι είναι εξίσου καλοί. Στην μέθοδο H-DIMM οι δύο εικόνες που παράγονται από μία απλή αφεστιασμένη μάσκα Hartmann, χωρίς πρόσμα. έτσι λοιπόν θα σας αναφέρω για την επίδραση της εστίασης του τηλεσκοπίου, αφού για τον υπολογισμό της τιμής του seeing μέσω μιας διαφορικής κίνησης εικόνων, χρησιμοποιείται η ίδια εξίσωση.

Η εξουδετέρωση του πρόσματος διαχωρισμού των ειδώλων είναι δυνατό επειδή το βάθος πεδίου των οπών είναι πολύ μεγαλύτερο από το αρχικό οπτικό σύστημα. Για μια διάμετρο  $D$ , μήκος κύματος  $\lambda$  και εστιακό μήκος  $f$ , το βάθος πεδίου δίνεται από :

$$2\Delta Z = 1.22\lambda \left(\frac{f}{D}\right)^2 \quad (1.16)$$

Για αυτό, αν η εικόνα της CCD δεν είναι πλήρως εστιασμένες κατά ένα μέγεθος  $< \Delta Z$  (είτε εσωτερικά είτε εξωτερικά εστιασμένο), τότε η point spread function που δημιουργήται από κάθε οπή, θα είναι μη διαχωρίσιμη από τα είδωλα καθε τέλεια εστιασμένης οπής. Ωστόσο, τα είδωλα που δημιουργούνται από κάθε οπή σε απόσταση  $d$  διαχωρίζονται καλά όταν :

$$\Delta z > 1.22\lambda \left( \frac{f}{d} \right)^2 \quad (1.17)$$

Όταν ο αισθητήρας βρίσκεται σε απόσταση  $Z$  από το εστιακό πεδίο του τηλεσκοπίου, όπου  $\Delta z < Z < \Delta Z$ , όλες οι εικόνες του τηλεσκοπίου που παράγονται διαχωρίζονται από περισσότερες  $d$  από κάθε άλλο θα διαχωρίζεται καλά από το πεδίο της εικόνας, και θα είναι τέλεια εστιασμένο. Κάτω από αυτές τις συνθήκες, με την διαφορική κίνηση της εικόνας είναι εύκολο να καθορίσουμε από το σφάλμα κάθε ειδώλου από την μία έκθεση στην άλλη.

Ο καλύτερος διαχωρισμός των ειδώλων πετυχαίνεται τοποθετώντας τον ανιχνευτή μας σε απόσταση  $Z \approx \Delta Z$  από την καλύτερη εστία.

## 1.2 Αέρια Μάζα και Εξάρτηση από το Μήκος Κύματος

Αφού η αέρια μάζα αλλάζει και το seeing θα αλλάξει. Από θεωρητικές σκέψεις εκλαμβάνουμε ότι το seeing  $S$  είναι ανάλογο στην 0.6 δύναμη της αέριας μάζας  $a$  :

$$S = S_0 \cdot a^{0.6} \quad (1.18)$$

Όπου  $S_0$  είναι η τιμή του seeing στο ζενίθ. Η εξίσωση 1.1 χρησιμοποιείτε για να διορθώνει τα δεδομένα DIMM από διαφορετικά υψόμετρα και είναι απαραίτητη ώστε τα δεδομένα μας να έχουν συνοχή.

To seeing επίσης ποικίλει με το μήκος κύματος σύμφωνα με την ακόλουθη εξίσωση :

$$S = S_0 \cdot \lambda^{-0.2} \quad (1.19)$$

Όπου  $\lambda$  είναι το μήκος κύματος. To seeing καθορίζεται από το μέγεθος (ΦΩΗΜ) σε arcsec σε μεγάλο χρόνο έκθεσης και περιορίζεται από την ατμόσφαιρα (δηλαδή τηλεσκόπια χωρίς θόλο και οπτικές παραμορφώσεις) όπως παρατηρείτε στο ζενίθ και μήκος κύματος 0.5 micron. Έτσι όταν τα δεδομένα DIMM συγκεντρώνονται πρέπει αν γίνεται κάποια διόρθωση για αυτά τα δύο φαινόμενα. Δηλαδή γίνεται αναγωγή στο ζενίθ και σε μήκος κύματος 0.5 micron.

## Κεφάλαιο 2

# Ανάπτυξη μιας Καινούργιας Μονάδας H-DIMM

### 2.1 Το Πρόγραμμα Seeing-GR

To SEEING-GR είναι ένα φιλόδοξο νέο πρόγραμμα που στοχεύει στο να μετρήσει και να υπολογίσει μία μέση τιμή του πραγματικού αστρονομικού seeing (την τυρβώδη ροή της ατμόσφαιρας) στην Ελλάδα. Η μέθοδος που χρησιμοποιούμε είναι μία παραλλαγή της πρωτότυπης μεθόδου DIMM η οποία αρχικά προτάθηκε από την ESO (A&A 227, 294-300, 1990. M. Sarazin and F. Roddier), η οποία αναγνωρίζεται παγκοσμίως και ως ερευνητική μέθοδος για τη μέτρηση του seeing. Επέιδη η συλλογή των δεδομένων από όλη την Ελλάδα δεν μπορεί να αναληφθεί από ένα μόνο άτομο ή ακόμη και από μία μόνο ομάδα, το SEEING-GR απευθύνεται κυρίως σε ερασιτέχνες αστρονόμους που κατοικούν (και κάνουν παρατηρήσεις) σε απομακρισμένες τοποθεσίες καθώς επίσης και σε μητροπολιτικά κέντρα (ακόμη και στην Αθήνα και τη Θεσσαλονίκη). Αυτό το πρόγραμμα (μέτρηση του seeing όλης της χώρας) είναι μοναδικό και δεν εχει επιχειρηθεί ποτέ στο παρελθόν. Η Ελλάδα είναι μία από τις προνομιούχες χώρες καθώς διαθέτει καθαρούς ουρανούς καθ'όλη τη διάρκεια του έτους στα περισσότερα μέρη, αλλά επίση και πολλούς υψηλού επιπέδου και κατάλληλα εξοπλισμένους ερασιτέχνες αστρονόμους. Τα δεδομένα για το πρόγραμμα θα συλλέγονται αποκλειστικά από ερασιτέχνες αστρονόμους και αργότερα θα γίνεται η επεξεργασία τους από το Αστεροσκοπείο Θεσσαλονίκης. Γιά τους παραπάνω λόγους η συμμετοχή στο SEEING-GR θα επιτρέπεται MONO σε ερασιτέχνες που ικανοποιούν κάποιες βασικές απαιτήσεις :

1. Απαιτούμενος Εξοπλισμός: Ένα τηλεσκόπιο, κατοπτρικό ή διοπτρικό με άνοιγμα τουλάχιστον 6'', με οδήγηση γιά την ωριαία γωνία και μία CCD camera (και OXI Web-Cam, διάφορες ψηφιακές φωτογραφικές μηχανές, μεμονωμένα frames από Video-Cameras κλπ) ωςεωρείται ο κατάλληλος αστρονομικός εξοπλισμός. Αποκλίσεις από τον προαναφερθέντα εξοπλισμό (ειδικά σχετικά με Web-Cams) δοκιμάζονται από το Αστεροσκοπείο ώστε να διαπιστωθεί εάν μπορούν να χρησιμοποιήθούν στο πρόγραμμα. Τέλος χρειάζονται μια ειδική μάσκα (από χαρτόνι ή πλαστικό), που μπορεί να κατασκευαστεί από τον καθένα, και φυσικά ένας υπολογιστής.

2. Επειδή η επεξεργασία των δεδομένων απαιτεί ειδικό λογισμικό, το οποίο αναπτύχθηκε από το Αστεροσκοπείο για τον συγκεκριμένο σκοπό, τα δεδομένα που αποστέλονται από κάθε ερασιτέχνη αστρονόμο πρεπεί να έχουν κάποια ομοιογένεια, ώστε να μειωθεί η πιθανότητα λάθους αλλά και να διασφαλιστεί η ομαλή λειτουργία του λογισμικού. Αυτός είναι καί ο λόγος που οι παρατηρήσεις από τους ερασιτέχνες αστρονόμους πρέπει να γίνονται με τον τρόπο που περιγράφεται στον παρόντα οδηγό.

## 2.2 Λογισμικό Συλλογής Δεδομένων

Το λογισμικό λήψης δεδομένων για το πρόγραμμα έχει γραφτεί σε Visual Basic. Επιλέχτηκε αυτη η γλώσσα προγραμματισμού επειδή ήταν αναγκαία η δημιουργία ενός προγράμματος για Windows, έτσι ώστε να μπορεί να το χρησιμοποιήσει ο καθένας. Χρησιμοποιούνται τα API των Windows όπως επίσης και οι οδηγοί ASCOM για την εποικοινωνία με το MaximDL. Το τελευταίο είναι ένα πρόγραμμα ελέγχου αστρονομικών καμερών CCD και χρησιμοποιείται για την λήψη και σωστη αποθήκευση των δεδομένων.

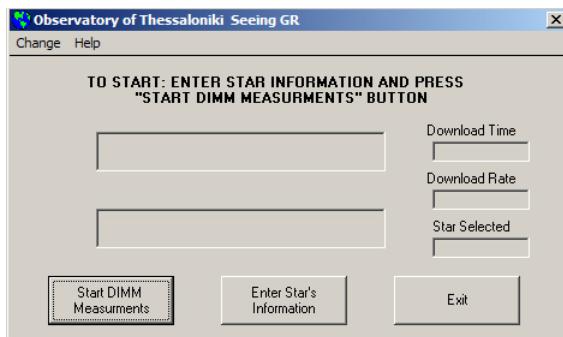
### 2.2.1 Η μορφή του Προγράμματος

Η μορφή του προγράμματος είναι πολύ απλή, έτσι, και ένα άτομο χωρίς αστρονομικές γνώσεις μπορεί να το χειρίστεί. Έχει τρία (3) κουμπιά.

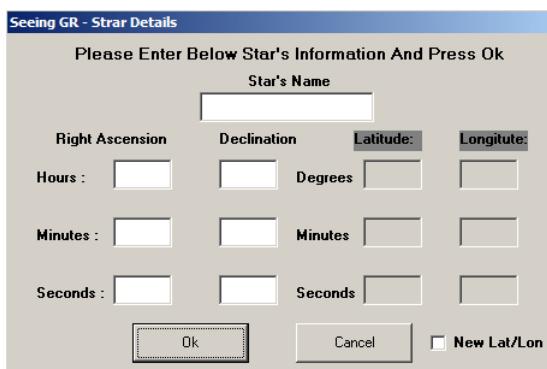
- Το κουμπί "Start DIMM Measurements"  
Αυτό είναι το κύριο κουμπί του προγράμματος. Με αυτό μπορούμε να πάρουμε μετρήσεις DIMM απλά πατώντας το!!
- Το κουμπί "Star's Information"  
Με αυτό εισάγουμε τις πληροφορίες για τον παρατηρούμενο αστέρα, δηλαδή το όνομα του αστέρα και τις συντεταγμένες του. Δεν είναι δυνατό να παρθούν μετρήσεις αν δεν εισαχθούν πληροφορίες για τον αστέρα που παρατηρούμε.
- Το κουμπί "Exit"  
Πατώντας αυτό το κουμπί βγαίνουμε από το Πρόγραμμα!!

Το κύριο παράθυρο του προγράμματος επίσης περιλαμβάνει έναν αριθμό από πεδία. Υπάρχουν δύο πεδία πληροφοριών, που χρησιμοποιούνται για την απεικόνιση διαφόρων πληροφοριών, ένα με το download rate, ένα με το download time και ένα πεδίο που περιέχει τον αστέρα που επιλέξατε με το κουμπί "Star Information". Στο σχήμα 2.2 φαίνεται το παράθυρο για τις πληροφορίες του αστέρα. Εδώ πρέπει να εισάγετε τουλάχιστον το όνομα του αστέρα που πρόκειται να παρατηρήσετε. Εάν δεν εισαχθούν συντεταγμένες τότε το όνομα αυτό θα χρησιμοποιηθεί για να βρεθούν τα *Ra* and *Dec* από του επίσημους καταλόγους.

Πέρα από τις πληροφορίες που αφορούν στον αστέρα, υπάρχει και ένα κουμπί που αναγράφει "New Lat/Lon". Το κουμπί αυτό χρησιμοποιείται μόνο σε περίπτωση που κάνετε παρατήρηση σε τοποθεσία αλλή από την home location. Η home location είναι η τοποθεσία που έχετε δηλώσει στην φόρμα



Σχήμα 2.1: Η Κύρια Διασύνδεση του Προγράμματος.



Σχήμα 2.2: Το παράθυρο για τις πληροφορίες του αστέρα - Star details interface

εγγραφής σας. Συνεπώς αν πρόκειται να κάνετε παρατήρηση σε διαφορετική τοποθεσία παρακαλούμε εισάγετε εδώ τις συντεταγμένες της τοποθεσίας αυτής. Εάν δεν τις γνωρίζετε ή δεν μπορείτε να τις βρείτε, παρακαλούμε εισάγετε σε όλα τα πεδία '00' και όταν μας αποστείλετε τα δεδομένα επισυνάψτε ένα αρχείο ή στέλνετε μας ενα e-mail με λεπτομερείς πληροφορίες σχετικά με τον τόπο της παρατήρησης (πχ. 20Km Νότια της Λαμίας, κοντά στο χωριό Κρανιά...) ώστε να μπορούμε να τις βρούμε. Στο σχήμα 2.3 φαίνεται το πλαίσιο διαλόγου User Info. Αυτό εμφανίζεται όταν εκτελείτε το Πρόγραμμα για πρώτη φορά. Εδώ πρέπει να τοποθετήστε τις ίδιες πληροφορίες με αυτές στην φόρμα εγγραφής. Εχετε υπ' όψην οτι η διασταύρωση των πληροφοριών αυτών γίνεται αυτόματα. Εάν οι πληροφορίες στο "User info Dialog" είναι διαφορετικές από αυτές στην αίτηση εγγραφής τοτε τα δεδομένα δεν θα αναλυθούν και θα επικοινωνήσουμε μαζί σας για να λυθεί το πρόβλημα.

Το πλαίσιο διαλόγου User Info μπορεί να βρεθεί επίσης στο μενού "Change". Παρακαλούμε μην αλλάξετε τις πληροφορίες εδώ, εκτός αν είναι απολύτως απαραίτητο. Επίσης αν τις αλλάξετε παρακαλούμε ενημερώστε μας με ένα e-mail. Να θυμάστε οτι τέτοιου είδους αλλαγές δεν πρέπει να είναι συχνές!!!

## 2.2.2 Παίρνοντας Μετρήσεις

Για να πάρετε μετρήσεις DIMM πρέπει πρώτα να εισάγετε τις πληροφορίες για τον αστέρα που πρόκειται να παρατηρήσετε, δηλαδή το όνομα του αστέρα και τις συντεταγμένες του. Εάν δεν γνωρίζετε τις

The dialog box is titled "Seeing GR - User Info". It contains several input fields and dropdown menus. On the left, there are fields for "User Name", "Real Name", "Camera Model", "Hole Diameter (cm)", "Hole Separation (cm)", "Telescope Diameter (mm)", and "Telescope Focal Length (mm)". On the right, there are sections for "Home Location" (Latitude and Longitude) and "Altitude(m)". Latitude and longitude are broken down into "Degrees", "Minutes", and "Seconds" for each coordinate. At the bottom right are two buttons: "OK" and "Cancel".

Σχήμα 2.3: Το πλαίσιο διαλόγου User Info.

ακριβείς συντεταγμένες του, εισάγετε μόνο το όνομα του αστέρα, και θα βρούμε εμείς τις συντεταγμένες του, σε γενικές όμως γραμμές θα βοηθούσε αν συμπληρώνατε τις συντεταγμένες εσείς οι ίδιοι. Έχετε υπ' όψην οτι ΠΡΕΠΕΙ να εισάγετε τουλάχιστον το όνομα του αστέρα, πρίν να είστε σε θέση να πάρετε μετρήσεις. Αφού εισάγετε τις πληροφορίες που χρειάζονται, είναι πλέον καιρός να πατήσετε το κουμπί "Start DIMM Measurements". Μόνο δύο παράμετροι απομένουν ακόμα να συμπληρωθούν, ώστε το Πρόγραμμα να τρέξει κανονικά. Η πρώτη είναι η ambient temperature, δηλαδή η θερμοκρασία περιβάλλοντος. Χρειαζόμαστε αυτήν την τιμή στο Πρόγραμμα, ώστε αυτό να ρυθμίσει την θερμοκρασία του chip αρκετά χαμηλά για να πάρει μετρήσεις. Αποδεκτές τιμές είναι από -20 έως +40 βαθμοί Κελσίου. Αφού εισάγετε την θερμοκρασία πρέπει να περιμένετε ώσπου η θερμοκρασία της κάμερας να έχει ρυθμιστεί. Ένα πλαίσιο διαλόγου θα εμφανιστεί. Εάν είχατε εισάγει λανθασμένη θερμοκρασία στο προηγούμενο βήμα και η κάμερα δεν μπορεί να φτάσει στο setpoint, μπορείτε να την διορθώσετε εδώ. Εάν δεν κάνετε καμία διόρθωση, κάθε φορά που θα πατάτε OK ή Cancel μπορείτε να δείτε πόσοι βαθμοί απομένουν ώσπου η κάμερα να φτάσει στο setpoint, στο κύριο παράθυρο του προγράμματος. Όταν η κάμερα φτάσει στο setpoint, τότε την επόμενη φορά που θα πατήσετε OK, Θα συνεχίσετε στο επόμενο βήμα. Η δεύτερη παράμετρος είναι το χρονικό διάστημα που θέλετε να κάνετε παρατήρηση. Εδώ πρέπει να εισάγετε από 30 λεπτά έως 10 ώρες. Έχουμε βάλει αυτόν τον περιορισμό διότι μετρήσεις κάτω από μισή ώρα δεν θα είναι στατιστικά σωστές. Παράθυρα με πληροφορίες θα εμφανιστούν, πρίν αρχίσουν οι μετρήσεις, για να σας εξηγήσουν τι ακριβώς συμβαίνει στην κάμερά σας. Δέν χρειάζεται τίποτε άλλο για να αρχίσει το πρόγραμμα να παίρνει μετρήσεις DIMM. Κατά την διάρκεια όλης της διαδικασίας μπορείτε να δείτε τι ακριβώς κάνει το πρόγραμμα και πόσος χρόνος απομένει ώστε να ολοκληρωθεί ο κύκλος των μετρήσεων. Εάν θέλετε να ξανατρέξετε το πρόγραμμα δεν χρειάζεται να κλείσετε και να ξεκινήσετε από την αρχή, απλά πατήστε το κουμπί "Take measurements" άλλη μία φορά.

### 2.2.3 Τα Δεδομένα

Τα δεδομένα είναι μία σειρά από εικόνες \*.FIT'. Μπορείτε να δείτε τις εικόνες αυτές με προγράμματα όπως το MaximDL ή το CCDOPS, αλλά προσέξτε ώστε να μην τις αλλάξετε με οποιονδήποτε τρόπο! Πειραματιζόμενοι με την αντίθεση, τη φωτεινότητα ή με ο,τιδήποτε άλλο, ώστε η εικόνα να δείχνει καλύτερη, θα επηρεάσετε την ποιότητα των δεδομένων!! Πέρα από τα frames, τρία ακόμη αρχεία θα δημιουργηθούν: το ένα είναι μία στατιστική του χρόνου κατεβάσματος (download time) ενος frame σε σύγκριση με το χρόνο. Το αρχείο αυτό προορίζεται για εμάς ώστε να ξέρουμε αν ολα πήγαν καλά κατά το κατέβασμα των εικόνων από την κάμερα στον υπολογιστή. Το δεύτερο είναι ο κατάλογος (log) που περιέχει όλες τις απαραίτητες πληροφορίες για την επεξεργασία των δεδομένων και την εξαγωγή της τιμής του seeing. Τέλος το τρίτο αρχείο περιέχει πληροφορίες σχετικά με τον εξοπλισμό σας και τον τόπο που κάνετε την παρατήρηση. Συνεπώς κατα την αποστολή των δεδομένων στο Αστεροσκοπείο φροντίστε να περιλάβετε και τα τρία προηγούμενα αρχεία. Τα αρχεία αυτά έχουν κατάληξη ".dat" και ".jbn". Όλες οι εικόνες ".FIT" αλλά και τα αρχεία ".dat" και ".jbn" αποθηκεύονται κάθε φορά που τρέχετε το Πρόγραμμα σε έναν φάκελο όπως αυτός :

```
c:/dimm/data/xx_x_xxxx_x_xx
```

όπου x φάκελος είναι η ημερομηνία και η ώρα που τρέχετε το Πρόγραμμα. Συνεπώς όποτε το τρέχετε, ένας διαφορετικός φάκελος αυτού του είδους δημιουργείται. Εάν τρέξετε το Πρόγραμμα πέντε φορές μέσα σε μία βραδιά θα έχετε πέντε διαφορετικούς φακέλους μέσα στον φάκελο των δεδομένων σας. Θα μας στέλνετε όλους αυτούς τους φακέλους, για κάθιε φορά που τρέχετε το πρόγραμμα.

### 2.2.4 Πιθανά Μηνύματα Σφάλματος

Υπάρχουν μερικά μηνύματα λάθους που μπορεί να αντιμετωπίσετε τρέχοντας το πρόγραμμα. Ενα από τα λάθη που μπορεί να κάνετε είναι να εισάγετε ένα γράμμα όταν ζητείται ένας αριθμός. Όταν κάνετε αυτό το λάθος ένας διάλογος θα εμφανιστεί ενημερώνοντας σας για αυτό και λέγοντας σας ότι πρέπει να αρχίσετε από την αρχή. Εάν έχετε εισαγάγει τις πληροφορίες του αστέρα δεν ειναι απαραίτητο να τις καταγράψετε εκ νέου, απλώς πιέστε το κουμπί "Start Measurements" πάλι. Μερικά λάθη εμφανίζονται όταν εισάγετε μια τιμή που δεν είναι μέσα στα αποδεκτά όρια. Αυτός ο τύπος λαθών περιλαμβάνει τη διάρκεια και τη θερμοκρασία παρατήρησης. Τα όρια για την θερμοκρασία περιβάλλοντος είναι από -20 έως +40 βαθμοί Κελσίου. Τα όρια για τη διάρκεια παρατήρησης είναι από 30 λεπτά έως 10 ώρες. Εάν εισάγετε μια τιμή έξω από αυτά τα όρια μια προειδοποίηση θα εμφανιστεί, πρέπει έπειτα να καταγράψετε εκ νέου μια σωστή τιμή. Άλλα σφάλματα περιλαμβάνουν την επιλογή ενός λανθασμένου τύπου κάμερας στον κατάλογο του MaximDL. Εάν συμβαίνει κάτι τέτοιο εισάγετε απλώς το σωστό μοντέλο της CCD σας στο MaximDL. Εάν η κάμερα σας δεν υπάρχει, στείλτε ένα e-mail στην ομάδα ανάλυσης του seeing-gr που να αναφέρει το πρόβλημα που αντιμετωπίζετε. Θα προσπαθήσουμε να το λύσουμε. Σε περίπτωση άλλων λαθών ένα πλαίσιο διαλόγου θα εμφανιστεί και θα σας ενημερώσει σχετικά με το τι να κάνετε. Σε όλες τις περιπτώσεις λάθους ένα αρχείο προβλημάτων (fault.log) δημιουργείται στο φάκελλο τών προγραμμάτων. Εάν ένα πρόβλημα επιμένει, παρακαλούμε να μας στείλετε ένα e-mail λέγοντάς

μας ακριβώς τι κάνατε και ήρθατε σε αυτήν την δύσκολη θέση. Πρέπει επίσης να μας στείλετε το προαναφερθέν fault.log (αρχείο προβλημάτων).

## Κεφάλαιο 3

# Μετρήσεις Σπινθηρισμού με το H-DIMM

Ο σπινθηρισμός είναι ένας σημαντικός παράγοντας στις μετρήσεις που απαιτεί υψηλή φωτομετρική λεπτομέρεια extra-solar planet detection, αστρομετρία, και αντικείμενα με πολύ γρήγορες και έντονες αλλαγές (αστροσεισμολογία). Παρακάτω παρουσιάζονται μετρήσεις σπινθηρισμού που έγιναν στο βουνό Χολωμόντα Χαλκιδικής. Παρουσιάζω την θεωρία της μεθόδου που χρησιμοποίησα. Σαν παραπροϊόν των μετρήσεων του σπινθηρισμού μια προσέγγιση της γωνίας συνοχής γίνεται για το ίδιο μέρος.

Το μέγεθος του σπινθηρισμού μπορεί να μετρηθεί από την μεταβολή :  $\sigma_i^2$  των σχετικών σφαλμάτων σε ένταση  $I$ ,  $\sigma_i$  είναι η root-mean-square τιμή του  $(I - \langle I \rangle) = \Delta I / \langle I \rangle$  όπου  $\langle \rangle$  δείχνει χρονική στρογγυλοποίηση. Στην βιβλιογραφία το  $\sigma_i^2$  συχνά αποκαλείται δείκτης σπινθηρισμού. Για να αποφύγουμε τα μπερδέματα, για  $\sigma_i^2$  θα έχουμε την ορολογία intensity variance. Ο ρυθμός του σπινθηρισμού μπορεί να μετρηθεί από το πλάτος των προσωρινών συναρτήσεων correlation ή, ακόμη καλύτερα, από τον μετασχηματισμό Fourier. Ειδικά σε παλιότερες βιβλιογραφίες, η συχνότητα του σπινθηρισμού εκφραζόταν από το πόσο συχνά η μεταβολή της έντασης περνά από την μέση τιμή. Οι τιμές για έντονες διακυμάνσεις  $\sigma_i^2$  αναφέρονται στην μεταβολή της γραμμικής ποσότητας. Σε μερικές δημοσιεύσεις, η μεταβολή αντίθετα δίνεται από τον λογάριθμο της έντασης, η σχέση είναι  $\sigma_i^2 = [\exp(\sigma_{ln(i)}^2) - 1]$ . Για μικρές τιμές σπινθηρισμού η διαφορά είναι αμελητέα. Ο σπινθηρισμός σχετίζεται γεωμετρικά με ένα lever-arm φαινόμενο. Ο σπινθηρισμός φυσιολογικά κατέχεται από αναταράξεις σε υψηλά υψόμετρα (πολλά χιλιόμετρα), ενώ το seeing δημιουργείται αρκετά κοντά στο τηλεσκόπιο.

Όταν οι αναταράξεις προκαλούν σφάλματα αντανακλάσεων είναι σε σημαντικά μεγάλη απόσταση από το τηλεσκόπιο, η ακτινοβολία γίνεται μεταβλητή και στον χώρο και στον χρόνο. Αυτή η έντονη μεταβολή μπορεί να παρατηρηθεί σε εικόνες μικρής έκθεσης ενός κατόπτρου τηλεσκοπίου αντανακλώμενου από τα φωτεινά άστρα, καθώς ένα σύστημα σκιών γρήγορα κινούμενο. Με το γυμνό μάτι, τέτοιες σκιές μπορεί να φανούν ελάχιστα κατά τις στιγμές πριν και μετά από μία ηλιακή έκλειψη. Τότε οι σκιές φαίνονται ως επιμικισμένες ζώνες εξαιτίας της ανισοτροπικής κατανομής φωτεινότητας στον ηλιακό δίσκο. Η κίνηση τους καθυρίζεται από στοιχεία όπως τον άνεμο σε διάφορα υψόμετρα. Ωστόσο, σε αντίθεση με φανόμενα ηλιακών εκλείψεων, σχήματα σκιών από αστέρια είναι στατιστικά ισοτροπικά. Ο σπινθηρισμός μπορεί

να μελετηθεί είτε μετρώντας τα σφάλματα σε μια εικόνα την πυκνότητα μιας εικόνας, ή μετρώντας το σχέδιο σκιών κατευθείαν. Η ένταση των εικόνων από το τηλεσκόπιο εξαρτώνται από το δείγμα των σχημάτων των σκιών που επιλέγονται από το τηλεσκόπιο σε κάθε στιγμή. Παροδικές μεταβολές για δυο κυρίως λόγους. Πρώτον, τα σχέδια των σκιών κινούνται διαμέσου του αισθητήρα καθώς η περιοχή της ατμόσφαιρας παράγοντας το σχέδιο που μεταφέρεται από τον άνεμο.

Τα περισσότερα μοντέλα όντως υποθέτουν ότι αυτά τα σχήματα μπορούν να θεωρηθούν ως παγωμένα στην ατμόσφαιρα (Taylor's approximation). Ωστόσο, σφάλματα επίσης συμβαίνουν όταν η δομή των σχημάτων των σκιών ποικίλει λόγω των αλλαγών στις αναταράξεις, ή λόγω της σχετικής κίνησης των διαφόρων περιοχών της ατμόσφαιρας. Λεπτομερής μελέτες των ιδιοτήτων της χρονικής συμπεριφοράς του σπινθηρισμού για απλούς και διπλούς αστέρες μπορούν να χρησιμοποιηθούν για να συμπεράνουμε αρκετά λεπτομερής πληροφορίες συχνά στρωματωμένη δομή στα ανώτερα στρώματα της ατμόσφαιρας. Με σκοπό την πλήρη ανακάλυψη των φαινόμενων της ατμόσφαιρας, είναι απαραίτητο να περιορίσουμε το rupil του τηλεσκοπίου, το φασματικό εύρος του αισθητήρα, και το δείγμα χρόνου του εξοπλισμού. Η στρογγυλοποίηση λόγω της διαμέτρου του τηλεσκοπίου στην τιμή του σπινθηρισμού θα μειώσει την μεταβολή, εκτός και αν η διάμετρος είναι σημαντικά μικρότερη από το μικρότερο χαρακτηριστικό της δομής των σκιών.

Συνεπώς η μέτρηση της μεταβολής σαν συνάρτηση του μεγέθους της διαμέτρου μας δίνει μια εκτίμηση για το μέγεθος των χαρακτηριστικών. Διαφορετικά μεγέθη της διαμέτρου και του χρόνου έκθεσης φιλτράρουν κατέπιλογήν διαφορετικά μακρινά πακέτα διαταραχής. Για παράδειγμα, το τρεμόπαιγμα που βλέπει ο γυμνός οφθαλμός ( $\sim 5\text{mm}$  διαμέτρου, κόβει τις συχνότητες πάνω από  $15\text{Hz}$ ), δημιουργείτε κυρίως από διαταραχές στο  $1\text{km}$  από το έδαφος.

### 3.1 Τεχνική Μέτρησης

Στην θεωρία, η μεταβολή του φυσικού λογαρίθμου της έντασης του φωτοσείναι η ποσοστητική προς υπολογισμό. Έτσι, αν  $x$  και  $y$  είναι οι εντάσεις στις δύο οπές, ο κανονικός δείκτης σπινθηρισμού  $s_x$ ,  $s_y$  και ο διαφορικός δείκτης  $s_{xy}$  θα έπρεπε να υπολογίζεται ως εξής :

$$\begin{aligned} s_x &= \left\langle (\log x - \overline{\log x})^2 \right\rangle \\ s_y &= \left\langle (\log y - \overline{\log y})^2 \right\rangle \end{aligned} \quad (3.1)$$

και

$$s_{xy} = \left\langle (\log(x/y) - \overline{\log(x/y)})^2 \right\rangle \quad (3.2)$$

Στην πραγματικότητα, οι υπολογισμοί γίνονται από μία διαφορετική σχέση που αντικαθηστούν τους λογαρίθμους με λόγους. Αυτές οι "γραμμικές" σχέσεις ταιριάζουν καλύτερα για την αφαίρεση του φωτονικού ύφορυβου γιτι οι τελευταίες μπορούν να εκτιμηθούν θεωρητικά. Ο φωτονικός ύφορυβος μπορεί να είναι αρκετά μεγάλος, έτσι ώστε η χρήση λογαριθμικών σχέσεων για υπολογισμούς δεικτών δείχνει

προβληματικός. Οι γραμμικές είναι :

$$\begin{aligned}s_x &= \left\langle \left( x/\bar{x} \right)^2 \right\rangle - 1 \\ s_y &= \left\langle \left( y/\bar{y} \right)^2 \right\rangle - 1\end{aligned}\quad (3.3)$$

ανδ

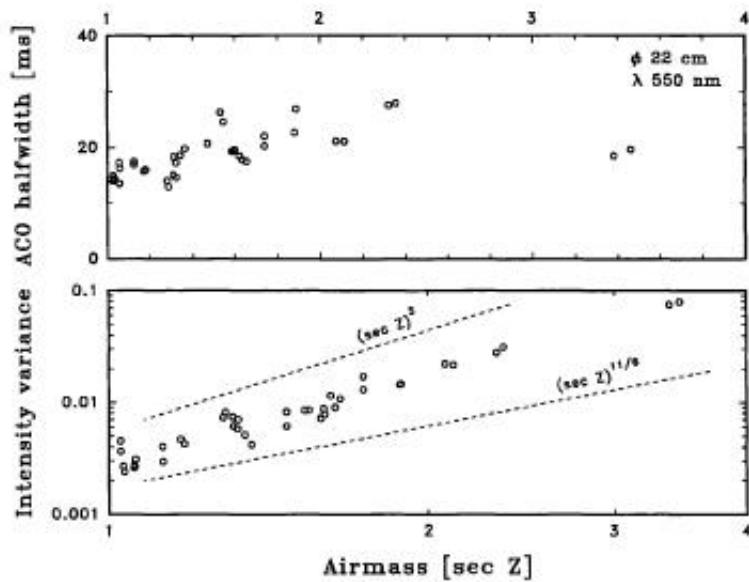
$$s_{xy} = \left\langle \left( x/\bar{x} - y/\bar{y} \right)^2 \right\rangle \quad (3.4)$$

οι παραπάνω εξισώσεις χρησιμοποιούνται στο λογισμικό ανάλυσης για να υπολογίσουν τους διαφορούς δείκτες του σπινθηρισμού. Για τις μετρησεις της εντασης του φωτός στα δύο τηλεσκόπια, πακέτα από το Starlink χρησιμοποιούντε όπως Photom και Extractror.

### 3.1.1 Διόρθωση για την Ζενίθεια Απόσταση

Αστέρια κοντά στον ορίζοντα σπινθηρίζουν με μεγαλύτερο πλάτος αλλά ποιο αργά από τα αστέρια κοντά στο ζενίθ, αυτό προκαλεί την χαμηλής συχνότητας τρεμόπαιγμα γυμνού οφθαλμού για να γίνει ποιο έντονο κοντά στον ορίζοντα. Αυτή η απόσταση από το ζενίθ έχει μετρηθεί από τον Bufton και τον Genatt (1971), Darchiya (1966), Diamant et al. (1969). Επίσης ο σπινθηρισμός αυξάνεται όσο απομακρυνόμαστε από το ζενίθ, όμως η αύξηση δεν συνεχίζεται μέχρι τον ορίζοντα. Τυπικά το πλάτος αυξάνεται μέχρι περίπου  $60^{\circ}$  ή  $70^{\circ}$ , όπου και επέρχεται κορεσμός (ή ακόμα και μείωση). Η γωνία κορεσμού εξαρτάται από την αέρια μάζα, και μπορεί να διαφέρει μεταξύ χαμηλών και υψηλών υψομέτρων.

Μόνο λίγες μελέτες σε πολύ μεγάλα ζενίθειες αποστάσεις φαίνεται να υπάρχουν π.χ. του Butler (1952) ο οποίος κατέγραψε τον σπινθηρισμό στα τηλεσκόπια σε υψόμετρο μόνο  $1^{\circ}$  πάνω από τον ορίζοντα. Λιγότερο σημαντικά φαίνομενα είναι η εξάρτηση του μεγέθους του τηλεσκοπίου από την γωνία κορεσμού, η οποία βρίσκεται ποιο κοντά στο ζενίθ για μικρότερες διαμέτρους τηλεσκοπίων. Επιπλέον, η ισχύς των διαταράξεων των φυσικών λογάριθμων φαίνεται να είναι ασθενέστερη με την αύξηση της ζενίθειας απόστασης. Θεωρίες έχουν αναπτυχθεί από τον Tatarski (1961), και από τον Reiger (1963).



Σχήμα 3.1: Η ένταση του Σπινθηρισμού αυξάνεται με την ζενίθεια απόσταση. Η πάνω καμπύλη είναι για μεγάλες διαμέτρους και η κάτω για μικρές. Οι Μετρήσεις έγιναν με διάμετρο τηλεσκοπίου 22cm.

Αν και διαφορετικές σε πολλές περιπτώσεις, αυτές συμφωνούν στην γωνία ζενίθ ότι εξαρτάται από:  $(secZ)^3$ , για μεγάλες διαμέτρους. Αυτές οι έννοιες συζητήθηκαν από τους Bufton (1973) και Parry et al. (1979). Στην περίπτωση των οπτικών χυμάτων (μικρές διαμέτρους) μία εξάρτηση  $\sigma_i^2 \propto (secZ)^{11/6}$ , και στην περίπτωση των γεωμετρικών οπτικών (μεγαλύτερες διάμετροι)  $\sigma_i^2 \propto (secZ)^3$ . Για να υπολογίσουμε τον κορεσμό σε μεγαλύτερες ζενίθειες γωνίες, ο Young (1969, 1970α, β) έδειξε πως τα φαίνομενα του seeing και της χρωματικής διαφοράς λόγω των αποκλίσεων από το  $(secZ)^3$ , το φως που περνάει από μεγαλύτερες αέριες μάζες διαχέεται περισσότερο. Η ζενίθεια απόσταση εξαρτάται από τον δείκτη

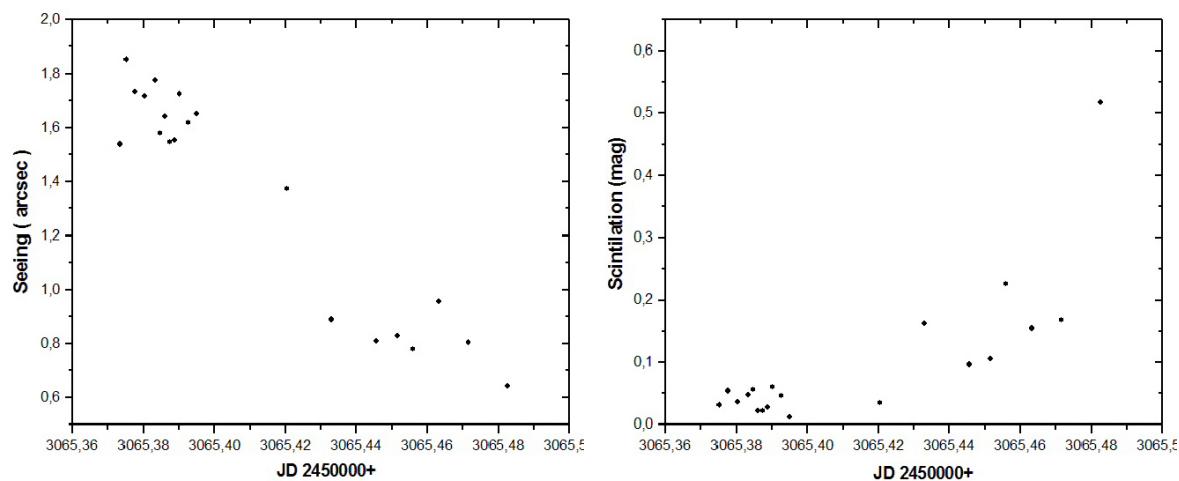
σπινθηρισμού  $\sigma_i^2$  και μπορεί να μοντελοποιηθεί αριθμητικά κάτω από κάποιες υποθέσεις. Τα αποτελέσματα δείχνουν πως το  $\sigma_i^2$  αυξάνεται μέχρι κάποια ζενίθεια γωνία, και μετά επέρχεται κορεσμός και τελικά μειώνεται κοντά στον ορίζοντα. Στην περίπτωση μας και αφού έχω χρησιμοποιήσει τηλεσκόπια μικρής διαμέτρου, χρησιμοποίησα την υπόθεση ότι  $\sigma_i^2 \propto (\sec Z)^{11/6}$ .

## Κεφάλαιο 4

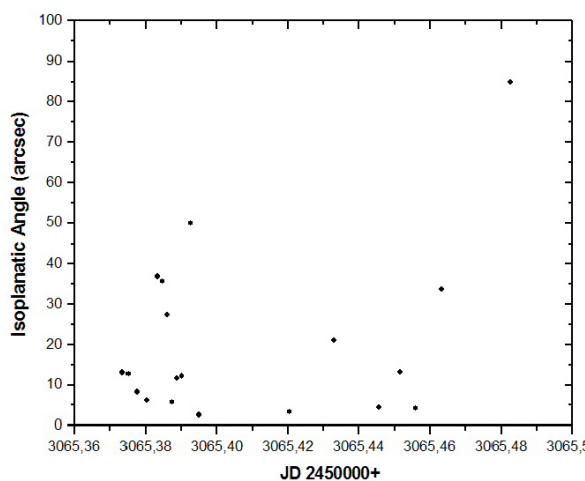
# Παρατηρήσεις και Αποτελέσματα στον Χολομώντα Χαλκιδικής

### 4.1 Καμπύλες Seeing, Σπινθηρισμού και Γωνίας Συνοχής

Παρακάτω παρουσιάζονται όλες οι παρατηρήσει που έγιναν στον Χολομώντα Χαλκιδικής για την παρούσα εργασία, την περίοδο 2004 έως 2006. Για κάθε νύχτα υπάρχουν τρία διαγράμματα, ένα για το seeing, ένα για τον σπινθηρισμό και ένα για την γωνία συνοχής. Επίσης δίνονται και τα στατιστικά στοιχεία για κάθε νύχτα όπως ο μέσος όρος η σχετική διακύμανση η ενδιάμεση τιμή αλλά και την τιμή για την οποία το 75% των παρατηρήσεων είναι καλύτερες (P75) για κάθε μέγεθος αντίστοιχα.



Σχήμα 4.1: Καμπύλες Seeing και Σπινθηρισμού για την 29/02/2004

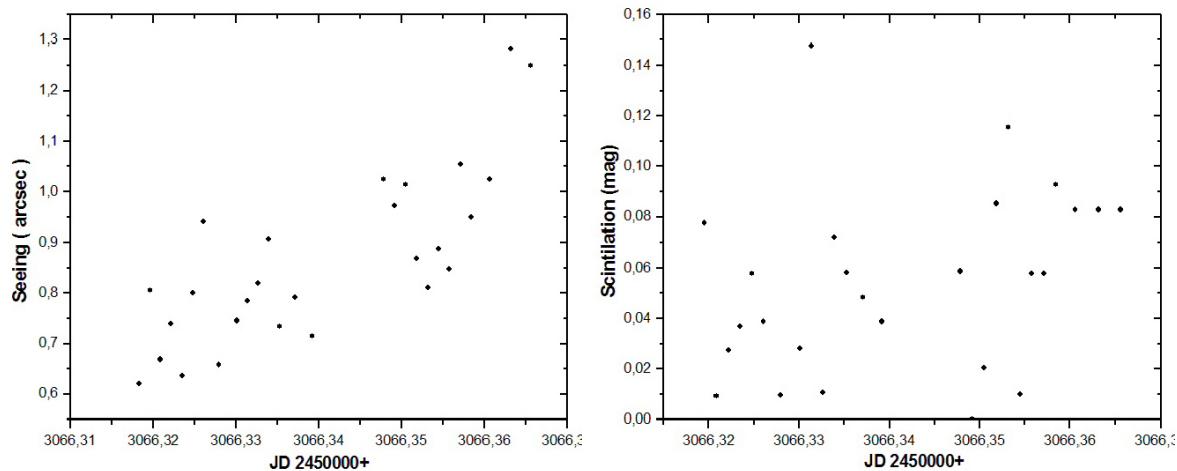


Σχήμα 4.2: Καμπύλη της Γωνίας Συνοχής για την 29/02/2004

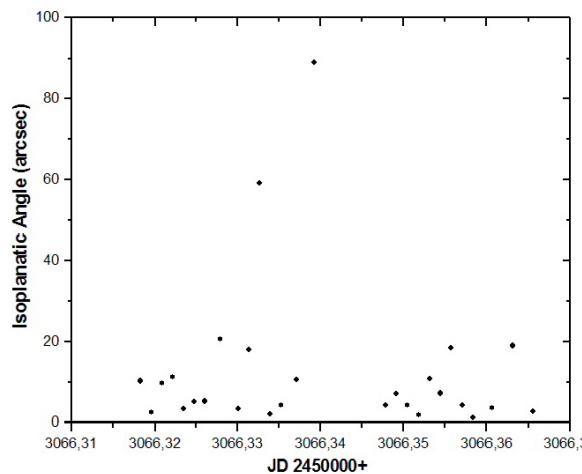
Εδώ παρουσιάζεται η νύχτα της 29/02/2004. Στο σχήμα 4.1 φαίνονται οι καμπύλες του seeing και σπινθηρισμού και στο σχήμα 4.2 η καμπύλη της γωνίας συνοχής. Για αυτή την νύχτα ισχύουν :

	Mean	St. Deviation	P75	Median
Seeing (arcsec)	1.35	0.41	1.65	1.54
Σπινθηρισμός (mag)	0.098	0.11	0.15	0.053
Γωνία Συνοχής (arcsec)	27.99	39.64	33.6	12.9

Η συγκεκριμένη νύχτα δυστηχώς δεν ήταν τόσο καλή ούτε για τον σπινθηρισμό αλλα ούτε και για το seeing.



Σχήμα 4.3: Καμπύλες Seeing και Σπινθηρισμού για την 01/03/2004

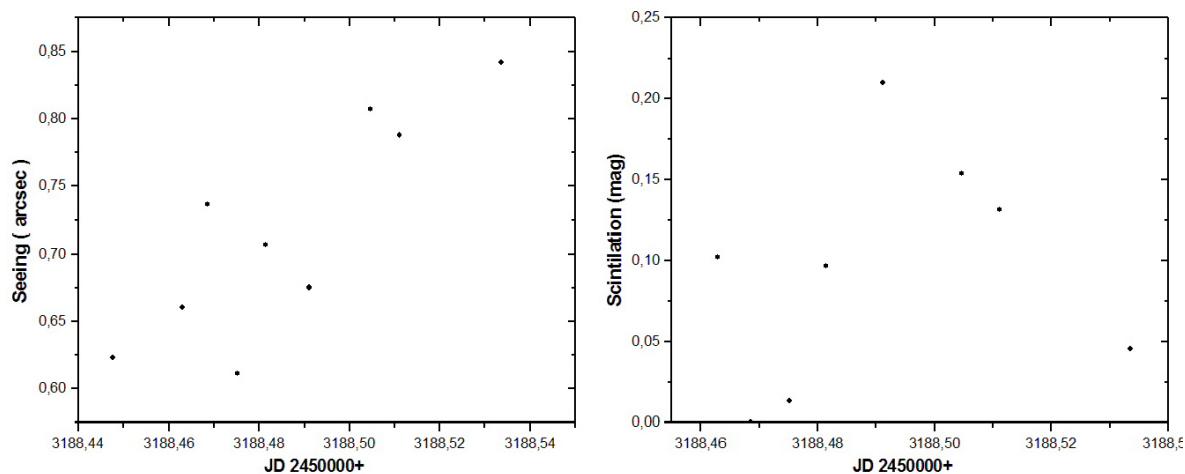


Σχήμα 4.4: Καμπύλη της Γωνίας Συνοχής για την 01/03/2004

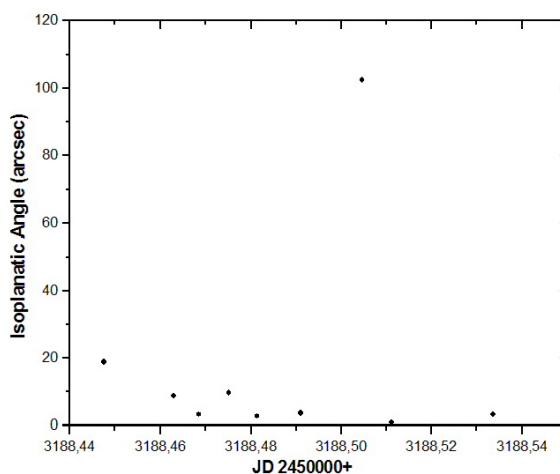
Εδώ παρουσιάζεται η νύχτα της 01/03/2004. Στο σχήμα 4.3 φαίνονται οι καμπύλες του seeing και σπινθηρισμού και στο σχήμα 4.4 η καμπύλη της γωνίας συνοχής. Για αυτή την νύχτα ισχύουν :

	Mean	St. Deviation	P75	Median
<b>Seeing (arcsec)</b>	0.86	0.16	0.97	0.81
<b>Σπινθηρισμός (mag)</b>	0.054	0.036	0.082	0.057
<b>Γωνία Συνοχής (arcsec)</b>	12.51	19.09	11.11	5.18

Μια νύχτα πολύ κοντά στον γενικό μέσο όρο ως αναφορά το seeing, αλλά με πολύ καλό σπινθηρισμό.



Σχήμα 4.5: Καμπύλες Seeing και Σπινθηρισμού για την 01/07/2004

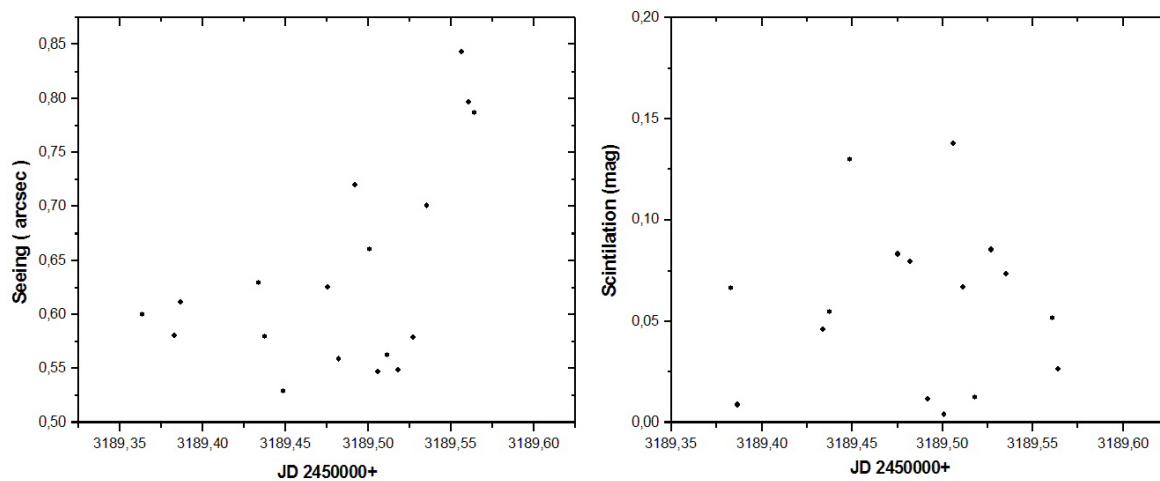


Σχήμα 4.6: Καμπύλη της Γωνίας Συνοχής για την 01/07/2004

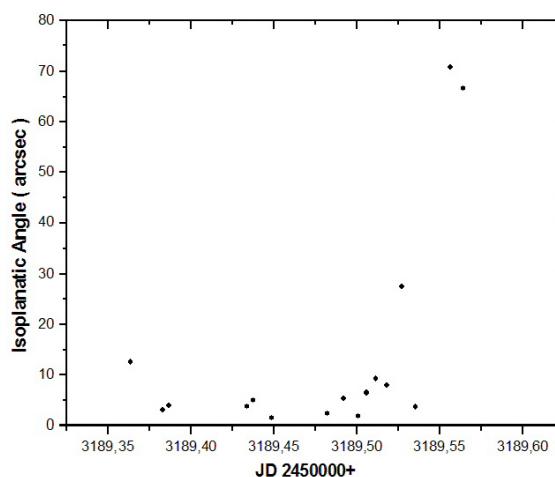
Εδώ παρουσιάζεται η νύχτα της 01/07/2004. Στο σχήμα 4.5 φαίνονται οι καμπύλες του seeing και σπινθηρισμού και στο σχήμα 4.6 η καμπύλη της γωνίας συνοχής. Για αυτή την νύχτα ισχύουν :

	Mean	St. Deviation	P75	Median
Seeing (arcsec)	0.71	0.08	0.78	0.7
Σπινθηρισμός (mag)	0.094	0.071	0.13	0.09
Γωνία Συνοχής (arcsec)	17.09	32.5	9.7	3.62

Μια τυπική νύχτα στον Χολομώντα Χαλκιδικής με καλό seeing.



Σχήμα 4.7: Καμπύλες Seeing και Σπινθηρισμού για την 02/07/2004

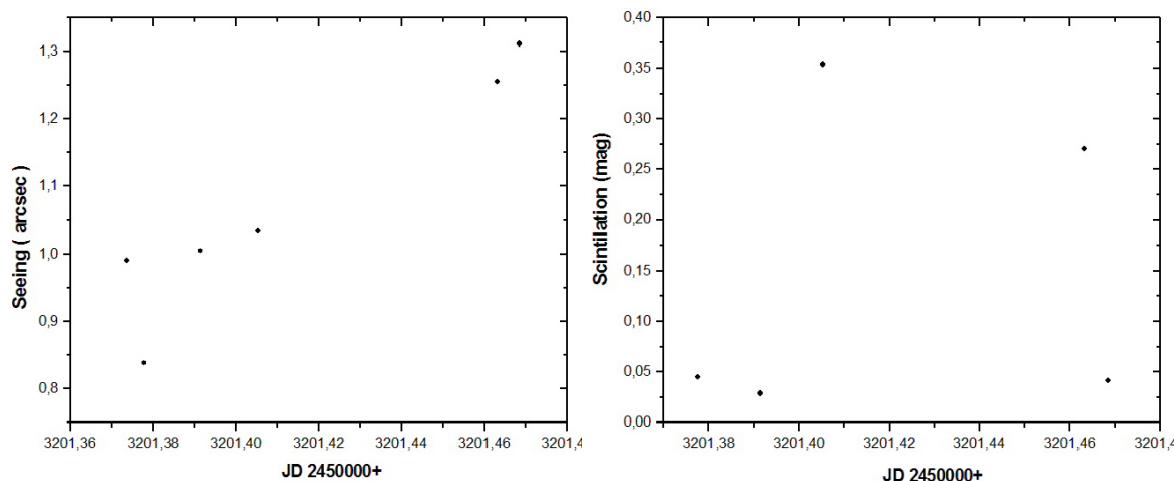


Σχήμα 4.8: Καμπύλη της Γωνίας Συνοχής για την 02/07/2004

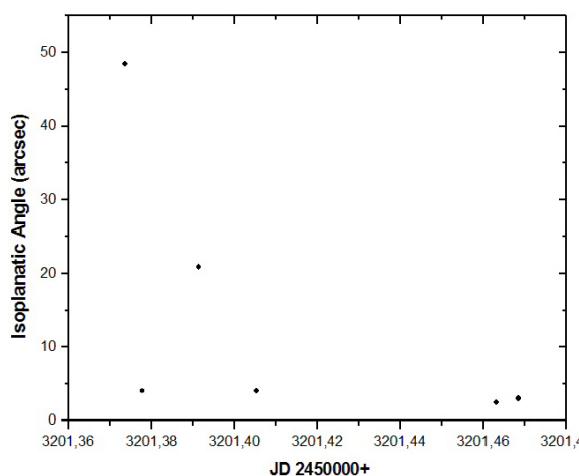
Εδώ παρουσιάζεται η νύχτα της 02/07/2004. Στο σχήμα 4.7 φαίνονται οι καμπύλες του seeing και σπινθηρισμού και στο σχήμα 4.8 η καμπύλη της γωνίας συνοχής. Για αυτή την νύχτα ισχύουν :

	Mean	St. Deviation	P75	Median
Seeing (arcsec)	0.63	0.09	0.7	0.6
Σπινθηρισμός (mag)	0.058	0.04	0.079	0.06
Γωνία Συνοχής (arcsec)	14.45	22.13	9.22	5.07

Η νύχτα της 02/07/2004 ήταν πάρα πολύ καλή με την τημ τιμή του seeing αν είναι αρκετά χαμηλότερα από τον γενικό μέσο όρο.



Σχήμα 4.9: Καμπύλες Seeing και Σπινθηρισμού για την 14/07/2004

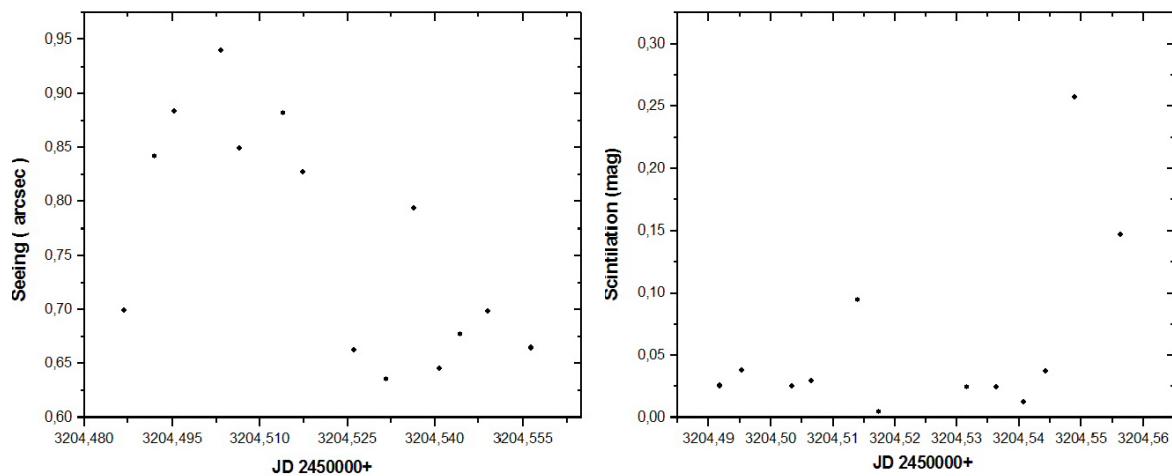


Σχήμα 4.10: Καμπύλη της Γωνίας Συνοχής για την 14/07/2004

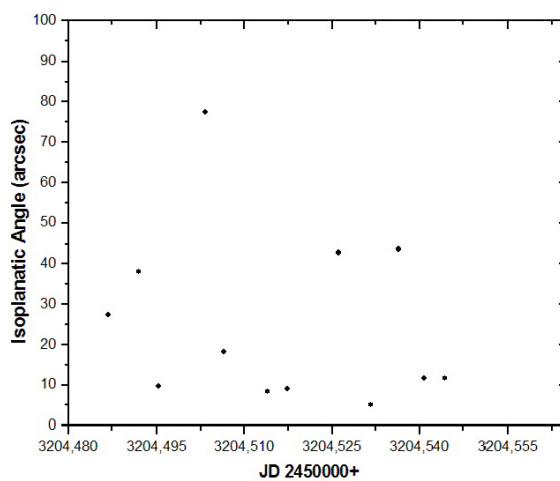
Εδώ παρουσιάζεται η νύχτα της 14/07/2004. Στο σχήμα 4.9 φαίνονται οι καμπύλες του seeing και σπινθηρισμού και στο σχήμα 4.10 η καμπύλη της γωνίας συνοχής. Για αυτή την νύχτα ισχύουν :

	Mean	St. Deviation	P75	Median
Seeing (arcsec)	1.07	0.17	1.25	1.01
Σπινθηρισμός (mag)	0.14	0.15	0.27	0.04
Γωνία Συνοχής (arcsec)	13.77	18.39	20.88	3.97

Αυτή η νύχτα δεν είχε δυστηγώς ούτε καλό seeing αλλά ούτε καλό σπινθηρισμό.



Σχήμα 4.11: Καμπύλες Seeing και Σπινθηρισμού για την 17/07/2004

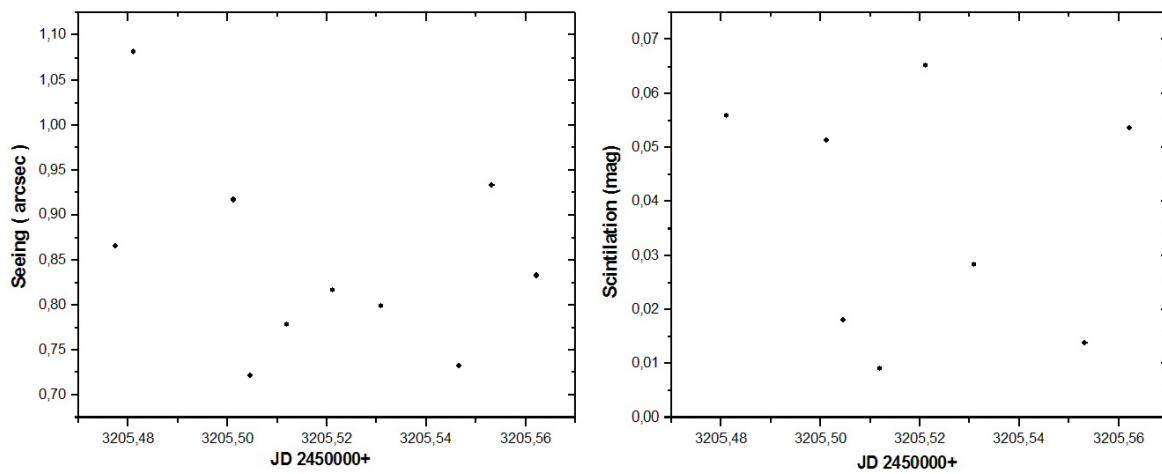


Σχήμα 4.12: Καμπύλη της Γωνίας Συνοχής για την 17/07/2004

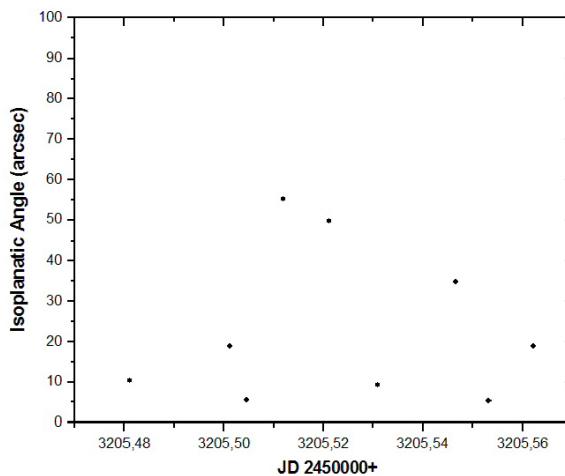
Εδώ παρουσιάζεται η νύχτα της 17/07/2004. Στο σχήμα 4.11 φαίνονται οι καμπύλες του seeing και σπινθηρισμού και στο σχήμα 4.12 η καμπύλη της γωνίας συνοχής. Για αυτή την νύχτα ισχύουν :

	Mean	St. Deviation	P75	Median
Seeing (arcsec)	0.76	0.1	0.84	0.74
Σπινθηρισμός (mag)	0.059	0.073	0.03	0.027
Γωνία Συνοχής (arcsec)	77.54	169	43.65	22.78

Σε αυτήν την νύχτα δυστηχώς δεν είχαν γίνει πολλές παρατηρήσεις, όμως η τιμη του seeing είναι πάρα πολύ καλή.



Σχήμα 4.13: Καμπύλες Seeing και Σπινθηρισμού για την 18/07/2004

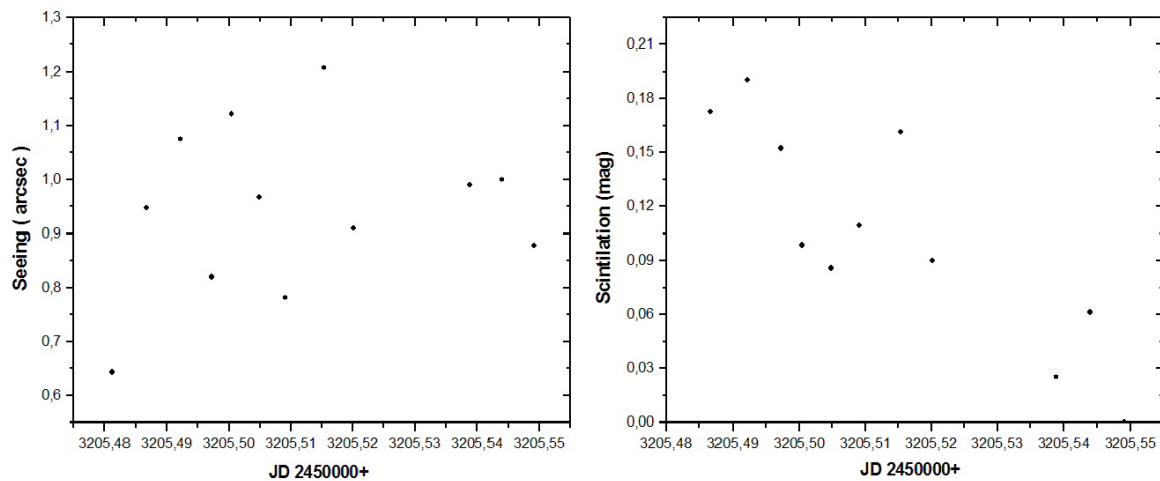


Σχήμα 4.14: Καμπύλη της Γωνίας Συνοχής για την 18/07/2004

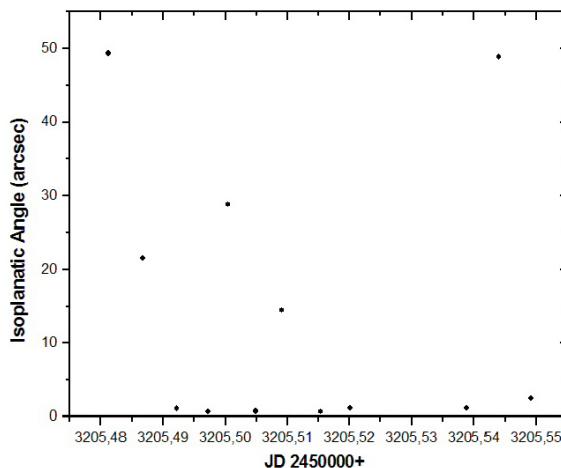
Εδώ παρουσιάζεται η νύχτα της 18/07/2004. Στο σχήμα 4.13 φαίνονται οι καμπύλες του seeing και σπινθηρισμού και στο σχήμα 4.14 η καμπύλη της γωνίας συνοχής. Για αυτή την νύχτα ισχύουν :

	Mean	St. Deviation	P75	Median
Seeing (arcsec)	0.84	0.1	0.91	0.82
Σπινθηρισμός (mag)	0.03	0.02	0.053	0.039
Γωνία Συνοχής (arcsec)	83.54	192	49.63	18.86

Η νύχτα της 18/07/2004 δεν είχε πολλές παρατηρήσεις οπότε δεν μπορούν να βγούν απολύτως ασφαλή συμπεράσματα. Βεβαία ο μέσος ορος του seeing δεν είναι άσχημος.



Σχήμα 4.15: Καμπύλες Seeing και Σπινθηρισμού για την 19/07/2004

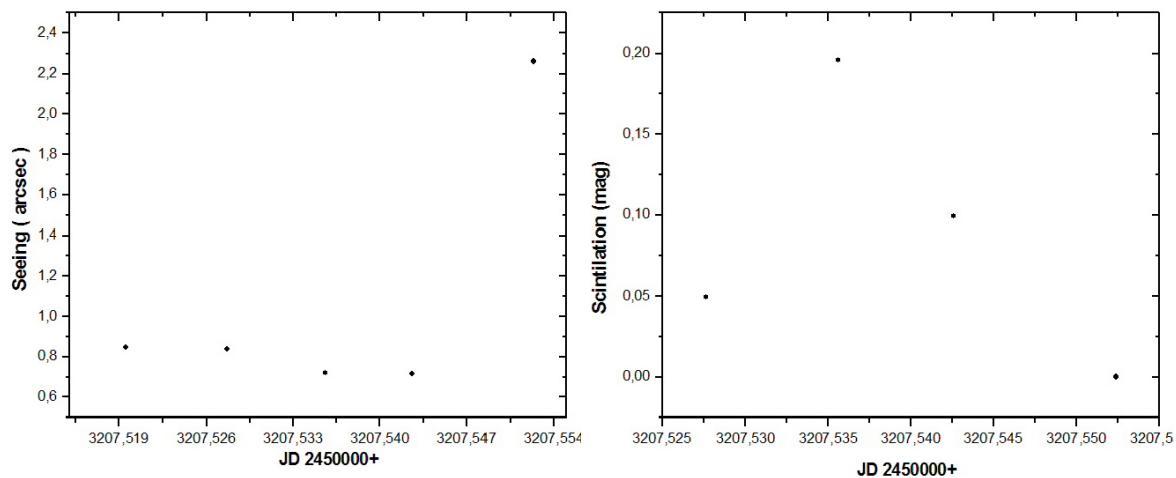


Σχήμα 4.16: Καμπύλη της Γωνίας Συνοχής για την 19/07/2004

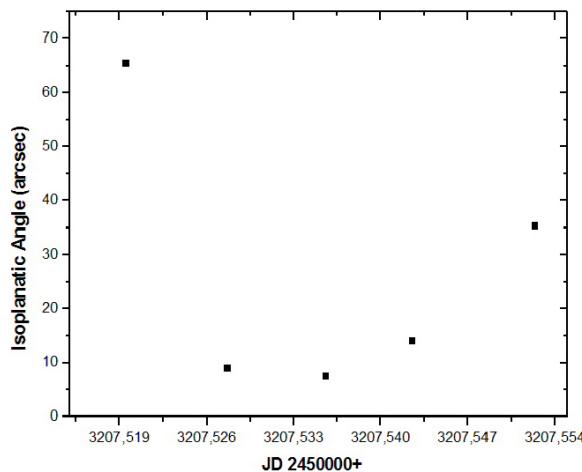
Εδώ παρουσιάζεται η νύχτα της 19/07/2004. Στο σχήμα 4.15 φαίνονται οι καμπύλες του seeing και σπινθηρισμού και στο σχήμα 4.16 η καμπύλη της γωνίας συνοχής. Για αυτή την νύχτα ισχύουν :

	Mean	St. Deviation	P75	Median
Seeing (arcsec)	0.94	0.15	0.99	0.95
Σπινθηρισμός (mag)	0.1	0.06	0.16	0.098
Γωνία Συνοχής (arcsec)	14.22	18.86	21.53	1.76

Και σε αυτή την νύχτα υπάρχουν λίγα σημεία και άρα δεν μπορούν να βγούν ασφαλή συμπεράσματα.



Σχήμα 4.17: Καμπύλες Seeing και Σπινθηρισμού για την 20/07/2004

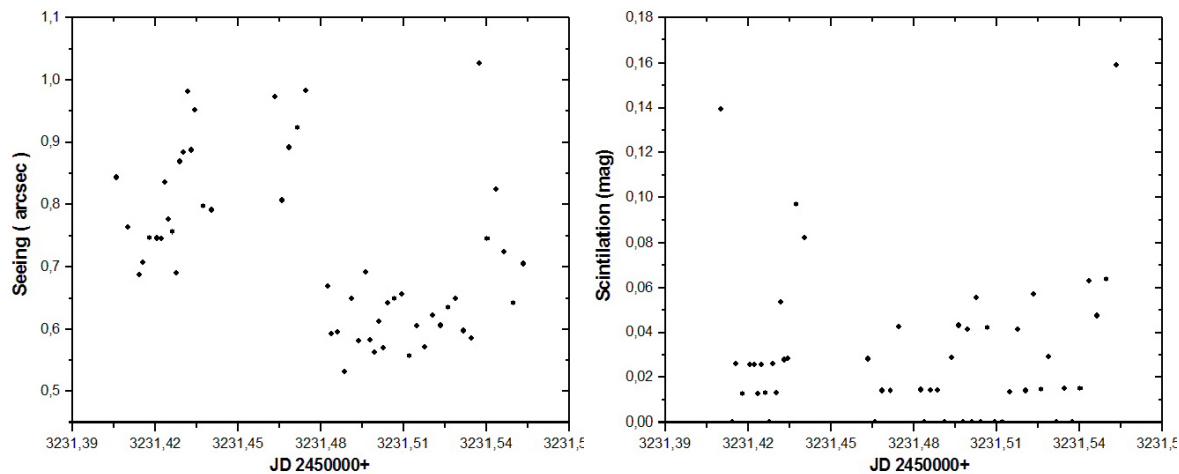


Σχήμα 4.18: Καμπύλη της Γωνίας Συνοχής για την 20/07/2004

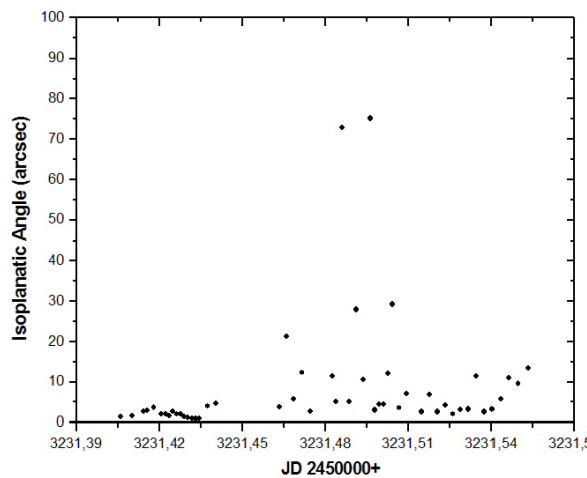
Εδώ παρουσιάζεται η νύχτα της 20/07/2004. Στο σχήμα 4.17 φαίνονται οι καμπύλες του seeing και σπινθηρισμού και στο σχήμα 4.18 η καμπύλη της γωνίας συνοχής. Για αυτή την νύχτα ισχύουν :

	Mean	St. Deviation	P75	Median
Seeing (arcsec)	1.07	0.66	0.84	0.83
Σπινθηρισμός (mag)	0.086	0.083	0.099	0.074
Γωνία Συνοχής (arcsec)	26.24	24.66	35.36	14.01

Σε αυτή την νύχτα υπάρχουν πολύ λίγες παρατηρήσεις για να βγούν ασφαλή συμπεράσματα για την συμπεριφορά του seeing, όμως έστω και από αυτές τις τιμές φαίνεται οτι είναι αρκετά πάνω από τον γενικό μέσο όρο.



Σχήμα 4.19: Καμπύλες Seeing και Σπινθηρισμού για την 12/08/2004

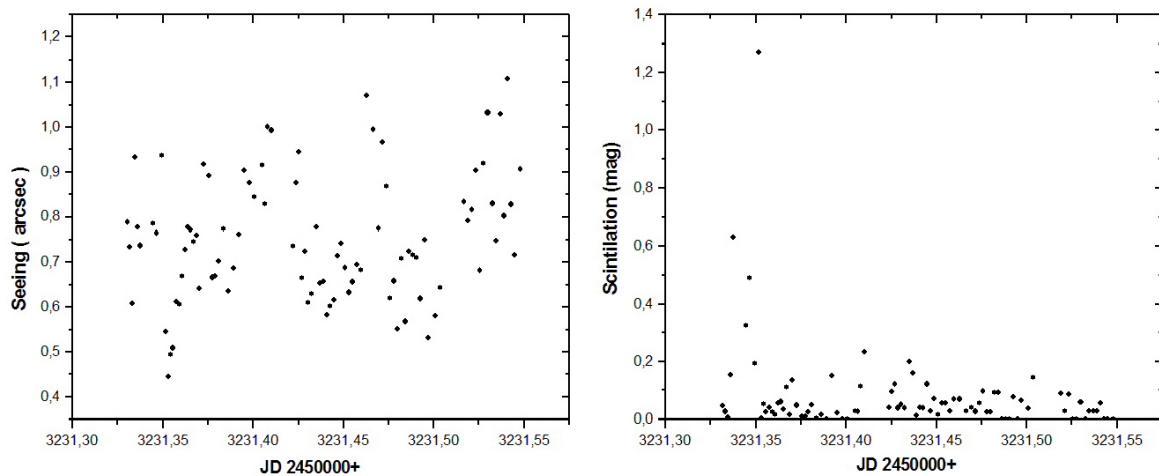


Σχήμα 4.20: Καμπύλη της Γωνίας Συνοχής για την 12/08/2004

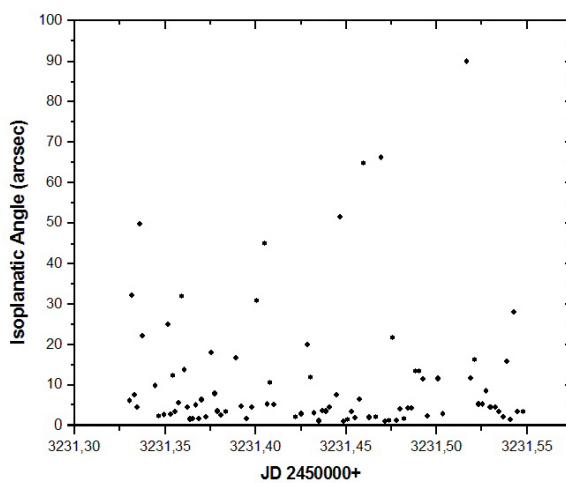
Εδώ παρουσιάζεται η νύχτα της 12/08/2004. Στο σχήμα 4.19 φαίνονται οι καμπύλες του seeing και σπινθηρισμού και στο σχήμα 4.20 η καμπύλη της γωνίας συνοχής. Για αυτή την νύχτα ισχύουν :

	Mean	St. Deviation	P75	Median
Seeing (arcsec)	0.75	0.13	0.80	0.69
Σπινθηρισμός (mag)	0.029	0.033	0.042	0.015
Γωνία Συνοχής (arcsec)	11.37	24.91	9.55	3.74

Η νύχτα της 12/08/2004 είναι μια τυπική για την τιμή του seeing αλλα πάρα πολύ καλή για τον σπινθηρισμό.



Σχήμα 4.21: Καμπύλες Seeing και Σπινθηρισμού για την 13/08/2004

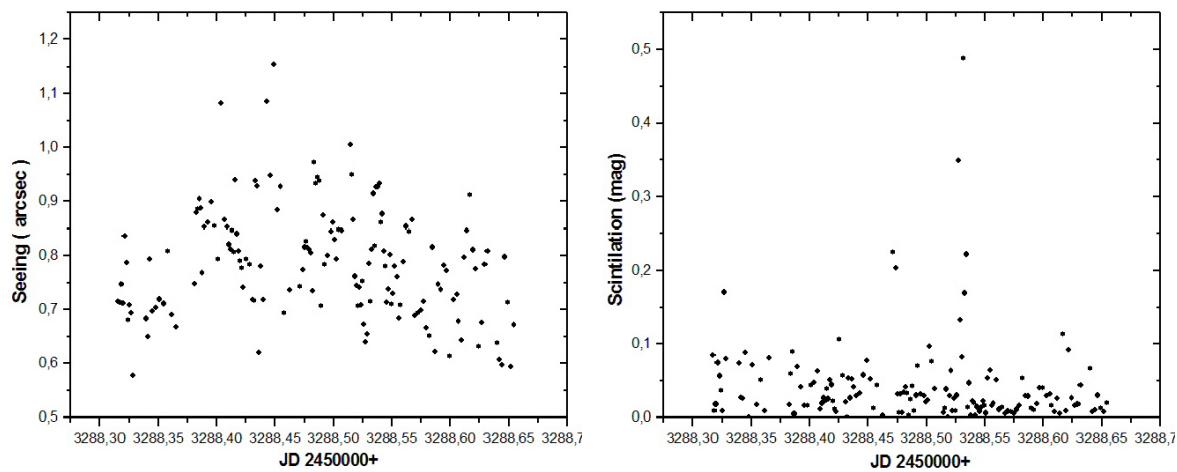


Σχήμα 4.22: Καμπύλη της Γωνίας Συνοχής για την 13/08/2004

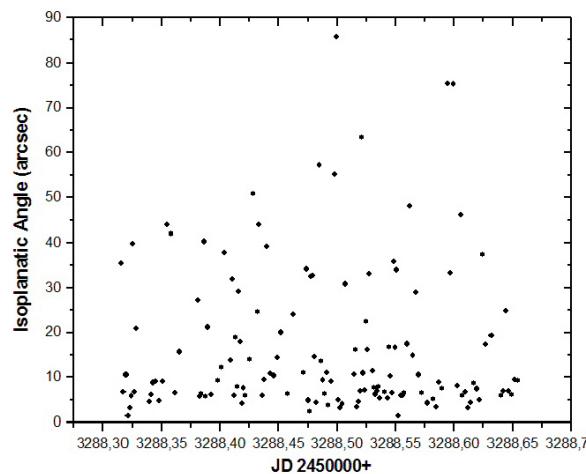
Εδώ παρουσιάζεται η νύχτα της 13/08/2004. Στο σχήμα 4.21 φαίνονται οι καμπύλες του seeing και σπινθηρισμού και στο σχήμα 4.22 η καμπύλη της γωνίας συνοχής. Για αυτή την νύχτα ισχύουν :

	Mean	St. Deviation	P75	Median
Seeing (arcsec)	0.75	0.13	0.83	0.73
Σπινθηρισμός (mag)	0.079	0.16	0.078	0.039
Γωνία Συνοχής (arcsec)	23.67	47.16	15.88	4.98

Είναι και αυτή μια νύχτα λίγο πάνω από το μέσο όρο των επιδόσεων του Χολομώντα ως αναφορά των σπινθηρισμό αλλα αρκετά καλή ως αναφορά την τιμή του seeing.



Σχήμα 4.23: Καμπύλες Seeing και Σπινθηρισμού για την 09/10/2004

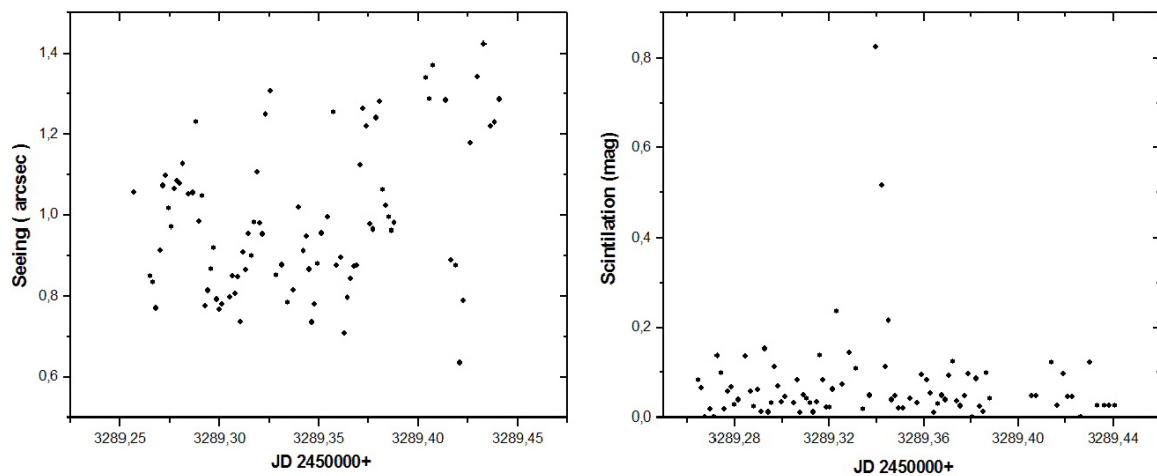


Σχήμα 4.24: Καμπύλη της Γωνίας Συνοχής για την 09/10/2004

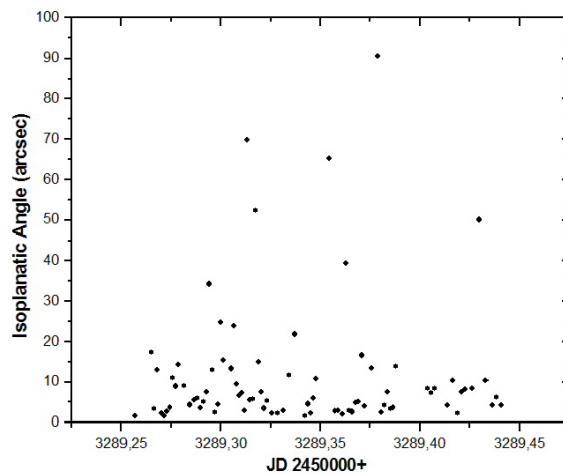
Εδώ παρουσιάζεται η νύχτα της 09/10/2004. Στο σχήμα 4.23 φαίνονται οι καμπύλες του seeing και σπινθηρισμού και στο σχήμα 4.24 η καμπύλη της γωνίας συνοχής. Για αυτή την νύχτα ισχύουν :

	Mean	St. Deviation	P75	Median
Seeing (arcsec)	0.78	0.1	0.84	0.78
Σπινθηρισμός (mag)	0.043	0.05	0.05	0.02
Γωνία Συνοχής (arcsec)	41.13	110.3	33.26	10.73

Τούτη η νύχτα ήταν απλά καλή για τα δεδομένα του Χολομώντα ως αναφορά το seeing. Ο σπινθηρισμός όμως δεν ήταν και ο καλύτερος δυνατός με λίγο μεγαλύτερη διασπορά από το συνηθισμένο.



Σχήμα 4.25: Καμπύλες Seeing και Σπινθηρισμού για την 10/10/2004

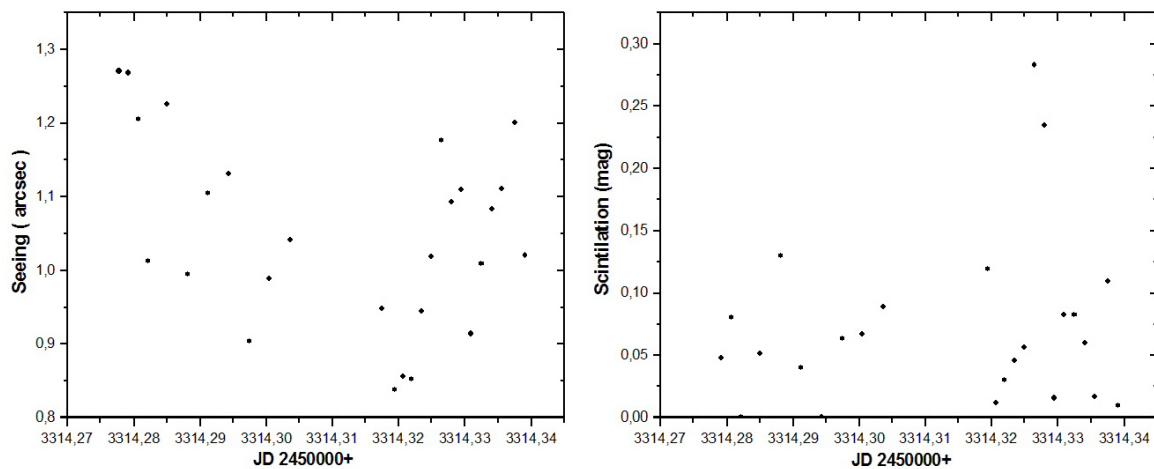


Σχήμα 4.26: Καμπύλη της Γωνίας Συνοχής για την 10/10/2004

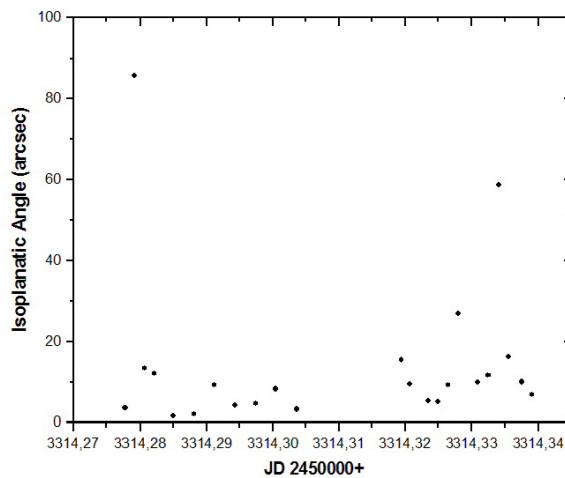
Εδώ παρουσιάζεται η νύχτα της 10/10/2004. Στο σχήμα 4.25 φαίνονται οι καμπύλες του seeing και σπινθηρισμού και στο σχήμα 4.26 η καμπύλη της γωνίας συνοχής. Για αυτή την νύχτα ισχύουν :

	Mean	St. Deviation	P75	Median
Seeing (arcsec)	0.98	0.18	1.09	0.96
Σπινθηρισμός (mag)	0.072	0.1	0.08	0.04
Γωνία Συνοχής (arcsec)	30.49	100.21	13.9	7.33

Αυτή την βραδία οι τιμές του seeing δεν ήταν καθόλου καλές για τα δεδομένα του Χολομώντα, με μια αυξητική τάση κατά την διάρκεια της νύχτας. Ακόμα και ο σπινθηρισμός δεν ήταν καλός με αρκετή διασπορά.



Σχήμα 4.27: Καμπύλες Seeing και Σπινθηρισμού για την 04/11/2004

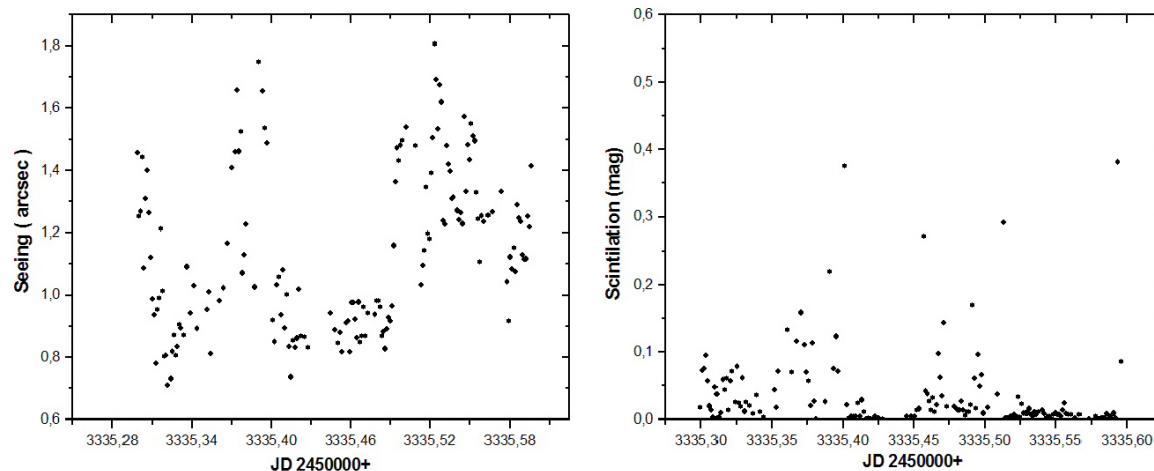


Σχήμα 4.28: Καμπύλη της Γωνίας Συνοχής για την 04/11/2004

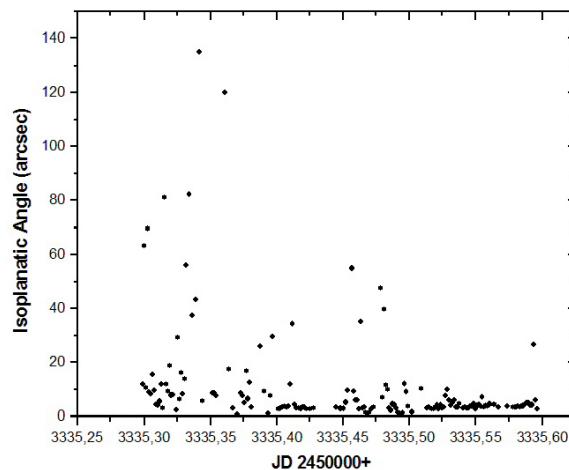
Εδώ παρουσιάζεται η νύχτα της 04/11/2004. Στο σχήμα 4.27 φαίνονται οι καμπύλες του seeing και σπινθηρισμού και στο σχήμα 4.28 η καμπύλη της γωνίας συνοχής. Για αυτή την νύχτα ισχύουν :

	Mean	St. Deviation	P75	Median
Seeing (arcsec)	1.05	0.12	1.13	1.03
Σπινθηρισμός (mag)	0.007	0.068	0.082	0.058
Γωνία Συνοχής (arcsec)	14.44	19.5	13.29	9.29

Δυστηχώς σε αυτήν την νύχτα δεν υπάρχουν πολλές μετρήσεις και γι' αυτό το λόγο δεν μπορούν να βγούν ασφαλή στατιστικά συμπεράσματα. Παρόλα αυτά είναι σίγουρο ότι το seeing δεν ήταν και το καλύτερο δυνατό.



Σχήμα 4.29: Καμπύλες Seeing και Σπινθηρισμού για την 25/11/2004

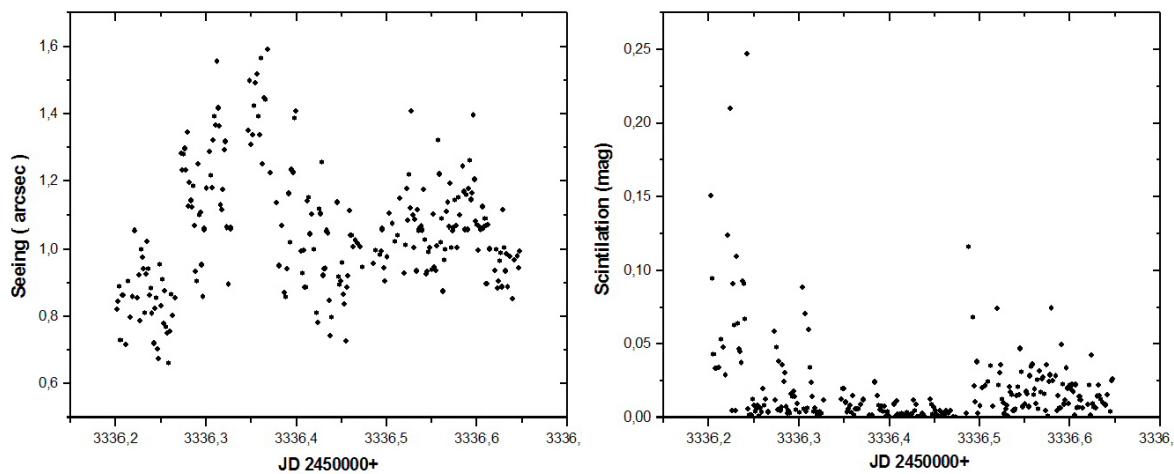


Σχήμα 4.30: Καμπύλη της Γωνίας Συνοχής για την 25/11/2004

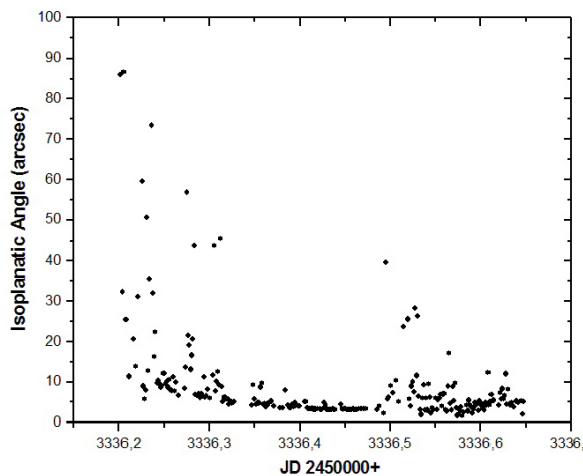
Εδώ παρουσιάζεται η νύχτα της 25/11/2004. Στο σχήμα 4.29 φαίνονται οι καμπύλες του seeing και σπινθηρισμού και στο σχήμα 4.30 η καμπύλη της γωνίας συνοχής. Για αυτή την νύχτα ισχύουν :

	Mean	St. Deviation	P75	Median
Seeing (arcsec)	1.13	0.25	1.32	1.08
Σπινθηρισμός (mag)	0.04	0.083	0.043	0.013
Γωνία Συνοχής (arcsec)	11.14	19.53	9.26	4.17

Ούτε αυτή η νύχτα είχε κάτι καλό να προσφέρει, με αρκετές μεταβολές κατά την διάρκεια, καθε άλλο παρα φωτομετρική ήταν. Ο σπινθηρισμός παραμένει στα συνηθησμένα του επίπεδα.



Σχήμα 4.31: Καμπύλες Seeing και Σπινθηρισμού για την 26/11/2004

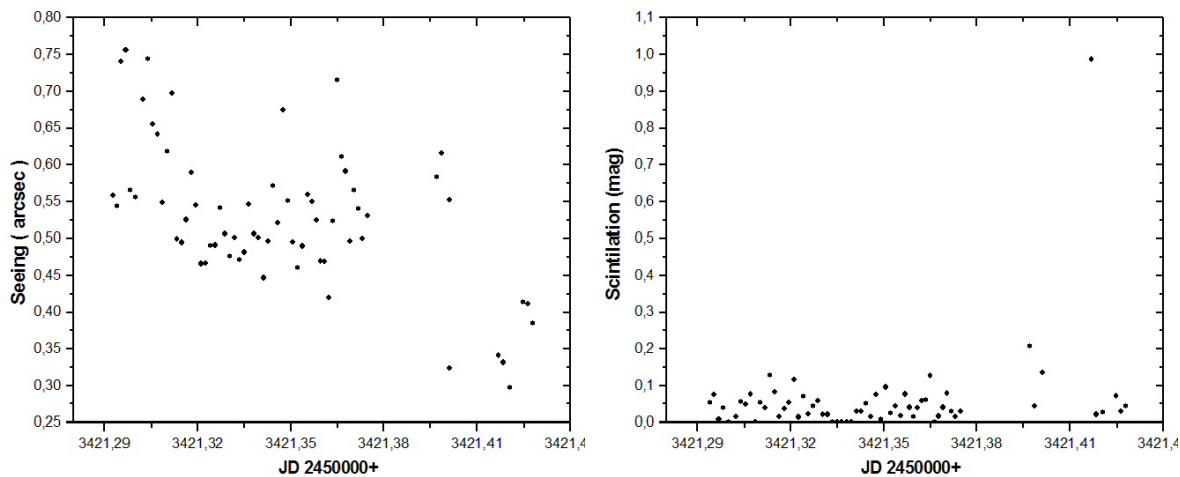


Σχήμα 4.32: Καμπύλη της Γωνίας Συνοχής για την 26/11/2004

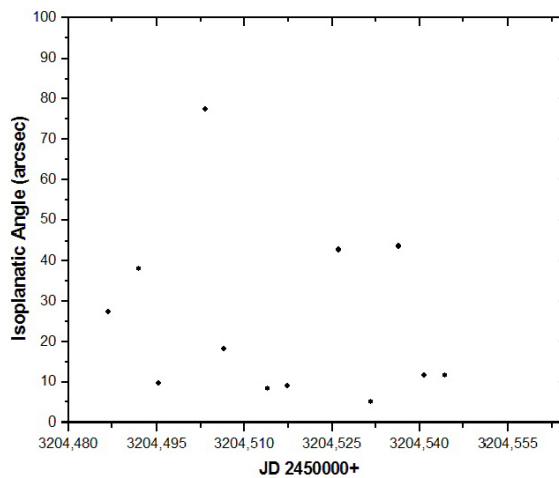
Εδώ παρουσιάζεται η νύχτα της 26/11/2004. Στο σχήμα 4.31 φαίνονται οι καμπύλες του seeing και σπινθηρισμού και στο σχήμα 4.32 η καμπύλη της γωνίας συνοχής. Για αυτή την νύχτα ισχύουν :

	Mean	St. Deviation	P75	Median
Seeing (arcsec)	1.04	0.18	1.14	1.02
Σπινθηρισμός (mag)	0.019	0.03	0.022	0.008
Γωνία Συνοχής (arcsec)	25.11	186.0	9.31	5.25

Η συγκεκριμένη νύχτα είχε seeing πάνω από τον μέσο όρο με αποτέλεσμα να μην είναι από τις καλύτερες δυνατές, επίσης δεν ήταν και τόσο σταθερή με αρκετες εξάρσεις κατα την διάρκεια της βραδιάς.



Σχήμα 4.33: Καμπύλες Seeing και Σπινθηρισμού για την 19/02/2005

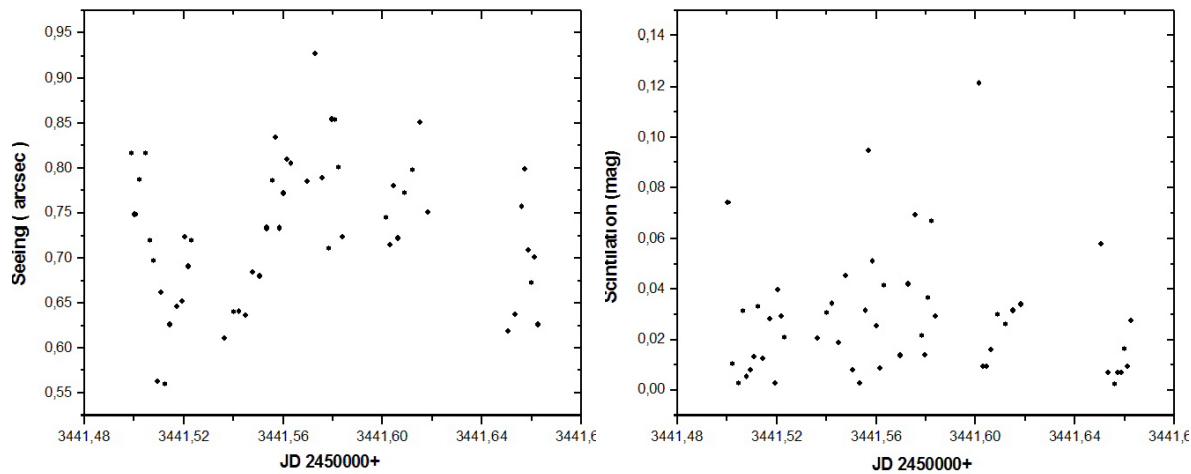


Σχήμα 4.34: Καμπύλη της Γωνίας Συνοχής για την 19/02/2005

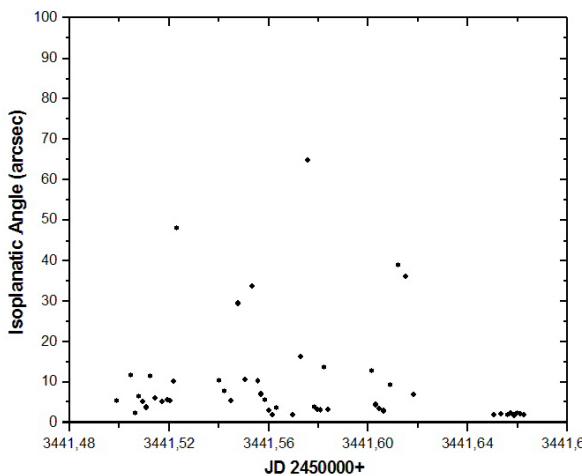
Εδώ παρουσιάζεται η νύχτα της 19/02/2005. Στο σχήμα 4.33 φαίνονται οι καμπύλες του seeing και σπινθηρισμού και στο σχήμα 4.34 η καμπύλη της γωνίας συνοχής. Για αυτή την νύχτα ισχύουν :

	Mean	St. Deviation	P75	Median
Seeing (arcsec)	0.52	0.096	0.56	0.52
Σπινθηρισμός (mag)	0.059	0.12	0.061	0.039
Γωνία Συνοχής (arcsec)	23.95	46.2	19.22	7.29

Και αύτη η νύχτα ήταν εξαιρετική με πολύ μικρή διασπορά των τιμών του seeing αλλα ταυτόχρονα και αρκετά καλό σπινθηρισμό.



Σχήμα 4.35: Καμπύλες Seeing και Σπινθηρισμού για την 11/03/2005

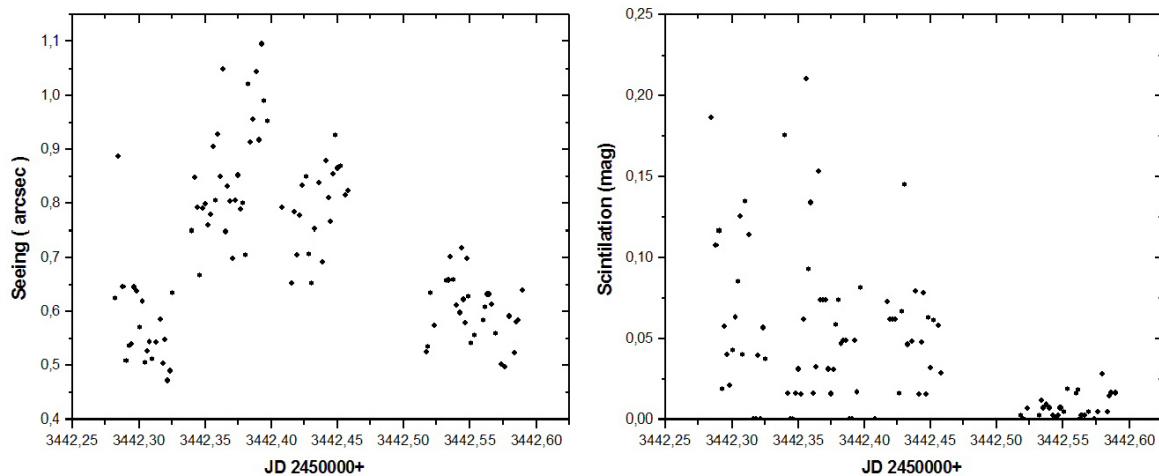


Σχήμα 4.36: Καμπύλη της Γωνίας Συνοχής για την 11/03/2005

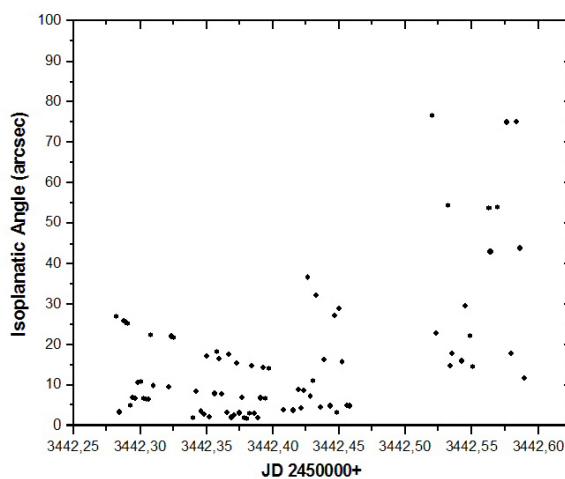
Εδώ παρουσιάζεται η νύχτα της 11/03/2005. Στο σχήμα 4.35 φαίνονται οι καμπύλες του seeing και σπινθηρισμού και στο σχήμα 4.36 η καμπύλη της γωνίας συνοχής. Για αυτή την νύχτα ισχύουν :

	Mean	St. Deviation	P75	Median
Seeing (arcsec)	0.72	0.079	0.78	0.72
Σπινθηρισμός (mag)	0.027	0.024	0.034	0.025
Γωνία Συνοχής (arcsec)	22.33	57.35	11.37	5.4

Η νύχτα στις 11/03/2005 ήταν παρα πολυ καλη αφού το seeing ήταν κάτω από το μέσο όρο και επίσης η σχετική διασπορά ήταν παρα πολυ μικρή. Πράγμα που σημαίνει ότι ήταν αρκετά σταθερό κατα την διάρκεια της νύχτας.



Σχήμα 4.37: Καμπύλες Seeing και Σπινθηρισμού για την 12/03/2005

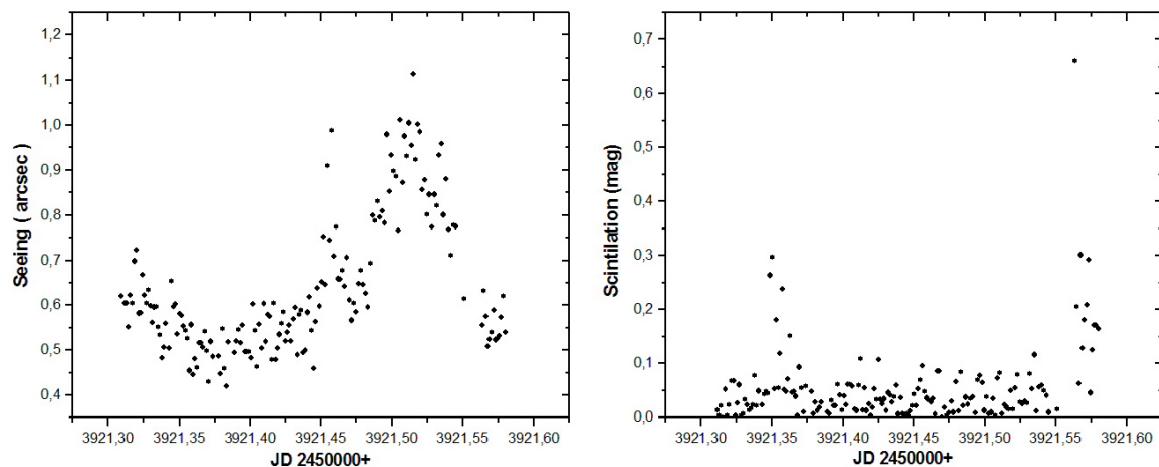


Σχήμα 4.38: Καμπύλη της Γωνίας Συνοχής για την 12/03/2005

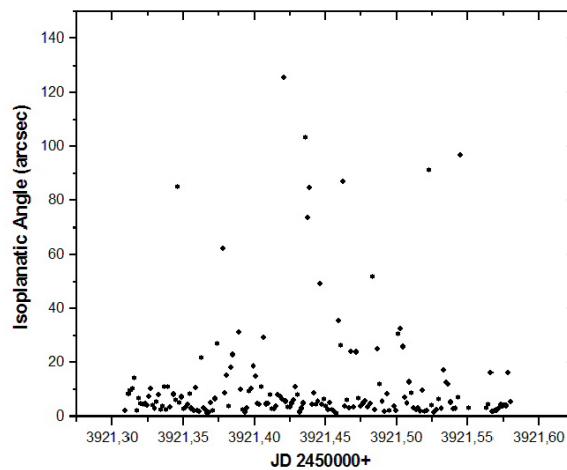
Εδώ παρουσιάζεται η νύχτα της 12/03/2005. Στο σχήμα 4.37 φαίνονται οι καμπύλες του seeing και σπινθηρισμού και στο σχήμα 4.38 η καμπύλη της γωνίας συνοχής. Για αυτή την νύχτα ισχύουν :

	Mean	St. Deviation	P75	Median
Seeing (arcsec)	0.71	0.14	0.81	0.69
Σπινθηρισμός (mag)	0.042	0.045	0.062	0.03
Γωνία Συνοχής (arcsec)	158.8	323.8	74.9	16.03

Μια τυπική νύχτα για παρατήρηση στον Χολομώντα Χαλκιδικής.



Σχήμα 4.39: Καμπύλες Seeing και Σπινθηρισμού για την 04/07/2006

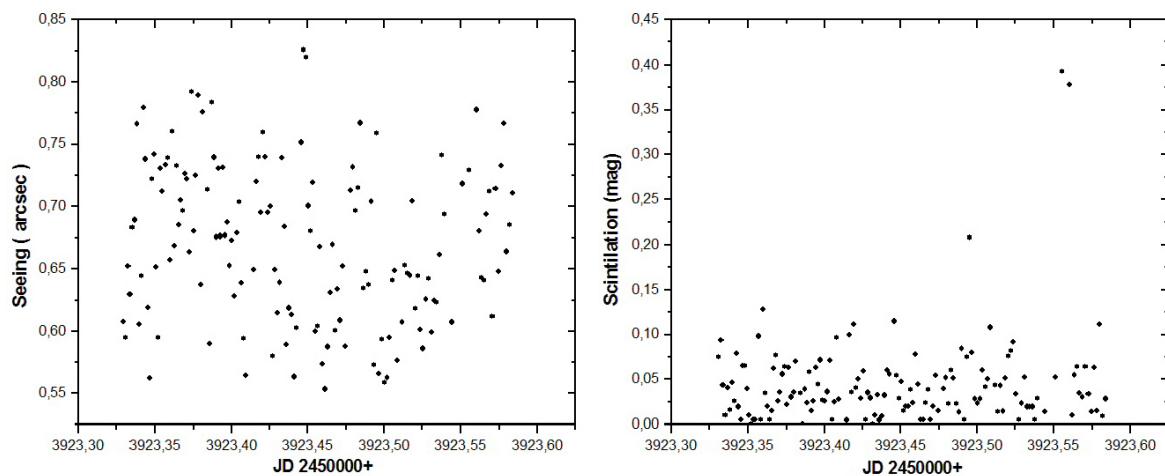


Σχήμα 4.40: Καμπύλη της Γωνίας Συνοχής για την 04/07/2006

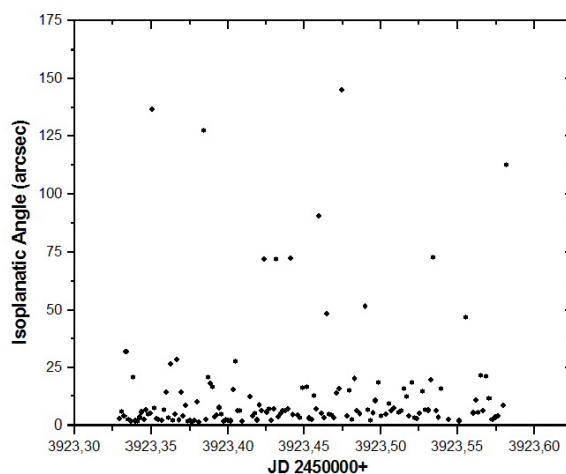
Εδώ παρουσιάζεται η νύχτα της 04/07/2006. Στο σχήμα 4.39 φαίνονται οι καμπύλες του seeing και σπινθηρισμού και στο σχήμα 4.40 η καμπύλη της γωνίας συνοχής. Για αυτή την νύχτα ισχύουν :

	Mean	St. Deviation	P75	Median
Seeing (arcsec)	0.63	0.15	0.71	0.59
Σπινθηρισμός (mag)	0.055	0.074	0.059	0.035
Γωνία Συνοχής (arcsec)	12.29	20.71	10.22	4.84

Εδώ παρουσιάζεται μια αρκετά περίεργη αλλα και σπάνια μεταβολή κατά την διάρκεια της νύχτας, η οποία εμφανίζεται μόνο στο seeing και οχι στον σπινθηρισμό.



Σχήμα 4.41: Καμπύλες Seeing και Σπινθηρισμού για την 06/07/2006

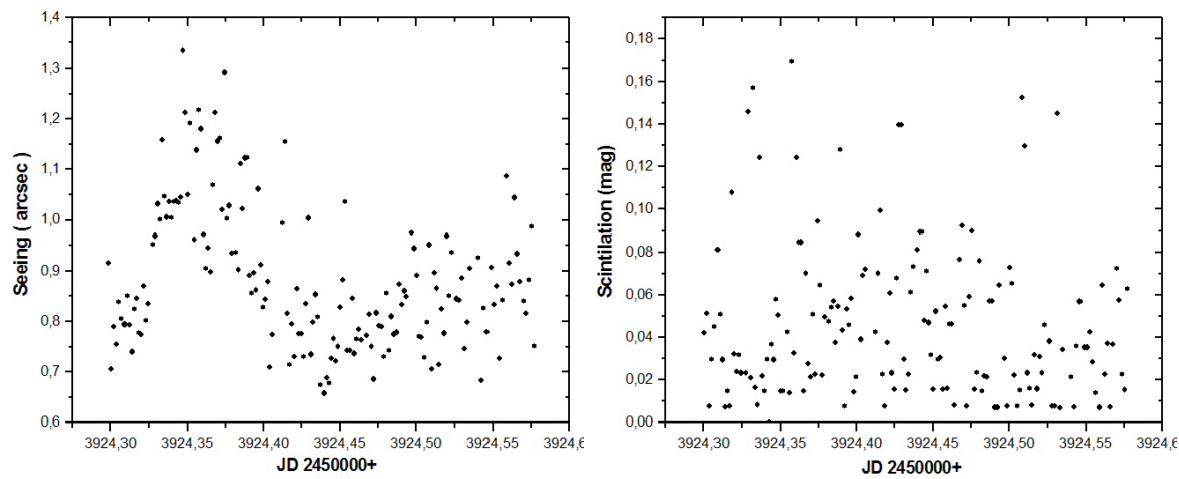


Σχήμα 4.42: Καμπύλη της Γωνίας Συνοχής για την 06/07/2006

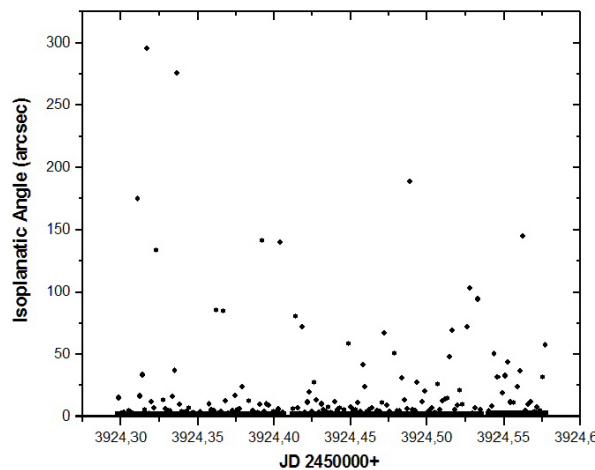
Εδώ παρουσιάζεται η νύχτα της 06/07/2006. Στο σχήμα 4.41 φαίνονται οι καμπύλες του seeing και σπινθηρισμού και στο σχήμα 4.42 η καμπύλη της γωνίας συνοχής. Για αυτή την νύχτα ισχύουν :

	Mean	St. Deviation	P75	Median
Seeing (arcsec)	0.66	0.06	0.71	0.66
Σπινθηρισμός (mag)	0.045	0.051	0.06	0.034
Γωνία Συνοχής (arcsec)	14.34	25.17	14.23	5.92

Στην συγκεκριμένη νύχτα το seeing ήταν αρκετά σταθερό, και μάλιστα με αρκετά μικρή διασπορά των τιμών του. Το ίδιο ισχύει και για τον σπινθηρισμό.



Σχήμα 4.43: Καμπύλες Seeing και Σπινθηρισμού για την 07/07/2006

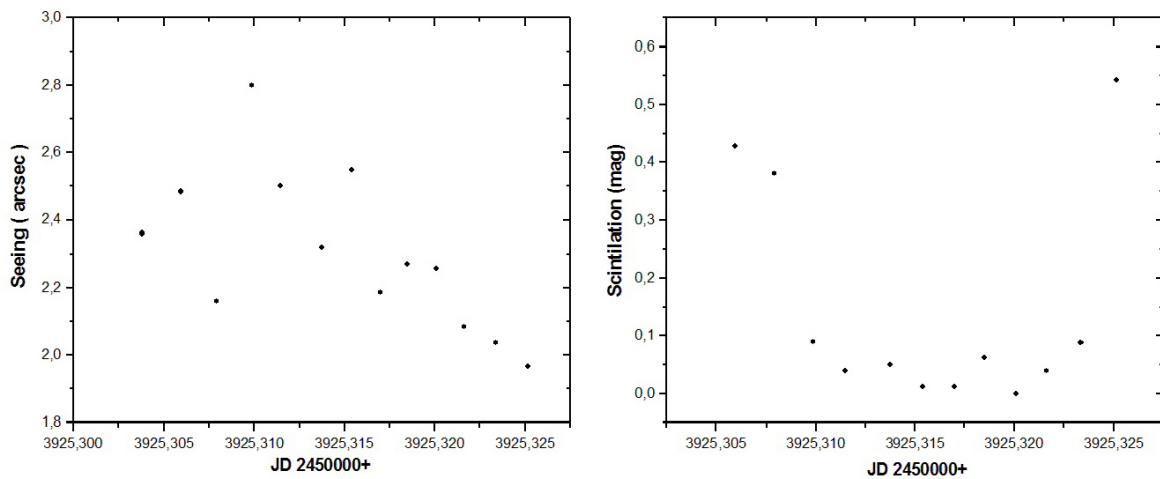


Σχήμα 4.44: Καμπύλη της Γωνίας Συνοχής για την 07/07/2006

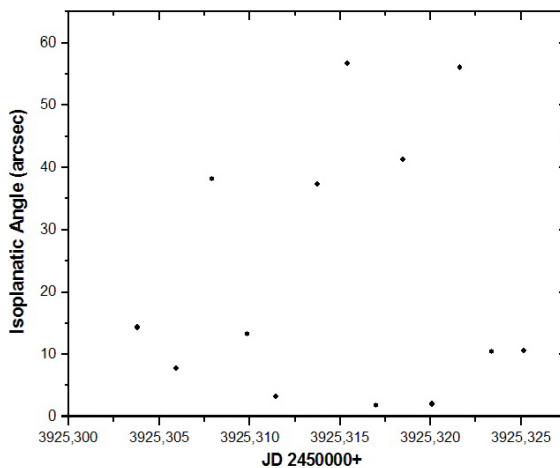
Εδώ παρουσιάζεται η νύχτα της 07/07/2006. Στο σχήμα 4.43 φαίνονται οι καμπύλες του seeing και σπινθηρισμού και στο σχήμα 4.44 η καμπύλη της γωνίας συνοχής. Για αυτή την νύχτα ισχύουν :

	Mean	St. Deviation	P75	Median
Seeing (arcsec)	0.88	0.13	0.96	0.85
Σπινθηρισμός (mag)	0.045	0.035	0.06	0.035
Γωνία Συνοχής (arcsec)	50.5	200.41	38.1	12.28

Και σε αυτή την νύχτα το seeing ήταν αρκετά ευμετάβλητο, όπως επίσης και οχι και τόσο καλό κατά περιόδους. Ο σπινθηρισμός είναι και εδώ τυπικός.



Σχήμα 4.45: Καμπύλες Seeing και Σπινθηρισμού για την 08/07/2006

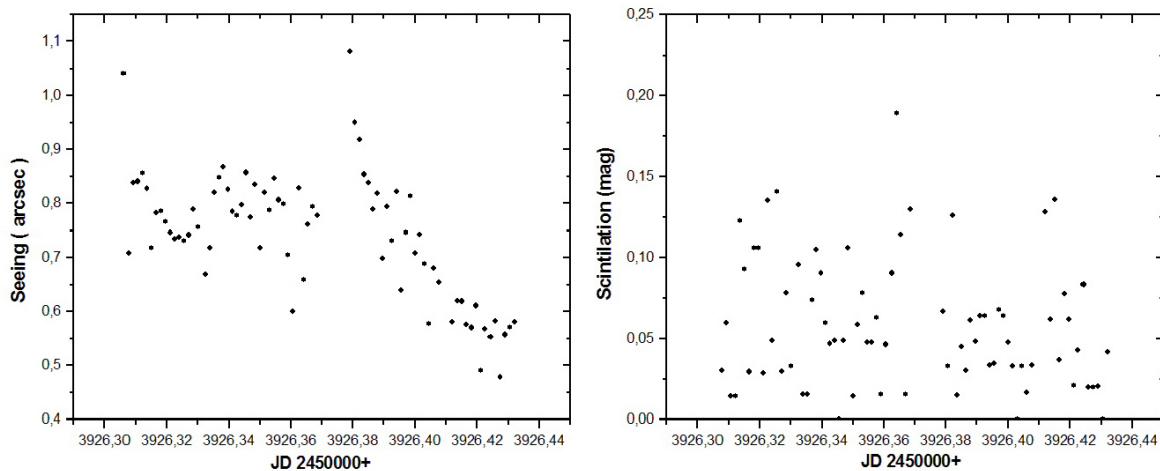


Σχήμα 4.46: Καμπύλη της Γωνίας Συνοχής για την 08/07/2006

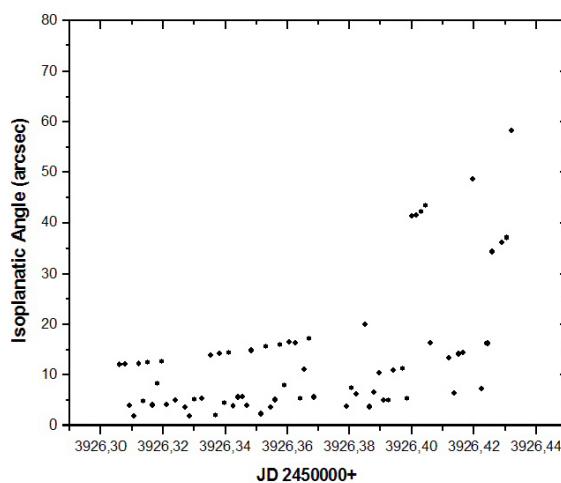
Εδώ παρουσιάζεται η νύχτα της 08/07/2006. Στο σχήμα 4.45 φαίνονται οι καμπύλες του seeing και σπινθηρισμού και στο σχήμα 4.46 η καμπύλη της γωνίας συνοχής. Για αυτή την νύχτα ισχύουν :

	Mean	St. Deviation	P75	Median
Seeing (arcsec)	2.3	0.23	2.48	2.27
Σπινθηρισμός (mag)	0.14	0.18	0.089	0.056
Γωνία Συνοχής (arcsec)	22.5	20.41	38.14	13.28

Σε αυτή την νύχτα δύστηχώς δεν υπάρχουν πολλά δεδομένα λόγω απότομης διακοπής της παρατήρησης. Παρόλα αυτά η συγκεκριμένη νύχτα είναι μια από τις χειρότερες που έχουν καταγραφεί. Ακόμα και ο σπινθηρισμός είναι χειρότερος από το συνηθισμένο, πράγμα που σημαίνει ότι η ατμόσφαιρα ήταν τυρβώδης στα περισσότερα στρώματα της.



Σχήμα 4.47: Καμπύλες Seeing και Σπινθηρισμού για την 09/07/2006

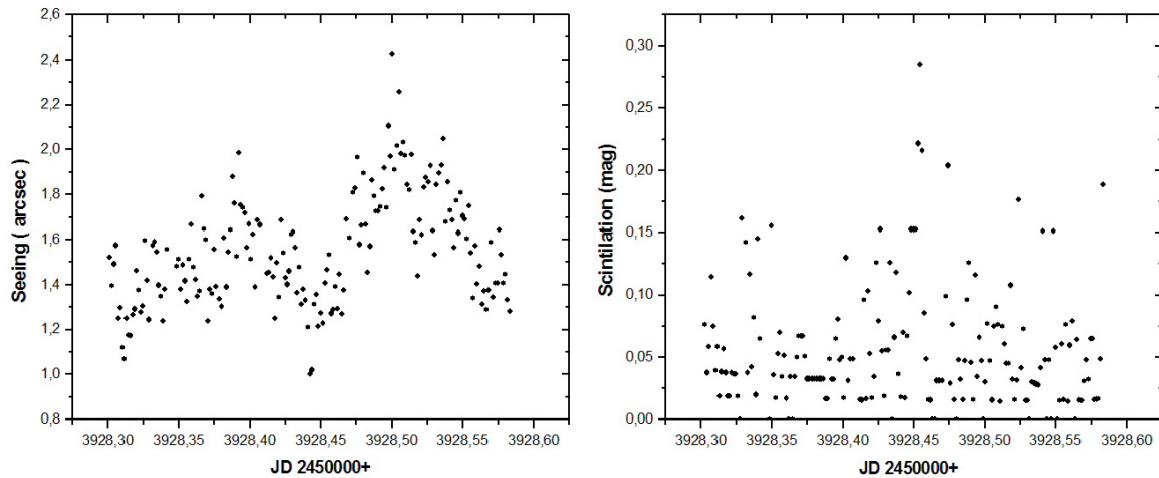


Σχήμα 4.48: Καμπύλη της Γωνίας Συνοχής για την 09/07/2006

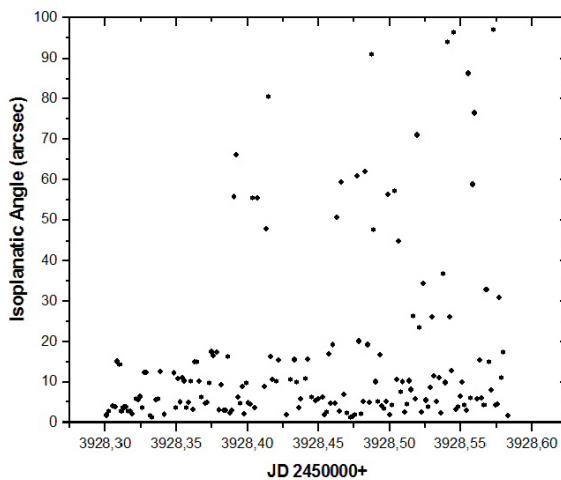
Εδώ παρουσιάζεται η νύχτα της 09/07/2006. Στο σχήμα 4.47 φαίνονται οι καμπύλες του seeing και σπινθηρισμού και στο σχήμα 4.48 η καμπύλη της γωνίας συνοχής. Για αυτή την νύχτα ισχύουν :

	Mean	St. Deviation	P75	Median
Seeing (arcsec)	0.74	0.11	0.81	0.75
Σπινθηρισμός (mag)	0.058	0.039	0.078	0.048
Γωνία Συνοχής (arcsec)	36.07	68.9	20.05	12.06

Και αυτή η νύχτα είναι μια τυπική χωρίς κάτι το αξιοπρόσεκτο.



Σχήμα 4.49: Καμπύλες Seeing και Σπινθηρισμού για την 11/07/2006

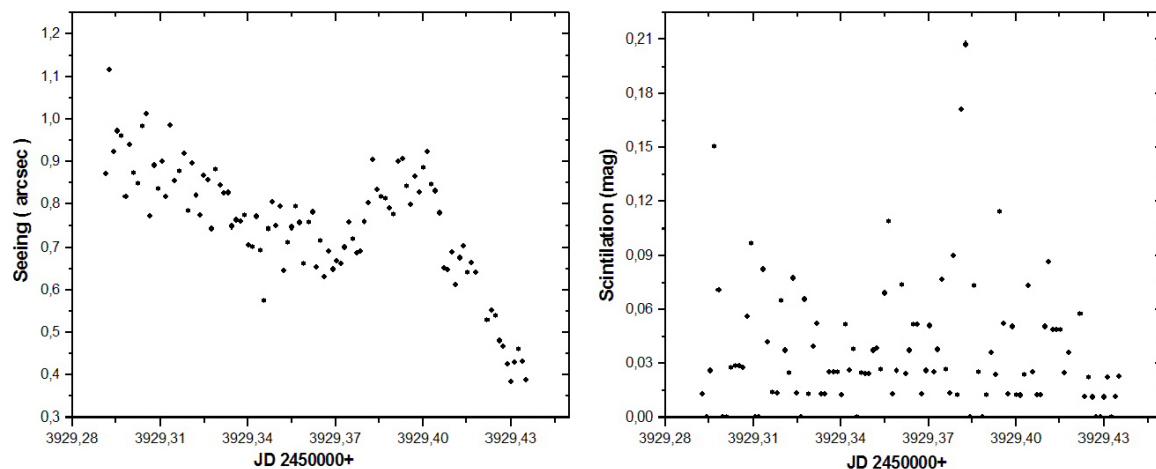


Σχήμα 4.50: Καμπύλη της Γωνίας Συνοχής για την 11/07/2006

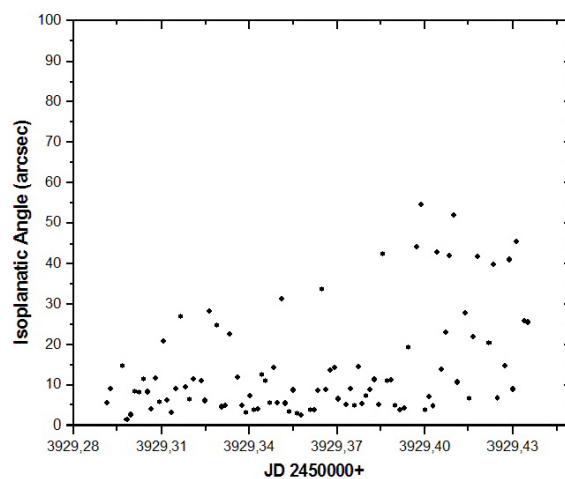
Εδώ παρουσιάζεται η νύχτα της 11/07/2006. Στο σχήμα 4.49 φαίνονται οι καμπύλες του seeing και σπινθηρισμού και στο σχήμα 4.50 η καμπύλη της γωνίας συνοχής. Για αυτή την νύχτα ισχύουν :

	Mean	St. Deviation	P75	Median
Seeing (arcsec)	1.54	0.24	1.68	1.53
Σπινθηρισμός (mag)	0.055	0.048	0.07	0.041
Γωνία Συνοχής (arcsec)	56.9	201.68	23.43	9.56

Την συγκεκριμένη νύχτα οι συνθήκες δεν ήταν καθόλου καλές. Το seeing και μεγάλο ήταν αλλα και συνεχώς μεταβαλλόμενο. Επίσης άξιο παρατήρησης είναι το γεγονός ότι ο σπινθηρισμός είναι και πάλι τυπικός και ανεξάρτητος από το seeing.



Σχήμα 4.51: Καμπύλες Seeing και Σπινθηρισμού για την 12/07/2006

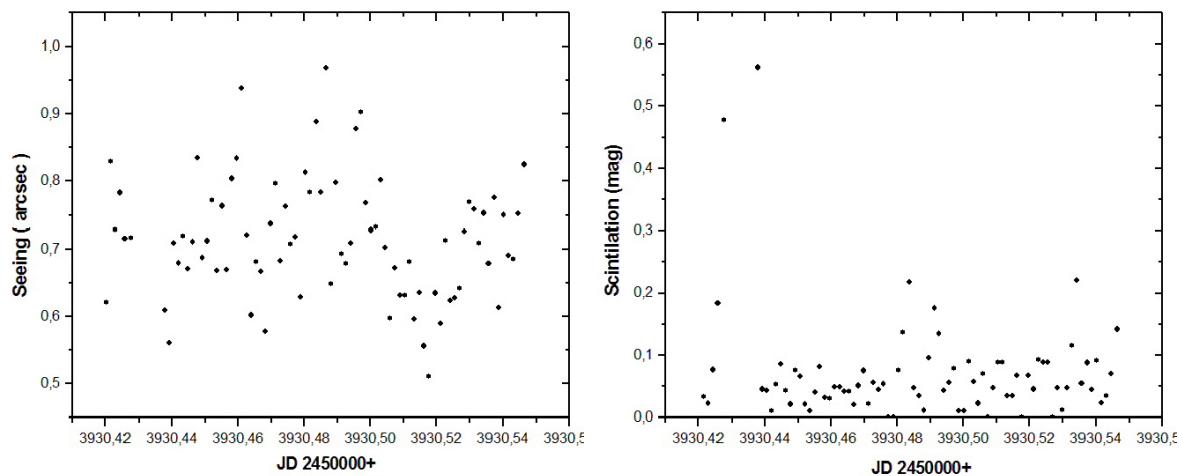


Σχήμα 4.52: Καμπύλη της Γωνίας Συνοχής για την 12/07/2006

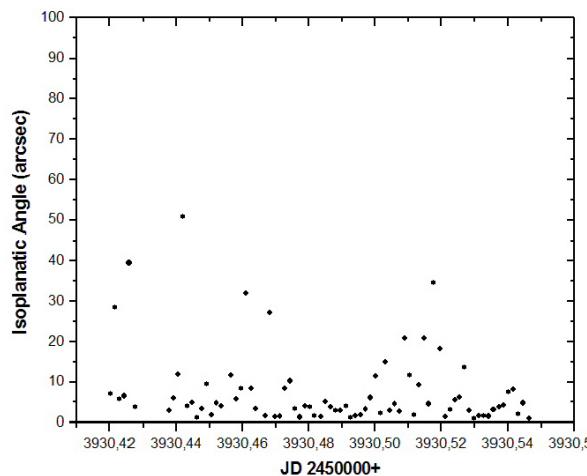
Εδώ παρουσιάζεται η νύχτα της 12/07/2006. Στο σχήμα 4.51 φαίνονται οι καμπύλες του seeing και σπινθηρισμού και στο σχήμα 4.52 η καμπύλη της γωνίας συνοχής. Για αυτή την νύχτα ισχύουν :

	Mean	St. Deviation	P75	Median
Seeing (arcsec)	0.75	0.14	0.84	0.77
Σπινθηρισμός (mag)	0.036	0.035	0.051	0.025
Γωνία Συνοχής (arcsec)	106.9	327.33	26.91	10.9

Βλέπουμε ότι σε αυτή την νύχτα το seeing ήταν αρκετά ευμετάβλητο, μαλιστα προς το τέλος των παρατηρήσεων η τιμή του έπεσε αρκετά χαμηλά. Ο σπινθηρισμός από την αλλη μερια ήταν αρκετά σταθερός και η τιμή του ήταν τυπική.



Σχήμα 4.53: Καμπύλες Seeing και Σπινθηρισμού για την 13/07/2006

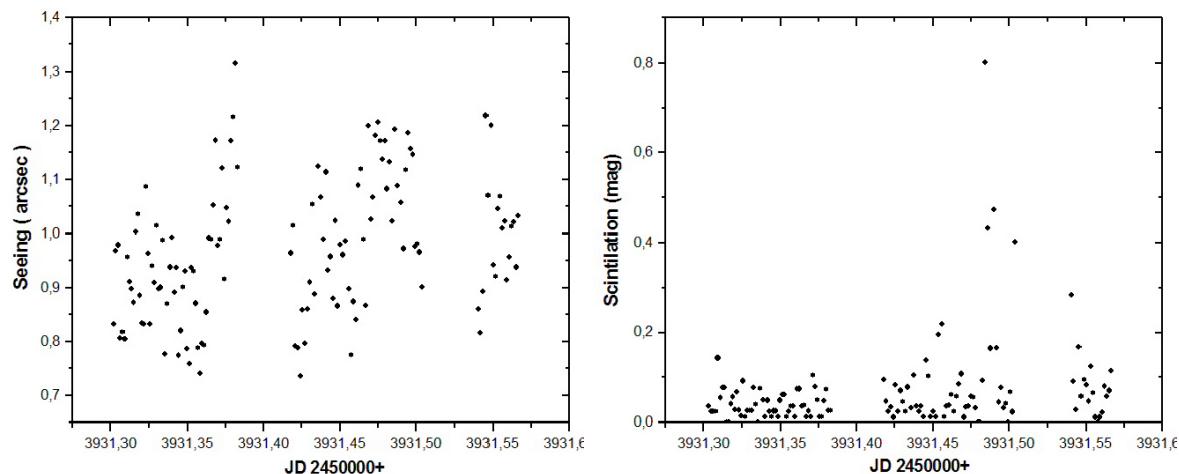


Σχήμα 4.54: Καμπύλη της Γωνίας Συνοχής για την 13/07/2006

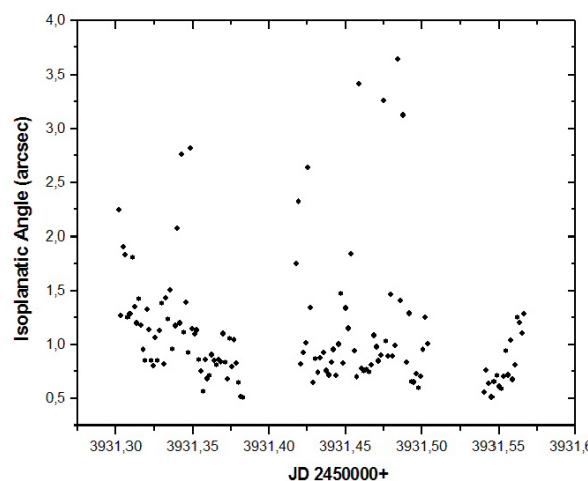
Εδώ παρουσιάζεται η νύχτα της 13/07/2006. Στο σχήμα 4.53 φαίνονται οι καμπύλες του seeing και σπινθηρισμού και στο σχήμα 4.54 η καμπύλη της γωνίας συνοχής. Για αυτή την νύχτα ισχύουν :

	Mean	St. Deviation	P75	Median
Seeing (arcsec)	0.71	0.087	0.76	0.7
Σπινθηρισμός (mag)	0.071	0.085	0.085	0.049
Γωνία Συνοχής (arcsec)	29.04	165.85	8.3	4.09

Είναι προφανές οτι η συγκεκριμένη νύχτα ήταν αρκετά σταθερή με λίγο σπινθηρισμό, κάνοντας την φωτομετρική.



Σχήμα 4.55: Καμπύλες Seeing και Σπινθηρισμού για την 14/07/2006

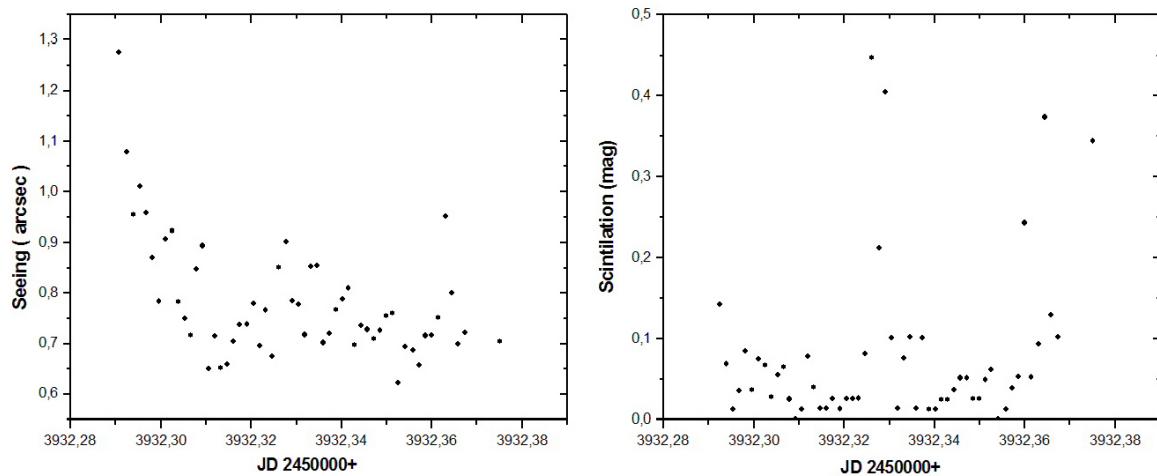


Σχήμα 4.56: Καμπύλη της Γωνίας Συνοχής για την 14/07/2006

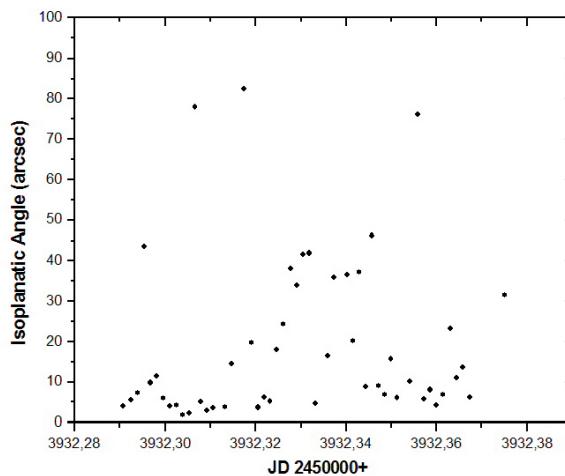
Εδώ παρουσιάζεται η νύχτα της 14/07/2006. Στο σχήμα 4.55 φαίνονται οι καμπύλες του seeing και σπινθηρισμού και στο σχήμα 4.56 η καμπύλη της γωνίας συνοχής. Για αυτή την νύχτα ισχύουν :

	Mean	St. Deviation	P75	Median
Seeing (arcsec)	0.97	0.12	1.05	0.96
Σπινθηρισμός (mag)	0.066	0.098	0.076	0.037
Γωνία Συνοχής (arcsec)	1.12	0.59	1.25	0.93

Αυτή η νύχτα δεν ήταν τόσο καλη όσο η προηγούμενη για το seeing, αλλα λίγο καλύτερη ως προς τον σπινθηρισμό.



Σχήμα 4.57: Καμπύλες Seeing και Σπινθηρισμού για την 15/07/2006

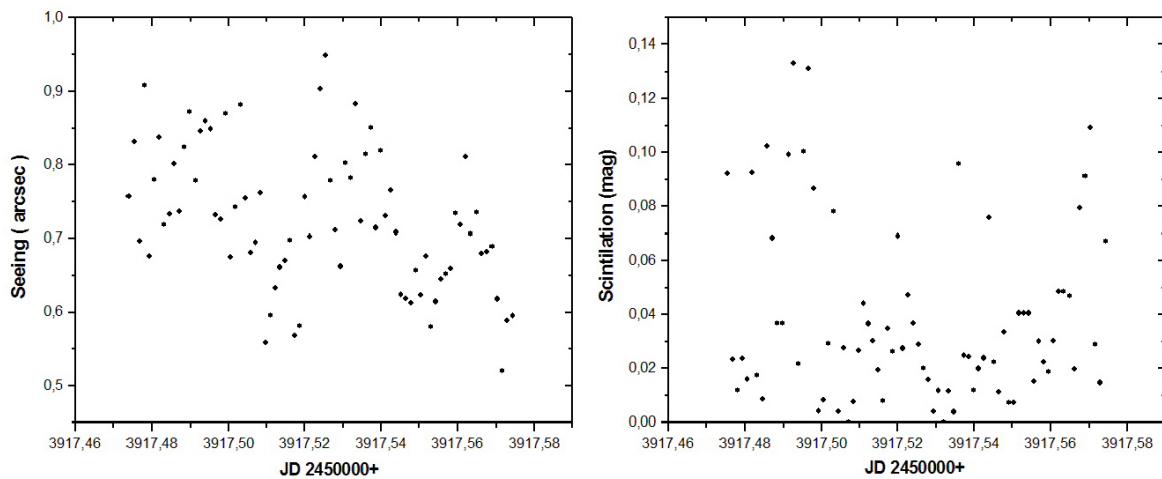


Σχήμα 4.58: Καμπύλη της Γωνίας Συνοχής για την 15/07/2006

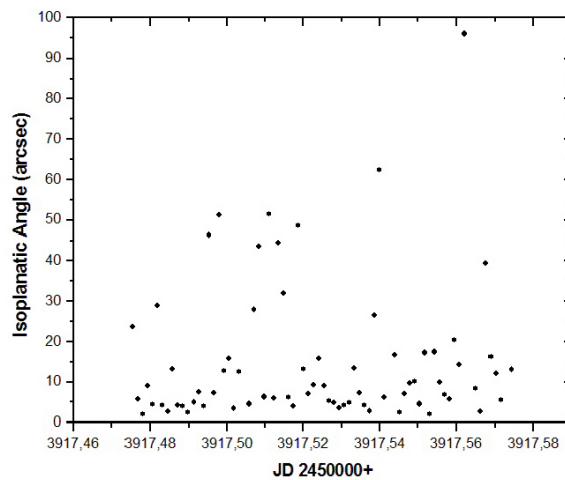
Εδώ παρουσιάζεται η νύχτα της 15/07/2006. Στο σχήμα 4.57 φαίνονται οι καμπύλες του seeing και σπινθηρισμού και στο σχήμα 4.58 η καμπύλη της γωνίας συνοχής. Για αυτή την νύχτα ισχύουν :

	Mean	St. Deviation	P75	Median
Seeing (arcsec)	0.78	0.11	0.84	0.75
Σπινθηρισμός (mag)	0.078	0.1	0.084	0.048
Γωνία Συνοχής (arcsec)	54.54	179.24	36.51	11.24

Αυτή η νύχτα δεν άρχισε με τις καλύτερες προηπονθέσεις αλλα τελικά καλυτέρεψε, κάνοντας το seeing να πέσει αρκετά και να σταθεροποιηθεί.



Σχήμα 4.59: Καμπύλες Seeing και Σπινθηρισμού για την 30/06/2006



Σχήμα 4.60: Καμπύλη της Γωνίας Συνοχής για την 30/06/2006

Εδώ παρουσιάζεται η νύχτα της 30/06/2006. Στο σχήμα 4.59 φαίνονται οι καμπύλες του seeing και σπινθηρισμού και στο σχήμα 4.60 η καμπύλη της γωνίας συνοχής. Για αυτή την νύχτα ισχύουν :

	Mean	St. Deviation	P75	Median
Seeing (arcsec)	0.72	0.09	0.8	0.71
Σπινθηρισμός (mag)	0.038	0.032	0.047	0.027
Γωνία Συνοχής (arcsec)	85.52	496.8	20.34	9.04

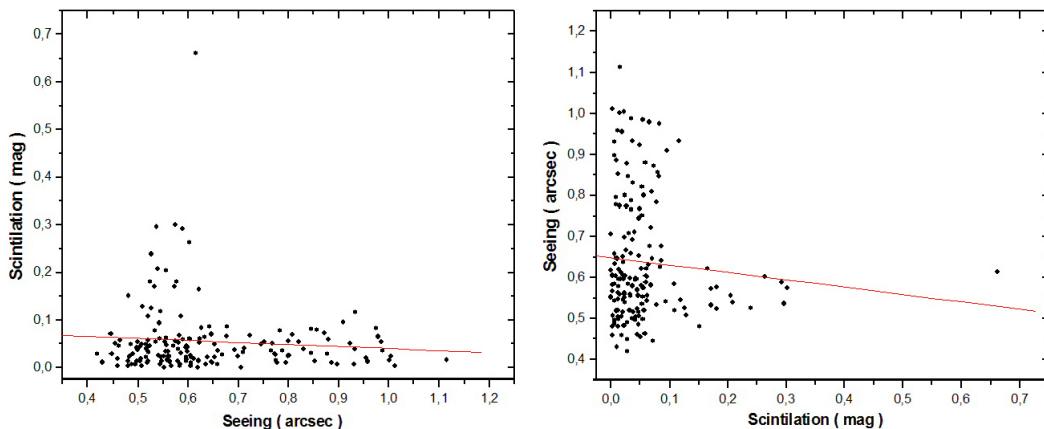
Η νύχτα αυτή είναι περίπου ίδια σχετικά με την τιμή του seeing, όμως ο σπινθηρισμός είναι αισθητά καλύτερος, επειδεβαινοντας την θεωρία που θέλει seeing και σπηνθηρισμός να οφείλονται σε διαφορετικά στρώματα της ατμόσφαιρας.

### 4.1.1 Επιβεβαίωση της μη-Συσχέτησης του Seeing και του Σπινθηρισμού

Σε αυτό το κομμάτι της εργασίας επιβεβαιώνω την θεωρία που θέλει την τιμή του seeing να μην εξαρτάται με κανένα τρόπο από την τιμή του σπινθηρισμού. Όπως έχει ήδη ειπωθεί το φαινόμενο του seeing και του σπινθηρισμού δημιουργούνται από διαφορετικά στρώματα της ατμόσφαιρας, με το πρώτο να οφείλεται από στρώματα με χαμηλό υψόμετρο σε αντίθεση με τον σπινθηρισμό που οφείλεται από στρώματα με μεγάλο υψόμετρο.

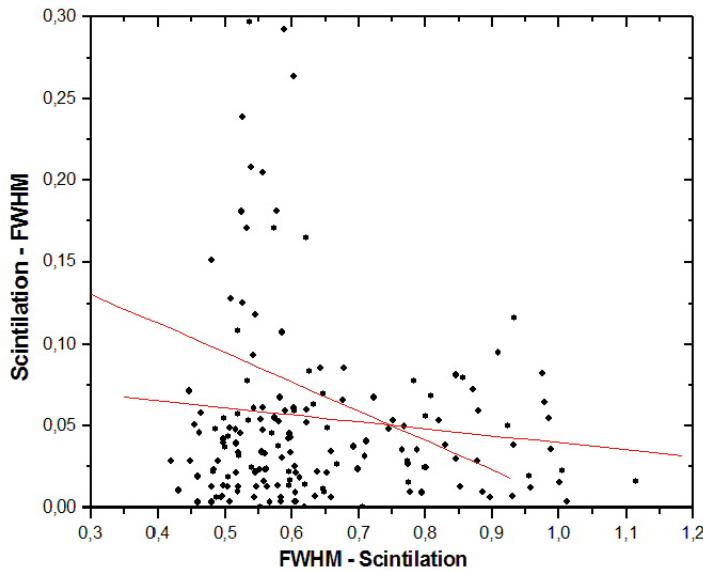
Εδώ πραγματοποιήθηκαν ταυτόχρονες παρατηρήσεις των δύο μεγεθών με την μέθοδο H-DIMM στον Χολομώντα Χαλκιδικής. Η νύχτα της 04/07/2006 επιλέχθηκε για την σύγκριση. Σε αυτή την συγκεκριμένη νύχτα χωρίς να χάνεται τίποτα από την γενικότητα, είναι εμφανής η μη συσχέτιση των δύο μεγεθών. Η ίδια συμπεριφορά εμφανίζεται σε σχεδόν όλες τις νύχτες.

Για την πιο σίγουρη σύγκριση και απόφαση αν τα δύο μεγέθη σχετίζονται, χρησιμοποιήθηκε μια τεχνική συγχώνευσης διαγραμμάτων. Αυτή η τεχνική λειτουργεί παίρνοντας τις ευθείες ελαχίστων τετραγώνων για τα δύο μεγέθη που είναι υπό μελέτη όπως φαίνεται στο σχήμα 4.61. Στην συνέχεια παίρνουμε αυτά τα δύο γραφήματα και τα ενώνουμε, αν η γωνία που σχηματίζουν οι δύο ευθείες είναι μικρή ή και μηδέν, τότε τα μεγέθη σχετίζονται. Αν αντίστοιχα η γωνία είναι  $90^\circ$  ή και μεγαλύτερη τότε σημαίνει ότι τα δύο μεγέθη είναι μη σχετιζόμενα. Αυτό φαίνεται στο σχήμα 4.62 όπου η εν λόγω γωνία



Σχήμα 4.61: Διάγραμμα Seeing - Σπινθηρισμού και Σπινθηρισμού - Seeing.

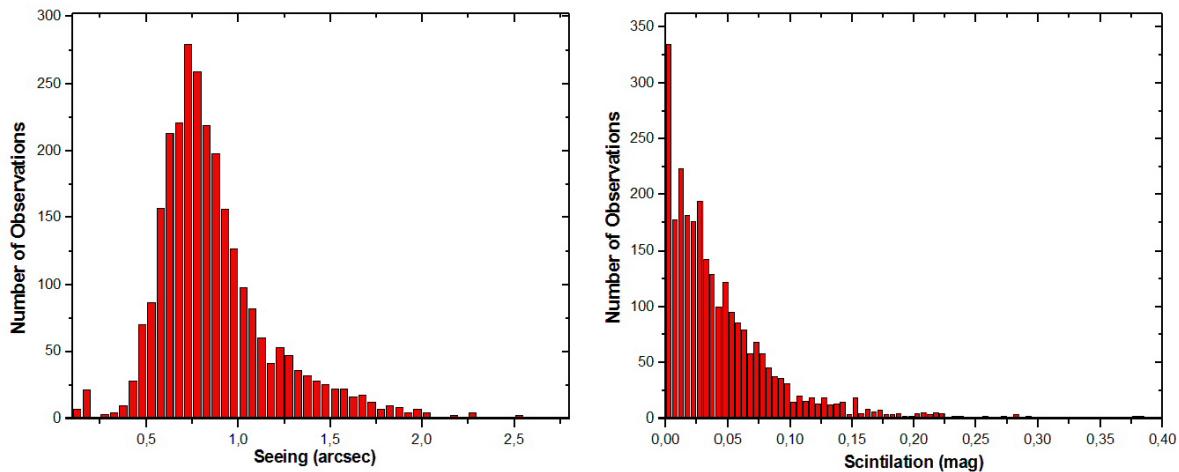
είναι μεγαλύτερη των  $90^\circ$ . Είναι προφανές ότι το μέγεθος του σπινθηρισμού και αυτό του seeing δεν σχετίζονται με κανένα τρόπο και όταν είναι ανεξάρτητα.



Σχήμα 4.62: Διάγραμμα Συσχέτισης Seeing και Σπινθηρισμού.

## 4.2 Συμπεράσματα

Για την απαραίτητη εξήγηση των αποτελεσμάτων και την εξαγωγή συμπερασμάτων, παράχθηκαν διάφορα ιστογράμματα όπως επίσης έγινε και στατιστική ανάλυση. Το αριστερό ιστογράμμα του σχήματος 4.63



Σχήμα 4.63: Ιστογράμματα του Seeing και Σπινθηρισμού για όλες τις Παρατηρήσεις που έχουν Γίνει στον Χολομώντα Μέχρι τώρα.

είναι το seeing και στα δεξιά είναι αυτό του σπινθηρισμού. Είναι ξεκάθαρο ότι το seeing έχει μια κατανομή που μοιάζει πάρα πολύ με γκαουσιανή με μέγιστο στην τιμή 0,86 arcsec<sup>1</sup>. Επίσης είναι προφανές ότι η κατανομή είναι μετατοπισμένη λίγο προς τα αριστερά. Αυτό οφείλεται στην εξάρτηση του seeing από

<sup>1</sup> Πλήρη στατιστικά για όλες τις παρατηρήσεις βρίσκονται στους πίνακες 4.1 και 4.2

	Mean	St. Deviation	Median
Seeing (arcsec)	0.86	0.31	0.79
Σπινθηρισμός (mag)	0.049	0.074	0.031
Γωνία Συνοχής (arcsec)	45.32	193.26	6.86

Πίνακας 4.1: Συνολικά Στατιστικά των Παρατηρήσεων

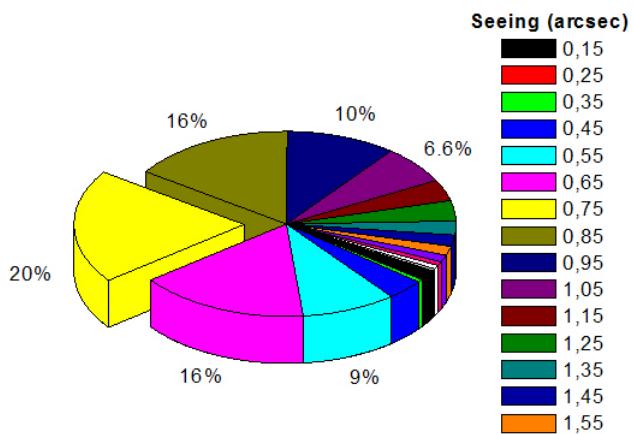
τον χρόνο έκθεσης τον οποίο χρησιμοποιούμε κατά τις μετρήσεις. Κανές ο χρόνος έκθεσης αυξάνεται, η σχετική διακύμανση μεταξύ των δύο οπών στην μέθοδο DIMM εξουμαλύνεται, με αποτέλεσμα να μειώνεται η τιμή του seeing. Η σχετική διόρθωση δεν έχει γίνει εδώ και γι' αυτό υπάρχει μια μικρή υποεκτίμηση του seeing της τάξης  $\approx 0.1$  arcsec.

Η σχετική διακύμανση (St. Deviation) του seeing είναι 0,31 arcsec. Αυτή η συγκεκριμένη τιμή αν και δεν είναι άσχημη δεν μπορεί να μας δείξει ακριβώς πόσο σταθερές ήταν οι νύχτες στις οποίες έγιναν παρατηρήσεις. Για να βγάλουμε ασφαλή συμπεράσματα για αυτή την παράμετρο θα πρέπει να κάνουμε επισκόπηση των σχετικών διακυμάνσεων κάθε νύχτας ξεχωριστά ή αλλιώς να βρούμε τον μέσο όρο των σχετικών διακυμάνσεων όλων των νυχτών. Κάτι τέτοιο δεν έχει γίνει στην παρούσα εργασία και αφήνετε για μελλοντική ανάλυση.

Πάντως ένα συμπέρασμα μπορούμε να βγάλουμε για την σταθερότητα των νυχτών στον Χολομώντα, έχοντας κάνει την παραπάνω επισκόπηση, ότι ο μέσος όρος των σχετικών διακυμάνσεων κάθε νύχτας ξεχωριστά είναι αρκετά μικρότερος από 0,31 arcsec. Μια τυπική τιμή σχετικής διακύμανσης για τον Χολομώντα (άνω όριο) είναι 0,1 arcsec, με αρκετές νύχτες να παρουσιάζουν τιμές ακόμα και  $\approx 0,05$  arcsec. Αυτό σημαίνει ότι ο Χολομώντας είναι ένα εξαιρετικό μέρος για αστρονομικές παρατηρήσεις, που μάλιστα μπορεί να γίνει ένα από τα καλύτερα παγκοσμίως με την προσθήκη μιας μονάδας Adaptive Optics, η οποία θα έχει δραματικά αποτελέσματα εξαιτίας της προαναφερθείσας σταθερότητας των αστρονομικών παραμέτρων μέσα σε μια νύχτα. Αυτό το συμπέρασμα ενισχύεται και από τις τιμές της γωνίας συνοχής οι οποίες είναι αρκετά μεγάλες ώστε να συμβάλουν τα μέγιστα στην αποτελεσματικότητα συστημάτων AO. Από τον πίνακα 4.2 φαίνεται ξεκάθαρα ότι το 80% των παρατηρήσεων είναι καλύτερες από 1 arcsec. Το γεγονός αυτό είναι ένα απίστευτο αποτέλεσμα αν αναλογιστούμε το χαμηλό υψόμετρο στο οποίο έγιναν οι παρατηρήσεις. Έτσι με ασφάλεια μπορούμε να πούμε ότι ο Χολομώντας Χαλκιδικής είναι μια από τις καλύτερες τοποθεσίες για αστρονομικές παρατηρήσεις στον κόσμο.

Στο αριστερό μέρος του σχήματος 4.63, βρίσκεται το ιστόγραμμα του σπινθηρισμού. Σε συνδυασμό με το ιστόγραμμα αυτό και τον πίνακα 4.2 συμπεραίνω ότι οι τιμές του σπινθηρισμού βρίσκονται χαμηλά με το 90% των παρατηρήσεων να είναι καλύτερες από 0.1 mag. Αυτό το γεγονός είναι εξαιρετικό αν αναλογιστούμε τις δυνατότητες για υψηλής ταχύτητας φωτομετρία που ανοίγονται.

Στο σχήμα 4.64 φαίνεται το διάγραμμα πίτας για το seeing. Επίσης στο σχήμα 4.65 είναι το ιστόγραμμα της γωνίας συνοχής για όλες τις παρατηρήσεις που έχουν πραγματοποιηθεί στον Χολομώντα. Στους πίνακες 4.1 και 4.2 είναι συγκεντρωμένα τα αποτελέσματα της στατιστικής ανάλυσης που έγινε για τα δεδομένα που έχουν συλλεχθεί. Όπως φαίνεται στο σχήμα 4.65 και στον πίνακα 4.2, το 50% των παρατηρήσεων για την γωνία συνοχής είναι καλύτερες από  $\approx 18$  arcsec. Αυτό το γεγονός είναι



Σχήμα 4.64: Διάγραμμα Ποσοστών σε σχήμα πίτας

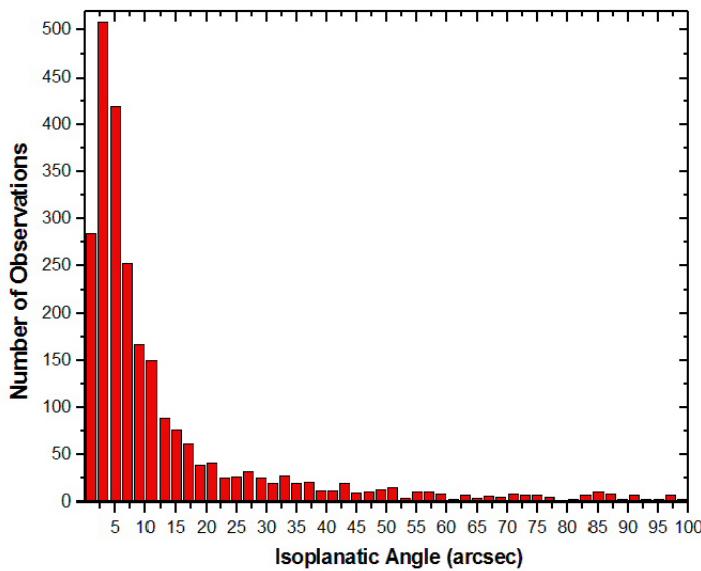
	Seeing (arcsec)	Scintillation (mag)	Isoplanatic Angle (arcsec)
P100	2.79	1.27	4319
P90	1.28	0.1	70.12
P80	1.04	0.071	27.25
P75	0.98	0.061	18.7
P50	0.79	0.031	6.86
P25	0.66	0.013	3.55
P10	0.56	0.003	1.95

Πίνακας 4.2: Ποσοστά των Παρατηρήσεων

εξαιρετικό μιας και μπορεί να βοηθήσει στην αποτελεσματικότητα συστημάτων AO με αποτέλεσμα να είναι εφικτή η επίτευξη τιμών του seeing ακόμα και  $\approx 0.1$  arcsec μέσω των τεχνικών AO.

Αυτό το γεγονός σε συνδυασμό με τις εξαιρετικά μικρές τιμές σπινθηρισμού, μπορεί να συμβάλει τα μέγιστα σε έρευνες υπερκαινοφανών αλλά ακόμα και σε υψηλής ταχύτητας φωτομετρία με όργανα όπως η Ultra-Cam. Η υψηλή τιμή του μέσου όρου για την γωνία συνοχής δεν θα πρέπει να μας ανησυχεί διότι δεν εφαρμόστηκε κανένα φίλτρο απόρριψης του θορύβου με αποτέλεσμα να εμφανίζονται τιμές αφύσικα μεγάλες και προφανώς να αυξάνουν τον μέσο όρο, όπως επίσης και την σχετική διακύμανση.

Ως τελικό συμπέρασμα θα πρέπει να πω ότι το μέρος στο οποίο έγιναν οι παρατηρήσεις δεν ήταν και το καλύτερο δυνατό από αστρονομικής πλευράς. Το υψόμετρο του ήταν περίπου 800m, δηλαδή κάθε άλλο από το ιδανικό. Επίσης οι μετρήσεις γίνονταν χοντά στις εγκαταστάσεις του δασαρχείου όπως επίσης και σε μια ταβέρνα, οπού συνήθως έκαιγε κάποιο τζάκι ή δούλευαν τα μαγειρεία. Αυτό σίγουρα επηρέασε τις μετρήσεις, αυξάνοντας την τιμή του seeing κατά κάποιο ποσοστό. Έτσι είναι απολύτως σίγουρο ότι η πραγματική συμπεριφορά του μέρους είναι ακόμη καλύτερη από την μετρούμενη. Αυτό το γεγονός είναι αξιοθαύμαστο αν αναλογιστούμε την ήδη εξαιρετική συμπεριφορά του.



Σχήμα 4.65: Ιστόγραμμα της Γωνίας Συνοχής για όλες τις Παρατηρήσεις μέχρι τώρα.

#### 4.2.1 Πιθανή Μελλοντική Εργασία

Ως πιθανή μελλοντική εξέλιξη της έρευνας για τα χαρακτηριστικά της ατμόσφαιρας που έγινε στον Χολομώντα είναι :

- Επανεπεξεργασία των μετρήσεων, ώστε να ληφθεί υπόψη και ο χρόνος έκθεσης της CCD κάμερας. Η αναγωγή σε μηδενικό χρόνο έκθεσης θα προσφέρει ακόμα μεγαλύτερη ακρίβεια, έτσι ώστε να μπορούν να βγουν ακόμα πιο ασφαλή συμπεράσματα.
- Καλύτερη στατιστική επεξεργασία των αποτελεσμάτων. Θα πρέπει να εξαχθεί ο μέσος όρος της σχετικής διακύμανσης από κάθε νύχτα ξεχωριστά όλων των παραμέτρων (seeing, σπινθηρισμός, γωνία συνοχής) και όχι απλά η σχετική διακύμανση όλων των μετρήσεων, όπως έγινε στην παρούσα εργασία. Αυτό πρέπει να γίνει ώστε να μπορεί να βγει ένα ασφαλές συμπέρασμα σχετικά με την σταθερότητα των παραμέτρων που ενδιαφέρουν την αστρονομική παρατήρηση, μέσα σε μια νύχτα. Αυτό είναι κάτι πολύ σημαντικό μιας και θα μας πληροφορήσει για την αποτελεσματικότητα ή μη συστημάτων Adaptive Optics.
- Επίσης πρέπει μελλοντικά να γίνει και μια ταυτόχρονη σύγκριση των παραμέτρων που ενδιαφέρουν την αστρονομική παρατήρηση μαζί με μετεωρολογικά δεδομένα, ώστε να δούμε αν υπάρχει κάποιου ειδούς εξάρτηση μεταξύ των δύο. Αυτό θα συμβάλλει στην πιθανή πρόβλεψη για το πόσο καλή είναι μια νύχτα για αστρονομικές παρατηρήσεις, έτσι ώστε να επιλεχθεί το κατάλληλο ερευνητικό πρόγραμμα. Βέβαια για μια πιο καλή μελέτη της πιθανότητας πρόβλεψης του seeing και των άλλων παραμέτρων, θα συμβάλλει και το πρόγραμμα Seeing-GR το οποίο θα προσθέσει την απαραίτητη στατιστική ασφάλεια στα συμπεράσματα μας, όχι μόνο σε σχέση με τις ατμοσφαιρικές συνθήκες αλλά και ως προς τις γεωγραφικές ιδιομορφίες που μπορεί να έχει κάποιος τόπος.



# Βιβλιογραφία

- [1] M. C. B. Ashley, J. S. Lawrence, J. W. V. Storey, and A. Tokovinin. Mass seeing measurements from Dome C. In M. Giard, F. Casoli, and F. Paletou, editors, *EAS Publications Series*, pages 19–24, 2005.
- [2] A. A. Aslanov, A. M. Cherepashchuk, V. P. Goranskij, V. Y. Rakhimov, and R. C. Vermeulen. Multicolour photometry of SS 433 during the monitoring campaign in May/June 1987. *A&A*, 270:200–203, March 1993.
- [3] J. Bally, D. Theil, Y. Billawalla, D. Potter, R. F. Loewenstein, F. Mrozek, and J. P. Lloyd. A Hartmann differential image motion monitor (H-DIMM) for atmospheric turbulence characterisation. *Publications of the Astronomical Society of Australia*, 13:22–27, January 1996.
- [4] K. M. Blundell and M. G. Bowler. Symmetry in the Changing Jets of SS 433 and Its True Distance from Us. *apjl*, 616:L159–L162, December 2004.
- [5] S. K. Chakrabarti, A. Nandi, S. Pal, B. G. Anandaraao, and S. Mondal. Photometric evidence of bullets in SS433 jets. In M. Novello, S. Perez Bergliaffa, and R. Ruffini, editors, *The Tenth Marcel Grossmann Meeting. On recent developments in theoretical and experimental general relativity, gravitation and relativistic field theories*, pages 1324–1327, 2005.
- [6] A. M. Cherepashchuk, R. A. Sunyaev, S. N. Fabrika, S. V. Molkov, E. A. Barsukova, E. A. Antokhina, T. R. Irsmambetova, I. E. Panchenko, K. A. Postnov, E. V. Seifina, N. I. Shakura, A. N. Timokhin, I. F. Bikmaev, N. A. Sakhibullin, Y. N. Gnedin, A. Arkharov, and M. M. Larionov. Coordinated INTEGRAL and Optical Observations of SS433. In V. Schoenfelder, G. Lichti, and C. Winkler, editors, *ESA SP-552: 5th INTEGRAL Workshop on the INTEGRAL Universe*, pages 207–+, October 2004.
- [7] D. Dravins, L. Lindegren, E. Mezey, and A. T. Young. Atmospheric Intensity Scintillation of Stars, I. Statistical Distributions and Temporal Properties. *pasp*, 109:173–207, February 1997.
- [8] D. Dravins, L. Lindegren, E. Mezey, and A. T. Young. Atmospheric Intensity Scintillation of Stars. II. Dependence on Optical Wavelength. *pasp*, 109:725–737, June 1997.
- [9] D. Dravins, L. Lindegren, E. Mezey, and A. T. Young. Atmospheric Intensity Scintillation of Stars. III. Effects for Different Telescope Apertures. *pasp*, 110:610–633, May 1998.

- [10] S. Fabrika and T. Irsmambetova. The central region in SS 433 supercritical disk and origin of flares. In P. Durouchoux, Y. Fuchs, and J. Rodriguez, editors, *New Views on MICROQUASARS, the Fourth Microquasars Workshop, Institut d'Etudes Scientifiques de Cargèse, Corsica, France, May 27 - June 1, 2002. Edited by Ph. Durouchoux, Y. Fuchs, and J. Rodriguez. Published by the Center for Space Physics: Kolkata (India), p. 268-+, 2003.*
- [11] D. R. Gies, M. V. McSwain, R. L. Riddle, Z. Wang, P. J. Wiita, and D. W. Wingert. The Spectral Components of SS 433. *apj*, 566:1069–1083, February 2002.
- [12] V. P. Goranskii, V. F. Esipov, and A. M. Cherepashchuk. Optical variability of SS 433 in 1978-1996. *Astronomy Reports*, 42:209–228, March 1998.
- [13] V. P. Goranskij. Analysis of Twenty-Year Multicolor Photometry of SS 433 (V1343 Aql) an Unique Eclipsing System with Relativistic Jets. In J. Dusek and M. Zejda, editors, *29th Conference on Variable Star Research*, pages 103–+, 1998.
- [14] A. Kalimeris, H. Rovithis-Livaniou, and P. Rovithis. Starspots and photometric noise on observed minus calculated (O-C) diagrams. *A&A*, 387:969–976, June 2002.
- [15] A. Kalimeris, H. Rovithis-Livaniou, P. Rovithis, G. Oprescu, A. Dumitrescu, and M. D. Suran. An orbital period study of the contact system AB Andromedae. *A&A*, 291:765–774, November 1994.
- [16] S. Kenyon, J. Lawrence, M. C. B. Ashley, J. W. V. Storey, A. Tokovinin, and E. Fossat. Atmospheric scintillation at Dome C, Antarctica: implications for photometry and astrometry. *Astronomy in Antarctica, 26th meeting of the IAU, Special Session 7, 22-23 August, 2006 in Prague, Czech Republic, SPS7, #30, 7*, August 2006.
- [17] B. Lopez and M. Sarazin. The ESO atmospheric temporal coherence monitor dedicated to high angular resolution imaging. *A&A*, 276:320–+, September 1993.
- [18] J. S. Nestoras, D. Mislis, S. Pyrzas, E. Tremou, J. H. Seiradakis, and S. I. Avgoloupis. Seeing Measurements from Mt. Holomon. In N. Solomos, editor, *AIP Conf. Proc. 848: Recent Advances in Astronomy and Astrophysics*, pages 906–909, August 2006.
- [19] J. S. Nestoras, J. H. Seiradakis, E. Harlaftis, O. Giannakis, and S. Kitsionas. Fourier Analysis of SS433 - High Speed Photometry. In N. Solomos, editor, *AIP Conf. Proc. 848: Recent Advances in Astronomy and Astrophysics*, pages 427–431, August 2006.
- [20] M. Revnivtsev, R. Burenin, S. Fabrika, K. Postnov, I. Bikmaev, M. Pavlinsky, R. Sunyaev, I. Khamitov, and Z. Aslan. First simultaneous X-ray and optical observations of rapid variability of supercritical accretor SS433. *A&A*, 424:L5–L8, September 2004.

- [21] M. Revnivtsev, S. Fabrika, P. Abolmasov, K. Postnov, I. Bikmaev, R. Burenin, M. Pavlinsky, R. Sunyaev, I. Khamitov, and N. Sakhibullin. Broad band variability of SS433: accretion disk at work? *A&A*, 447:545–551, February 2006.
- [22] H. Rovithis-Livaniou, A. Kalimeris, and P. Rovithis. Influence of spots on O-C diagrams of close eclipsing binary stars. In C. Sterken, editor, *ASP Conf. Ser. 292: Interplay of Periodic, Cyclic and Stochastic Variability in Selected Areas of the H-R Diagram*, pages 163–+, March 2003.
- [23] H. Rovithis-Livaniou, S. Tsantilas, and A. Kalimeris. On the origin of the orbital period changes of V523 Cas. In C. Sterken, editor, *ASP Conf. Ser. 292: Interplay of Periodic, Cyclic and Stochastic Variability in Selected Areas of the H-R Diagram*, pages 215–+, March 2003.
- [24] M. Sarazin and F. Roddier. The ESO differential image motion monitor. *A&A*, 227:294–300, January 1990.
- [25] M. Sarazin and A. Tokovinin. The Statistics of Isoplanatic Angle and Adaptive Optics Time Constant derived from DIMM Data. In E. Vernet, R. Ragazzoni, S. Esposito, and N. Hubin, editors, *Beyond conventional adaptive optics : a conference devoted to the development of adaptive optics for extremely large telescopes. Proceedings of the Topical Meeting held May 7-10, 2001, Venice, Italy. Edited by E. Vernet, R. Ragazzoni, S. Esposito, and N. Hubin. Garching, Germany: European Southern Observatory, 2002 ESO Conference and Workshop Proceedings, Vol. 58, ISBN 3923524617, p. 321*, pages 321–+, 2002.
- [26] A. Tokovinin. From Differential Image Motion to Seeing. *pasp*, 114:1156–1166, October 2002.
- [27] J. Vernin and C. Munoz-Tunon. Measuring astronomical seeing: The DA/IAC DIMM. *pasp*, 107:265–272, March 1995.