

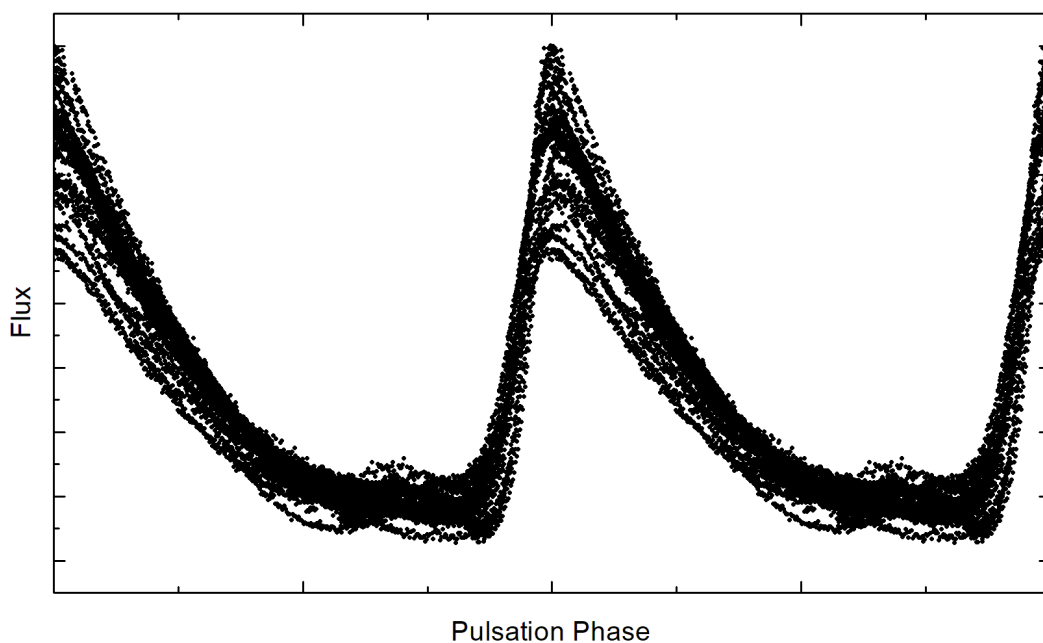


ΕΛΛΗΝΙΚΗ ΔΗΜΟΚΡΑΤΙΑ
Εθνικόν και Καποδιστριακόν
Πανεπιστήμιον Αθηνών
— ΙΔΡΥΘΕΝ ΤΟ 1837 —

Μελέτη της διπλής περιόδου Blazhko στον παλλόμενο
αστέρα XZ Cygni

Χριστοπούλου Ελένη AM 201743

Διπλωματική Εργασία για το Μεταπτυχιακό Δίπλωμα Ειδίκευσης



Επιβλέπων Καθηγητής: Γαζέας Κοσμάς

Αθήνα
Ιούνιος 2019

Μελέτη της διπλής περιόδου Blazhko στον παλλόμενο
αστέρα XZ Cygni

Χριστοπούλου Ελένη ΑΜ 201743

Διπλωματική Εργασία για το Μεταπτυχιακό Δίπλωμα Ειδίκευσης

Τριμελής Επιτροπή:

Γαζέας Κοσμάς (Λέκτορας - Κύριος Επιβλέπων)

Πρέκα-Παπαδήμα Παναγιώτα (Επίκουρη Καθηγήτρια)

Χατζηδημητρίου Δέσποινα (Αναπληρώτρια Καθηγήτρια)

Αθήνα
Ιούνιος 2019

Ευχαριστίες

Στο σημείο αυτό, θα ήθελα να ευχαριστήσω θερμά τον επιβλέποντα της διπλωματικής μου εργασίας, κύριο Κοσμά Γαζέα, Λέκτορα Παρατηρησιακής Αστροφυσικής, για τη βοήθειά του σε όλη τη διάρκεια των προπτυχιακών και μεταπτυχιακών μου σπουδών. Η καθοδήγησή του, σε θέματα που αφορούσαν τόσο τη συγκεκριμένη εργασία όσο και γενικότερα θέματα των τελευταίων τεσσάρων ετών, ήταν πολύτιμη. Ο ίδιος με βοήθησε στη διαμόρφωση του τρόπου σκέψης μου για την επίλυση αστροφυσικών προβλημάτων και στα πρώτα μου βήματα σε επιστημονικά συνέδρια του εξωτερικού.

Ακόμη, θα ήθελα να ευχαριστήσω την οικογένειά μου και τους φίλους μου για το ενδιαφέρον τους και την ανιδιοτελή στήριξή τους, που μου πρόσφεραν όλα αυτά τα χρόνια.

Περίληψη

Οι μεταβλητοί αστέρες τύπου RR Lyrae παίζουν σημαντικό ρόλο στην Αστροφυσική για τον υπολογισμό κοσμολογικών αποστάσεων και τη μελέτη της εξέλιξης των αστέρων. Πρόκειται για παλλόμενους αστέρες, με περιόδους που κυμαίνονται από μερικές ώρες έως λίγες ημέρες, και καταλαμβάνουν μία μικρή περιοχή στη ζώνη αστάθειας του διαγράμματος Hertzsprung-Russell. Ένα μεγάλο ποσοστό αυτών των αστέρων παρουσιάζουν το φαινόμενο Blazhko, το οποίο εμφανίζεται ως μακροπερίοδη μεταβολή του πλάτους ή/και της φάσης των καμπύλων φωτός τους, η ερμηνεία του οποίου αποτελεί ένα από τα πιο επίπονα και άλυτα προβλήματα της σύγχρονης Αστροφυσικής.

Για την εκπόνηση της συγκεκριμένης εργασίας πραγματοποιήθηκαν φωτομετρικές παρατηρήσεις του αστέρα XZ Cygni από το Γεροσταθοπούλειο Αστεροσκοπείο του Πανεπιστημίου Αθηνών (UOAO) (Ιούλιος-Νοέμβριος 2018), ενός αστέρα τύπου RRab, που γνωρίζουμε ότι εμφανίζει το φαινόμενο Blazhko ήδη από το 1905. Χρησιμοποιώντας τις κλασικές μεθόδους της διαφορικής φωτομετρίας διαφράγματος και γνωστές μεθόδους αναζήτησης περιοδικοτήτων στο σήμα του αστέρα (ανάλυση Fourier), προσδιορίστηκαν οι χαρακτηριστικές του περίοδοι. Βρέθηκε ότι η περίοδος ανάπαλσης του είναι ίση με $0.466665 \pm 0.000001 d$, ενώ εμφανίζει διπλή διαμόρφωση Blazhko με περιόδους $58.8 \pm 0.2 d$ και $38.8 \pm 0.1 d$ αντίστοιχα.

Συγκρίνοντας τα αποτελέσματα της μελέτης μας με τη βιβλιογραφία, παρατηρούμε αύξηση της μεγαλύτερης περιόδου Blazhko σχεδόν κατά μία ημέρα και μείωση της μικρότερης περιόδου Blazhko περίπου κατά $2.5 d$. Στο παρελθόν είχε ξανασημειωθεί αύξηση της μεγαλύτερης περιόδου Blazhko, η οποία μάλιστα συνοδευόταν από εξαφάνιση της δευτερεύουσας περιόδου και μείωση της κύριας περιόδου ανάπαλσης (Baldwin, 1973; Pop, 1975). Από τα δεδομένα της παρούσας μελέτης φαίνεται πως η κύρια περίοδος ανάπαλσης δεν έχει παρουσιάσει μείωση, όπως είχε παρατηρηθεί το 1965, αλλά αύξηση.

Επιπλέον, καθότι οι παρατηρήσεις πραγματοποιήθηκαν σε δύο φίλτρα (B, V) μελετήσαμε τη μεταβολή του δείκτη χρώματος κατά τη διάρκεια του κύκλου Blazhko. Τέλος, χρησιμοποιώντας την εξίσωση JK96 (Jurcsik et al., 1996), υπολογίσαμε τη μεταλλικότητα του αστέρα ίση με $[Fe/H] = -1.07 \pm 0.11$.

Τα αποτελέσματα της μελέτης είναι σημαντικά για να θέσουν περιορισμούς στα θεωρητικά μοντέλα ερμηνείας του φαινομένου Blazhko. Μέχρι σήμερα, περισσότερο από έναν αιώνα μετά την ανακάλυψη του φαινομένου, δεν υπάρχει κάποιο κοινά αποδεκτό μοντέλο που να ικανοποιεί όλες τις παρατηρησιακές μετρήσεις και η μελέτη αστέρων που εμφανίζουν διπλή διαμόρφωση Blazhko αποτελεί πρόκληση για όλα τα προτεινόμενα μοντέλα.

Λέξεις κλειδιά: παλλόμενοι αστέρες, RR Lyrae, φαινόμενο Blazhko, XZ Cygni, ανάλυση Fourier

Abstract

RR Lyrae type variable stars play an important role in Astrophysics for the calculation of cosmological distances and the study of the stellar evolution. These are pulsating stars, with periods ranging from some hours to a few days, and they belong to a small area in the instability strip of Hertzsprung-Russel diagram. An important percentage of these stars show the Blazhko effect, which is described as a long-period modulation of the amplitude or/and the phase of their light curves, while its explanation constitutes one of the most difficult and unsolved problems of modern Astrophysics.

For this thesis, photometric observations of XZ Cygni were carried out from Gerostathopoulos - University of Athens Observatory (UOAO) (July-November 2018), an RRab star which is known to be modulated from the Blazhko effect since 1905. Using classic methods of differential aperture photometry and methods for identifying periodicities in stellar spectrums (Fourier analysis), its characteristic periods were calculated. The pulsation period was found equal to 0.466665 ± 0.000001 d, while a double modulation of 58.8 ± 0.2 d and 38.8 ± 0.1 appeared.

Comparing the results of this research with bibliography, we found an increase of the higher Blazhko period of almost one day and a decrease of the lower Blazhko period of 2.5 d. In the past, an increase of the higher Blazhko period was also noted which was followed by the disappearing of the tertiary periodicity and the decrease of the pulsation period (Baldwin, 1973; Pop, 1975). Our results show no decrease of the pulsation period, as was observed in 1965, but rather an increase.

Moreover, while observations were done in two different filters (B, V), we studied the modulation of the colour index during the Blazhko cycle. Finally, we calculated the iron abundance of the star $[\text{Fe}/\text{H}] = -1.07 \pm 0.11$, following JK96 formula (Jurcsik et al., 1996).

The results of this thesis are important in order to set constraints on theoretical models of Blazhko effect. Until today, more than a century after the discovery of this effect, there isn't any commonly accepted model which satisfies all the observational calculations and the study of double modulated Blazhko stars is a challenge for the proposed models.

Keywords: pulsating stars, RR Lyrae, Blazhko effect, XZ Cygni, Fourier analysis

Περιεχόμενα

Πρόλογος	1
1 Εισαγωγή	3
1.1 Μεταβλητοί αστέρες	3
1.2 Παλλόμενοι αστέρες	5
1.2.1 Παλλόμενοι αστέρες και διάγραμμα $H-R$	6
1.3 Μεταβλητοί αστέρες τύπου $RR Lyrae$	8
1.3.1 Εξέλιξη αστέρων τύπου $RR Lyrae$	9
1.4 Μηχανισμοί ανάπαλσης	10
1.4.1 Μηχανισμός ϵ (ϵ mechanism)	10
1.4.2 Μηχανισμός κ - γ (κ - γ mechanism)	10
1.4.3 Μηχανισμός μεταφοράς (<i>Convective blocking</i>)	12
1.4.4 Στοχαστικός μηχανισμός (<i>Stochastic driving</i>)	12
2 Αστεροσεισμολογία	13
2.1 Η θεωρία των αστρικών ταλαντώσεων	13
2.1.1 Γραμμικές αδιαβατικές ταλαντώσεις	14
2.1.2 Ακτινικές και μη ακτινικές ταλαντώσεις	16
2.2 Η φύση των χαρακτηριστικών τρόπων ταλάντωσης	18
2.2.1 p -modes	20
2.2.2 g -modes	21
2.3 Το φαινόμενο <i>Blazhko</i>	23
2.4 Διαφορετικές ερμηνείες του φαινομένου <i>Blazhko</i>	25
2.4.1 Μαγνητικό μοντέλο	25
2.4.2 Μοντέλα συντονισμού	27
2.4.3 Τυρβώδεις κύκλοι μεταφοράς	28
2.4.4 Συντονισμός 9:2	29
3 Ο αστέρας $XZ Cygni$	31
3.1 Προηγούμενες μελέτες	31
3.2 Αστρονομικές παρατηρήσεις	34
3.2.1 Γεροσταθοπούλειο Αστεροσκοπείο του Πανεπιστημίου Αθηνών	34
3.2.2 Δεδομένα παρατήρησης	34
4 Επεξεργασία δεδομένων	37
4.1 Διόρθωση εικόνων	37
4.2 Φωτομετρία	39
4.2.1 Υπολογισμός του χρόνου	40
4.2.2 Αστρονομική εφημερίδα	41

4.2.3	Διάγραμμα Φάσης	43
4.3	Ανάλυση <i>Fourier</i>	45
5	Αποτελέσματα - Συμπεράσματα	51
5.1	Αποτελέσματα	51
5.1.1	Αποτελέσματα ανάλυσης συχνοτήτων	51
5.1.2	Διάγραμμα <i>O – C</i>	56
5.1.3	Τελικά διαγράμματα και αστρονομικές εφημερίδες	56
5.1.4	Ιδιότητες της διαμόρφωσης <i>Blazhko</i>	59
5.1.5	Σύγκριση φαινομένου <i>Blazhko</i> στα δύο φίλτρα και δείκτης χρώματος	61
5.1.6	Ιδιότητες κύριας ανάπαλσης	63
5.1.7	Μεταλλικότητα	68
5.2	Συμπεράσματα	69
6	Φασματοσκοπία και μελλοντική έρευνα	73
6.1	Ο ρόλος της φασματοσκοπίας	73
6.2	Μελλοντική έρευνα	77
Παράρτημα		
	A' Χρόνοι μεγίστων	79
	B' Ανάλυση <i>Fourier</i>	80

Πρόλογος

Η παρούσα διπλωματική εργασία πραγματοποιήθηκε στα πλαίσια του μεταπτυχιακού προγράμματος του Τομέα Αστροφυσικής του Εθνικού και Καποδιστριακού Πανεπιστημίου Αθηνών για την απόκτηση του μεταπτυχιακού διπλώματος. Σκοπός της είναι η μελέτη του φαινομένου Blazhko που εμφανίζει ο αστέρας XZ Cygni, ενός μεταβλητού παλλόμενου αστέρα τύπου RR Lyrae.

Μετά από μία σύντομη αναφορά στις κατηγορίες των μεταβλητών αστέρων, παρουσιάζονται τα γενικά χαρακτηριστικά των παλλόμενων αστέρων, δίνοντας ιδιαίτερη έμφαση στους αστέρες τύπου RR Lyrae. Στη συνέχεια, περιγράφουμε τους μηχανισμούς που δημιουργούν και διατηρούν τις αναπάλξεις των αστέρων.

Στο δεύτερο κεφάλαιο, γίνεται μία εισαγωγή στις βασικές αρχές της Αστεροσεισμολογίας και στη θεωρία των αστρικών ταλαντώσεων. Χρησιμοποιώντας μαθηματικούς φορμαλισμούς περιγράφουμε τις ακτινικές και μη ακτινικές ταλαντώσεις και τη φύση τους. Επιπρόσθετα, γίνεται η πρώτη αναφορά στο φαινόμενο Blazhko, τα χαρακτηριστικά που το διέπουν και τα επικρατέστερα μοντέλα ερμηνείας του.

Στο τρίτο κεφάλαιο, επικεντρωνόμαστε στον αστέρα XZ Cygni, τον πρωταγωνιστή της παρούσας εργασίας. Γίνεται μία ιστορική αναδρομή από την ανακάλυψη της μεταβλητότητάς του, το 1905, μέχρι τις τελευταίες μελέτες του 2002, που αφορούν τη μελέτη του φαινομένου Blazhko. Ακόμη, παρέχονται πληροφορίες για τις παρατηρήσεις που πραγματοποιήθηκαν από το Γεροσταθοπούλειο Αστεροσκοπείο του Πανεπιστημίου Αθηνών (UOAO), για την πραγματοποίηση της μελέτης του.

Στο τέταρτο και πέμπτο κεφάλαιο, περιγράφεται αναλυτικά όλη η επεξεργασία, η ανάλυση και τα συμπεράσματα της έρευνάς μας. Η επεξεργασία των δεδομένων έγινε με τη χρήση επιστημονικών προγραμμάτων ανάλυσης και επεξεργασίας φωτομετρικών δεδομένων. Τα αποτελέσματα αφορούν τις περιόδους ανάπαλξης του αστέρα λόγω του φαινομένου Blazhko, τις αστρονομικές εφημερίδες που τον περιγράφουν και τη μεταλλικότητά του. Επιπλέον, γίνεται μία συζήτηση για τους περιορισμούς που τίθενται στα μοντέλα ερμηνείας του φαινομένου λόγω των παρατηρήσεων.

Στο τελευταίο κεφάλαιο, γίνεται μία αναφορά στο ρόλο της φασματοσκοπίας στην μελέτη του φαινομένου Blazhko και γενικότερα στην Αστεροσεισμολογία. Γίνεται μία συνοπτική περιγραφή των κυριότερων τρόπων ανίχνευσης των χαρακτηριστικών τρόπων ταλάντωσης των αστέρων. Τέλος, αναφέρουμε μερικές αποστολές που πιστεύουμε ότι στο μέλλον θα συμβάλλουν στην περαιτέρω μελέτη των παλλόμενων αστέρων.

Κεφάλαιο 1

Εισαγωγή

Το φως που προέρχεται από τα αστέρια είναι η κύρια πηγή πληροφορίας που χρησιμοποιούν οι Παρατηρησιακοί Αστροφυσικοί, ακόμη και σήμερα, για να μελετήσουν το μακρινό διάστημα. Με την κατασκευή των καμπύλων φωτός, δηλαδή διαγραμμάτων που απεικονίζουν την λαμπρότητα ενός αντικειμένου ως συνάρτηση του χρόνου, μπορούν να εξαχθούν σημαντικές πληροφορίες για τα χαρακτηριστικά του κάθε αστεριού και την εξέλιξή του. Οι μεταβλητοί αστέρες είναι μία ιδιαίτερη κατηγορία αστερών στους οποίους παρατηρείται μεταβολή της λαμπρότητας (ή του φαινόμενου μεγέθους) με το πέρασμα του χρόνου. Η μεταβολή αυτή μπορεί να είναι περιοδική ή μη περιοδική.

1.1 Μεταβλητοί αστέρες

Οι μεταβλητοί αστέρες χωρίζονται σε κατηγορίες βάση του είδους της μεταβολής που τους χαρακτηρίζει (Σχήμα 1.1). Εάν η μεταβολή της λαμπρότητας οφείλεται σε φυσικές διαδικασίες που λαμβάνουν χώρα στο εσωτερικό του άστρου, ονομάζονται *γνήσιοι* (*intrinsic*) ενώ εάν οφείλεται σε εξωτερικές συνθήκες ονομάζονται *φαινομενικοί* (*extrinsic*).

Οι γνήσιοι μεταβλητοί αστέρες με τη σειρά τους χωρίζονται σε υποκατηγορίες:

Παλλόμενοι (Pulsating)

Γνωστοί ως αστέρες που "αναπνέουν", οι παλλόμενοι αστέρες διαστέλλονται και συστέλλονται περιοδικά λόγω διαφόρων μηχανισμών στο εσωτερικό τους. Ο τύπος της ανάπαλσης μπορεί να είναι είτε ακτινικός, διατηρώντας τη σφαιρική συμμετρία, είτε μη ακτινικός αποκλίνοντας σε ορισμένα στάδια από την σφαίρα. Υποκατηγορίες αυτών είναι οι αστέρες τύπου RR Lyrae, RV Tauri, δ Scuti, γ Doradus, β Cephei, δ Cephei, ZZ Ceti (DAV), GW Virginis (DOV), rapidly oscillating Ap (roAp), V777 Herculis (DBV), slowly Pulsating B (SPB), solar-like, solar-like giants, pulsating subdwarfs O (sdOV), pulsating subdwarfs B (sdBV) και μεταβλητοί αστέρες μεγάλης περιόδου (Mira, semiregular).

Εκρηκτικοί (Eruptive)

Οι εκρηκτικοί μεταβλητοί αστέρες διαστέλλονται και συστέλλονται ξαφνικά λόγω βίαιων διαδικασιών που συμβαίνουν στο εσωτερικό τους και εκλάμψεων που μπορεί να εμφανιστούν στα ανώτερα στρώματα της ατμόσφαιράς τους. Σε αυτούς δεν εμφανίζονται κανονικές αναπάλσεις και για αυτό συχνά αποκαλούνται μη περιοδικοί. Σε αυτούς ανήκουν οι αστέρες FU Orionis και R Coronae Borealis.

Καταστροφικοί (Cataclysmic/Explosive)

Αυτοί οι μεταβλητοί αστέρες παρουσιάζουν ξαφνική αύξηση στη λαμπρότητά τους λόγω εσωτερικών διεργασιών του αστεριού. Μπορούν να είναι το αποτέλεσμα του θανάτου ενός αστεριού όταν

εκρήγνυται και μετατρέπεται σε αστέρα νετρονίων, νεφέλωμα ή μαύρη τρύπα. Κατηγορίες αυτών αποτελούν οι καινοφανείς αστέρες, οι υπερκαινοφανείς, οι νάνοι καινοφανείς και οι συμβιωτικοί αστέρες.

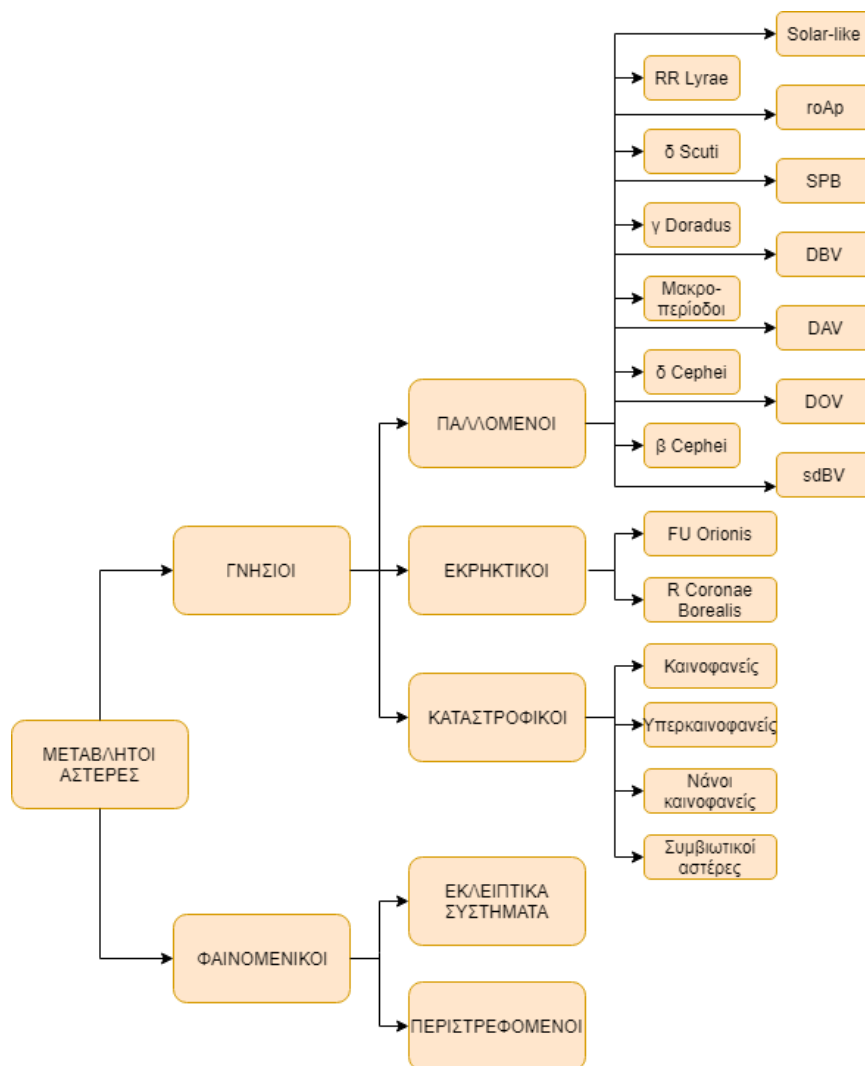
Παρόμοια, οι φαινομενικοί μεταβλητοί χωρίζονται σε ακόμη δύο υποκατηγορίες:

Εκλειπτικά συστήματα (Eclipsing systems)

Στα εκλειπτικά συστήματα, η καμπύλη φωτός φαίνεται να μεταβάλλεται αν και αυτό δεν οφείλεται στα φυσικά χαρακτηριστικά των αστέρων αλλά στην φαινομενική τους θέση. Οι αστέρες καθώς περιφέρονται γύρω από το κοινό κέντρο μάζας τους, δημιουργούν εκλείψεις, αποκρύπτοντας ο ένας τον άλλο, μειώνοντας την λαμπρότητα που βλέπει ο παρατηρητής.

Περιστρεφόμενοι αστέρες (Rotating stars)

Αστέρες με κηλίδες στην επιφάνειά τους μπορούν να παρουσιάσουν σημαντική μεταβολή στην λαμπρότητά τους καθώς περιστρέφονται. Με την περιστροφή, οι κηλίδες εμφανίζονται να κινούνται πάνω στην επιφάνεια και επειδή είναι λαμπρότερες ή αμυδρότερες από την γύρω περιοχή, η λαμπρότητα αλλάζει. Επιπλέον, αστέρες με ελλειψοειδές σχήμα μπορούν να παρουσιάσουν μεταβολή στην λαμπρότητα καθώς περιστρέφονται και αποκαλύπτουν διαφορετικές περιοχές της επιφάνειάς τους.

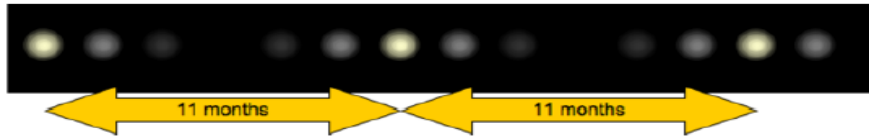


Σχήμα 1.1: Ταξινόμηση των μεταβλητών αστέρων.

1.2 Παλλόμενοι αστέρες

Το 1596, ο Γερμανός πάστορας και ερασιτέχνης αστρονόμος David Fabricius, ανακάλυψε τον πρώτο παλλόμενο αστέρα, που αργότερα ονομάστηκε ο-Ceti (Hoffleit, 1997) [1]. Ο ίδιος τον είχε αρχικά χαρακτηρίσει ως καινοφανή αστέρα, καθώς οι παρατηρήσεις του έδειχναν μεταβολή του μεγέθους και στη συνέχεια πλήρη εξαφάνισή του από τον ουρανό. Λίγα χρόνια αργότερα, το 1609, ήταν σίγουρος για την ανακάλυψη ενός νέου αντικειμένου καθώς παρατήρησε πως ο αστέρας είχε εμφανιστεί ξανά. Το 1638, οι παρατηρήσεις του Ολλανδού αστρονόμου Johannes Holwarda έδειξαν ότι ο αστέρας αυτός σε περίοδο έντεκα μηνών μετέβαλλε την λαμπρότητά του, εξαφανιζόταν από τον έναστρο ουρανό και επανεμφανιζόταν (Σχήμα 1.2). Ήταν μία σημαντική ανακάλυψη καθώς επιβεβαιώθηκε ότι τα ουράνια αντικείμενα δεν ήταν αμετάβλητα και για το λόγο αυτό, ο αστέρας ονομάστηκε Mira, που σημαίνει θαυμαστός.

Μία από τις σημαντικότερες ανακαλύψεις παλλόμενων αστερών ήρθε αργότερα, το 1784, από τον Βρετανό αστρονόμο John Goodricke, ο οποίος παρατήρησε τη μεταβλητότητα του αστέρα δ-Cephei, που αποτέλεσε το πρότυπο παράδειγμα μεταβλητών Κηφείδων (Handler, 2012) [2]. Σημαντική ήταν επίσης η συνεισφορά της Αμερικανίδας αστρονόμου Henrietta Swan Leavitt, η οποία μελετούσε τα φαινόμενα μεγέθη των αστερών από φωτογραφικές πλάκες και κατάφερε να ανακαλύψει περισσότερους από 2400 μεταβλητούς αστέρες. Η ίδια ανακάλυψε την σχέση λαμπρότητας-περιόδου στους Κηφείδες που ακόμη και σήμερα είναι μία μέθοδος χρήσιμη για τον υπολογισμό αποστάσεων στο κοντινό σύμπαν.



Σχήμα 1.2: Η μεταβολή της λαμπρότητας του αστεριού *Mira*.

Σύμφωνα με το πιο διαδεδομένο μοντέλο, η μεταβολή της λαμπρότητας στους παλλόμενους αστέρες οφείλεται σε παλινδρομικές μετακινήσεις ύλης και ενέργειας που συμβαίνουν στο εσωτερικό τους. Ορισμένες από τις κινήσεις αυτές είναι ακτινικές και σε πρώτη προσέγγιση μπορούν να περιγραφούν από ακουστικά κύματα που διαδίδονται ακτινικά. Έτσι, η περίοδος ανάπαλσης μπορεί να υπολογιστεί προσεγγιστικά ως ο χρόνος που απαιτείται για να ταξιδέψει το κύμα κατά μήκος μιας διαμέτρου του αστέρα:

$$\Pi = \frac{2R}{u_s} \quad (1.1)$$

όπου R η ακτίνα του αστέρα και u_s η ταχύτητα του ήχου. Η ταχύτητα του ήχου εξαρτάται όμως από την πίεση (P) και την πυκνότητα (ρ) που επικρατεί στο εσωτερικό του, σύμφωνα με τη σχέση:

$$u_s = \sqrt{\frac{\gamma P}{\rho}} \quad (1.2)$$

όπου $\gamma = \frac{C_p}{C_v}$ ο λόγος ειδικών θερμοτήτων σταθερής πίεσης και όγκου. Θεωρώντας ότι η πυκνότητα διατηρείται σταθερή, προκύπτει η εξίσωση υδροστατικής ισορροπίας:

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{GM_r\rho}{r^2} = -G\left(\frac{4\pi r^3\rho}{3}\right)\frac{\rho}{r^2} = -\frac{4\pi Gr\rho^2}{3} \quad (1.3)$$

Ολοκληρώνοντας ώστε η πίεση να είναι μηδέν στην επιφάνεια προκύπτει μία σχέση για την πίεση ως συνάρτηση της ακτίνας (r) του αστέρα:

$$P(r) = \frac{2}{3}\pi G\rho^2(R^2 - r^2) \quad (1.4)$$

Αντικαθιστώντας πίσω στην εξίσωση 1.1 και ολοκληρώνοντας, βρίσκουμε

$$\Pi = 2 \int_0^R \frac{dr}{\sqrt{\frac{2}{3}\pi G \gamma \rho (R^2 - r^2)}} = \sqrt{\frac{6}{\gamma \pi G \rho}} \arcsin\left(\frac{r}{R}\right) \Big|_0^R \simeq \sqrt{\frac{3\pi}{2\gamma G \rho}} \quad (1.5)$$

Η παραπάνω σχέση είναι γνωστή ως σχέση περιόδου-μέσης πυκνότητας για τους παλλόμενους αστέρες και δείχνει ότι η περίοδος ανάπαλσης είναι αντιστρόφως ανάλογη της ρίζας της μέσης πυκνότητας και εξηγεί πλήρως τη μείωση της περιόδου ανάπαλσης, καθώς κινούμαστε προς τα κάτω από τη ζώνη αστάθειας στο διάγραμμα Hertzsprung - Russell (από τους λαμπρούς Κηφείδες χαμηλής πυκνότητας της ζώνης αστάθειας στους υπέρπυκνους λευκούς νάνους που πάλλονται).

Στη συνέχεια θα ασχοληθούμε με τους μεταβλητούς αστέρες τύπου RR Lyrae, μία υποκατηγορία των παλλόμενων αστερών, στους οποίους ανήκει και ο κεντρικός αστέρας της μελέτης μας, ο XZ Cygni.

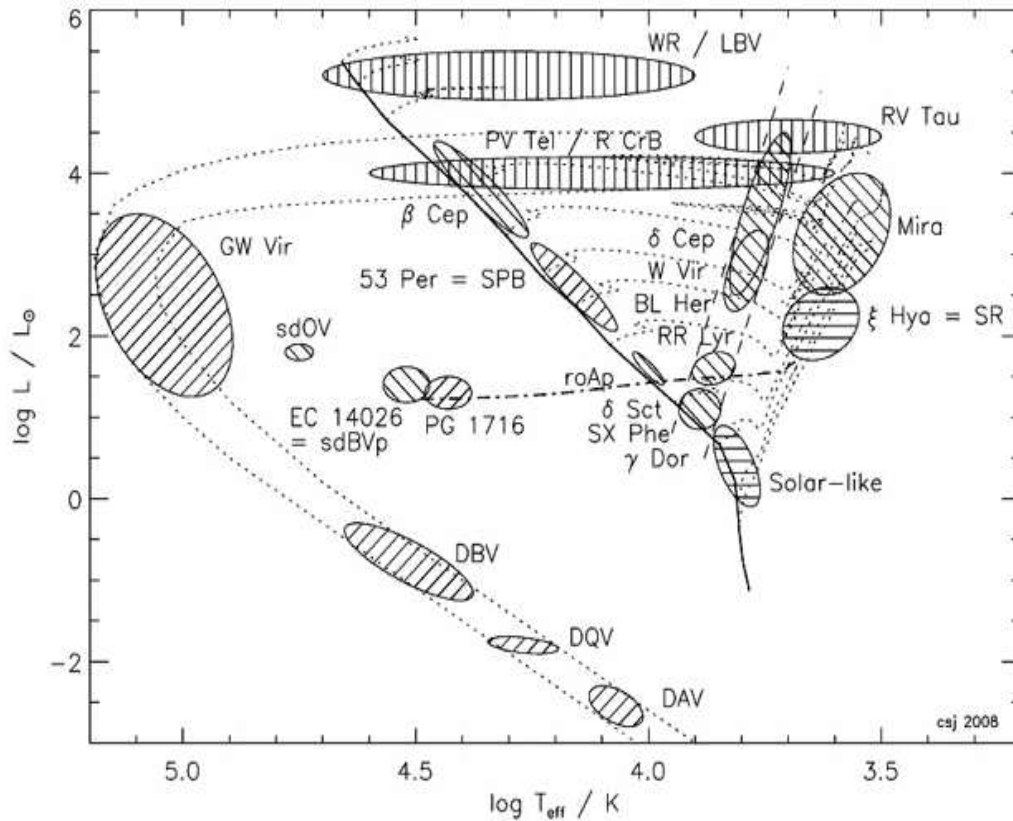
1.2.1 Παλλόμενοι αστέρες και διάγραμμα $H-R$

Σήμερα, με την ανάπτυξη των φωτομετρικών μεθόδων και την μεγαλύτερη ακρίβεια στη μέτρηση των ακτινικών ταχυτήτων, έχουν βρεθεί πολλές διαφορετικές ομάδες παλλόμενων αστερών. Οι ομάδες αυτές έχουν ταξινομηθεί βάσει του τύπου διέγερσης, της μάζας και της εξελικτικής τους κατάστασης. Τα ονόματά τους δόθηκαν είτε από τον πρωτότυπο αστέρα ανακάλυψης, είτε δίνοντας κάποια περιγραφή του τύπου μεταβλητότητας ή του τύπου του αστέρα. Στον Πίνακα 1.1 παρουσιάζουμε ορισμένες κύριες ομάδες παλλόμενων αστερών, τις χαρακτηριστικές τους περιόδους και το έτος ανακάλυψής τους, όπως αναφέρθηκαν από τον G. Handler, 2012 (Handler, 2012) [2].

Πίνακας 1.1: Χαρακτηριστικές ομάδες παλλόμενων αστερών (Handler, 2012) [2].

Name	Approx. Periods	Discovery/Definition
Mira	100 – 1000 d	Fabircius (1596)
Semiregular (SR)	20 – 2000 d	Herschel (1782)
δ Cephei	1 – 100 d	1784, Pigott, Goodricke (1786)
RR Lyrae	0.3 – 3 d	Fleming (1899)
δ Scuti	0.3 – 6 h	Campbell, Wright (1900)
β Cephei	2 – 7 h	Frost (1902)
ZZ Ceti (DAV)	2 – 20 min	1964, Landolt (1968)
GW Virginis (DOV)	5 – 25 min	McGraw et al. (1979)
Rapidly oscillating Ap (roAp)	5 – 25 min	1978, Kurtz (1982)
V777 Herculis (DBV)	5 – 20 min	Winget et al. (1982)
Slowly Pulsating B (SPB)	0.5 – 3 d	Waelkens, Rufener (1985)
Solar-like oscillators	3 – 15 min	Kjeldsen et al. (1995)
V361 Hydrae (sdBVr)	2 – 10 min	1994, Kilkenny et al. (1997)
γ Doradus	0.3 – 1.5 d	1995, Kaye et al. (1999)
Solar-like giant oscillators	1 – 18 h	Frandsen et al. (2002)
V1093 Herculis (sdBVs)	1 – 2 h	Green et al. (2003)
Pulsating subdwarf O (sdOV)	1 – 2 min	Woudt et al. (2006)

Στο Σχήμα 1.3 βλέπουμε τις θέσεις των διαφορετικών τύπων παλλόμενων αστερών πάνω στο διάγραμμα Hertzsprung - Russell. Οι διακεκομμένες γραμμές δείχνουν την εξελικτική πορεία ορισμένων αστερών. Παρατηρούμε ότι σε ορισμένες περιπτώσεις, τα όρια δύο ομάδων μπορεί να αλληλοεπικαλύπτονται. Στις περιοχές αυτές, τα άστρα καλούνται υβριδικά και μπορεί να εμφανίζουν



Σχήμα 1.3: Η θέση των παλλόμενων αστέρων στο διάγραμμα $H-R$ (Zhou, 2015) [5]. Η κύρια ακολουθία μηδενικής ηλικίας αναπαρίστανται με συμπαγή γραμμή και με διακεκομμένες γραμμές φαίνεται η εξελικτική πορεία ορισμένων αστέρων μέσω καύσης ηλίου. Περιοχές που είναι πλάγια γραμμοσκιασμένες αντιπροσωπεύουν αστέρες που πάλλονται λόγω μεταβολών της αδιαφάνειας. Οριζόντια γραμμοσκιασμένες περιοχές δείχνουν αστέρες που πάλλονται λόγω του στοχαστικού μηχανισμού. Κάθετα γραμμοσκιασμένες περιοχές αντιπροσωπεύουν μη αδιαβατικές αναπάλσεις.

χαρακτηριστικά και ταλαντωτικές συμπεριφορές και των δύο διαφορετικών ομάδων. Αξίζει να σημειωθεί ότι οι παλλόμενοι αστέρες φαίνεται να καταλαμβάνουν περιοχές σε όλο το διάγραμμα και όχι μόνο μέσα στη ζώνη αστάθειας. Οι ομάδες των παλλόμενων αστέρων που δε βρίσκονται μέσα στη ζώνη αστάθειας, ορίζουν δικές τους περιοχές αστάθειας, όπως φαίνονται στο Σχήμα 1.3.

1.3 Μεταβλητοί αστέρες τύπου *RR Lyrae*

Η ανακάλυψη των αστέρων τύπου *RR Lyrae* συνδέεται με την ανακάλυψη μεταβλητών αστέρων σε σφαιρωτά αστρικά σμήνη. Πιο συγκεκριμένα, το 1893, ο Αμερικανός αστρονόμος Solon Irving Bailey ξεκίνησε ένα πρόγραμμα παρατήρησης αστρικών σμηνών στον Παρατηρησιακό Σταθμό του Πανεπιστημίου του Harvard στην περιοχή Arequipa στο Περού. Ο ίδιος ανακάλυψε περισσότερους από 500 μεταβλητούς αστέρες, στους οποίους άρχισε να μελετά τις περιόδους και τις καμπύλες φωτός. Σε δημοσίευσή του (Bailey, 1902) [3] ανέφερε τρεις διαφορετικούς τύπους αστέρων *RR Lyrae* που έμειναν γνωστοί ως τύποι του Bailey (*RRa*, *RRb*, *RRc*) (Σχήμα 1.4).

Σήμερα, οι τύποι αυτοί έχουν τροποποιηθεί καθώς διαπιστώθηκε ότι οι τύποι *RRa* και *RRb* αποτελούν ουσιαστικά μία ομάδα με παρόμοια χαρακτηριστικά ενώ παράλληλα εμφανίστηκε ακόμη μία ομάδα με τελείως διαφορετικά χαρακτηριστικά από τις προηγούμενες. Η σημερινή ταξινόμηση είναι η εξής:

RRab

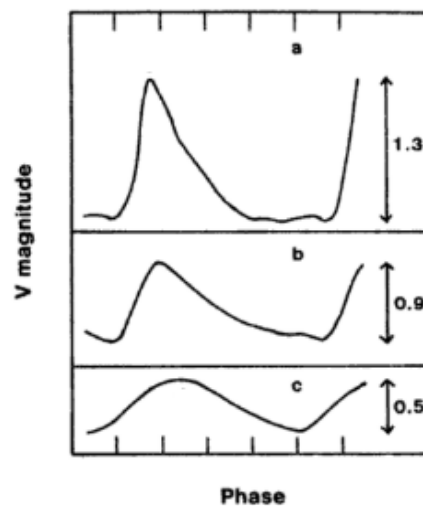
Αστέρες στους οποίους οι καμπύλες φωτός είναι ασύμμετρες, μη-ημιτονοειδείς και παρατηρείται ραγδαία αύξηση της λαμπρότητας και απότομη (αλλά με βραδύτερο ρυθμό) ελάττωσή της. Εμφανίζουν μεγάλες περιόδους και μεγάλο εύρος τιμών. Πάλλονται στην κύρια συχνότητα.

RRc

Αστέρες των οποίων οι καμπύλες φωτός είναι σχεδόν ημιτονοειδείς με μικρό εύρος. Πάλλονται στην πρώτη αρμονική συχνότητα.

RRd

Αστέρες που πάλλονται τόσο στην κύρια συχνότητα όσο και στην πρώτη ακτινική αρμονική συχνότητα (*double mode RR Lyrae*).



Σχήμα 1.4: Οι τρεις κατηγορίες των αστέρων *RR Lyrae* σύμφωνα με τον Bailey. Ο τύπος *RRa* εμφανίζει ραγδαία αύξηση και μείωση της λαμπρότητας, μεγάλες περιόδους και μεγάλο εύρος τιμών. Ο τύπος *RRb* εμφανίζει παρόμοια χαρακτηριστικά αλλά με μικρότερο εύρος. Στην κατηγορία *RRc* οι καμπύλες είναι πιο ομαλές, με μικρότερες περιόδους και μικρότερο εύρος (Horace, 1995) [84].

Τα πρώτα χρόνια υπήρχε η αμφιβολία εάν οι αστέρες τύπου *RR Lyrae* αποτελούν ξεχωριστή ομάδα ή θα έπρεπε να συμπεριληφθούν στην ομάδα των Κηφείδων. Οι δύο κατηγορίες παρούσαζαν

παρόμοιες καμπύλες φωτός και παρόμοια μεταβολή στις ακτινικές τους ταχύτητες, φανερώνοντας ότι ο βασικός μηχανισμός που προκαλεί τη μεταβλητότητά τους είναι ο ίδιος. Ωστόσο, με τη συνεχή μελέτη τους έγινε γνωστό ότι οι αστέρες τύπου RR Lyrae κυριαρχούν σε αστρικά σμήνη, έχουν μικρότερες μάζες και περιόδους, αποτελούνται από αστέρες του Πληθυσμού II (ενώ οι Κηφείδες από αστέρες Πληθυσμού I) και εμφανίζονται σε όλα τα γαλαξιακά γεωγραφικά πλάτη (ενώ οι Κηφείδες μόνο στο επίπεδο του Γαλαξία). Έτσι, οι δύο αυτές κατηγορίες διαχωρίστηκαν οριστικά μεταξύ τους.

1.3.1 Εξέλιξη αστέρων τύπου RR Lyrae

Οι αστέρες τύπου RR Lyrae ξεκινούν τη ζωή τους ως αστέρες της Κύριας Ακολουθίας με μάζες περίπου $0.8 M_{\odot}$, καίγοντας υδρογόνο προς ήλιο στον πυρήνα τους. Με την εξάντληση του υδρογόνου στον πυρήνα, ένας τυπικός αστέρας ανεβαίνει στον κλάδο των ερυθρών γιγάντων όπου αρχίζει να καίει το υδρογόνο προς ήλιο σε φλοιό που βρίσκεται γύρω από τον πυρήνα. Η θερμοκρασία του πυρήνα δεν είναι ακόμα ικανή για να αρχίσει η καύση του ηλίου, ο αδρανής πυρήνας καταρρέει και τα ηλεκτρόνια εκφυλίζονται. Στην κορυφή του κλάδου των γιγάντων, η θερμοκρασία έχει αυξηθεί αρκετά ώστε να πραγματοποιηθεί η καύση του ηλίου στον πυρήνα (He-flash) και το άστρο κατευθύνεται στον οριζόντιο κλάδο μηδενικής ηλικίας (zero age horizontal branch - ZAHB). Σε αυτή τη φάση, όσοι αστέρες βρίσκονται μέσα στη ζώνη αστάθειας (instability strip) γίνονται παλλόμενοι αστέρες τύπου RR Lyrae. Πλέον, ο αστέρας καίει το ήλιο του πυρήνα σε άνθρακα και οξυγόνο και το υδρογόνο προς ήλιο, σε φλοιό γύρω από τον πυρήνα ηλίου.

Όταν το ήλιο του πυρήνα εξαντληθεί, ο αστέρας ψύχεται και διαστέλλεται, ανεβαίνοντας τον ασυμπυκνωτικό κλάδο των ερυθρών γιγάντων, όπου καίει το υδρογόνο σε φλοιό και το ήλιο σε φλοιό. Η θερμοκρασία του πυρήνα δεν θα γίνει ποτέ τόσο μεγάλη ώστε να κάψει τον άνθρακα και το οξυγόνο προς βαρύτερα στοιχεία. Στα τελευταία στάδια της ζωής του, ο αστέρας θα αποβάλλει τα εξωτερικά του αέρια στρώματα με μορφή αστρικού ανέμου δημιουργώντας ένα πλανητικό νεφέλωμα με θερμό πυρήνα που θα καταλήξει σε λευκό νάνο.

1.4 Μηχανισμοί ανάπαλσης

Οι αστέρες που βρίσκονται σε υδροστατική ισορροπία, εξισορροπούν τη βαρυτική έλξη στα στοιχεία μάζας με την πίεση του αερίου. Εάν ένα σώμα χτυπούσε ένα άστρο, θα αυξανόταν η θερμοκρασία στο εσωτερικό του αλλά ταυτόχρονα η αυξανόμενη απώλεια θερμότητας θα κατέστελλε γρήγορα την κίνηση. Υπάρχουν καταγεγραμμένες παρατηρήσεις και φωτομετρικές καμπύλες αστερών, οι οποίοι όμως πάλλονται για εκατοντάδες χρόνια, οδηγώντας στο συμπέρασμα ότι το φαινόμενο της ανάπαλσης είναι σχεδόν σταθερό στους αστέρες που εμφανίζεται. Αυτό σημαίνει ότι υπάρχουν κάποιοι εσωτερικοί κινητήριοι μηχανισμοί που υπερνικούν την απόσβεση και οδηγούν σε μακροχρόνια ταλαντωτική συμπεριφορά.

Έχουν προταθεί διάφοροι μηχανισμοί που μπορούν να διατηρούν την ανάπαλση στους παλλόμενους αστέρες. Κατά τη διάρκεια των τελευταίων δεκαετιών μάλιστα, έχουν γίνει σημαντικές μελέτες, γραμμικές και μη, για την καλύτερη κατανόηση των μηχανισμών αστάθειας. Μερικοί φαίνονται να κυριαρχούν στην ερμηνεία των ταλαντωτικών συμπεριφορών, ενώ άλλοι δεν έχουν επιβεβαιωθεί παρατηρησιακά.

1.4.1 Μηχανισμός ϵ (ϵ mechanism)

Ο μηχανισμός ϵ βασίζεται στις μεταβολές του ρυθμού παραγωγής πυρηνικής ενέργειας στους αστρικούς πυρήνες (ϵ) (Rosseland et al., 1938) [6]. Με την συμπίεση μιας περιοχής πυρηνικής καύσης, η θερμοκρασία αυξάνεται και παράγεται περισσότερη ενέργεια που οδηγεί σε εκτόνωση του αστέρα. Με την διαστολή της επιφάνειας, το αστέρι ψύχεται, η πίεση ελαττώνεται και η παραγωγή ενέργειας μειώνεται. Η κίνηση αντιστρέφεται και η ταλάντωση έχει ξεκινήσει. Έτσι, μικρές αλλαγές στο ρυθμό παραγωγής ενέργειας στους πυρήνες των αστερών μπορούν να οδηγήσουν σε αυτοσυντηρούμενες αναπάσεις.

Έχει αποδειχθεί από διάφορα μαθηματικά μοντέλα ότι ο μηχανισμός αυτός θα μπορούσε να συμβεί μόνο σε αστέρες πολύ μεγάλης μάζας ή ψυχρούς νάνους αστέρες τύπου M. Ωστόσο, δεν υπάρχουν παρατηρησιακές αποδείξεις ταλαντωτικής συμπεριφοράς αστερών που να οδηγούνται από αυτόν τον μηχανισμό.

1.4.2 Μηχανισμός κ - γ ($\kappa - \gamma$ mechanism)

Ο μηχανισμός αυτός βασίζεται σε μεταβολές της αδιαφάνειας (κ) ενός αστέρα και σχετίζεται με τις ζώνες μερικού ιονισμού. Η αδιαφάνεια εξαρτάται από διάφορους παράγοντες όπως τα άτομα, την πυκνότητα, τον ιονισμό της ύλης και καθορίζει τον τρόπο με τον οποίο η ακτινοβολία διαχέεται από τα βαθύτερα στρώματα του αστέρα προς τα έξω. Οι ζώνες μερικού ιονισμού του υδρογόνου είναι σφαιρικά κελύφη στο εσωτερικό του αστέρα, όπου μερικά άτομα είναι ιονισμένα και μερικά ουδέτερα. Πάνω από αυτές τις ζώνες όλα τα άτομα υδρογόνου είναι ουδέτερα, ενώ κάτω από αυτές είναι όλα ιονισμένα. Παρόμοια, υπάρχει η ζώνη μερικού ιονισμού του ηλίου, όπου το ήλιο είναι ιονισμένο μία φορά και βαθύτερα, η ζώνη όπου το ήλιο είναι πλήρως ιονισμένο.

Ο μηχανισμός κ απαιτεί η αδιαφάνεια να αυξάνεται με την συμπίεση. Συγκεκριμένα, όταν ένα στρώμα του αστέρα καταρρεύσει, τα εσωτερικά στρώματα συμπιέζονται και η θερμοκρασία αυξάνεται. Το στρώμα αυτό τότε γίνεται πιο αδιαφανές στην ακτινοβολία και δεν της επιτρέπει να διαφύγει. Ως αποτέλεσμα, θερμότητα συσσωρεύεται κάτω από το στρώμα, η πίεση αυξάνεται και ο αστέρας διογκώνεται. Με την διαστολή των στρωμάτων του, ψύχεται, η αδιαφάνεια ελαττώνεται και η ακτινοβολία δραπετεύει. Κατά συνέπεια, η πίεση μικραίνει και ο αστέρας συστέλλεται ξανά προς την αρχική του κατάσταση. Ο μηχανισμός αυτός ονομάζεται και *Balβίδα Eddington (Eddington valve)* (Baker et al., 1962) [7].

Ο νόμος του Kramer για την αδιαφάνεια αναφέρει ότι η θερμοκρασία είναι αντιστρόφως ανάλογη

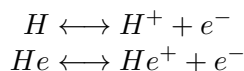
με την αδιαφάνεια σύμφωνα με τη σχέση:

$$\kappa = \frac{\rho}{T^{3.5}} \quad (1.6)$$

όπου ρ η πυκνότητα και T η θερμοκρασία του αστέρα. Γνωρίζουμε ότι με την συμπίεση ενός αστέρα η θερμοκρασία και η πυκνότητα αυξάνονται. Ο νόμος αυτός μας λέει ότι η αδιαφάνεια εξαρτάται περισσότερο από τη θερμοκρασία και λιγότερο από την πυκνότητα. Έτσι, όταν ένας αστέρας συμπιεστεί είναι πιο πιθανό η αδιαφάνεια να ελαττωθεί λόγω της αύξησης της θερμοκρασίας.

Στις ζώνες μερικού ιονισμού, καθώς ο αστέρας συστέλλεται, η ενέργεια, η οποία φυσιολογικά θα οδηγούσε σε θέρμανση της ζώνης, κυρίως πηγαίνει σε αύξηση του ιονισμού των ατόμων. Με την αύξηση του ιονισμού, η πυκνότητα αυξάνεται, η θερμοκρασία παραμένει σχεδόν αμετάβλητη (καθώς τα ιόντα απελευθερώνουν ενέργεια όταν επανασυνδεονται με ηλεκτρόνια) κι έτσι η αδιαφάνεια αυξάνεται, παγιδεύοντας την ακτινοβολία στο εσωτερικό του αστέρα. Οι ζώνες αυτές εντοπίστηκαν για πρώτη φορά από τον Ρώσο αστρονόμο S. A. Zhevakin το 1950. Έτσι, ο μηχανισμός κ ενισχύεται στις ζώνες μερικού ιονισμού και υποβοηθάται από έναν άλλον μηχανισμό που προκαλείται από την αδιαβατική αύξηση της θερμοκρασίας στα περιβάλλοντα στρώματα των ιονισμένων ζωνών. Οι ψυχρότερες λοιπόν ζώνες δέχονται ροή θερμότητας από τα περιβάλλοντα στρώματα με αποτέλεσμα την ενίσχυση της διαταραχής. Ο μηχανισμός αυτός καλείται μηχανισμός γ (King et al., 1968) [8].

Στους περισσότερους αστέρες υπάρχουν δύο περιοχές μερικού ιονισμού. Η πρώτη περιοχή έχει χαρακτηριστικές θερμοκρασίες από 10.000-15.000 K και παρατηρούνται οι ακόλουθοι κυκλικόι ιονισμοί:

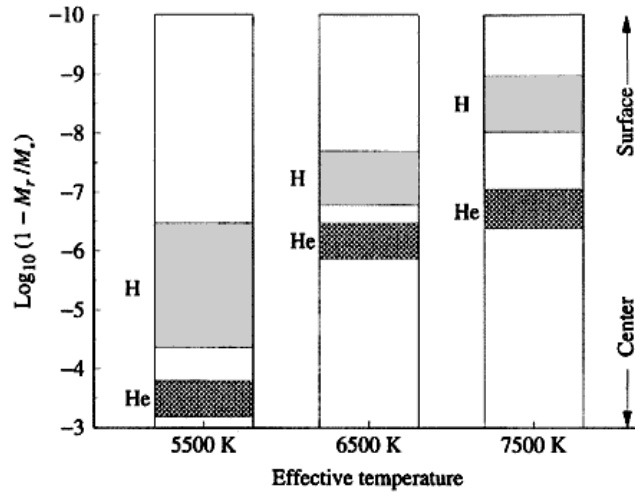


Η δεύτερη περιοχή ιονισμού συμβαίνει βαθύτερα στον αστέρα σε θερμοκρασίες 40.000 K, όπου παρατηρείται περαιτέρω ιονισμός του ηλίου.



Η θέση των ζωνών μερικού ιονισμού εξαρτάται από τη θερμοκρασία του αστέρα. Εάν η ζώνη είναι πολύ βαθιά στον αστέρα, η ανάπαυση δεν μπορεί να υπερνικήσει τα υπερκείμενα στρώματα και καταπνίγεται. Αντίθετα, εάν η ζώνη είναι πολύ κοντά στην επιφάνεια του αστέρα, δεν έχει τίποτα πάνω από αυτό να οδηγήσει. Έτσι, για αστέρες με θερμοκρασίες μεγαλύτερες από 7.500 K, οι ζώνες μερικού ιονισμού βρίσκονται εγγύτερα στην επιφάνεια. Για αστέρες ψυχρότερους από 5.500 K, οι ζώνες βρίσκονται πιο κοντά στον πυρήνα (Σχήμα 1.5). Αυτές οι θέσεις των ζωνών είναι καθοριστικές για το εάν θα συμβεί ταλάντωση και μπορούν να δώσουν εξήγηση στην ύπαρξη της ζώνης αστάθειας στο διάγραμμα $H-R$. Η στενή περιοχή θερμοκρασιών της ζώνης αστάθειας αντιστοιχεί στις αστρικές θερμοκρασίες που μπορούν να διατηρούν ζώνες μερικού ιονισμού ικανές να συντηρούν αστρικές ταλαντώσεις [90].

Για τους αστέρες τύπου RR Lyrae, η ζώνη όπου το ήλιο είναι διπλά ιονισμένο πιστεύεται ότι παίζει τον κύριο ρόλο για τον κινητήριο μηχανισμό ανάπαυσης, αν και η ζώνη ιονισμού του υδρογόνου φαίνεται επίσης σημαντική. Οι αστέρες τύπου δ Cephei και δ Scuti φαίνεται να αντλούν ισχύ από τη HeII ζώνη ιονισμού, ενώ οι τύπου Mira από την HI ζώνη ιονισμού. Ακόμη, οι ταλαντώσεις στους αστέρες γ Aps πιστεύουμε ότι συμβαίνουν στις ζώνες ιονισμού HI και HeI, ενώ οι β Cephei και οι SPB στις ζώνες ιονισμού μεταλλικών στοιχείων.



Σχήμα 1.5: Η θέση των περιοχών μερικού ιονισμού υδρογόνου και ηλίου, στο εσωτερικό των αστέρων. Αστέρες θερμότεροι από 7.500 K, εμφανίζουν τις ζώνες μερικού ιονισμού κοντά στην επιφάνειά τους. Όσο η θερμοκρασία ελαττώνεται, οι ζώνες πλησιάζουν στον πυρήνα. Σε αστέρες ψυχρότερους από 5.500 K, οι ζώνες βρίσκονται πολύ κοντά στον πυρήνα του αστήρα [89].

1.4.3 Μηχανισμός μεταφοράς (*Convective blocking*)

Ο μηχανισμός αυτός είναι γνωστός και ως convective blocking (Brickhill, 1991) [9]. Στην περίπτωση που η ροή μεταφέρεται με μεταφορά και όχι με ακτινοβολία, η μεταβολή της αδιαφάνειας δεν μπορεί να συνεισφέρει σε κανένα μηχανισμό ανάπαλσης και ο μηχανισμός κ-γ δεν λειτουργεί. Η ζώνη μεταφοράς ωστόσο, μπορεί να ξεκινήσει ταλαντωτική συμπεριφορά στην περίπτωση που ο χαρακτηριστικός χρόνος μεταφοράς είναι πολύ μικρότερος από την περίοδο του αστήρα. Σε αυτή την περίπτωση, η ροή στη ζώνη μεταφοράς ρυθμίζεται στιγμιαία. Κατά τη συμπύεση, η θερμοκρασία στη βάση της ζώνης μεταφοράς αυξάνεται. Επειδή η ζώνη μεταφοράς προσαρμόζεται στιγμιαία, η θερμότητα απορροφάται. Αντίστροφα, η θερμότητα απελευθερώνεται στη φάση εξάπλωσης, ξεκινώντας ταλαντωτικές κινήσεις στους αστέρες.

Αυτός ο μηχανισμός ανάπαλσης φαίνεται να λειτουργεί στην περίπτωση των λευκών νάνων των τύπων DA, DB και των αστέρων τύπου γ Doradus.

1.4.4 Στοχαστικός μηχανισμός (*Stochastic driving*)

Ο στοχαστικός μηχανισμός ενεργοποιείται λόγω τύρβης στην επιφάνεια των ζωνών μεταφοράς (Mauro, 2017) [10]. Η κίνηση στα ανώτερα στρώματα παράγει έναν ακουστικό θόρυβο σε ευρεία περιοχή συχνοτήτων που τροφοδοτεί ταλαντωτικές κινήσεις. Λόγω του μεγάλου αριθμού των στοιχείων που μεταφέρονται στην επιφάνεια, η διέγερση είναι τυχαία και μάλιστα μπορούν να διεγερθούν όλοι οι τρόποι ταλάντωσης του αστήρα, για αυτό η διαδικασία είναι στοχαστική. Οι διακυμάνσεις που παρατηρούνται είναι πολύ μικρές, για αυτό καθίσταται δύσκολη η ανίχνευσή τους, η οποία μπορεί να γίνει μόνο με διαστημικές αποστολές όπως το Kepler, το Hubble Space Telescope, το TESS και το Corot.

Ο μηχανισμός αυτός εμφανίζεται στον Ήλιο και τους αστέρες που πάλλονται παρόμοια με αυτόν (solar-like oscillators, solar-like giant oscillators).

Κεφάλαιο 2

Αστεροσεισμολογία

Οι αστρικοί πληθυσμοί που περιλαμβάνουν παλλόμενους αστέρες είναι πολυάριθμοι και μάλιστα, καταλαμβάνουν διαφορετικές περιοχές στο διάγραμμα H-R. Για το λόγο αυτό, πολλοί επιστήμονες σήμερα, πιστεύουν ότι το στάδιο της ανάπαυσης είναι ένα παροδικό φαινόμενο, το οποίο όλοι οι αστέρες θα αντιμετωπίσουν, κατά την εξέλιξή τους και το πέρασμά τους από τη ζώνη αστάθειας. Το φαινόμενο αυτό επηρεάζει τη θερμοκρασία και ως εκ τούτου τη λαμπρότητα των αστέρων, παρέχοντας πολύτιμες πληροφορίες για το εσωτερικό τους.

Η Αστεροσεισμολογία είναι η επιστήμη που μελετά την εσωτερική δομή των αστέρων χρησιμοποιώντας τις ταλαντώσεις ως σεισμικά κύματα. Η βασική ιδέα είναι ανάλογη με τον προσδιορισμό της δομής της Γης, χρησιμοποιώντας τους σεισμούς και τα κύματα που αυτοί δημιουργούν και ταξιδεύουν στο εσωτερικό του πλανήτη μας. Έτσι, η Αστεροσεισμολογία χρησιμοποιεί τις συχνότητες των χαρακτηριστικών τρόπων ταλάντωσης των αστέρων για τη μελέτη των φυσικών τους παραμέτρων και της εσωτερικής δομής τους.

2.1 Η θεωρία των αστρικών ταλαντώσεων

Στην παράγραφο 1.4 είδαμε ότι οι αστέρες πάλλονται λόγω της ύπαρξης ενός κινητήριου μηχανισμού που τροφοδοτεί τις ταλαντώσεις στο εσωτερικό τους. Με ποιον τρόπο όμως πάλλονται και πως μοιάζουν; Προκειμένου κανείς να απαντήσει σε αυτές τις ερωτήσεις θα πρέπει να μελετήσει τη σταθερότητα των αστέρων χρησιμοποιώντας αρχές της θερμοδυναμικής, της υδροδυναμικής, της μεταφοράς ενέργειας κλπ.

Για την περιγραφή της κίνησης ενός ρευστού χρησιμοποιούνται δύο μέθοδοι, η μέθοδος του *Lagrange* και η μέθοδος του *Euler*. Στην Λαγκρανζιανή θεώρηση, ο χώρος είναι συνεχής, κάθε σωματίδιο του ρευστού έχει τη δική του “ταμπέλα” και ο παρατηρητής ακολουθεί την κίνηση του ρευστού. Η κίνηση περιγράφεται δίνοντας τη θέση \vec{r} κάθε σωματιδίου σε συνάρτηση με μία συγκεκριμένη θέση \vec{r}_0 και το χρόνο t ($\vec{r}(\vec{r}_0, t)$). Στην θεώρηση του Euler, περιγράφουμε το ρευστό ως πεδίο που σε κάθε σημείο έχει μία ιδιότητα ($\rho(\vec{r}, t), p(\vec{r}, t), u(\vec{r}, t)$) όπως την βλέπει ένας ακίνητος παρατηρητής, όπου ρ η πυκνότητα, p η πίεση και u η ταχύτητα του ρευστού. Η ολική χρονική παράγωγος μιας ποσότητας, όπως θα περιγραφόταν στην περίπτωση που ο παρατηρητής ακολουθεί την κίνηση, διαφέρει από τη μερική χρονική παράγωγο σε μία συγκεκριμένη θέση. Οι δύο παραπάνω θεωρήσεις μπορούν να συσχετιστούν για μια οποιαδήποτε βαθμωτή ποσότητα ϕ ως εξής:

$$\frac{d\phi}{dt} = \left(\frac{\partial\phi}{\partial t}\right)_r + \nabla\phi \cdot \frac{d\vec{r}}{dt} = \frac{\partial\phi}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla\phi \quad (2.1)$$

Παρόμοια για μία διανυσματική ποσότητα ισχύει:

$$\frac{d\vec{F}}{dt} = \frac{\partial \vec{F}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \nabla) \vec{F} \quad (2.2)$$

Στις επόμενες παραγράφους θα μελετήσουμε την κίνηση ενός αστέρα, διαταράσσοντας τις εξισώσεις που διέπουν την συμπεριφορά του, με σκοπό να καταλήξουμε στους χαρακτηριστικούς τρόπους ταλάντωσής του.

2.1.1 Γραμμικές αδιαβατικές ταλαντώσεις

Για την περιγραφή του αερίου θα χρησιμοποιήσουμε την αρχή διατήρησης μάζας και τις εξισώσεις κίνησης και ενέργειας. Η διατήρηση της μάζας εκφράζεται ως:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \cdot \vec{u}) = 0 \quad (2.3)$$

η οποία χρησιμοποιώντας την εξίσωση 2.1 μετασχηματίζεται εύκολα σε:

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \cdot \nabla \vec{u} = 0 \quad (2.4)$$

όπου ρ η πυκνότητα και \vec{u} η ταχύτητα του αερίου. Η εξίσωση κίνησης θεωρώντας την ύπαρξη πίεσης p και βαρύτητας \vec{g} και αμελώντας τυχόν εξωτερικές δυνάμεις γράφεται:

$$\rho \frac{d\vec{u}}{dt} = -\nabla p + \rho \vec{g} \quad (2.5)$$

Το βαρυτικό δυναμικό Φ γράφεται:

$$\vec{g} = -\nabla \Phi \quad (2.6)$$

και ικανοποιεί την εξίσωση Poisson:

$$\nabla^2 \Phi = 4\pi G \rho \quad (2.7)$$

Για να εκφράσουμε τη διατήρηση της ενέργειας γράφουμε τον πρώτο νόμο της θερμοδυναμικής, σύμφωνα με τον οποίο η μεταβολή της θερμότητας ισούται με τη μεταβολή της εσωτερικής ενέργειας και το έργο που απαιτείται για τη διαστολή ή συστολή του αερίου:

$$\frac{dq}{dt} = \frac{dE}{dt} + p \frac{dV}{dt} \quad (2.8)$$

Ο όγκος προκύπτει ως $V = f(\frac{1}{\rho})$ και χρησιμοποιώντας διάφορες θερμοδυναμικές ταυτότητες καταλήγουμε:

$$\frac{dq}{dt} = \frac{1}{\rho(\Gamma_3 - 1)} \left(\frac{dp}{dt} - \frac{\Gamma_1 p}{\rho} \frac{d\rho}{dt} \right) \quad (2.9)$$

όπου $\Gamma_1 = (\frac{\partial \ln p}{\partial \ln \rho})_{ad}$ και $\Gamma_3 - 1 = (\frac{\partial \ln T}{\partial \ln \rho})_{ad}$.

Στη συνέχεια, για να μπορέσουμε να προχωρήσουμε με μαθηματικούς υπολογισμούς, θα θεωρήσουμε ότι οι κινήσεις είναι αδιαβατικές και υπάρχουν μικρές διαταραχές από την κατάσταση ισορροπίας για την πίεση, την πυκνότητα, την ταχύτητα αλλά και την βαρύτητα. Για παράδειγμα η πίεση, σύμφωνα με τη θεώρηση Euler γράφεται:

$$p(\vec{r}, t) = p_0(\vec{r}) + p'(\vec{r}, t) \quad (2.10)$$

όπου ο δείκτης "0" αντιπροσωπεύει την κατάσταση ισορροπίας και η τονούμενη ποσότητα τη διαταραχή. Σε μερικές περιπτώσεις θα δούμε ότι είναι ευκολότερο να χρησιμοποιήσουμε το Λαγκρανζιανό

φορμαλισμό, σύμφωνα με τον οποίο εάν ένα στοιχείο κινηθεί από τη θέση \vec{r}_0 στην $\vec{r}_0 + \vec{\xi}$, η διαταραχή θα γραφόταν:

$$\delta p(\vec{r}) = p(\vec{r}_0 + \vec{\xi}) - p_0(\vec{r}_0) = p(\vec{r}_0) + \vec{\xi} \cdot \nabla p_0 - p_0(\vec{r}_0) = p'(\vec{r}_0) + \vec{\xi} \cdot \nabla p_0 \quad (2.11)$$

Διαταράσσουμε τις εξισώσεις 2.4, 2.5, 2.7 και 2.9 και γραμμικοποιούμε κρατώντας μόνο όρους πρώτης τάξης. Παράλληλα, θεωρούμε ότι η ταχύτητα στην ισορροπία είναι μηδενική, δηλαδή $u = u'$ και επειδή οι κινήσεις είναι αδιαβατικές, $\frac{dq}{dt} = 0$.

Η αρχή διατήρησης μάζας τροποποιείται ως:

$$\frac{d(\rho_0 + \rho')}{dt} + (\rho_0 + \rho') \cdot \nabla \vec{u} = 0 \Rightarrow \frac{d\rho'}{dt} = -\rho_0 \cdot \nabla \vec{u} = -\rho_0 \cdot \nabla \frac{d\vec{\xi}}{dt} \Rightarrow \quad (2.12)$$

$$\rho' = -\rho_0 \cdot \nabla \vec{\xi} \Rightarrow \rho' = -\nabla(\rho_0 \vec{\xi}) \quad (2.13)$$

όπου $\vec{\xi} = \vec{r} - \vec{r}_0$ και $\vec{u} = \frac{d\vec{\xi}}{dt} \simeq \frac{\partial \vec{\xi}}{\partial t}$ η ταχύτητα.

Παρόμοια, για την εξίσωση κίνησης, χρησιμοποιώντας τη σχέση 2.2 έχουμε:

$$\rho \left(\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \vec{u} \nabla \vec{u} \right) = -\nabla p + \rho \vec{g} \quad (2.14)$$

Διαταράσσοντας την σχέση αυτή έχουμε:

$$(\rho_0 + \rho') \frac{\partial u'}{\partial t} + u' \nabla u' = -\nabla(p_0 + p') + (\rho_0 + \rho')(g_0 + g') \quad (2.15)$$

και γραμμικοποιώντας έχουμε:

$$\rho_0 \frac{\partial u'}{\partial t} = -\nabla p' + \rho_0 g' + \rho' g_0 \Rightarrow \rho_0 \frac{\partial^2 \vec{\xi}}{\partial t^2} = -\nabla p' - \rho_0 \nabla \Phi' - \rho' \nabla \Phi_0 \quad (2.16)$$

όπου χρησιμοποιήσαμε τη σχέση 2.6.

Η διαταραγμένη εξίσωση Poisson είναι πολύ εύκολο ναδειχθεί ότι έχει τη μορφή:

$$\nabla^2 \Phi' = 4\pi G \rho' \quad (2.17)$$

Για το μετασχηματισμό της εξίσωσης 2.9, θεωρούμε την ύπαρξη αδιαβατικών κινήσεων και έχουμε:

$$\frac{dp}{dt} = \frac{\Gamma_1 p}{\rho} \frac{d\rho}{dt} \quad (2.18)$$

Ο πρώτος όρος χρησιμοποιώντας τις σχέσεις 2.1 και 2.11 μετασχηματίζεται ως εξής:

$$\frac{dp}{dt} = \frac{\partial p}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla p = \frac{\partial(p_0 + p')}{\partial t} + u' \cdot \nabla(p_0 + p') = \frac{\partial p'}{\partial t} + \frac{\partial \vec{\xi}}{\partial t} \cdot \nabla p_0 = \frac{\partial(\delta p)}{\partial t} \quad (2.19)$$

όπου συμπεραίνουμε ότι η ολική παράγωγος ισούται με τη μερική παράγωγο της πίεσης. Το ίδιο θα ισχύει και για την πυκνότητα κι έτσι η σχέση 2.18 γίνεται:

$$\frac{\partial(\delta p)}{\partial t} = \frac{\Gamma_{10} p_0}{\rho_0} \frac{\partial(\delta \rho)}{\partial t} \Rightarrow \delta p = \frac{\Gamma_{10} p_0}{\rho_0} \delta \rho \quad (2.20)$$

$$p' + \vec{\xi} \cdot \nabla p_0 = \frac{\Gamma_{10} p_0}{\rho_0} \cdot (\rho' + \vec{\xi} \cdot \nabla \rho_0) \quad (2.21)$$

Οι εξισώσεις 2.13, 2.16, 2.17 και 2.21 αποτελούν ένα κλειστό σύστημα με τέσσερις αγνώστους. Θεωρώντας σφαιρική συμμετρία στο πρόβλημά μας, το σύστημα των τεσσάρων εξισώσεων δέχεται λύση της μορφής:

$$f'(r, \theta, \phi, t) = \text{Re}(\tilde{f}'(r)Y_l^m(\theta, \phi)e^{i\omega t}) \quad (2.22)$$

$$\vec{\xi}(r, \theta, \phi, t) = \text{Re}([\xi_r(r)Y_l^m(\theta, \phi)\hat{a}_r + \xi_h(r)(\frac{\partial Y_l^m}{\partial \theta}\hat{a}_\theta + \frac{1}{\sin\theta}\frac{\partial Y_l^m}{\partial \phi}\hat{a}_\phi)]e^{i\omega t}) \quad (2.23)$$

όπου το σύμβολο f' αναφέρεται στις βαθμωτές μεταβλητές, ξ_r , ξ_h είναι αντίστοιχα η ακτινική και η οριζόντια συνιστώσα της μετατόπισης, \hat{a}_r , \hat{a}_θ , \hat{a}_ϕ είναι τα αντίστοιχα μοναδιαία διανύσματα στις τρεις διευθύνσεις και $Y_l^m(\theta, \phi)$ είναι οι σφαιρικές αρμονικές συναρτήσεις. Επιπλέον, από τις ιδιότητες των σφαιρικών αρμονικών συναρτήσεων προκύπτει:

$$\nabla_h^2 Y_l^m = -\frac{l(l+1)}{r^2} Y_l^m \quad (2.24)$$

το οποίο ισχύει και για κάθε μεταβλητή f' .

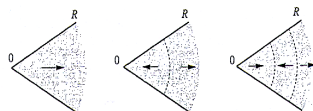
2.1.2 Ακτινικές και μη ακτινικές ταλαντώσεις

Όπως είδαμε παραπάνω οι λύσεις των εξισώσεων που διέπουν την ταλαντωτική κίνηση των αστερών περιγράφονται χρησιμοποιώντας τις σφαιρικές αρμονικές συναρτήσεις οι οποίες δίνονται από την σχέση:

$$Y_l^m(\theta, \phi) = \sqrt{\frac{2l+1}{4\pi} \frac{(l-m)!}{(l+m)!}} P_l^m(\cos\theta) e^{im\phi} \quad (2.25)$$

όπου $P_l^m(\cos\theta)$ τα πολώνυμα Legendre. Έτσι, ο τρόπος με τον οποίο πάλλονται οι αστέρες χαρακτηρίζεται από τρεις ακέραιους αριθμούς (n, l, m) , όπου ο αριθμός n εκφράζει την ακτινική τάξη.

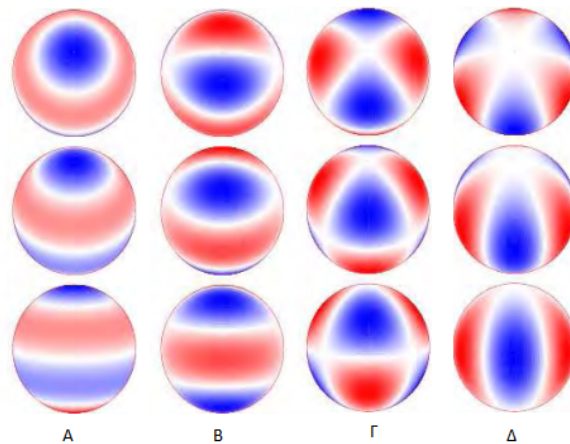
Στην περίπτωση που ένας αστέρας πάλλεται ακτινικά χαρακτηρίζεται πλήρως από τον αριθμό n , ο οποίος αντιπροσωπεύει τον αριθμό των κομβικών επιφανειών στην ακτινική διεύθυνση, δηλαδή ακίνητων περιοχών που βρίσκονται ανάμεσα σε δύο επιφάνειες που κινούνται σε αντίθετες ακτινικές διευθύνσεις. Για $n = 0$ (fundamental mode), το αέριο ξεκινά από το κέντρο και διαδίδεται ακτινικά προς την περιφέρεια του αστέρα, χωρίς να υπάρχουν κομβικές επιφάνειες. Είναι η απλούστερη περίπτωση ακτινικής ανάπαλσης όπου ο αστέρας διαστέλλεται και συστέλλεται, θερμαίνεται και ψύχεται, διατηρώντας τη σφαιρική του συμμετρία. Για $n = 1$ (first overtone), ένα μέρος του κύματος σε κάποια απόσταση από το κέντρο, επιστρέφει προς τα πίσω, ενώ το υπόλοιπο συνεχίζει προς την επιφάνεια. Για $n = 2$ (second overtone), υπάρχουν δύο κομβικές επιφάνειες. Το κύμα, που προηγουμένως όδευε προς την επιφάνεια, με τη σειρά του «σπάει» και αυτό σε δύο κομμάτια, εκ των οποίων το ένα συνεχίζει προς την επιφάνεια διαστέλλοντας την ακτίνα του αστέρα και το άλλο επιστρέφει προς τα πίσω, συγκρούεται με ένα νέο εξερχόμενο κύμα από το κέντρο του αστέρα, εμποδίζοντας το νέο κύμα να διαφύγει και προκαλώντας έτσι την συστολή του αστέρα, αφού τα εξωτερικά κελύφη αρχίζουν να καταρρέουν (Σχήμα 2.1).



Σχήμα 2.1: Τρόποι ακτινικών αναπάλσεων των αστερών. Στο σχήμα απεικονίζεται η συμπεριφορά του αερίου στις τρεις περιπτώσεις $n = 0$, $n = 1$ και $n = 2$ αντίστοιχα, όπως περιγράφονται στο κείμενο.

Όταν συμβαίνουν ταυτόχρονα ακτινικές και εγκάρσιες κινήσεις του αερίου, η συμμετρία του αστέρα διαταράσσεται, αποκλίνοντας από την σφαίρα και η ταλάντωση χαρακτηρίζεται ως μη ακτινική. Για την περιγραφή της μορφής της κίνησης απαιτούνται και οι τρεις ακέραιοι αριθμοί, όπου οι l , m εμφανίζονται στις σφαιρικές αρμονικές συναρτήσεις και ο αριθμός m μπορεί να πάρει ακέραιες τιμές στο διάστημα $[-l, l]$. Ο αριθμός l ή αλλιώς βαθμός του τρόπου ταλάντωσης περιγράφει τον συνολικό αριθμό των επιφανειακών κομβικών γραμμών, ενώ η απόλυτη τιμή του αζιμουθιακού αριθμού $|m|$ αναπαριστά πόσες από τις επιφανειακές κομβικές γραμμές είναι μεσημβρινοί πλήρεις κύκλοι. Στην περίπτωση $m = 0$ οι τρόποι ταλάντωσης είναι αξονοσυμμετρικοί ενώ για $m \neq 0$ έχουμε κύματα που ταξιδεύουν αφού όπως βλέπουμε στις εξισώσεις 2.23-2.25 εμφανίζεται ο όρος $e^{i(\omega t + m\phi)}$. Αυτοί οι τρόποι ταλάντωσης ονομάζονται **m-modes** και το κύμα μπορεί να ταξιδεύει είτε στην διεύθυνση της περιστροφής ($m > 0$) είτε αντίθετα ($m < 0$). Επιπλέον, όταν $l = |m|$ λέμε ότι έχουμε sectoral modes, ενώ για $l \neq |m| \neq 0$ χαρακτηρίζουμε τους τρόπους ταλάντωσης ως tesseral modes. Είναι προφανές ότι μία ακτινική ταλάντωση μπορεί να θεωρηθεί ως ειδική περίπτωση των μη ακτινικών ταλαντώσεων για $l = m = 0$.

Όλες οι μη ακτινικές ταλαντώσεις συμβαίνουν για $n \geq 1$, άρα πρέπει να υπάρχει τουλάχιστον ένας ακτινικός κόμβος ώστε το κέντρο μάζας να παραμένει σταθερό. Η πιο απλή περίπτωση μη ακτινικής ταλάντωσης είναι για $l = 1$, $m = 0$ όπου ο ισημερινός είναι κομβική επιφάνεια, και όταν το ένα ημισφαίριο διαστέλλεται το άλλο συστέλλεται με τη συνημιτονοειδή εξάρτηση $P_1^0(\cos\theta) = \cos\theta$. Παράλληλα, όταν το εξωτερικό στρώμα διαστέλλεται, ένα εσωτερικό στρώμα που βρίσκεται από κάτω του θα συστέλλεται και αντίστροφα. Αντίστοιχα, για $l = 2$, $m = 0$ έχουμε δύο επιφανειακές κομβικές επιφάνειες. Όταν οι πόλοι διαστέλλονται, ο ισημερινός συστέλλεται και αντίστροφα. Στις περιπτώσεις $l = 1$ λέμε ότι έχουμε δίπολο, για $l = 2$ τετράπολο, για $l = 3$ οκτάπολο κοκ. Στο Σχήμα 2.2 απεικονίζονται ορισμένες εικόνες αστρικών επιφανειών για την περίπτωση του οκταπόλου.



Σχήμα 2.2: Μη ακτινικές ταλαντώσεις οκταπόλου. Οι σειρές απεικονίζουν τον ίδιο τρόπο ταλάντωσης από διαφορετική οπτική γωνία. Στην πρώτη σειρά η κλίση του πόλου ανάπαυσης είναι 30° , στη δεύτερη 60° και στην τρίτη 90° . Οι λευκές ζώνες απεικονίζουν τις κομβικές γραμμές, ενώ το μπλε και κόκκινο χρώμα δείχνει τις περιοχές που συστέλλονται και διαστέλλονται. Η στήλη A δείχνει τον αξονοσυμμετρικό τρόπο ταλάντωσης ($l = 3, m = 0$) όπου εμφανίζονται τρεις κομβικές επιφανειακές ζώνες σε γεωγραφικά πλάτη 0° και $\pm 51^\circ$. Η στήλη B είναι για ($l = 3, m = \pm 1$) όπου εμφανίζονται δύο κομβικές γραμμές παράλληλες στον ισημερινό και μία μεσημβρινή κομβική γραμμή. Η στήλη Γ αναπαριστά τον τρόπο ταλάντωσης ($l = 3, m = \pm 2$), όπου υπάρχουν δύο μεσημβρινές κομβικές γραμμές και μία οριζόντια. Η στήλη Δ αποτελεί *sectoral mode* με ($l = 3, m = \pm 3$), όπου υπάρχουν τρεις κομβικές μεσημβρινές γραμμές (Kurtz, 2006) [22].

2.2 Η φύση των χαρακτηριστικών τρόπων ταλάντωσης

Υπάρχουν δύο κύριες δυνάμεις που διατηρούν τις αστρικές ταλαντώσεις, η πίεση και η βαρύτητα, δημιουργώντας δύο διαφορετικούς τρόπους ταλάντωσης που διαφέρουν στην διεύθυνση της κίνησης και στις συχνότητες. Η διάδοση αυτών των τρόπων ταλάντωσης καθορίζεται από δύο βασικές συχνότητες, την συχνότητα Lamb και τη συχνότητα Brunt-Väisälä.

Για να δούμε την προέλευση των τρόπων αυτών, αρχικά, χωρίζουμε τη μετατόπιση $\vec{\xi}$ σε δύο συνιστώσες, την ακτινική και την οριζόντια, ως:

$$\vec{\xi} = \xi_r \hat{a}_r + \xi_h \vec{e}_h \quad (2.26)$$

όπου \hat{a}_r το μοναδιαίο διάνυσμα στην ακτινική διεύθυνση και βρίσκουμε τις δύο συνιστώσες της εξίσωσης 2.16. Η οριζόντια συνιστώσα είναι:

$$\rho_0 \frac{\partial^2 \vec{\xi}_h}{\partial t^2} = -\nabla_h p' - \rho_0 \cdot \nabla_h \Phi' \quad (2.27)$$

ενώ η ακτινική συνιστώσα είναι:

$$\rho_0 \frac{\partial^2 \xi_r}{\partial t^2} = -\frac{\partial p'}{\partial r} - \rho' g_0 - \rho_0 \frac{\partial \Phi'}{\partial r} \quad (2.28)$$

Παραγωγίζοντας την οριζόντια συνιστώσα έχουμε:

$$\rho_0 \frac{\partial^2 \nabla_h \vec{\xi}_h}{\partial t^2} = -\nabla_h^2 p' - \rho_0 \cdot \nabla_h^2 \Phi' \quad (2.29)$$

Γράφουμε την εξίσωση 2.13 σε σφαιρικές συντεταγμένες:

$$\rho' = -\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (\rho_0 r^2 \xi_r) - \rho_0 \nabla_h \xi_h \quad (2.30)$$

και την αντικαθιστούμε στην 2.29, από όπου καταλήγουμε:

$$-\frac{\partial^2}{\partial t^2} (\rho' + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (\rho_0 r^2 \xi_r)) = -\nabla_h^2 p' - \rho_0 \nabla_h^2 \Phi' \quad (2.31)$$

Επιπλέον, η εξίσωση *Poisson* γράφεται σε σφαιρικές συντεταγμένες:

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \frac{\partial \Phi'}{\partial r}) + \nabla_h^2 \Phi' = 4\pi G \rho' \quad (2.32)$$

Στη συνέχεια, αντικαθιστούμε τη γενική λύση (εξισώσεις 2.22, 2.23) στις εξισώσεις 2.28, 2.31 και 2.32. Η 2.28 δίνει:

$$\rho_0 (i\omega)^2 \tilde{\xi}_r(r) = -\frac{\partial \tilde{p}'}{\partial r} - \tilde{\rho}' g_0 - \rho_0 \frac{\partial \tilde{\Phi}'}{\partial r} \Rightarrow -\omega^2 \rho_0 \tilde{\xi}_r = -\frac{d\tilde{p}'}{dr} - \tilde{\rho}' g_0 - \rho_0 \frac{d\tilde{\Phi}'}{dr} \quad (2.33)$$

Από την σχέση 2.31 παίρνουμε:

$$-(i\omega)^2 (\tilde{\rho}' + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (\rho_0 r^2 \tilde{\xi}_r)) = -\nabla_h^2 \tilde{p}' - \nabla_h^2 (\rho_0 \tilde{\phi}') \Rightarrow \quad (2.34)$$

$$\omega^2 (\tilde{\rho}' + \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (\rho_0 r^2 \tilde{\xi}_r)) = \frac{l(l+1)}{r^2} (\tilde{p}' + \rho_0 \tilde{\phi}') \quad (2.35)$$

Η εξίσωση 2.32 μας δίνει:

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \frac{\partial \tilde{\Phi}'}{\partial r}) + \nabla_h^2 \tilde{\Phi}' = 4\pi G \tilde{\rho}' \Rightarrow \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (r^2 \frac{d\tilde{\Phi}'}{dr}) - \frac{l(l+1)}{r^2} \tilde{\Phi}' = 4\pi G \tilde{\rho}' \quad (2.36)$$

Παρόμοια, επαναλαμβάνουμε για την εξίσωση ενέργειας 2.21 και έχουμε:

$$\tilde{p}' + \tilde{\xi}_r \frac{\partial p_0}{\partial r} = \frac{\Gamma_{10} p_0}{\rho_0} (\rho' + \tilde{\xi}_r \frac{\partial \rho_0}{\partial r}) \Rightarrow \tilde{p}' = \frac{\rho_0 \tilde{p}'}{\Gamma_{10} p_0} + \rho_0 \tilde{\xi}_r (\frac{1}{\Gamma_{10} p_0} \frac{dp_0}{dr} - \frac{1}{\rho_0} \frac{d\rho_0}{dr}) \quad (2.37)$$

Αντικαθιστούμε έπειτα, την πυκνότητα $\tilde{\rho}'$ στις σχέσεις 2.33, 2.35 και 2.36. Από την πρώτη σχέση προκύπτει:

$$\frac{d\tilde{p}'}{dr} = \omega^2 \rho_0 \tilde{\xi}_r - \rho_0 \frac{d\tilde{\Phi}'}{dr} - \frac{g_0 \rho_0 \tilde{p}'}{\Gamma_{10} p_0} - g_0 \rho_0 \tilde{\xi}_r (\frac{1}{\Gamma_{10} p_0} \frac{dp_0}{dr} - \frac{1}{\rho_0} \frac{d\rho_0}{dr}) \quad (2.38)$$

Ονομάζουμε:

$$N^2 = g (\frac{1}{\Gamma_{10} p} \frac{dp}{dr} - \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dr}) \quad (2.39)$$

οπότε η παραπάνω σχέση μετασχηματίζεται ως:

$$\frac{d\tilde{p}'}{dr} = \rho_0 (\omega^2 - N_0^2) \tilde{\xi}_r - \rho_0 \frac{d\tilde{\Phi}'}{dr} - \frac{g_0 \tilde{p}'}{c_0^2} \quad (2.40)$$

όπου $c^2 = \frac{\Gamma_{10} p}{\rho}$. Η σχέση 2.35 γίνεται:

$$\frac{\rho_0 \tilde{p}'}{\Gamma_{10} p_0} + \rho_0 \tilde{\xi}_r (\frac{1}{\Gamma_{10} p_0} \frac{dp_0}{dr} - \frac{1}{\rho_0} \frac{d\rho_0}{dr}) + \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (r^2 \rho_0 \tilde{\xi}_r) = \frac{l(l+1)}{r^2 \omega^2} (\tilde{p}' + \rho_0 \tilde{\Phi}') \Rightarrow \quad (2.41)$$

$$\frac{d\tilde{\xi}_r}{dr} = -(\frac{2}{r} + \frac{1}{\Gamma_{10} p_0} \frac{dp_0}{dr}) \tilde{\xi}_r + \frac{1}{\rho_0} (\frac{l(l+1)}{r^2 \omega^2} - \frac{\rho_0}{p_0 \Gamma_{10}}) \tilde{p}' + \frac{l(l+1)}{\omega^2 r^2} \tilde{\Phi}' \quad (2.42)$$

Ονομάζουμε :

$$S_l^2 = \frac{l(l+1) c_0^2}{r^2} \quad (2.43)$$

άρα τελικά γράφουμε:

$$\frac{d\tilde{\xi}_r}{dr} = -(\frac{2}{r} + \frac{1}{\Gamma_{10} p_0} \frac{dp_0}{dr}) \tilde{\xi}_r + \frac{1}{\rho_0 c_0^2} (S_l^2 - 1) \tilde{p}' + \frac{l(l+1)}{\omega^2 r^2} \tilde{\Phi}' \quad (2.44)$$

Σύμφωνα με τα παραπάνω, η σχέση 2.36 γράφεται:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (r^2 \frac{d\tilde{\Phi}'}{dr}) = 4\pi G (\frac{\tilde{p}'}{c^2} + \frac{\rho_0 \tilde{\xi}_r N_0^2}{g_0}) + \frac{l(l+1)}{r^2} \tilde{\Phi}' \quad (2.45)$$

Οι εξισώσεις 2.40, 2.44 και 2.45 αποτελούν ένα σύστημα διαφορικών εξισώσεων τέταρτης τάξης για τις μεταβλητές $\tilde{\xi}_r$, \tilde{p}' , $\tilde{\Phi}'$ και $\frac{d\tilde{\Phi}'}{dr}$ και μάλιστα περιλαμβάνουν μόνο ολικές παραγώγους. Σε αυτές εμφανίζονται δύο χαρακτηριστικές συχνότητες, η συχνότητα Lamb (S_l) και η συχνότητα Brunt-Väisälä (N). Η λύση του παραπάνω συστήματος εξισώσεων απαιτεί συνοριακές συνθήκες, δύο στην επιφάνεια του άστρου και δύο στον πυρήνα του. Στην παρούσα εργασία, δε θα ασχοληθούμε με την εξαγωγή της λύσης του παραπάνω συστήματος, ωστόσο, αξίζει να αναφερθεί ότι το σύστημα έχει μη τετριμμένες λύσεις για συγκεκριμένες τιμές της συχνότητας ω , που είναι ιδιοτιμή του προβλήματος, και κάθε ιδιοσυχνότητα αντιστοιχεί σε έναν διαφορετικό τρόπο ταλάντωσης (pulsation mode).

Οι παραπάνω γραμμικές, αδιαβατικές ταλαντωτικές εξισώσεις τέταρτης τάξης είναι αρκετά περίπλοκες για να λυθούν, για αυτό είναι εύλογο κανείς να θεωρήσει ορισμένες προσεγγίσεις. Σύμφωνα με την προσέγγιση Cowling, η διαταραχή του βαρυτικού δυναμικού μπορεί να αμεληθεί όταν ο βαθμός l ή η ακτινική τάξη $|n|$ είναι μεγάλοι. Ακόμη, για μεγάλα $|n|$, οι ιδιοσυναρτήσεις αλλάζουν πολύ γρηγορότερα από τις ποσότητες στην ισορροπία, δίνοντας μας τη δυνατότητα να αμελήσουμε ορισμένους ακόμα όρους. Συγκεκριμένα, η σχέση 2.40 γίνεται:

$$\frac{d\tilde{p}'}{dr} = \rho_0(\omega^2 - N_0^2)\tilde{\xi}_r \quad (2.46)$$

και με τη σειρά της η 2.44 μετατρέπεται σε:

$$\frac{d\tilde{\xi}_r}{dr} = \frac{1}{\rho_0 c_0^2} \left(\frac{S_l^2}{\omega^2} - 1 \right) \tilde{p}' \quad (2.47)$$

Οι δύο τελευταίες εξισώσεις μπορούν να γραφούν ως μία. Παραγωγίζοντας την 2.47 και στη συνέχεια αντικαθιστώντας σε αυτή την 2.46, έχουμε:

$$\frac{d^2\tilde{\xi}_r}{dr^2} = \frac{1}{\rho_0 c_0^2} \left(\frac{S_l^2}{\omega^2} - 1 \right) \rho_0(\omega^2 - N_0^2)\tilde{\xi}_r \Rightarrow \quad (2.48)$$

$$\frac{d^2\tilde{\xi}_r}{dr^2} = \frac{\omega^2}{c_0^2} \left(1 - \frac{N_0^2}{\omega^2} \right) \left(\frac{S_l^2}{\omega^2} - 1 \right) \tilde{\xi}_r \quad (2.49)$$

Με τον τρόπο αυτό, το σύστημα των εξισώσεων μετατρέπεται αμέσως σε μία δεύτερης τάξης διαφορική εξίσωση για τη μεταβλητή $\tilde{\xi}_r$, από όπου φαίνεται ότι οι χαρακτηριστικές συχνότητες N και S_l παίζουν σημαντικό ρόλο στην ταλαντωτική συμπεριφορά. Η τελευταία εξίσωση μπορεί σύντομα να γραφεί ως:

$$\frac{d^2\tilde{\xi}_r}{dr^2} = -K(r) \cdot \tilde{\xi}_r \quad (2.50)$$

όπου θέσαμε:

$$K(r) = \frac{\omega^2}{c_0^2} \left(\frac{N_0^2}{\omega^2} - 1 \right) \left(\frac{S_l^2}{\omega^2} - 1 \right) \quad (2.51)$$

και δέχεται ταλαντωτική λύση στην περίπτωση $K(r) > 0$ ή εκθετική λύση για $K(r) < 0$. Έτσι, για να προκύψει ταλάντωση του αστέρα θα πρέπει $|\omega| > |N|$ και $|\omega| > S_l$ ή $|\omega| < |N|$ και $|\omega| < S_l$. Σε αντίθετη περίπτωση η λύση θα είναι εκθετική. Υπάρχουν τρόποι ταλάντωσης στους οποίους περισσότερες από μία περιοχές ταλαντώνονται και διακόπτονται από ενδιάμεσες περιοχές που περιγράφονται από εκθετικές λύσεις. Συνήθως, μία από τις περιοχές που ταλαντώνονται είναι η κυρίαρχη και η λύση φθίνει εκθετικά μακριά από αυτή. Λέμε τότε ότι η λύση είναι παγιδευμένη και τα όρια της περιοχής παγίδευσης είναι σημεία όπου $K(r) = 0$ (turning points).

2.2.1 p-modes

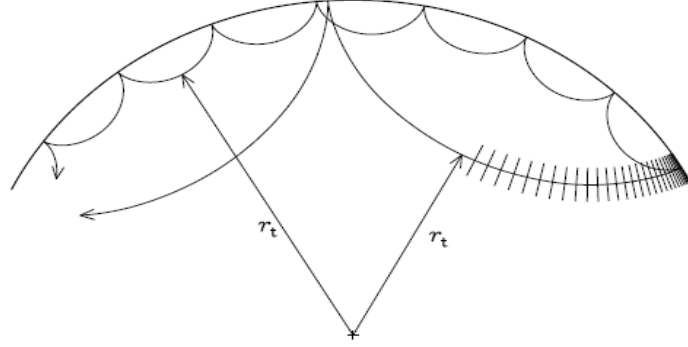
Όπως είδαμε μπορούμε να έχουμε ταλαντωτική συμπεριφορά σε δύο διαφορετικές περιπτώσεις. Στην περίπτωση όπου $|\omega| > |N|, |S_l|$, η ταλάντωση παγιδεύεται μεταξύ ενός εσωτερικού σημείου και της επιφάνειας του αστέρα (Σχήμα 2.3). Τότε λέμε ότι ο τρόπος ταλάντωσης είναι p-mode. Για το εσωτερικό οριακό σημείο θα ισχύει:

$$K(r) = 0 \Rightarrow S_l^2 = \omega^2 \Rightarrow \frac{c_0^2(r_t)}{r_t^2} = \frac{\omega^2}{l(l+1)} \quad (2.52)$$

όπου r_t η θέση του. Επιπλέον, για $\omega \gg N$ έχουμε την προσέγγιση:

$$K(r) \simeq \frac{\omega^2}{c_0^2} \left(\frac{S_l^2}{\omega^2} - 1 \right) = -\frac{S_l^2 - \omega^2}{c_0^2} > 0 \quad (2.53)$$

Πρόκειται για στάσιμα ακουστικά κύματα που εξαρτώνται από τη συχνότητα Lamb, για τα οποία η πίεση δρα ως δύναμη επαναφοράς, όταν διαταράσσονται από την ισορροπία.

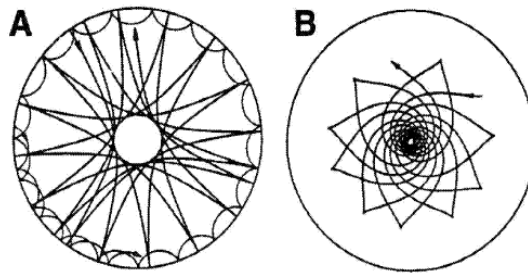


Σχήμα 2.3: Διάδοση δύο διαφορετικών ακουστικών κυμάτων. Οι ακτίνες που εισχωρούν βαθιά στον αστέρα είναι για $l = 30$, $\nu = 3mHz$, ενώ οι ρηχές για ίδια συχνότητα αλλά $l = 100$. Οι κάθετες γραμμές απεικονίζουν το κυματομέτωπο (Dalsgaard, 2003) [87].

Αυτοί οι τρόποι ταλάντωσης έχουν σχετικά υψηλές συχνότητες και περιλαμβάνουν ακτινικές κινήσεις των στοιχείων μάζας. Μάλιστα, όσο αυξάνεται ο βαθμός l , η συχνότητα αυξάνεται.

2.2.2 g-modes

Η δεύτερη περίπτωση ταλαντωτικής συμπεριφοράς είναι όταν $|\omega| < |N|, |S_l|$. Αυτήν τη φορά, η θέση των οριακών σημείων (turning points) καθορίζεται από τη σχέση $N = \omega$. Σε χαμηλές συχνότητες το ένα οριακό σημείο είναι πολύ κοντά στο κέντρο του αστέρα και το δεύτερο κάτω από τη βάση της ζώνης μεταφοράς. Σε υψηλότερες συχνότητες το ανώτερο σημείο βρισκείται βαθύτερα και σε συχνότητες που τείνουν στην συχνότητα Brunt-Väisälä οι ταλαντώσεις παγιδεύονται στο εσωτερικό του αστέρα.



Σχήμα 2.4: Διάδοση ακουστικών κυμάτων και κυμάτων βαρύτητας. Αριστερά φαίνονται οι πορείες δύο διαφορετικών p -modes για $n = 8$, $l = 100$ και $n = 8$, $l = 2$. Δεξιά φαίνεται ένα g -mode που είναι παγιδευμένο στο εσωτερικό του αστέρα. Στο σχήμα αυτό γίνεται αντιληπτό ότι τα g -modes εξαρτώνται από τις συνθήκες στον πυρήνα του αστέρα (Kurtz, 2006) [22].

Παρόμοια με την προηγούμενη περίπτωση, έχουμε την προσέγγιση $\omega^2 \ll S_l^2$ από όπου προκύπτει:

$$K(r) \simeq \frac{\omega^2}{c_0^2} \left(\frac{N_0^2}{\omega^2} - 1 \right) = \frac{N_0^2 - \omega^2 l(l+1)}{\omega^2 r^2} > 0 \quad (2.54)$$

και φαίνεται ότι ο τρόπος αυτός καθορίζεται από τη συχνότητα Brunt-Väisälä. Η βαρύτητα είναι η δύναμη επαναφοράς στις διαταραχές της πίεσης, τα κύματα που δημιουργούνται είναι κύματα βαρύτητας και ο τρόπος ταλάντωσης ονομάζεται g-mode.

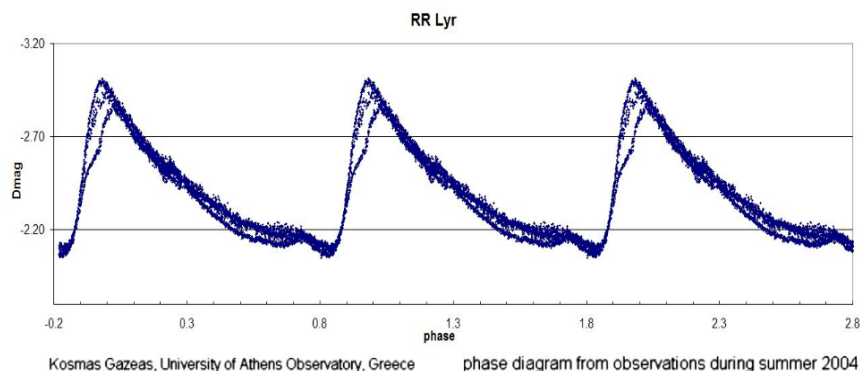
Αυτοί οι τρόποι ταλάντωσης εμφανίζουν χαμηλότερες συχνότητες σε σχέση με τα p-modes και περιλαμβάνουν κυρίως εγκάρσιες κινήσεις. Η συχνότητά τους αυξάνεται καθώς ο βαθμός του τρόπου ταλάντωσης ελαττώνεται.

Μία σημαντική ιδιαιτερότητα είναι ότι τα p-modes είναι ευαίσθητα σε συνθήκες στα εξωτερικά στρώματα του αστέρα ενώ τα g-modes σε συνθήκες στον πυρήνα (Σχήμα 2.4). Κατά την αστρική εξέλιξη τα p-modes και g-modes μπορούν να αλληλεπιδρούν δημιουργώντας τρόπους ταλάντωσης που εμφανίζουν ανάμεικτα χαρακτηριστικά. Σημειώνουμε ότι για μη ακτινικούς τρόπους ταλάντωσης με $l > 1$, τα p-modes και g-modes χωρίζονται από ένα μη ακτινικό **f-mode**. Πρόκειται για τρόπους ταλάντωσης που έχουν παρόμοια συμπεριφορά με τα p-modes και καλούνται fundamental-modes.

2.3 Το φαινόμενο *Blazhko*

Το 1907, ο Ρώσος αστρονόμος Sergei Nicholaevich Blazhko, ανίχνευσε μία περιοδική ταλάντωση στους χρόνους μεγίστου φωτός στον αστέρα RW Dra, έναν παλλόμενο αστέρα τύπου RR Lyrae. Συγκεκριμένα, ανακάλυψε ότι οι χρόνοι μεγίστου του αστέρα δεν μπορούσαν να περιγραφούν από μία μόνο περίοδο και υπολόγισε μία επιπλέον περίοδο του αστέρα πολύ μεγαλύτερης διάρκειας. Λίγα χρόνια αργότερα, ο Harlow Shapley, ένας Αμερικανός επιστήμονας, επικεφαλής του Αστεροσκοπίου του Harvard, ανακάλυψε ότι ο ίδιος ο αστέρας RR Lyrae εμφάνιζε μία δευτερεύουσα περίοδο. Ακολούθως, ανακαλύφθηκαν δευτερεύουσες μεταβολές στις καμπύλες φωτός πολλών άλλων μεταβλητών αστέρων τύπου RR Lyrae.

Το φαινόμενο της μακροπεριόδης μεταβολής του πλάτους και/ή της φάσης των καμπύλων φωτός που εμφανίζεται σε ορισμένους αστέρες είναι γνωστό ως φαινόμενο Blazhko και προκαλεί αλλαγές στο σχήμα των καμπύλων (Σχήμα 2.5), σε μία περίοδο μερικών δεκάδων έως εκατοντάδων ημερών (Kolenberg, 2002) [4]. Στον Γαλαξία μας, περίπου το 20 – 30% των αστέρων RRab και το 2% των RRc εμφανίζει το φαινόμενο Blazhko (Szeidl, 1988) [13]. Για το Μεγάλο Νέφος του Μαγγελάνου, το ποσοστό των RRab είναι μόλις 12 – 15% (Alcock et al., 2003) [14]. Πιο πρόσφατες έρευνες, τόσο επίγειες όσο και διαστημικές, δείχνουν ότι το ποσοστό των RRab που εμφανίζουν αυτό το φαινόμενο στο Γαλαξία μας πλησιάζει το 50% (Juršić et al., 2009; Benkó et al., 2010) [15, 16].



Σχήμα 2.5: Παράδειγμα διαγράμματος φάσης αστέρα που εμφανίζει το φαινόμενο *Blazhko*. Το διάγραμμα είναι του πρότυπου αστέρα *RR Lyrae* από παρατηρήσεις που πραγματοποιήθηκαν το 2004. Φαίνεται καθαρά η μεταβολή της καμπύλης κατά τη διάρκεια του κύκλου *Blazhko* [92].

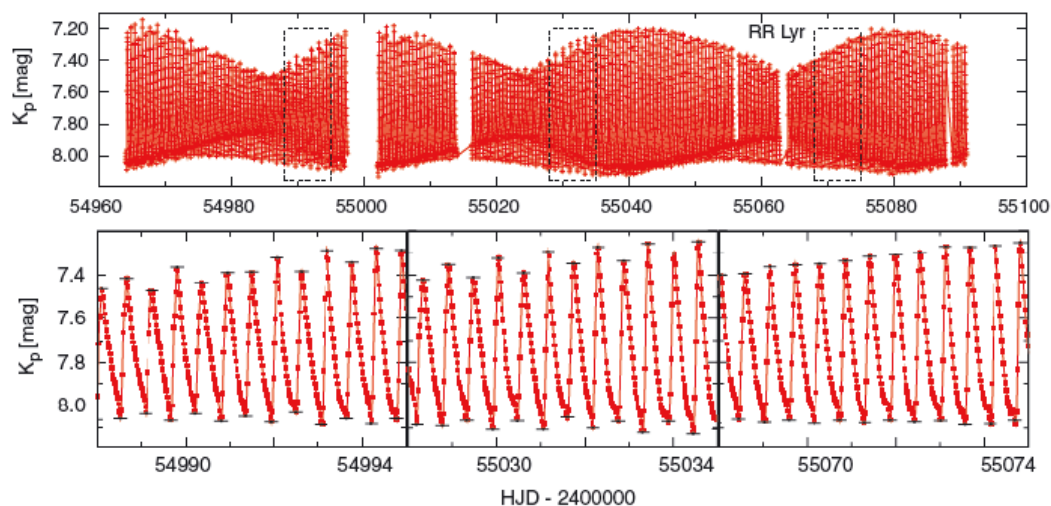
Παρατηρήσεις διαφόρων αστέρων που εμφανίζουν το φαινόμενο Blazhko έχουν αποκαλύψει μεταβολές στις κύριες περιόδους τους (Silbermann et al., 1995) [17]. Επιπλέον, έχει βρεθεί ότι μερικοί αστέρες όπως οι XZ Dra, RV UMa, RW Dra, RR Lyr, CZ Lac, XZ Cyg κ.α. εμφανίζουν μεταβολή στην περίοδο Blazhko (Purdue et al., 1995) [18]. Σημαντική είναι επίσης η ανακάλυψη ότι σε μερικούς αστέρες εμφανίζεται και μία τρίτη περίοδος μεγάλης διάρκειας (LaCluyze et al., 2004) [12]. Λόγω του κεντρικού ρόλου των αστέρων τύπου RR Lyrae, ως standard candles για τον προσδιορισμό κοσμολογικών αποστάσεων, για την θεωρία αστρικής εξέλιξης και των αστρικών πληθυσμών αλλά και για τη γαλαξιακή δυναμική, είναι σημαντικό να κατανοήσουμε την αιτία και να εξηγήσουμε το φαινόμενο αυτό.

Ποικίλα ερευνητικά προγράμματα, τόσο θεωρητικά όσο και παρατηρησιακά, έχουν διεξαχθεί προκειμένου να μελετηθεί η φυσική προέλευση του φαινομένου αυτού. Μέχρι στιγμής, τα περισσότερα από τα θεωρητικά μοντέλα προβλέπουν την ύπαρξη μη-ακτινικών συνιστωσών στις ανατάξεις των αστέρων Blazhko. Με τη χρήση φωτομετρικών δεδομένων κανείς μπορεί να πραγματοποιήσει ανάλυση Fourier για τον προσδιορισμό των χαρακτηριστικών συχνοτήτων του αστέρα, ενώ τα φασματοσκοπικά δεδομένα παρέχουν επιπλέον πληροφορίες για τον προσδιορισμό των χαρακτηριστικών

τρόπων ταλάντωσης (pulsation modes).

Το φάσμα συχνοτήτων των αστέρων τύπου RR Lyrae που εμφανίζουν το φαινόμενο Blazhko αποκαλύπτει την ύπαρξη ζευγαριών συχνοτήτων με άνισα πλάτη ή τριάδες συχνοτήτων (Alcock et al., 2003) [14]. Πιο συγκεκριμένα, το 2001, ο Κονάκς ισχυρίστηκε ότι οι κύριες συχνότητες και οι αρμονικές τους φαίνονται να περιβάλλονται από δύο άλλες συχνότητες σε συμμετρικές αποστάσεις, σχηματίζοντας μία τριάδα συχνοτήτων. Αυτές οι συχνότητες που βρίσκονται εκατέρωθεν της κύριας, εμπεριέχουν τη συχνότητα Blazhko, είναι ασύμμετρες μεταξύ τους και μπορούν να αναγνωρισθούν ακόμη και σε αρμονικές ανώτερης τάξης. Συχνά μάλιστα, παρατηρείται η δεξιά συχνότητα από την τριάδα συχνοτήτων να παρουσιάζει μεγαλύτερο πλάτος από την αριστερή, χωρίς να γνωρίζουμε την αιτία που το προκαλεί (Konacs, 2001) [86].

Πρόσφατα, το 2010, με τα πρώτα αποτελέσματα της διαστημικής αποστολής Kepler, βρέθηκαν επιπλέον συχνότητες, οι οποίες δεν βρίσκονται σε αναμενόμενες θέσεις στο φάσμα συχνοτήτων των αστέρων τύπου RR Lyrae που εμφανίζουν το φαινόμενο Blazhko (Kolenberg et al., 2010) [19]. Το φαινόμενο αυτό ονομάζεται *Period Doubling* και εμφανίζεται ως εναλλασσόμενα μέγιστα και ελάχιστα στις καμπύλες φωτός των αστέρων (Σχήμα 2.6). Ήταν ήδη γνωστό από το 1990, εφόσον εμφανιζόταν σε ορισμένα μοντέλα των Κηφείδων και εκδηλώνεται με την παρουσία ημιακέραιων συχνοτήτων ($1/2f_0$, $3/2f_0$, $5/2f_0$...) σε θέσεις μεταξύ της κύριας συχνότητας ανάπαλσης και των αρμονικών της (Moskalik et al., 1990) [20]. Είναι ένα δυναμικό φαινόμενο, το οποίο όμως εμφανίζεται παροδικά, σε ορισμένες μόνο φάσεις του κύκλου Blazhko, και φαίνεται να συνδέεται ισχυρά με την αλλαγή του πλάτους και της μορφής των καμπύλων.



Σχήμα 2.6: Παράδειγμα εμφάνισης φαινομένου *Period Doubling* στην καμπύλη αστέρα. Στο πάνω σχήμα εμφανίζεται η καμπύλη φωτός του αστέρα RR Lyrae από παρατηρήσεις του Kepler. Οι περιοχές που περικλείονται με διακεκομμένες γραμμές απεικονίζονται μεγεθυμένες στο κάτω διάγραμμα όπου γίνεται ορατή η εναλλαγή των μεγίστων και ελαχίστων. Ακόμη, φαίνεται ότι το φαινόμενο *Period Doubling* είναι μεταβλητό, αφού είναι λιγότερο ορατό στην τρίτη επιλεγμένη περιοχή (Szabo et al., 2010) [37].

2.4 Διαφορετικές ερμηνείες του φαινομένου *Blazhko*

Με την ανακάλυψη του φαινομένου *Blazhko*, δηλαδή τις πρώτες παρατηρήσεις μεταβολής του πλάτους, της φάσης και των καμπύλων φωτός ορισμένων αστέρων, άρχισε μία προσπάθεια βαθύτερης κατανόησης του φαινομένου και των αιτιών που το προκαλούν. Μέχρι σήμερα, περισσότερο από έναν αιώνα αργότερα, αποτελεί ένα από τα πιο επίπονα και αινιγματικά προβλήματα των αστρικών ταλαντώσεων και καμία από τις προτεινόμενες θεωρίες δεν είναι πλήρως αποδεκτή.

Διάφορα θεωρητικά μοντέλα έχουν προταθεί, μερικά από τα οποία περιλαμβάνουν παλίρροιες σε διπλά συστήματα (Fitch, 1967) [23], μη αδιαβατικό διαχωρισμό ενός ακτινικού τρόπου ταλάντωσης (Ledoux, 1963) [24], συντονισμό 2:1 μεταξύ του κύριου τρόπου ακτινικής ταλάντωσης και του δεύτερου απόηχου (overtone) (Kluyver, 1936) [25], συντονισμό μεταξύ ενός ακτινικού τρόπου ταλάντωσης και ενός μη ακτινικού (Nowakowski et al., 2001) [26], ύπαρξη μαγνητικού πεδίου (Shibahashi et al., 1995) [27], περιοδική απώλεια ενέργειας λόγω χρουστικών κυμάτων (Gillet, 2013) [28] και άλλα. Δυστυχώς, έχουν βρεθεί προβληματικά σημεία σε όλα τα παραπάνω μοντέλα, εναντίον των μηχανισμών που προτείνουν. Υπάρχουν μοντέλα που αποτελούν απλά μαθηματικούς συλλογισμούς για την ερμηνεία των παρατηρούμενων μεταβολών, χωρίς πραγματική φυσική ερμηνεία, ενώ άλλα βασίζονται σε αριθμητικούς υδροδυναμικούς υπολογισμούς.

Προκειμένου ένα προτεινόμενο μοντέλο να γίνει πλήρως αποδεκτό, θα πρέπει να μπορεί να αναπαράγει όλα τα παρατηρούμενα χαρακτηριστικά του φαινομένου, χωρίς να έρχεται σε αντίθεση με τους βασικούς νόμους της Φυσικής. Πιο συγκεκριμένα, για την ερμηνεία του φαινομένου *Blazhko*, ο προτεινόμενος μηχανισμός θα πρέπει να εξηγεί τη μεγάλη μεταβολή του πλάτους των καμπύλων φωτός και τη χρονική κλίμακα των μεταβολών, τον τρόπο επιλογής ενός αστέρα για το εάν θα πάλλεται σταθερά ή όχι, τη δομή των πλευρικών κορυφών που παρατηρούνται στο φάσμα συχνοτήτων των αστέρων και την ύπαρξη του φαινομένου *period doubling* σε ορισμένες φάσεις του κύκλου *Blazhko*. Μία σημαντική ανακάλυψη του 2019 που εισάγει επιπλέον περιορισμούς έχει προέλθει από παρατηρήσεις στο υπέρυθρο (Juršič et al., 2018) [41]. Ο Juršič και οι συνεργάτες του έδειξαν ότι η μεταβολή της ακτίνας στα φωτοσφαιρικά στρώματα που σχετίζονται με την ανάπαυση δεν είναι σημαντική και επιπλέον η μεταβολή της θερμοκρασίας είναι υπεύθυνη για την αλλαγή των καμπύλων φωτός. Πρόκειται για την πρώτη παρατηρησιακή απόδειξη ότι το φαινόμενο *Blazhko* σχετίζεται με τα ανώτερα ατμοσφαιρικά στρώματα των αστέρων.

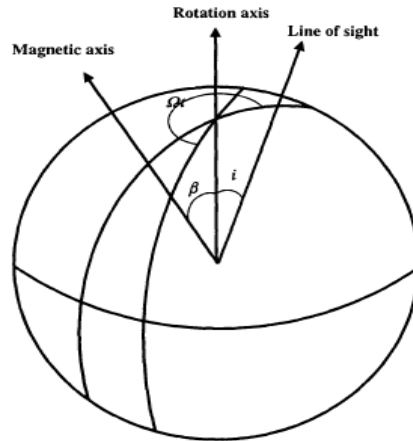
Σήμερα, υπάρχουν τέσσερα πολυσυζητημένα μοντέλα για την φυσική ερμηνεία του φαινομένου *Blazhko*, οι βασικές αρχές των οποίων καταγράφονται στις επομένες παραγράφους.

2.4.1 Μαγνητικό μοντέλο

Το 1995, οι Shibahashi και Takata, πρότειναν το *Oblique Pulsator Model*, το οποίο απαιτεί την ύπαρξη αρκετά ισχυρού διπολικού μαγνητικού πεδίου στον αστέρα (Shibahashi et al., 1995; Shibahashi, 2000) [27, 29].

Στο μοντέλο αυτό, θεώρησαν ότι ο άξονας του μαγνητικού πεδίου βρίσκεται σε κλίση με τον άξονα περιστροφής (Σχήμα 2.7). Αγνοώντας την φυγόκεντρο δύναμη και θεωρώντας ότι η δύναμη Lorenz είναι ισχυρότερη από την Coriolis, ανέπτυξαν το μαγνητικό πεδίο σε όρους των πολυωνύμων Legendre και αντιμετώπισαν τις παραπάνω δυνάμεις ως διαταραχές.

Το αποτέλεσμα ήταν η εμφάνιση μιας αξονικά συμμετρικής τετραπολικής συνιστώσας, πέρα από την ακτινική συνιστώσα, της οποίας ο άξονας συμπίπτει με τον μαγνητικό άξονα. Έτσι, η ιδιοσυνάρτηση στην επιφάνεια χαρακτηρίζεται από υπέρθεση της σφαιρικής αρμονικής $l = m = 0$ και της $l = 2, m = 0$ συνιστώσας όταν ο μαγνητικός άξονας περνά από το κέντρο του αστέρα, ή από την σφαιρική αρμονική $l = m = 0$ και κάποια $l = 2, m \neq 0$ συνιστώσα όταν ο άξονας του μαγνητικού πεδίου δεν είναι κεντρικός. Στην πρώτη περίπτωση, λόγω περιστροφής του αστέρα, η γωνία μεταξύ της ευθείας παρατήρησης και του άξονα περιστροφής αλλάζει, προκαλώντας μεταβολή



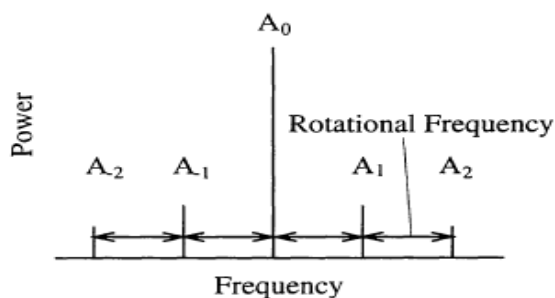
Σχήμα 2.7: Γεωμετρία του μαγνητικού μοντέλου. Στο σχήμα απεικονίζονται οι γωνίες β και i , μεταξύ του άξονα περιστροφής και του μαγνητικού άξονα και μεταξύ του άξονα περιστροφής και της γωνίας παρατήρησης αντίστοιχα (Shibahashi, 2000) [29].

του πλάτους των καμπύλων φωτός. Στη δεύτερη περίπτωση, οδηγούμαστε σε μεταβολές της φάσης των καμπύλων.

Το μοντέλο αυτό, προβλέπει την εμφάνιση μιας πενταπλής δομής στο φάσμα συχνοτήτων με τις κορυφές να απέχουν διαστήματα ίσα με την συχνότητα περιστροφής (Σχήμα 2.8). Οι λόγοι των υψών των πλευρικών κορυφών σε σχέση με την κεντρική εξαρτώνται από την ισχύ του μαγνητικού πεδίου, ενώ οι σχετικοί λόγοι των πλευρικών κορυφών εξαρτώνται από τη γεωμετρία του συστήματος, δηλαδή τη γωνία β μεταξύ του άξονα περιστροφής και του μαγνητικού άξονα και της γωνίας i μεταξύ του άξονα περιστροφής και της γραμμής παρατήρησης. Μάλιστα, απέδειξαν ότι ισχύει η σχέση

$$\frac{A_2 + A_{-2}}{A_1 + A_{-1}} = \frac{1}{4} |\tan\beta \cdot \tan i| \quad (2.55)$$

από όπου μπορούν να υπολογιστούν οι παραπάνω γωνίες. Επιπλέον, επειδή η συνάρτηση $\tan\beta \cdot \tan i$ είναι πολύ μεγαλύτερη από το 4 για μεγάλο εύρος τιμών των δύο γωνιών, η πενταπλή δομή μπορεί σε ορισμένες περιπτώσεις να εμφανίζεται ως τριπλή.



Σχήμα 2.8: Πενταπλή δομή συχνοτήτων όπως προβλέπεται από το μαγνητικό μοντέλο (Shibahashi, 2000) [29].

Πραγματοποιώντας αριθμητικές προσομοιώσεις, όπου η ισχύς του μαγνητικού πεδίου και οι γωνίες θεωρήθηκαν ως ελεύθερες παράμετροι, αποδείχτηκε ότι το μοντέλο αυτό απαιτεί μαγνητικό πεδίο της τάξης του $1kG$, για να ερμηνεύσει το φαινόμενο Blazhko.

Το μοντέλο αυτό δέχτηκε πλήγματα, όταν φασματοπολωσιμετρικές παρατηρήσεις έδειξαν ότι δεν

υπάρχει το απαιτούμενο διπολικό μαγνητικό πεδίο σε ένα δείγμα 18 αστέρων, συμπεριλαμβανομένου και του πρότυπου αστέρα RR Lyrae (Chadid et al., 2004; Kolenberg et al., 2009) [30, 31]. Ακόμη, η εμφάνιση μη συμμετρικών κορυφών στο φάσμα συχνοτήτων των αστέρων Blazhko, θέτει επιπλέον προβληματισμούς, αφού το συγκεκριμένο μοντέλο προβλέπει συμμετρικές κορυφές.

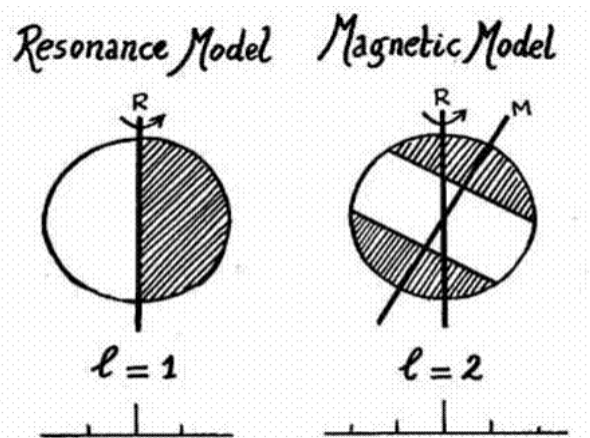
2.4.2 Μοντέλα συντονισμού

Στο σενάριο των μοντέλων συντονισμού, ένας μη ακτινικός τρόπος ταλάντωσης διεγείρεται στους αστέρες τύπου RR Lyrae, όπως συνέβαινε και στο Oblique Pulsator Model. Η μεταβολή του πλάτους είναι αποτέλεσμα ενός δυναμικού, μη γραμμικού συντονισμού μεταξύ ενός ακτινικού και ενός μη ακτινικού χαρακτηριστικού τρόπου ταλάντωσης.

Το 1998, ο Van Hoolst έδειξε ότι το φάσμα συχνοτήτων των μη ακτινικών τρόπων ταλάντωσης είναι πιο πυκνό από αυτό των ακτινικών τρόπων ταλάντωσης, γεγονός που αντανακλά τον χαρακτήρα ενός g-mode (Hoolst, 1998) [32]. Χρησιμοποιώντας έναν προσεγγιστικό φορμαλισμό των εξισώσεων πλάτους και ένα εξελικτικό μοντέλο των αστέρων τύπου RR Lyrae έδειξε ότι πολλοί μη ακτινικοί τρόποι ταλάντωσης μικρού βαθμού είναι ασταθείς και υπολόγισε την πιθανότητα αστάθειας. Ο ίδιος βρήκε ότι τη μεγαλύτερη πιθανότητα διέγερσης έχουν οι τρόποι $l = 1$.

Πιο πρόσφατα, το 2001, οι Nowakowski και Dziembowski επέκτειναν τη θεωρία του Van Hoolst, λαμβάνοντας υπόψη την περιστροφή των αστέρων και εισάγοντας ορισμένες απλοποιήσεις (Nowakowski et al., 2001) [26]. Λύνοντας τις εξισώσεις πλάτους που διέπουν το σύστημα, χρησιμοποιώντας εξελικτικά μοντέλα των αστέρων τύπου RR Lyrae και αριθμητικές προσομοιώσεις μελέτησαν το συντονισμό ενός ακτινικού και ενός μη ακτινικού τρόπου ταλάντωσης.

Βρήκαν ότι η διέγερση ενός ακτινικού και ενός αξονοσυμμετρικού ($m = 0$) μη ακτινικού τρόπου ταλάντωσης οδηγεί σε ταλάντωση με σταθερό πλάτος και αξιολόγησαν το σχετικό πλάτος της μη ακτινικής συνιστώσας. Επιπλέον, κατέληξαν στο συμπέρασμα ότι η διέγερση ενός ζευγαριού $(l, m) = (1, \pm 1)$, μπορεί να προκαλέσει σημαντική αλλαγή του πλάτους και της φάσης των καμπύλων φωτός των αστέρων, εξηγώντας το φαινόμενο Blazhko (Σχήμα 2.9). Στο μοντέλο αυτό, οι πλευρικές κορυφές των τριάδων συχνοτήτων δημιουργούνται από τον περιστροφικό διαχωρισμό των $m = \pm 1$ τρόπων ταλάντωσης και το μοντέλο είναι γνωστό ως συντονισμός “2:1+1”, αφού οι τρεις συχνότητες ικανοποιούν τη σχέση $2\omega_0 \simeq \omega_m + \omega_{-m}$.



Σχήμα 2.9: Σχηματική αναπαράσταση του μαγνητικού μοντέλου (δεξιά) και του μοντέλου συντονισμού (αριστερά). Το μοντέλο συντονισμού προβλέπει την διέγερση ενός τρόπου $l = 1$ και την εμφάνιση συμμετρικών τριάδων συχνοτήτων. Αντίθετα, το μαγνητικό μοντέλο προβλέπει τη διέγερση ενός $l = 2$ τρόπου ταλάντωσης και την εμφάνιση συμμετρικής πενταπλής δομής στο φάσμα συχνοτήτων (Kolenberg, 2012) [33].

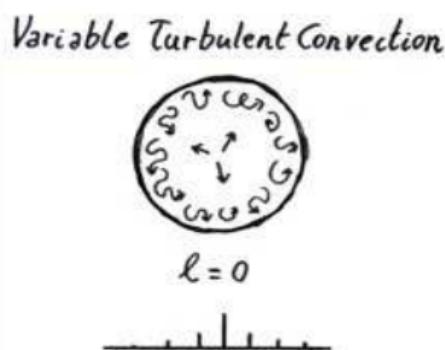
Το μοντέλο αυτό, γνωστό ως Resonant nonradial rotator/pulsator, αποτυγχάνει να εξηγήσει τις μη συμμετρικές πλευρικές κορυφές. Επιπλέον, θα πρέπει να σημειωθεί ότι βασίστηκε στην υπόθεση μικρών πλατών και αμελήθηκε η μη γραμμικότητα των κυμάτων βαρύτητας στην ζώνη διάδοσης. Τέλος, το μοντέλο αυτό δεν αποκλείει την περίπτωση διέγερσης ενός τρόπου $l = 2$, αν και η πιθανότητα είναι σημαντικά μικρότερη.

2.4.3 Τυρβώδεις κύκλοι μεταφοράς

Με την συνεχή αμφισβήτηση των μοντέλων περιγραφής του φαινομένου Blazhko, το 2006 ο Stothers, δημοσίευσε την εργασία του, στην οποία πρότεινε έναν εναλλακτικό μηχανισμό ερμηνείας (Stothers, 2006) [34]. Σύμφωνα με αυτόν, οι αλλαγές στην περίοδο ανάπαλσης και στο πλάτος των καμπύλων φωτός των αστέρων τύπου RR Lyrae οφείλονται σε αλλαγές της συνολικής ισχύος της τυρβώδους μεταφοράς στο περίβλημα του αστέρα.

Με τη χρήση θεωρητικών, μη γραμμικών μοντέλων για τα αστρικά κελύφη και δημοσιευμένες παρατηρήσεις των αστέρων τύπου RR Lyrae, ξεκίνησε από μία ασταθή περίπτωση με μικρό πλάτος ταχύτητας και με περιστασιακές τεχνητές αυξήσεις του πλάτους της ταχύτητας, δημιούργησε τον κύριο τρόπο ακτινικής ταλάντωσης. Προκειμένου να εκτιμήσει την επίδραση της μεταφοράς υλικού, μεταξύ του βόθου και της επιφάνειας της δεύτερης ζώνης ιονισμού του ηλίου, στην περίοδο ταλάντωσης, υιοθέτησε τη θεωρία μεταφοράς (convective mixing-length theory) και μία γραμμική, μη αδιαβατική θεωρία ταλάντωσης. Η μαθηματική προσέγγιση της μεταφοράς και αλληλεπίδρασης με την ακτινική ταλάντωση βρίσκονταν ακόμα σε πολύ πρωταρχικό στάδιο και για αυτό με αριθμητικές μελέτες των παραπάνω μοντέλων κατέληξε ότι η μεταφορά μπορεί να μειώσει τα πλάτη ταλάντωσης.

Στη δημοσίευσή του, το φαινόμενο Blazhko ερμηνεύεται ως άμεση συνέπεια της σταδιακής κυκλικής ενίσχυσης και εξασθένησης της τυρβώδους μεταφοράς στον αστέρα (Σχήμα 2.10). Οι μεταβολές στην τυρβώδη μεταφορά μπορούν να προκληθούν από ένα παροδικό μαγνητικό πεδίο. Υποθέτοντας ότι ο τυρβώδης μηχανισμός δυναμό δημιουργεί μαγνητικό πεδίο στις ζώνες ιονισμού, οι σωλήνες μαγνητικής ροής φουσκώνουν και ανέρχονται. Όταν η μαγνητική ενέργεια γίνει περίπου ίση με την τυρβώδη ενέργεια, η μεταφορά καταπνίγεται. Τότε, το μαγνητικό πεδίο εξασθενεί και η μεταφορά επανέρχεται δυναμικά, επαναλαμβάνοντας το μηχανισμό δυναμό. Οι προβλεπόμενες αλλαγές στο εσωτερικό του αστέρα μεταβάλλουν την περίοδο ανάπαλσης, σε συμφωνία με τις παρατηρούμενες αλλαγές του πρότυπου αστέρα RR Lyrae.



Σχήμα 2.10: Σχηματική αναπαράσταση του μοντέλου Stothers. Το μοντέλο δεν απαιτεί την ύπαρξη μη ακτινικών τρόπων ταλάντωσης (Kolenberg, 2012) [33].

Το μοντέλο του Stothers, έγινε αμέσως πολύ ελκυστικό στην επιστημονική κοινότητα επειδή η αλλαγή του πλάτους δεν προέρχεται από την διαφορετική γωνία του παρατηρητή και έτσι δεν απαιτεί την παρουσία μη ακτινικών τρόπων ταλάντωσης. Η παρατηρούμενη ανωμαλία των περιόδων Blazhko

προκύπτει από το στοχαστικό χαρακτήρα του προτεινόμενου μηχανισμού. Κάθε μαγνητικός κύκλος δεν συμβαίνει με ακριβώς την ίδια περίοδο και την ίδια ισχύ με τον προηγούμενο. Επιπρόσθετα, το μοντέλο δεν προβλέπει καμία σχέση του φαινομένου με την μεταλλικότητα των αστέρων αλλά προβλέπει ότι η περίοδος ταλάντωσης βρίσκεται σε φάση ή αντίθετη φάση με το πλάτος της ταλάντωσης, κατά τη διάρκεια ενός κύκλου Blazhko.

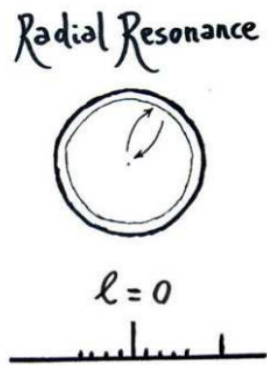
Η νέα αυτή ιδέα ερμηνείας του φαινομένου Blazhko, ωστόσο, δεν είχε ελεγχθεί με ποσοτικούς υπολογισμούς που να αποδεικνύουν ότι αυτός ο μηχανισμός μπορεί πράγματι να συμβαίνει και είναι ικανός να αναπαράγει τις διακυμάνσεις του φωτός στους αστέρες Blazhko. Το 2011, ο Smolec και οι συνεργάτες του, χρησιμοποιώντας ένα πολύ απλοποιημένο υδροδυναμικό μοντέλο, εισήγαγαν την τυρβώδη μεταφορά, αγνοώντας όμως την αλληλεπίδραση με το μαγνητικό πεδίο (Smolec et al., 2011) [35]. Τα αποτελέσματα έδειξαν ότι η μέθοδος αυτή δεν έχει επαρκή ισχύ για να προκαλέσει τις παρατηρούμενες αλλαγές στο χρονικό διάστημα που παρατηρούνται να συμβαίνουν. Παρόμοια, ο Molnár, το 2012, χρησιμοποιώντας ένα μονοδιάστατο υδροδυναμικό κώδικα και εισάγοντας διαταραχές στις παραμέτρους τυρβώδους μεταφοράς, έδειξε ότι οι μικρές περιόδους και τα μεγάλα πλάτη που παρατηρούνται λόγω του φαινομένου Blazhko δεν μπορούν να αναπαραχθούν από το συγκεκριμένο μοντέλο (Molnár et al., 2012) [36]. Και οι δύο δημοσιεύσεις καταλήγουν ότι το μοντέλο αυτό θα πρέπει να διερευνηθεί περαιτέρω με ακριβέστερους υπολογισμούς, δίχως τους οποίους η αξιοπιστία του δεν μπορεί να απορριφθεί.

2.4.4 Συντονισμός 9:2

Με την αποστολή του διαστημικού τηλεσκοπίου Kepler, το 2010, ο Szabó και οι συνεργάτες του ανίχνευσαν το φαινόμενο Period Doubling σε τρεις αστέρες τύπου RR Lyrae, που εμφανίζουν το φαινόμενο Blazhko και βρίσκονταν στο πεδίο παρατήρησης του Kepler (Szabó et al., 2010) [37]. Σε δημοσίευσή τους, αναφέρουν ότι το φαινόμενο αυτό δεν είχε ανιχνευθεί προηγουμένως επειδή απαιτούνται συνεχείς παρατηρήσεις μεγάλης ακρίβειας, οι οποίες δεν είχαν επιτευχθεί με τις προηγούμενες επίγειες αποστολές. Παράλληλα, σημειώνουν ότι είναι ένα παροδικό φαινόμενο, το οποίο δεν επαναλαμβάνεται σε όλους τους κύκλους Blazhko και τονίζουν ότι ταλαντωτικές περίοδοι περίπου μισής ημέρας που χαρακτηρίζουν τους αστέρες τύπου RR Lyrae, μπορούν να καθιστούν την ανίχνευση αδύνατη από ένα αστεροσκοπείο, αφού οι νυχτερινές επίγειες παρατηρήσεις παρακολουθούν μόνο τους ζυγούς ή μονούς κύκλους.

Με τη χρήση ενός υδροδυναμικού κώδικα (Florida-Budapest hydrocode), που προσομοιώνει την τυρβώδη μεταφορά, κατάφεραν να αναπαράγουν φυσικά το φαινόμενο Period Doubling, τη χρονική του κλίμακα και την εξασθένισή του (Kolláth et al., 2011) [38]. Τα μοντέλα τους απέδειξαν την πιθανή εμφάνιση του φαινομένου αυτού εξαιτίας ενός συντονισμού 9:2 ($P_0 : P_9 = 9 : 2$) μεταξύ του κύριου τρόπου ταλάντωσης και του ένατου απόηχου. Έως τότε, μόνο χαμηλής τάξης τρόποι ταλάντωσης (μέχρι τον τέταρτο απόηχο) λαμβάνονταν υπόψη στους συντονισμούς, καθώς οι ανώτερης τάξης τρόποι αποσβένουν πολύ γρήγορα και δεν μπορούν να επηρεάσουν την ασυμπτωτική συμπεριφορά των μοντέλων. Παρ' όλα αυτά, βρέθηκε ότι ο παραπάνω τρόπος ταλάντωσης είναι ένα strange mode, με μη κανονικό ρυθμό απόσβεσης και ιδιοσυνάρτηση, που δεν έχει αδιαβατικό αντίστοιχο και η ενέργεια που σχετίζεται με την ανάπαλσή του περιορίζεται στα εξωτερικά στρώματα του αστέρα (Buchler et al., 2001) [39]. Η αλληλεπίδρασή του με τον κύριο τρόπο ταλάντωσης δείχνει ότι τα strange modes μπορούν να παίξουν σημαντικό ρόλο και σε άλλα φαινόμενα όπως συντονισμό τριών τρόπων ταλάντωσης και ίσως στο σχηματισμό του φαινομένου Blazhko (Σχήμα 2.11).

Έναν χρόνο αργότερα, ο Robert Buchler και ο Zoltán Kolláth χρησιμοποίησαν το φορμαλισμό των εξισώσεων πλάτους για να μελετήσουν αυτόν τον μη γραμμικό συντονισμό 9:2 (Buchler et al., 2001) [40]. Η μελέτη αυτή είναι συμπληρωματική στους υδροδυναμικούς κώδικες προσομοίωσης προκειμένου να γίνει κατανοητή η μαθηματική δομή της δυναμικής των αστρικών μοντέλων. Τα συμπεράσματά τους δείχνουν ότι ο συντονισμός αυτός μπορεί να προκαλέσει ακανόνιστες διαμορφώσεις



Σχήμα 2.11: Σχηματική αναπαράσταση του μοντέλου συντονισμού 9:2 μεταξύ του κύριου τρόπου ακτινικής ταλάντωσης και του ένατου απόηχου. Το μοντέλο αυτό σήμερα φαίνεται να κυριαρχεί στην επιστημονική κοινότητα για την ερμηνεία του φαινομένου *Blazhko* (Kolenberg, 2012) [33].

του πλάτους ή το φαινόμενο *Period Doubling*, ανάλογα την επιλογή των φυσικών παραμέτρων. Υπογραμμίζουν ότι το εύρος της περιόδου μεταβολής του πλάτους ταιριάζει με τις παρατηρήσεις και η ακανόνιστη συμπεριφορά μπορεί να γίνει χαοτική.

Σήμερα, το μοντέλο αυτό είναι το πιο αποδεκτό από την επιστημονική κοινότητα προκειμένου να δοθεί μία εξήγηση του φαινομένου *Blazhko* για τους αστέρες τύπου RR Lyrae. Όλες οι παραπάνω επιστημονικές εξελίξεις δείχνουν ότι πιθανότατα το φαινόμενο αυτό κρύβει έναν πολύπλοκο μηχανισμό, ο οποίος μπορεί να περιλαμβάνει συντονισμούς και μεταβολές της αστρικής δομής. Το φαινόμενο *Period Doubling* μπορεί να παίζει σημαντικό ρόλο στην παραπάνω ερμηνεία αλλά ακόμα δεν γνωρίζουμε εάν είναι η αιτία ή απλώς μία επίδραση.

Κεφάλαιο 3

Ο αστέρας *XZ Cygni*

Ο αστέρας που θα μας απασχολήσει στην συνέχεια της εργασίας, είναι ο μεταβλητός αστέρας *XZ Cygni*. Πρόκειται για έναν παλλόμενο αστέρα, που βρίσκεται στον αστερισμό του Κύκνου ($RA: 19\ 32\ 29.305$, $DEC: +56\ 23\ 17.49$) και εμφανίζει το φαινόμενο Blazhko. Η ανακάλυψη της μεταβλητότητάς του, έγινε για πρώτη φορά το 1905 από την Ρωσίδα Καθηγήτρια Lydia Ceraski (Ceraski, 1905) [42]. Από τότε, έχει απασχολήσει πολλούς Αστρονόμους και Αστροφυσικούς, καθώς εμφανίζει μεταβολή τόσο στην κύρια περίοδο ανάπαλσης, όσο και στην περίοδο Blazhko.

Ο αστέρας *XZ Cygni*, έχει χαρακτηριστεί ως αστέρας τύπου RR Lyrae ab, με περίοδο περίπου 11.2 h και φαινόμενο μέγεθος από 8.7 έως 10.4 mag. Πέρα από την κύρια περίοδο και την μεταβλητή περίοδο Blazhko (57.5 – 58.5 d), φαίνεται να εμφανίζει και μία τριτογενή περίοδο περίπου 41.6 d. Με την διερεύνηση των συχνοτήτων και των τρόπων ταλάντωσής του, είναι δυνατόν να επεκτείνουμε τις γνώσεις μας για την αστρική εξέλιξη και τη θεωρία των αναπάσεων και να βελτιώσουμε τα υπάρχοντα μοντέλα ερμηνείας του φαινομένου Blazhko.

3.1 Προηγούμενες μελέτες

Το 1922, ο Blazhko, παρατήρησε για πρώτη φορά ότι η καμπύλη φωτός του μεταβλητού αστέρα *XZ Cygni* δεν επαναλαμβάνεται με ακρίβεια από κύκλο σε κύκλο και προσπάθησε να εξηγήσει αυτές τις διακυμάνσεις εισάγοντας μία δευτερεύουσα περίοδο περίπου 57.4 d (Blazhko, 1922) [43]. Από τότε έως σήμερα, έχουν πραγματοποιηθεί πληθώρα παρατηρήσεων και μελετών για τον αστέρα αυτό (Πίνακας 3.1).

Το 1948, με παρατηρήσεις μόλις λίγων μηνών, οι Struve και Van Hoof επιβεβαίωσαν την περίοδο 57.3 d (Struve et al., 1948) [44]. Με φωτοηλεκτρικές παρατηρήσεις μεταξύ των ετών 1948-1952, ο Muller, επιβεβαίωσε την ύπαρξη της περιόδου Blazhko αλλά ανακάλυψε ακόμη μία περίοδο (Muller, 1953) [45]. Προκειμένου να αναπαράχθουν σωστά οι παρατηρήσεις, βρήκε ότι η περίοδος αυτή είναι 89.3 ή 94.3 φορές η κύρια περίοδος ανάπαλσης του αστέρα, που αντιστοιχεί σε 41.7 d ή 44 d. Λίγα χρόνια αργότερα, η Klepikova, χρησιμοποιώντας όλες τις διαθέσιμες παρατηρήσεις βρήκε μία μικρή μείωση στην κύρια περίοδο ανάπαλσης από 0.4665878 d το 1905 σε 0.466584 d το 1954 (Klepikova, 1958) [46]. Η ίδια επίσης επιβεβαίωσε την ύπαρξη των περιόδων 57.4 d και 41.6 d και αναγνώρισε την ύπαρξη ακόμη μίας μεγαλύτερης περιόδου περίπου 3460 d. Σε μία επανεξέταση των δεδομένων της Klepikova, το 2004, ο LaCluyzé και οι συνεργάτες του, χρησιμοποιώντας σύγχρονες μεθόδους αναζήτησης περιοδικότητας, επιβεβαίωσαν την μελέτη της Klepikova, καταλήγοντας στις περιόδους 57.41 ± 0.02 d, 41.61 ± 0.04 d και 3540 ± 100 d (LaCluyze et al., 2004) [12].

Τα επόμενα χρόνια, οι παρατηρήσεις έδειξαν αύξηση της περιόδου Blazhko του αστέρα *XZ Cygni*. Πρώτος ο Baldwin, το 1973, έδειξε ότι η περίοδος είχε ανέλθει στην τιμή 58.316 d (Baldwin, 1973) [47] και στη συνέχεια ο Pop, το 1975, βρήκε την περίοδο Blazhko ίση με 58.15 d (Pop, 1975)

Πίνακας 3.1: Περίοδος *Blazhko* του αστέρα *XZ Cygni*. Μετρήσεις από το 1905 έως το 2002.

Year	Julian Date	Blazhko Period (days)	Reference
1905 – 1921		57.4	Blažko, 1922
1948	2.432.674 – 2.432.734	57.3	Struve and Van Hoof, 1948
1948-1952	2.432.624 – 2.434.309	57.41	Muller, 1953
1897-1954	2.414.017 – 2.434.946	57.41	Klepikova, 1958
1965-1972	2.438.882 – 2.441.564	58.316	Baldwin, 1973
1972-1974	2.441.424 – 2.442.338	58.15	Pop, 1975
1905-1964	2.417.030 – 2.438.500	57.401 ± 0.016 (max)	Smith, 1975
1905-1964	2.417.030 – 2.438.500	57.396 ± 0.014 (O-C)	Smith, 1975
1964-1973	2.438.500 – 2.441.905	58.387 ± 0.076 (max)	Smith, 1975
1964-1973	2.438.500 – 2.441.905	58.33 ± 0.18 (O-C)	Smith, 1975
1965-1974	2.438.884 – 2.442.232	58.318	Taylor M., 1975
1975-1976	2.442.567 – 2.443.034	58.387 ± 0.076	Taylor P., 1975
1972	2.441.483 – 2.441.579	57.52	Vasilyeva S.V., 2001
1999-2002	2.451.338 – 2.452.601	57.5 ± 0.2	LaCluyzé, 2004

[48]. Σημείωσε μάλιστα πως η αύξηση της δευτερεύουσας περιόδου συνοδεύεται με μείωση της κύριας περιόδου. Την ίδια περίοδο, η Maryjane Taylor χρησιμοποιώντας παρατηρήσεις μεταξύ των ετών 1965-1974, βρήκε τις τιμές $0.466474 d$ και $58.318 d$, αντίστοιχα για την κύρια και δευτερεύουσα περίοδο (Taylor, 1975) [49], ενώ ο Peter Taylor, με παρατηρήσεις το καλοκαίρι του 1975, βρήκε μειωμένη την κύρια περίοδο ($0.466438 d$) αλλά λίγο αυξημένη περίοδο Blazhko, ίση με $58.387 d$ (Taylor, 1978) [50]. Τέλος, ο Smith, χρησιμοποιώντας παρατηρήσεις που καλύπτουν όλο το διάστημα μεταξύ 1905 έως 1973, βρήκε ότι πράγματι η δευτερεύουσα περίοδος αυξήθηκε από $57.38 d$ σε $58.7 d$ (Smith, 1975) [51].

Έτσι λοιπόν, από το 1965, άρχισε να παρατηρείται μία μείωση της κύριας περιόδου του αστέρα και αύξηση της δευτερεύουσας περιόδου, γεγονός που ώθησε τους επιστημόνες σε περαιτέρω παρατηρήσεις και μελέτες. Σε διάφορες δημοσιεύσεις γίνεται εμφανής η μείωση της κύριας περιόδου, η οποία φαίνεται να φτάνει την ελάχιστη τιμή $0.4664464 d$ (Bezdenezhny, 1988; Baldwin et al., 2003) [52, 53]. Αναλυτικά, στον Πίνακα 3.2 φαίνονται τα αποτελέσματα των Baldwin και Samolyk, σε μία δημοσίευσή τους το 2003 για τις αλλαγές της κύριας περιόδου. Ο LaCluyzé στην ίδια δημοσίευση του θέλησε να επιβεβαιώσει τα παραπάνω αποτελέσματα. Χρησιμοποιώντας παρατηρήσεις από το 1965, έλεγξε τόσο μέσα από τα διαγράμματα μεγίστου φωτός όσο και μέσα από τα διαγράμματα O-C, την μεταβολή της περιόδου (Πίνακας 3.3). Πράγματι εντόπισε αύξηση της περιόδου Blazhko στο διάστημα μεταξύ 1965-1979 και στη συνέχεια μείωση της τον Ιούνιο το 1979. Η κύρια περίοδος εμφάνισε μείωση όταν η δευτερεύουσα περίοδος αυξήθηκε και στη συνέχεια αύξηση, ενώ η περίοδος των 41.6 ημερών απουσίαζε από τα αποτελέσματα στο διάστημα που η περίοδος Blazhko είχε τη μέγιστη τιμή της.

Επιπλέον, ο LaCluyzé, πραγματοποίησε παρατηρήσεις μεταξύ των ετών 1999-2002 και χρησιμοποίησε τρία διαφορετικά σύγχρονα προγράμματα προσδιορισμού των περιόδων που χαρακτηρίζουν το σύστημα (Period98, CLEANest, PDM). Τα αποτελέσματα έδειξαν ότι η κύρια περίοδος είναι $0.466598 \pm 0.000002 d$, η περίοδος Blazhko $57.5 \pm 0.2 d$ και η δεύτερη περίοδος Blazhko ίση με $41.6 \pm 0.2 d$.

Λαμβάνοντας υπόψη όλες τις παραπάνω δημοσιεύσεις, φαίνεται ότι ο αστέρας XZ Cygni εμφανίζει μεταβολές στην περίοδο Blazhko, οι οποίες συνοδεύονται από αλλαγές στην κύρια περίοδο ανάπαλσής του. Σημαντικές αλλαγές στις περιόδους Blazhko έχουν βρεθεί ακόμη στους αστέρες XZ Dra, RV UMa, RW Dra, RR Lyr, CZ Lac, V445 Lyr κ.α. Οι αστέρες τύπου RR Lyrae που

Πίνακας 3.2: Μεταβολή κύριας περιόδου του αστέρα *XZ Cygni*, όπως αναφέρονται σε δημοσίευση των *Baldwin* και *Samolyk* το 2003 (*Baldwin et al.*, 2003).

Julian Date	Primary Period (days)
2.438.880 – 2.440.520	0.46654540
2.440.520 – 2.442.050	0.46647500
2.442.050 – 2.443.740	0.46644640
2.444.050 – 2.445.270	0.46669380
2.445.270 – 2.446.440	0.46662630
2.446.440 – 2.448.570	0.46661795
2.448.570 – 2.452.618	0.46659934

Πίνακας 3.3: Μεταβολή της περιόδου *Blazhko* του αστέρα *XZ Cygni* από την επανεξέταση του 2004. Η επανεξέταση βασίστηκε στην ανάλυση των διαγραμμάτων *O – C* και των διαγραμμάτων μεγίστου μεγέθους (*LaCluyze et al.*, 2004) [12].

Season	Max. Magn.		O-C	
Julian Date	P (days)	Error	P(days)	Error
2438882 – 2440529	58.65	0.45	58.30	0.49
2440559 – 2442050	58.89	0.60	58.61	0.43
2442050 – 2443740	57.90	0.36	58.45	0.58
2448570 – 2451510	57.69	0.51	57.62	0.21

εμφανίζουν μεταβολές στην δευτερεύουσα περίοδο είναι μεγάλου ενδιαφέροντος καθώς μπορεί να δώσουν σημαντικές πληροφορίες για την προέλευση και την ερμηνεία του φαινομένου *Blazhko* και να θέσουν σημαντικούς περιορισμούς στα προτεινόμενα θεωρητικά μοντέλα.

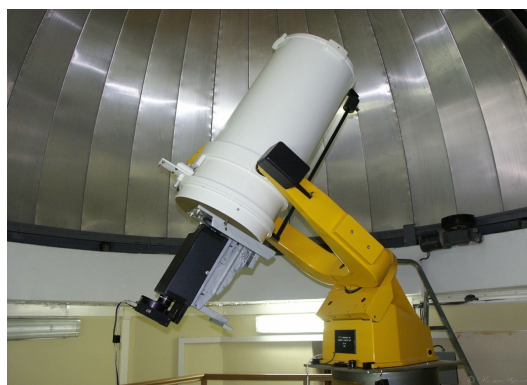
Στην συνέχεια της εργασίας, θα χρησιμοποιηθούν παρατηρήσεις του αστέρα *XZ Cygni* που πραγματοποιήθηκαν το καλοκαίρι του 2018, προκειμένου να βρεθούν οι συχνότητες ανάπαυσης του αστέρα και να διερευνηθεί περαιτέρω η μεταβολή της περιόδου του.

3.2 Αστρονομικές παρατηρήσεις

Για την εκπόνηση της συγκεκριμένης εργασίας, πραγματοποιήθηκαν αστρονομικές παρατηρήσεις του αστέρα XZ Cygni από το Γεροσταθοπούλειο Αστεροσκοπείο του Πανεπιστημίου Αθηνών (UOAO).

3.2.1 Γεροσταθοπούλειο Αστεροσκοπείο του Πανεπιστημίου Αθηνών

Από το 1999, στην οροφή του Τμήματος Φυσικής του Εθνικού και Καποδιστριακού Πανεπιστημίου Αθηνών, στεγαζέται το Γεροσταθοπούλειο Αστεροσκοπείο του Πανεπιστημίου Αθηνών (UOAO), ένα τηλεσκόπιο διαμέτρου 0.4 μέτρων και εστιακού λόγου $f/8$, τοποθετημένο μέσα σε έναν θόλο 5 μέτρων (Σχήμα 3.1).



Σχήμα 3.1: Αριστερά: Ο θόλος που βρίσκεται στο Τμήμα Φυσικής στην Πανεπιστημιούπολη. Δεξιά: Τηλεσκόπιο του Γεροσταθοπούλειου Αστεροσκοπείου του Πανεπιστημίου Αθηνών που στεγαζέται μέσα στο θόλο του.

Το τηλεσκόπιο είναι κατοπτρικό τύπου Cassegrain (CCT-16, DFM ENGINEERING INC., USA) με το πρωτεύον και το δευτερεύον κάτοπτρο να είναι κατασκευασμένα από Pyrex και επιστρωμένα με αλουμίνιο και μονοξειδίο του πυριτίου για μεγαλύτερη προστασία. Το όλο σύστημα είναι τοποθετημένο σε μία ισχυρή βάση στήριξης διχαλωτού τύπου, κατασκευασμένη από ασάλι και αλουμίνιο, με ταχεία ανταπόκριση και χαμηλή κατανάλωση. Η ακρίβεια οδήγησης είναι ± 20.0 *arcsec* σε μία ώρα και η ακρίβεια στόχευσης καλύτερη από 1 *arcmin RMS*. Από τον Αύγουστο του 2012, το τηλεσκόπιο και ο θόλος λειτουργούν πλήρως με τηλεχειρισμό από οποιαδήποτε τοποθεσία μέσω διαδικτύου. Έτσι, το Γεροσταθοπούλειο Αστεροσκοπείο του Πανεπιστημίου Αθηνών (UOAO) είναι το πρώτο ρομποτικό και πλήρως τηλεχειριζόμενο Αστεροσκοπείο που λειτουργεί σε Ελληνικό εκπαιδευτικό ίδρυμα.

Τα όργανα που το υποστηρίζουν είναι τρεις απεικονιστικές κάμερες CCD (SBIG ST-8, SBIG ST-8 XMEI, SBIG ST-10 XME), ένας φασματογράφος μέσης ανάλυσης (UOAO-MRS) με διασπορά 61 Å και διακριτική ικανότητα $R = 10000$ κατασκευασμένος από τους Δρ. Παπαθανάσογλου και Δρ. Γαζέα, ένα φωτόμετρο απαρίθμησης παλμών ενός καναλιού SSP3 και ένα πλήρως ηλεκτρονικό αστρικό φωτόμετρο απαρίθμησης παλμών. Επιπλέον, το Αστεροσκοπείο είναι εφοδιασμένο με ποικιλία φίλτρων, μειωτές εστιακής απόστασης, μικρές οδηγητικές κάμερες CCD και μικρά διοπτρικά και κατοπτρικά τηλεσκόπια.

3.2.2 Δεδομένα παρατήρησης

Οι παρατηρήσεις του αστέρα από το Γεροσταθοπούλειο Αστεροσκοπείο του Πανεπιστημίου Αθηνών (UOAO) λήφθηκαν με το αστρονομικό λογισμικό Maxim DL, ένα πρόγραμμα που περιλαμβάνει

εργαλεία λήψης, απεικόνισης και επεξεργασίας αστρικών εικόνων από ανιχνευτές CCD.

Οι παρατηρήσεις ξεκίνησαν τον Ιούλιο του 2018 και ολοκληρώθηκαν τον Νοέμβριο του ίδιου έτους, με συνολικά 53 νύχτες παρατήρησης στο φίλτρο B και 56 στο φίλτρο V, σε χρονικό διάστημα 108 ημερών. Οι χρόνοι έκθεσης προσαρμόζονται κατάλληλα σε κάθε φίλτρο, κάθε νύχτα, ανάλογα τις ατμοσφαιρικές συνθήκες που επικρατούσαν. Ενδεικτικά, οι περισσότερες εικόνες στο φίλτρο B είχαν χρόνο έκθεσης 40 ή 60 δευτερόλεπτα, ενώ στο V, 10 ή 20 δευτερόλεπτα. Σημειώνουμε ότι η παρατήρηση γινόταν ταυτόχρονα και στα δύο φίλτρα, εκτός από τις τρεις πρώτες νύχτες όπου έγινε παρατήρηση μόνο στο φίλτρο V.

Σε τακτά χρονικά διαστήματα, πριν τις αστρικές φωτογραφίες, γινόταν λήψη των εικόνων dark και flat. Η εικόνα dark λαμβάνεται σε απόλυτο σκοτάδι με την κάμερα κλειστή και περιέχει το ρεύμα σκότους και το προϋπάρχον φορτίο. Αντίθετα, η εικόνα flat λαμβάνεται κατά το λυκόφως, στρέφοντας το τηλεσκόπιο σε μία ομοιόμορφη περιοχή του ουρανού σε κατεύθυνση αντίθετη από τη δύση του Ήλιου, ώστε να αποτυπωθούν όλες οι διαφορές στην ευαισθησία των pixel, οι ανωμαλίες στη διαπερατότητα των οπτικών συστημάτων και η ύπαρξη σκόνης και μικροσωματιδίων στη διαδρομή του φωτός. Μάλιστα, πραγματοποιούνταν λήψη όχι μόνο μίας αλλά δέκα φωτογραφιών flat σε κάθε φίλτρο και δέκα φωτογραφιών dark, στην κατάλληλη θερμοκρασία της CCD και για κάθε χρόνο έκθεσης που χρησιμοποιήθηκε. Μία σημαντική λεπτομέρεια, είναι ότι κατά τη λήψη των εικόνων flat, κινούσαμε το πεδίο του τηλεσκοπίου ελάχιστα δεξιά και αριστερά, ώστε κατά την επεξεργασία των εικόνων να γίνει σωστή αφαίρεση των θορύβων, βελτίωση του σήματος και αποφυγή αποτύπωσης λαμπρών αστέρων του πεδίου παρατήρησης.

Κεφάλαιο 4

Επεξεργασία δεδομένων

Η εξαγωγή σωστών αστροφυσικών συμπερασμάτων απαιτεί την κατάλληλη επεξεργασία των παρατηρησιακών δεδομένων και τη διόρθωση των εικόνων από παραμέτρους όπως ο ηλεκτρονικός θόρυβος, οι κοσμικές ακτίνες, το vignetting κ.α. Στις επόμενες παραγράφους αναλύεται η μέθοδος αναγωγής και επεξεργασίας των δεδομένων και παρουσιάζονται οι φωτομετρικές καμπύλες του αστέρα XZ Cygni. Στο τέλος, περιγράφεται η διαδικασία εύρεσης των χαρακτηριστικών συχνοτήτων του αστέρα μέσω ενός προγράμματος που πραγματοποιεί ανάλυση Fourier.

4.1 Διόρθωση εικόνων

Σε μία ακατέργαστη αστρονομική φωτογραφία, πέρα από το πραγματικό σήμα του αστέρα παρατήρησης περιέχεται και θόρυβος ο οποίος πρέπει να αφαιρεθεί. Προτού λοιπόν, ξεκινήσει η διαδικασία της φωτομετρίας είναι απαραίτητη η διόρθωση των εικόνων που έχουν ληφθεί με τη CCD camera. Για το σκοπό αυτό, χρησιμοποιήσαμε το λογισμικό AIP4WIN (Astronomical Image Processing for Windows Software) και τις εικόνες FLAT και DARK που λήφθηκαν ταυτόχρονα με τις εικόνες του πεδίου του αστέρα.

Η συνολική ένταση της ακτινοβολίας $I(x, y, t, T)$ που μετράται σε κάθε pixel (x, y) της αρχικής φωτογραφίας εμπεριέχει το πραγματικό σήμα $i(x, y)$ που μας ενδιαφέρει, το θερμικό φορτίο $d(x, y, t, T)$, το προϋπάρχον φορτίο $b(x, y)$ και τον παράγοντα απόκρισης του κάθε pixel. Για την βαθμονόμηση μίας εικόνας απαιτείται η λήψη βοηθητικών εικόνων. Μία εικόνα DARK λαμβάνεται σε πλήρες σκοτάδι και στον ίδιο χρόνο έκθεσης και θερμοκρασία με την εικόνα προς επεξεργασία και περιέχει το θερμικό φορτίο που συσσωρεύεται κατά τη διάρκεια της έκθεσης και το προϋπάρχον φορτίο της CCD άρα:

$$DARK = d(x, y, t, T) + b(x, y) \quad (4.1)$$

Μία εικόνα FLAT περιέχει τον παράγοντα απόκρισης $f(x, y)$ του κάθε pixel καθώς και το προϋπάρχον φορτίο της CCD και το θερμικό θόρυβο D_f που δημιουργείται κατά τη διάρκεια της έκθεσής της, δηλαδή:

$$FLAT = f(x, y) + b(x, y) + D_f(x, y, t, T) \quad (4.2)$$

όπου $D_f = d_f + b$. Η εικόνα BIAS είναι μία έκθεση σε όσο το δυνατόν μικρότερο χρόνο σε πλήρες σκοτάδι και για αυτό περιέχει μόνο το φορτίο της κάμερας:

$$BIAS = b(x, y) \quad (4.3)$$

Η συνολική ένταση που περιέχει η εικόνα λήψης περιέχει τόσο το θερμικό όσο και τον ηλεκτρονικό θόρυβο και εξαρτάται από την απόκριση των pixels μέσω της σχέσης:

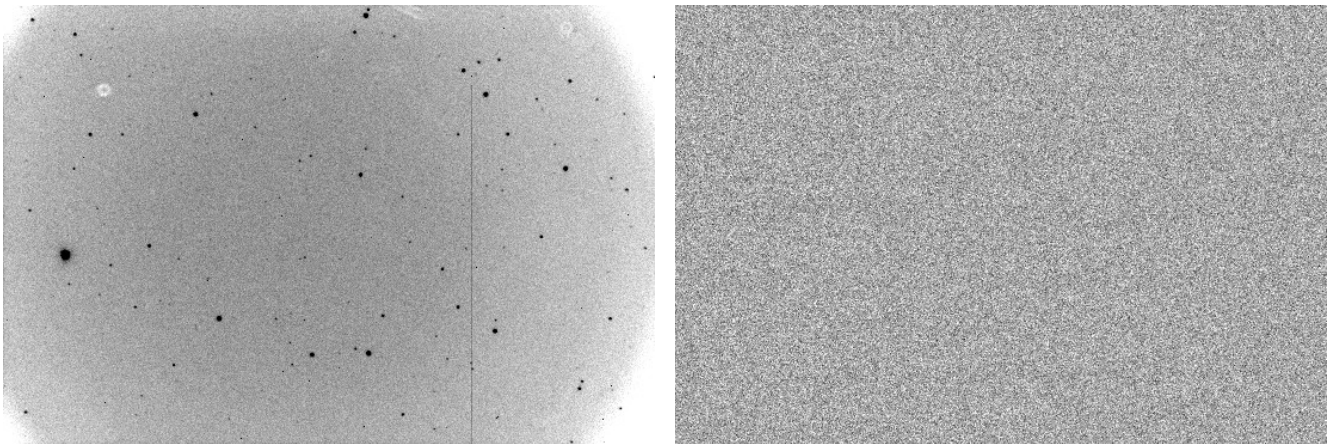
$$IMAGE = b(x, y) + d(x, y, t, T) + i(x, y) \cdot (f(x, y) + b(x, y) + D_f(x, y, t, T)) \quad (4.4)$$

Για την εύρεση του πραγματικού σήματος αρκούμαστε στην αφαίρεση μόνο της εικόνας *DARK* από την εικόνα *IMAGE* και με τη βοήθεια του προγράμματος πραγματοποιούμε την πράξη

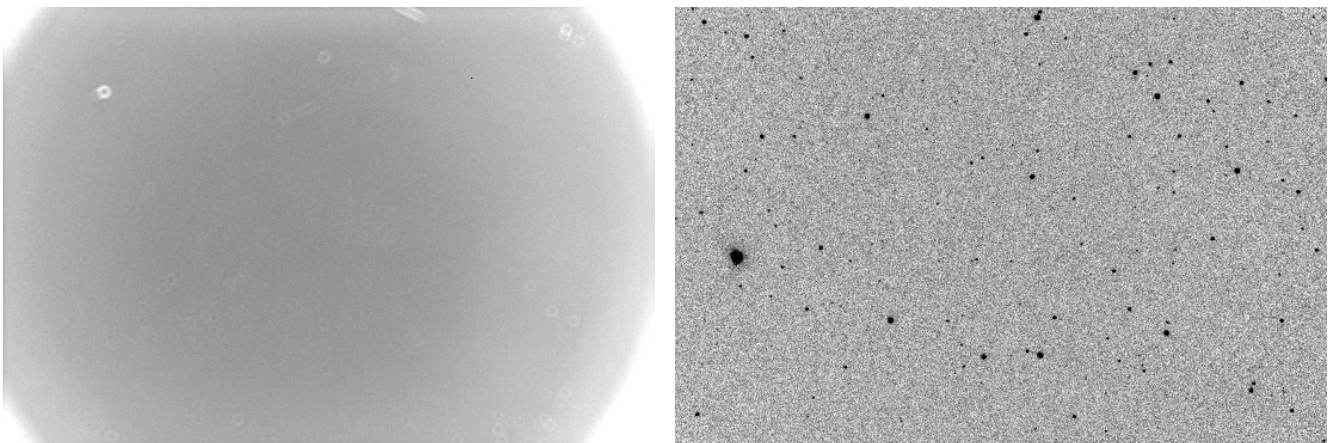
$$i(x, y) = \frac{IMAGE - DARK}{FLAT} \quad (4.5)$$

για την διόρθωση των εικόνων.

Πιο αναλυτικά, στο πρόγραμμα επιλέξαμε πρώτα τις δέκα εικόνες *DARK* και υπολογίσαμε τη διάμεσό τους (*median*). Στη συνέχεια, επιλέξαμε τις δέκα εικόνες *FLAT* και υπολογίσαμε την κανονικοποιημένη διάμεσό τους (*normalize median*). Με τον τρόπο αυτό κατασκευάσαμε τις εικόνες *Master Flat* και *Master Dark*, τις οποίες χρησιμοποιήσαμε για την εκτέλεση της πράξης 4.5, πετυχαίνοντας ακριβέστερη αφαίρεση του θερμικού και ηλεκτρονικού θορύβου.



Σχήμα 4.1: Αριστερά: Αρχική ακατέργαστη φωτογραφία του πεδίου *XZ Cygni*. Στις γωνίες διακρίνεται το φαινόμενο *vignetting*. Δεξιά: Εικόνα *DARK*. Οι εικόνες παρουσιάζονται με αντεστραμμένα χρώματα.



Σχήμα 4.2: Αριστερά: Εικόνα *FLAT*. Δεξιά: Τελική φωτογραφία όπου έχουν γίνει όλες οι απαραίτητες διορθώσεις με τις βοηθητικές εικόνες. Οι εικόνες παρουσιάζονται με αντεστραμμένα χρώματα.

Παραπάνω παρουσιάζουμε ένα δείγμα μίας αρχικής εικόνας και το τελικό αποτέλεσμα ύστερα από την αφαίρεση των βοηθητικών εικόνων (Σχήματα 4.1, 4.2).

4.2 Φωτομετρία

Η αστρονομική φωτομετρία είναι η μέθοδος που μετράει τη λαμπρότητα των αντικειμένων σε αυθαίρετες μονάδες (counts), τα οποία στη συνέχεια πρέπει να μετατραπούν σε αστρονομικό μέγεθος. Από τις μετρήσεις αυτές τελικά εξάγονται οι φωτομετρικές καμπύλες του αντικειμένου παρατήρησης, δηλαδή καμπύλες της ροής της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας σε συνάρτηση με το χρόνο.

Επιλέγουμε να πραγματοποιήσουμε διαφορική φωτομετρία διαφράγματος. Η διαφορική φωτομετρία υπολογίζει τη διαφορά του μεγέθους του αστέρα-στόχου σε σχέση με ένα άλλο ουράνιο σώμα γνωστής και κατά προτίμηση σταθερής λαμπρότητας. Με τη μέθοδο αυτή, εξαλείφονται οι παράγοντες ατμοσφαιρικής απορρόφησης και τύρβης. Για την υλοποίησή της όμως χρειαζόμαστε τρεις στόχους, τον μεταβλητό αστέρα (V) της μελέτης μας, τον αστέρα σύγκρισης (C_1) και έναν ακόμα αστέρα ελέγχου (C_2), ώστε να ελέγχεται η σταθερότητα του C_1 . Το εξαγόμενο αποτέλεσμα είναι οι διαφορές των μεγεθών $V - C_1$ και $C_2 - C_1$. Στην παρούσα εργασία ως αστέρας σύγκρισης χρησιμοποιήθηκε ο TYC 3929-1811-1 (RA: 19h 32min 45.4sec, DEC: +56d 23min 19.5sec) και ως αστέρας ελέγχου ο TYC 3929-1703-1 (RA: 19h 33min 11.1sec, DEC: +56d 24min 53.8sec). Ο αστέρας σύγκρισης έχει χρώμα $B - V = 0.11$, ενώ ο αστέρας ελέγχου είναι πιο κόκκινος με $B - V = 1.3$, αλλά πρόκειται για δύο αστέρες που έχουν χρησιμοποιηθεί ξανά στην βιβλιογραφία για τη φωτομετρία του αστέρα XZ Cygni.

Στη φωτομετρία διαφράγματος χρησιμοποιούνται κατάλληλα κυκλικά διαφράγματα για τη μέτρηση της λαμπρότητας του αντικειμένου (Σχήμα 4.3). Η επιλογή του διαφράγματος εξαρτάται από τη φύση του ουράνιου σώματος, την κλίμακα ειδώλου στο εστιακό επίπεδο και τις ατμοσφαιρικές συνθήκες. Συγκεκριμένα, το πρόγραμμα τοποθετεί τρεις ομόκεντρους κύκλους διαφορετικών ακτίνων με κέντρο το κέντρο του μεταβλητού αστέρα. Στον πρώτο κύκλο προσέχουμε να περιλαμβάνεται μόνο ο αστέρας της μελέτης μας, ολόκληρος. Ο δακτύλιος που σχηματίζεται μεταξύ του πρώτου κύκλου και του δεύτερου περιέχει σφάλματα που οφείλονται σε ατμοσφαιρικές διαταραχές για αυτό οι μετρήσεις αυτές δεν λαμβάνονται υπόψη. Ο εξωτερικός δακτύλιος μετράει τη συνεισφορά του φωτεινού υποβάθρου, δηλαδή του ουρανού και δε θα πρέπει να περιλαμβάνει αστέρια. Επιλέγουμε κατάλληλα τις ακτίνες των διαφραγμάτων 8, 11 και 14 pixels.

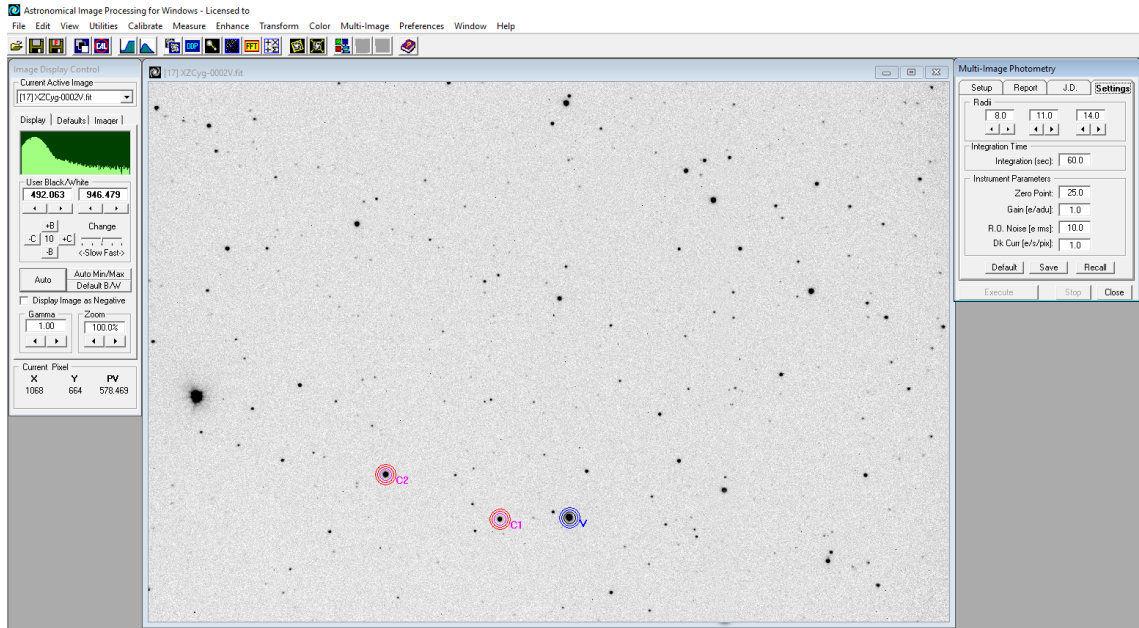
Το πρόγραμμα υπολογίζει τη ροή του αστέρα αφαιρώντας τη ροή του εξωτερικού δακτυλίου από τη ροή του κυκλικού διαφράγματος με τον αστέρα. Στη συνέχεια, ο υπολογισμός της διαφοράς των μεγεθών γίνεται αυτόματα με τη χρήση του νόμου του Pogson ως:

$$V - C_1 = 2.5 \log \frac{F_V - F_S}{F_{C_1} - F_S} \quad (4.6)$$

$$C_2 - C_1 = 2.5 \log \frac{F_{C_2} - F_S}{F_{C_1} - F_S} \quad (4.7)$$

όπου F_V , F_{C_1} , F_{C_2} , η ροή των αστέρων και F_S του ουρανού αντίστοιχα.

Η εξαγωγή των δεδομένων γίνεται σε μορφή ενός αρχείου ASCII, όπου περιλαμβάνονται οι διαφορές των μεγεθών με το σφάλμα τους, η ημερομηνία, η ώρα, η Ιουλιανή Ημερομηνία καθώς και πληροφορίες για το φίλτρο, τη διάρκεια της έκθεσης, τις ακτίνες των διαφραγμάτων και το υπόβαθρο του ουρανού.



Σχήμα 4.3: Φωτομετρία με το AIP4WIN. Στην εικόνα φαίνονται οι φωτομετρικοί δακτύλιοι (με τις ακτίνες τους) και η επιλογή των αστέρων σύγκρισης και ελέγχου.

4.2.1 Υπολογισμός του χρόνου

Τα εξαγόμενα δεδομένα περιέχουν το χρόνο σε Ιουλιανή Ημερομηνία (Julian Date - JD), της οποίας η αρχή μέτρησης ξεκίνησε το μεσημέρι της 1ης Ιανουαρίου 4713 π.Χ. Επειδή η πεπερασμένη ταχύτητα του φωτός επηρεάζει τον αληθινή χρόνο παρατήρησης από τη Γη, είναι σημαντικό να μετατρέψουμε τον χρόνο σε Ηλιοκεντρικό, δηλαδή σαν να έχουμε έναν υποθετικό παρατηρητή στο κέντρο του Ήλιου. Έτσι, αποκτούμε ένα σταθερό σημείο αναφοράς του χρόνου και γίνονται διορθώσεις μέχρι και 8.316 λεπτών, δηλαδή όσο χρόνο κάνει το φως να φτάσει από τον Ήλιο στη Γη.

Η νέα αυτή ημερομηνία ονομάζεται Ηλιοκεντρική Ιουλιανή Ημερομηνία (Heliocentric Julian Date - HJD) και υπολογίζεται ως

$$HJD = JD - 8.316 \cdot \cos u(\text{min}) \quad (4.8)$$

Η γωνία u είναι η γωνία που σχηματίζει η νοητή ευθεία Γης-Ήλιου με την ευθεία Ήλιου-αστέρα, με αρχή μέτρησης την ευθεία Ήλιου-αστέρα και ανάδρομη φορά. Ο υπολογισμός απαιτεί την επίλυση των σφαιρικών τριγώνων που απεικονίζονται στο Σχήμα 4.4. Συγκεκριμένα, ισχύει

$$\cos u = \sin \delta \sin \odot \sin \epsilon + \cos \delta \cos \alpha \cos \odot + \cos \delta \sin \alpha \sin \odot \cos \epsilon \quad (4.9)$$

όπου (α, δ) οι ουρανογραφικές συντεταγμένες, ϵ η κλίση του άξονα της Γης ως προς το επίπεδο της τροχιάς της και \odot το ηλιογραφικό μήκος, το οποίο δίνεται από τη σχέση

$$\odot = L + (1.915^\circ - 0.0048^\circ T) \sin M + 0.02^\circ \sin(2M) \quad (4.10)$$

Για το ηλιογραφικό μήκος σε εκλειπτικές συντεταγμένες ισχύει

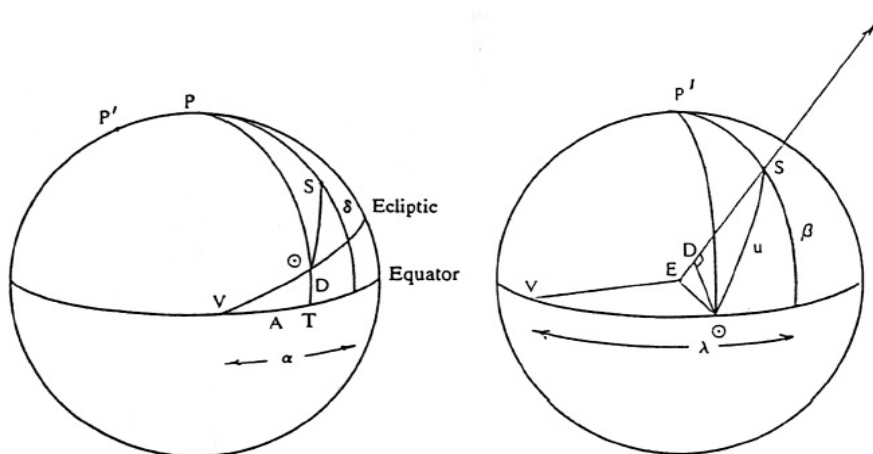
$$L = 280^\circ.460 + 36000^\circ.722T \quad (4.11)$$

ενώ για το ηλιογραφικό πλάτος σε εκλειπτικές ισχύει

$$M = 357^\circ.528 + 35999^\circ.050T \quad (4.12)$$

όπου ο Ιουλιανός αιώνας T υπολογίζεται από τη σχέση

$$T = \frac{JD - 2451545}{36525} \quad (4.13)$$



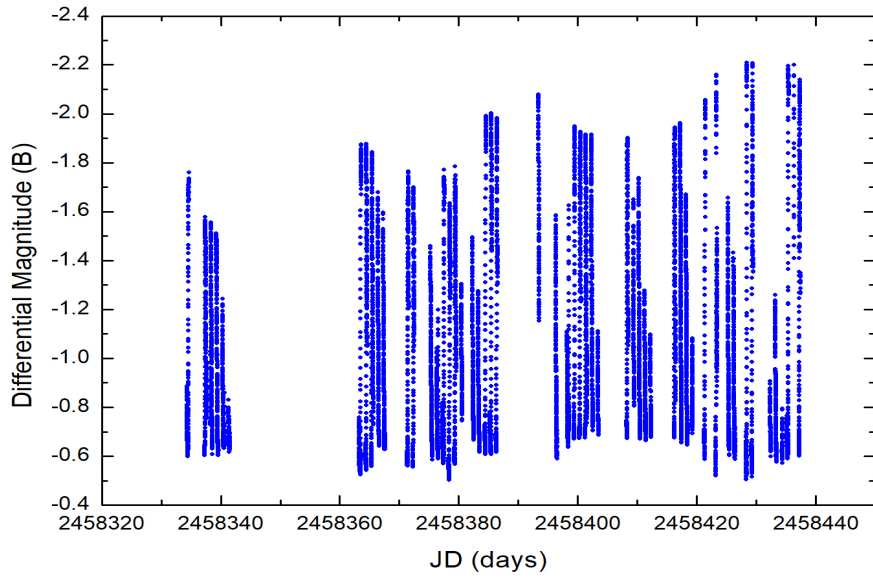
Σχήμα 4.4: Σφαιρικά τρίγωνα για τον υπολογισμό της Ηλιοκεντρικής Ιουλιανής Ημερομηνίας.

4.2.2 Αστρονομική εφημερίδα

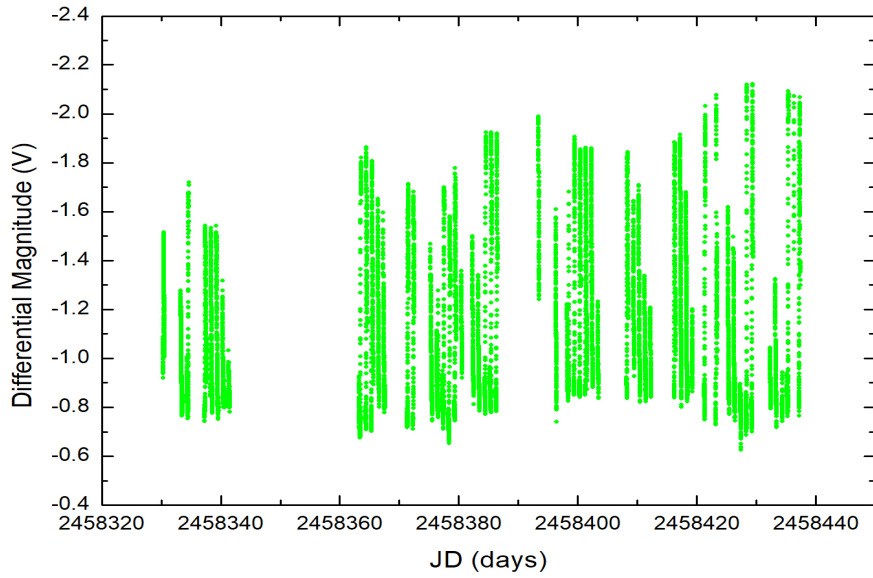
Για την καλύτερη εποπτεία της ποιότητας της κάθε νύχτας παρατήρησης, κατασκευάσαμε ένα διάγραμμα όπου απεικονιζόταν η διαφορά μεγεθών $V - C_1$ συναρτήσει της Ιουλιανής Ημερομηνίας (Σχήμα 4.5, 4.6). Με αυτόν τον τρόπο αποκτά κανείς μία εικόνα για το ποιες νύχτες παρατηρήθηκε ο αστέρας, ποιες νύχτες η ακρίβεια των μετρήσεων ήταν περιορισμένη και επομένως ποια σημεία της φωτομετρικής μας καμπύλης εμφανίζουν περισσότερη αβεβαιότητα. Αυτή η διαδικασία βοήθησε στον καθαρισμό των φωτομετρικών καμπυλών από δεδομένα, τα οποία παρουσίασαν προβλήματα κατά τη φωτομετρία, είτε λόγω κακών καιρικών συνθηκών, είτε λόγω κάποιου άλλου προβλήματος (κοσμικές ακτίνες, διέλευση κάποιου δορυφόρου από το πεδίο κτλ).

Για τον υπολογισμό των χρόνων μεγίστου φωτός (βλ. Παράρτημα Α'), δηλαδή των χρόνων όπου ο αστέρας ήταν διεσταλμένος και είχε μέγιστη λαμπρότητα, χρησιμοποιήσαμε το πρόγραμμα AVE. Το πρόγραμμα αυτό χρησιμοποιεί τη μέθοδο Kwee and van Woerden (1956) προκειμένου να υπολογίσει τους χρόνους ελαχίστου διπλών εκλειπτικών συστημάτων. Η μέθοδος αυτή υπολογίζει την κλίση δύο κατοπτρικών σημείων εκατέρωθεν του ελαχίστου και υπολογίζει τον κάθετο άξονα που διέρχεται από το ελάχιστο της καμπύλης (Kwee, 1956) [55]. Προκειμένου, να χρησιμοποιήσουμε το πρόγραμμα αυτό για τον υπολογισμό των χρόνων μεγίστου φωτός, πολλαπλασιάσαμε τα μεγέθη με -1 , μετατρέποντας τα μέγιστα σε ελάχιστα (Σχήμα 4.7).

Για να πετύχουμε μεγαλύτερη ακρίβεια και να μειώσουμε τα σφάλματα της μεθόδου, πραγματοποιήσαμε τρεις υπολογισμούς για κάθε χρόνο (με το σφάλμα του), σε κάθε φίλτρο, και στη συνέχεια υπολογίσαμε το μέσο όρο τους (Σχήμα 4.8). Χρησιμοποιώντας ως αρχική εφημερίδα αυτήν της Klerikova (1958), υπολογίσαμε την εποχή E του κάθε χρόνου. Στη συνέχεια, διορθώσαμε την εποχή, δηλαδή τον αριθμό των τροχιακών κύκλων, για να την προσαρμόσουμε στα δεδομένα μας. Η νέα τροχιακή περίοδος είναι η κλίση της ευθείας που σχηματίζουν τα μεγέθη Ιουλιανή Ηλιοκεντρική Ημερομηνία και εποχή, η οποία προσαρμόζεται εύκολα με την μέθοδο ελαχίστων τετραγώνων (Σχήμα 4.9). Προκύπτει ότι η περίοδος ανάπαλσης του αστέρα είναι ίση με $0.46664 \pm 0.00001 d$, μία τιμή η οποία θα δούμε παρακάτω ότι υπολογίζεται ακριβέστερα με την ανάλυση Fourier.



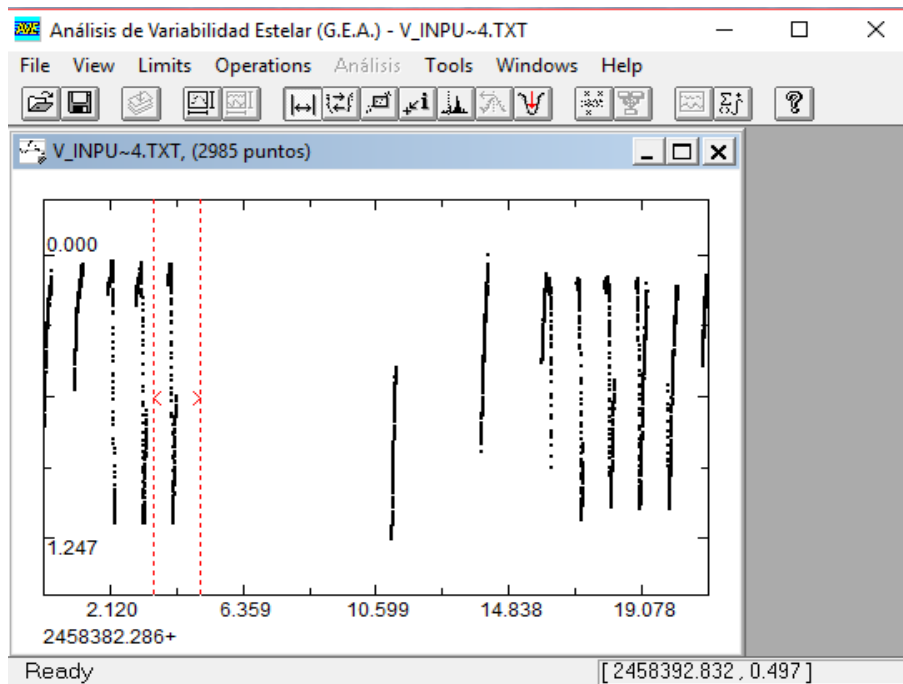
Σχήμα 4.5: Δεδομένα παρατήρησης στο φίλτρο B .



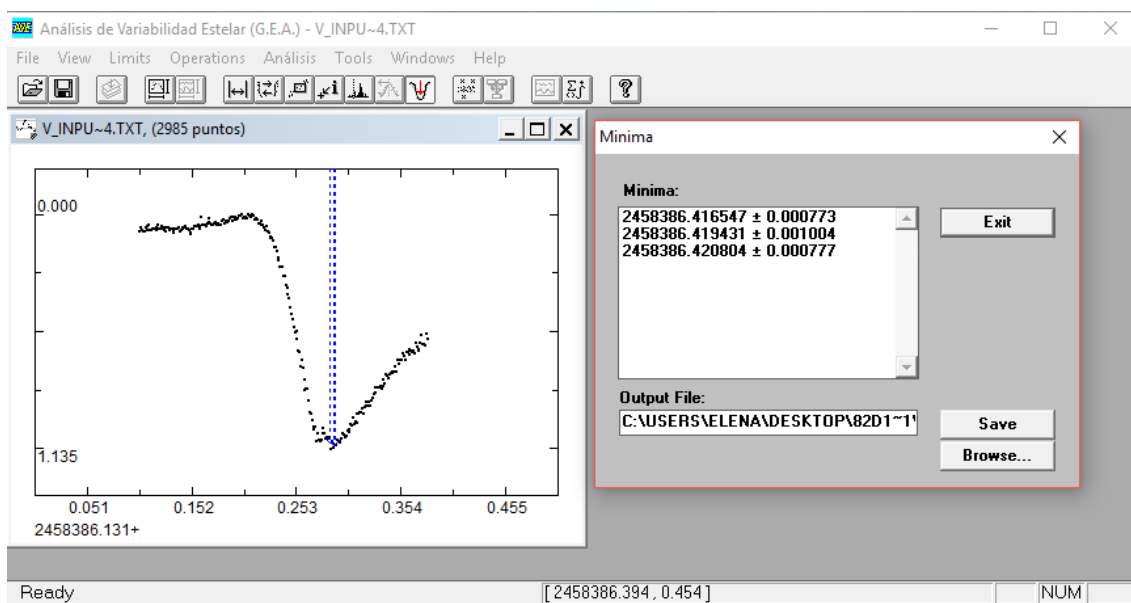
Σχήμα 4.6: Δεδομένα παρατήρησης στο φίλτρο V .

Για τον προσδιορισμό της τελικής αστρονομικής εφημερίδας χρησιμοποιήσαμε τον χρόνο ενός αξιόπιστου μεγίστου και καταλήξαμε

$$HJD(T_{max}) = 2458437.2765(4) + 0.46664(1) \times E_{pulsation} \quad (4.14)$$



Σχήμα 4.7: Δεδομένα παρατήρησης *AVE*. Στο πρόγραμμα εισάγαμε το μέγεθος πολλαπλασιασμένο κατά τον παράγοντα -1 και τα μέγιστα έχουν μετατραπεί σε ελάχιστα.

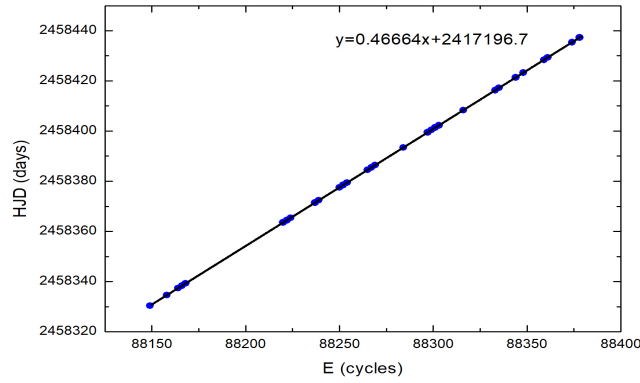


Σχήμα 4.8: Υπολογισμός χρόνου μεγίστου στο *AVE*. Προσδιορίζουμε το χρόνο τρεις φορές και στη συνέχεια υπολογίζουμε το μέσο όρο και το σφάλμα του.

4.2.3 Διάγραμμα Φάσης

Για την κατασκευή του διαγράμματος φάσης, δηλαδή το διάγραμμα της κανονικοποιημένης ροής σε συνάρτηση με τη φάση του κύκλου μεταβολής, χρησιμοποιούμε την εξίσωση εφημερίδας

$$t = T_0 + P \cdot E \quad (4.15)$$

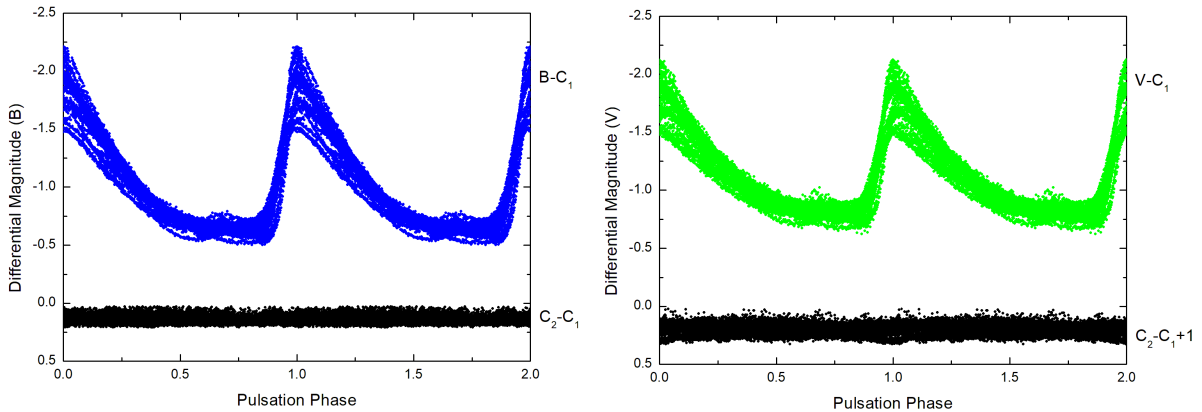


Σχήμα 4.9: Υπολογισμός τροχιακής περιόδου. Στα δεδομένα προσαρμόζεται ευθεία με τη μέθοδο ελαχίστων τετραγώνων. Το αποτέλεσμα δείχνει ότι η νέα τροχιακή περίοδος είναι $0.46664 \pm 0.00001d$. Για την αστρονομική εφημερίδα χρησιμοποιείται ο χρόνος ενός αξιόπιστου μεγίστου.

όπου T_0 ο χρόνος του παρατηρούμενου μεγίστου αναφοράς της εφημερίδας μας, P η περίοδος και E η εποχή. Το δεκαδικό μέρος του E είναι ίσο με τη φάση του κύκλου μεταβολής, ενώ το ακέραιο μέρος εκφράζει το πλήθος των πλήρων κύκλων μεταβολής που μεσολάβησαν από το παρατηρούμενο μέγιστο και το μέγιστο αναφοράς T_0 . Τελικά, η φάση υπολογίζεται ως

$$\phi = \frac{t - T_0}{P} - INT\left[\frac{t - T_0}{P}\right] \quad (4.16)$$

Παρακάτω παραθέτουμε τα διαγράμματα φάσης του αστέρα *XZ Cygni* για τα δύο φίλτρα B και V (Σχήμα 4.10). Με μπλε χρώμα απεικονίζεται η καμπύλη στο B φίλτρο, ενώ με πράσινο χρώμα η καμπύλη στο V φίλτρο. Με μαύρο χρώμα παρουσιάζεται η μεταβολή των μεγεθών των αστέρων σύγκρισης $C_2 - C_1$. Η διασπορά των σημείων στις καμπύλες φωτός δεν οφείλεται σε παρατηρησιακά σφάλματα αλλά δημιουργείται λόγω του φαινομένου Blazhko.



Σχήμα 4.10: Φωτομετρικές καμπύλες BV του αστέρα *XZ Cygni* και σταθερότητα του αστέρα σύγκρισης. Τα δεδομένα προέρχονται από τις παρατηρήσεις του 2018 από το Γεροσταθοπούλειο Αστεροσκοπείο του Πανεπιστημίου Αθηνών (*UOAO*).

4.3 Ανάλυση Fourier

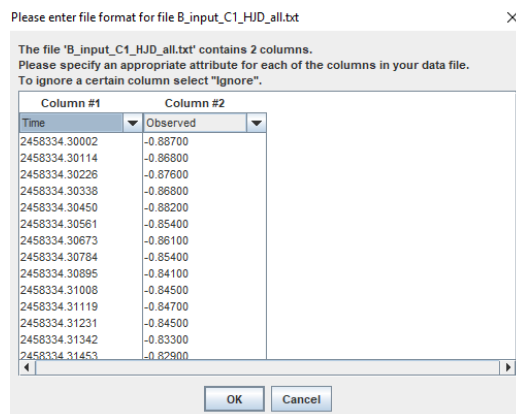
Η ανάλυση Fourier είναι μία μέθοδος αναζήτησης ημιτονοειδών συναρτήσεων, οι οποίες όταν συνδυαστούν προσεγγίζουν την παρατηρούμενη καμπύλη φωτός ενός αστέρα. Κανείς μπορεί να κατασκευάσει αυτές τις συναρτήσεις καθορίζοντας την περίοδο (ή τη συχνότητα), το πλάτος και τη φάση τους (βλ. Παράρτημα Β'). Το φάσμα συχνοτήτων Fourier απεικονίζει το πλάτος ή την ισχύ (πλάτος στο τετράγωνο) στο χώρο των συχνοτήτων και μπορεί να είναι πραγματικά περίπλοκο. Προκειμένου κανείς να μπορέσει να ερμηνεύσει το φάσμα συχνοτήτων ενός αστέρα Blazhko, θα πρέπει να βρει την κυρίαρχη συχνότητα με μία ανάλυση Fourier και να την αφαιρέσει από το φάσμα συχνοτήτων μαζί με τις αρμονικές της, με μία διαδικασία που ονομάζεται *prewhitening*. Στη συνέχεια, επαναλαμβάνεται η ανάλυση Fourier στα υπόλοιπα δεδομένα όπου εμφανίζεται συνήθως η $f_0 + f_{B1}$ η οποία ακολουθείται από μία άλλη συχνότητα με παρόμοια απόσταση από την f_0 όπως η $f_0 - f_{B1}$, ή η $2f_0 + f_{B1}$... Επαναλαμβάνοντας τη διαδικασία του *prewhitening* με τη νέα συχνότητα f_{B1} , εμφανίζεται η $f_0 + f_{B2}$ και η $f_0 - f_{B2}$ ή κάποια άλλη αντίστοιχη, προδίδοντας τη δεύτερη συχνότητα Blazhko. Η διαδικασία επαναλαμβάνεται έως ότου βρεθούν όλες οι συχνότητες που χαρακτηρίζουν το φάσμα του αστέρα.

Επιλέξαμε να πραγματοποιήσουμε την παραπάνω ανάλυση με το πακέτο *Period04*, ένα ελεύθερο λογισμικό που σχεδιάστηκε για την πραγματοποίηση στατιστικών αναλύσεων σε μεγάλα πακέτα αστρονομικών δεδομένων που περιέχουν κενά μεταξύ των παρατηρήσεων (Lenz et al., 2005) [57]. Το πρόγραμμα προσφέρει εργαλεία για την εξαγωγή των διαφορετικών συχνοτήτων μίας πολυ-περιοδικής χρονοσειράς και έχει τη δυνατότητα να εφαρμόζει κατάλληλες συναρτήσεις πολλών συχνοτήτων στα δεδομένα με τη μέθοδο ελαχίστων τετραγώνων. Η ανάλυση Fourier που πραγματοποιεί βασίζεται στον διακριτό μετασχηματισμό Fourier.

Ξεκινάμε εισάγοντας τα δεδομένα (Ημερομηνία, μέγεθος) ενός φίλτρου (B) στο πρόγραμμα (Σχήμα 4.11). Το πρόγραμμα αναγνωρίζει και αποθηκεύει τα δεδομένα σε δύο στήλες, υπολογίζοντας ταυτόχρονα τη συχνότητα Nyquist, το πλήθος των δεδομένων και το χρόνο έναρξης και λήξης της παρατήρησης. Η συχνότητα Nyquist είναι η μέγιστη συχνότητα που μπορεί να χρησιμοποιηθεί για την πλήρη ανακατασκευή του σήματος και δίνεται από τη σχέση:

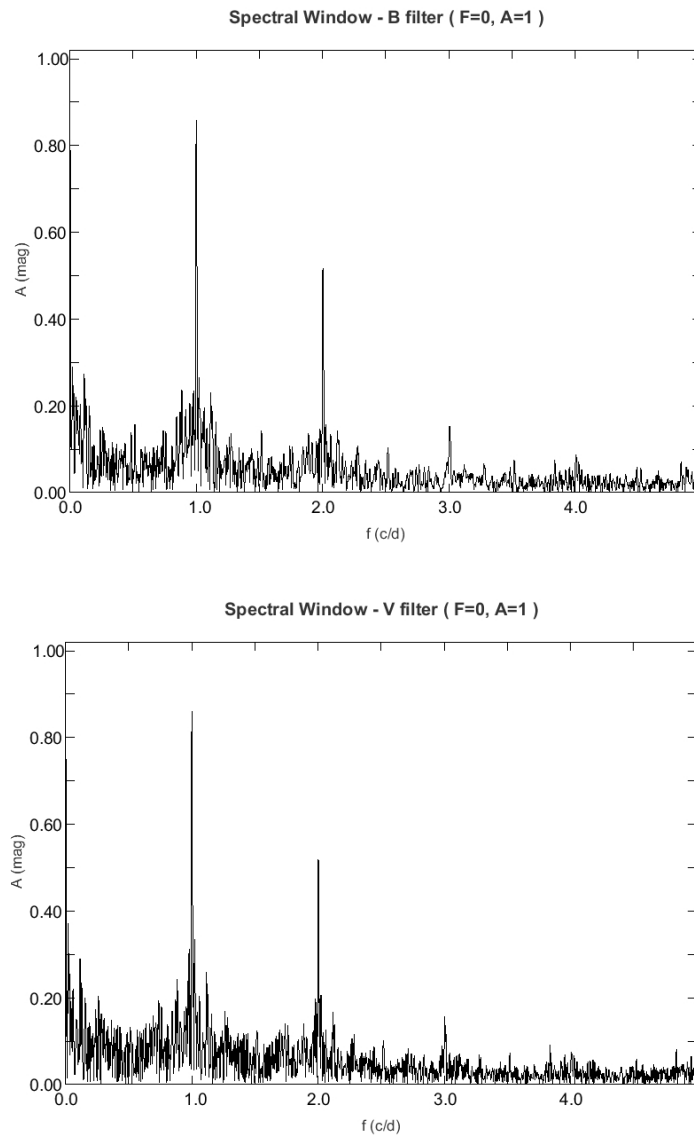
$$f_{Nyq} = \frac{\nu}{2} \quad (4.17)$$

όπου ν ο ρυθμός δειγματοληψίας. Αυτό σημαίνει ότι εάν πραγματοποιείται λήψη των δεδομένων κάθε $0.003 d$, η συχνότητα Nyquist θα είναι $\frac{1}{2 \cdot 0.003} c/d$. Για τα δεδομένα μας υπολογίζουμε αυτή τη συχνότητα ίση με $f_{Nyq} = 447 c/d$.



Σχήμα 4.11: Εισαγωγή δεδομένων στο *Period04*. Το πρόγραμμα αναγνωρίζει το μέγεθος και το χρόνο και τα αποθηκεύει σε δύο στήλες.

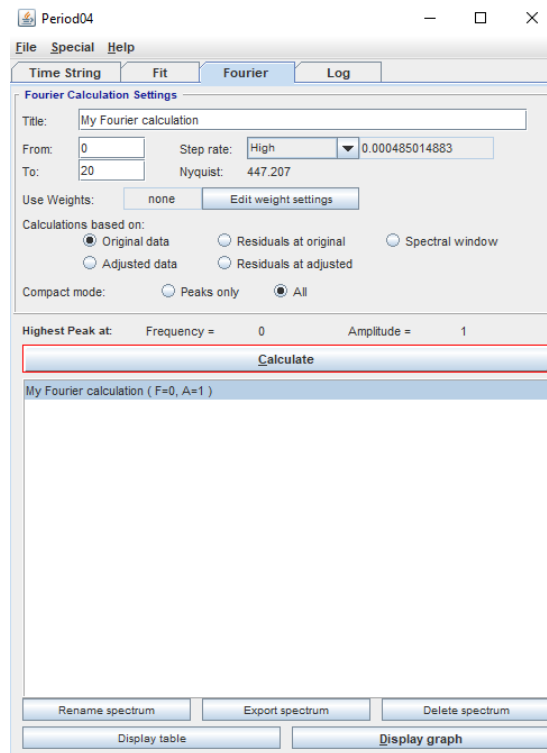
Για την καλύτερη εποπτεία των δεδομένων μας, υπολογίζουμε το Spectral Window, ένα διάγραμμα το οποίο δεν αποτελεί το πραγματικό φάσμα συχνοτήτων Fourier αλλά υπολογίζει παρασιτικές συχνότητες. Το διάγραμμα αυτό έχει πάντα πλάτος ίσο με τη μονάδα για τη μηδενική συχνότητα και υποδεικνύει ποιες συχνότητες είναι παρασιτικές και οφείλονται στο δείγμα. Από τα διαγράμματα αυτά στα δύο φίλτρα παρατηρούμε ισχυρές κορυφές στις ακέραιες συχνότητες $1\ c/d$, $2\ c/d$, $3\ c/d\dots$ (Σχήμα 4.12). Είναι απόλυτα λογικό και αναμενόμενο εφόσον οι παρατηρήσεις μας είναι επίγειες και πραγματοποιούνται με συχνότητα $1\ c/d$ (24 ώρες).



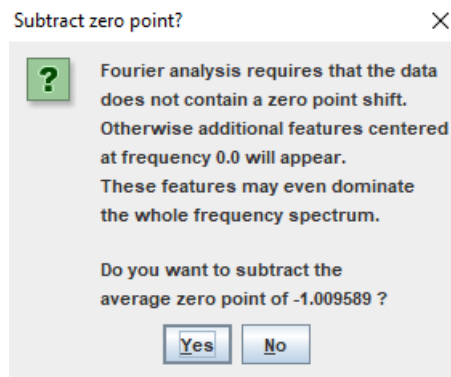
Σχήμα 4.12: *Spectral Window* για τα δεδομένα μας στα δύο φίλτρα. Παρατηρούμε την ύπαρξη 1-day alias . Οι κορυφές που εμφανίζονται οφείλονται στο γεγονός ότι η επίγεια παρατήρηση πραγματοποιείται κάθε 24 ώρες. Παρατηρούμε επίσης ότι στο φίλτρο V τα δεδομένα έχουν μεγαλύτερο θόρυβο.

Στο παράθυρο Fourier, εισάγουμε τα όρια ($0\text{-}20\ c/d$) που θέλουμε το πρόγραμμα να αναζητήσει την κυρίαρχη συχνότητα (Σχήμα 4.13). Δεν επιλέγουμε κάποιο στατιστικό βάρος και επιθυμούμε η αναζήτηση να γίνει στα Original Data. Πατώντας Calculate εμφανίζεται ένα παράθυρο που

μας ρωτάει εάν θέλουμε να πραγματοποιήσουμε μετατόπιση μηδενικού σημείου. Η επιλογή αυτή μας επιτρέπει να αφαιρέσουμε τη μέση αστρική λαμπρότητα, διότι κάθε αρμονική συνάρτηση είναι συμμετρική ως προς τον άξονα x , και θα πρέπει να πατήσουμε Yes (Σχήμα 4.14).



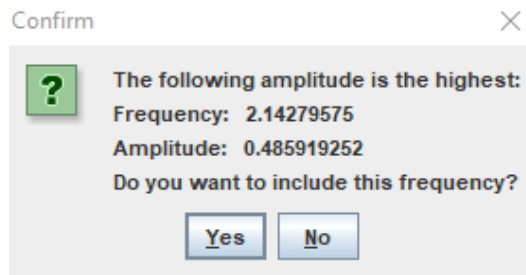
Σχήμα 4.13: Επιλογές στο *Period04*. Επιλέγουμε η αναζήτηση της κυρίαρχης συχνότητας να πραγματοποιηθεί από 0 έως 20 c/d , χωρίς στατιστικά βάρη στα αρχικά μας δεδομένα.



Σχήμα 4.14: Αφαίρεση *zero point*.

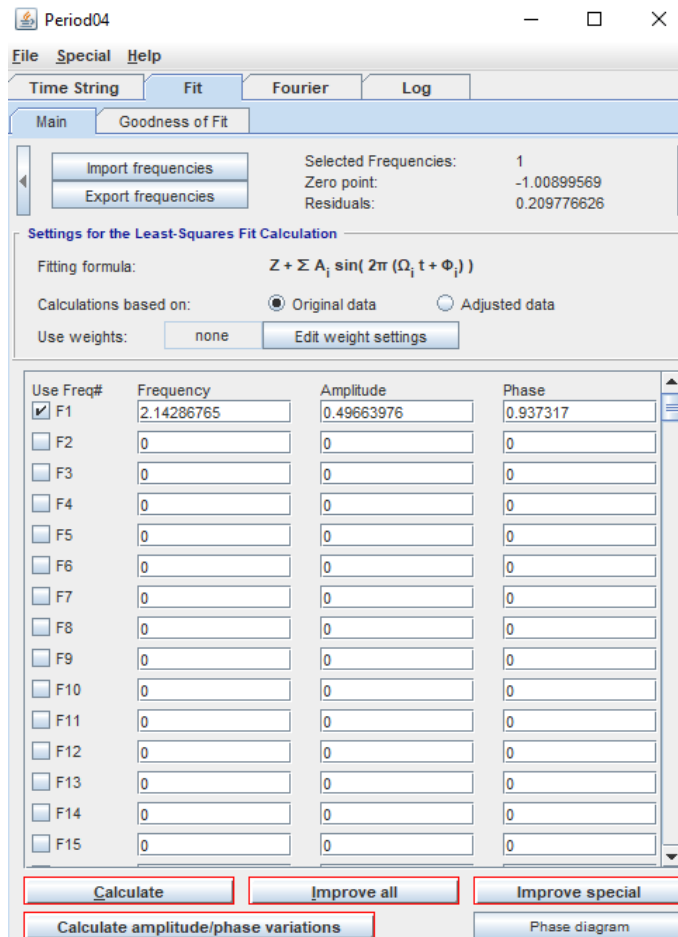
Με την επιλογή αυτή, υπολογίζεται το φάσμα Fourier και η κυρίαρχη συχνότητα με την υψηλότερη κορυφή (Σχήμα 4.15). Σημειώνουμε ότι έχουμε επιλέξει το βήμα υπολογισμού (step rate) να είναι υψηλό, ώστε να έχουμε μεγάλη ακρίβεια στην εύρεση των συχνοτήτων.

Στην καρτέλα *Fit* αποθηκεύεται η κύρια συχνότητα και το πλάτος της. Πατώντας *Calculate*, το πρόγραμμα υπολογίζει τη φάση και με την επιλογή *Improve all* βελτιώνεται η συχνότητα, το πλάτος και η φάση (Σχήμα 4.16). Την επιλογή *Improve all* θα πρέπει να τη χρησιμοποιούμε με σύνεση, προκειμένου οι συχνότητες που βρίσκουμε να αντιπροσωπεύουν τα δεδομένα. Έχουμε λοιπόν βρει



Σχήμα 4.15: Εύρεση κύριας συχνότητας με το *Period04*. Η κύρια συχνότητα του αστέρα φαίνεται να είναι 2.14280 *c/d* με πλάτος 0.48592 *mag*. Επιλέγουμε να συμπεριλάβουμε την συχνότητα στην ανάλυσή μας.

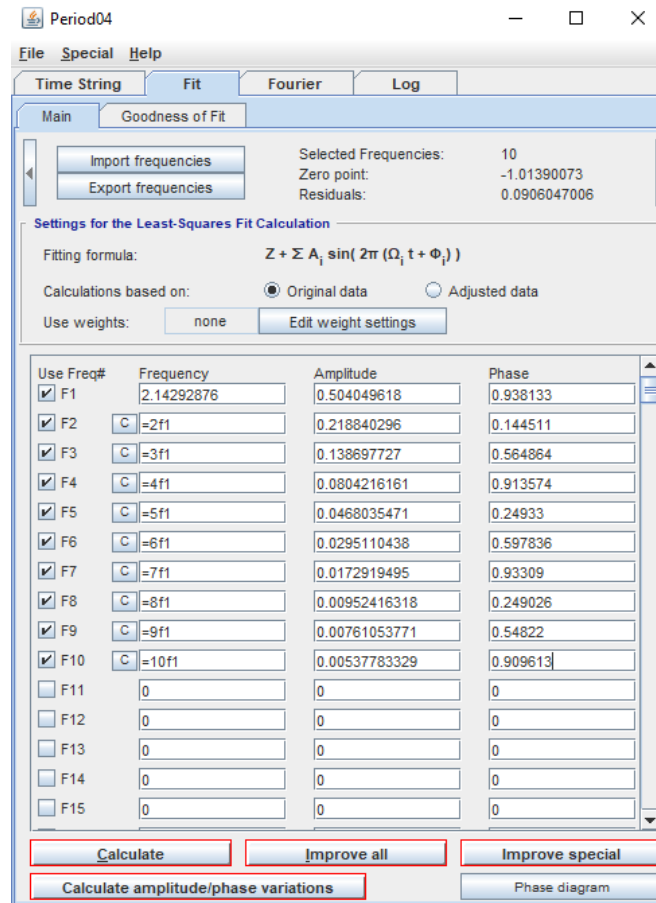
ότι η κύρια συχνότητα είναι $f_0 = 2.14287 \text{ c/d}$. Το πρόγραμμα μας παρέχει επιπλέον το διάγραμμα του πλάτους ως συνάρτηση της συχνότητας ώστε να έχουμε οπτικό έλεγχο των δεδομένων και της ανάλυσης.



Σχήμα 4.16: Βελτίωση κύριας συχνότητας με το *Period04*. Η κύρια συχνότητα του αστέρα είναι 2.14287 *c/d* με πλάτος 0.49664 *mag*.

Επιλέγοντας, στην καρτέλα Fourier, την επιλογή Residuals at original, το πρόγραμμα αφαιρεί την κύρια συχνότητα και πραγματοποιώντας ανάλυση Fourier στα υπόλοιπα δεδομένα, βρίσκει την πρώτη αρμονική της ($2f_0$). Για να βρούμε τις επόμενες συχνότητες που κυριαρχούν στο φάσμα, θα

πρέπει να κάνουμε prewhitening με την κύρια συχνότητα και τις αρμονικές της (Σχήμα 4.17). Η διαδικασία αυτή αφήνει residuals 0.0906 mag (βλ. πάνω δεξιά).



Σχήμα 4.17: Prewhitening της κύριας συχνότητας και των 9 αρμονικών της.

Η επόμενη σημαντική κορυφή εμφανίζεται στη συχνότητα 1.12572 c/d , η οποία φαίνεται να είναι 1-day alias από την $f_0 - f_{B1}$, έχοντας απόσταση 0.0172 c/d από την f_0 . Για τους αστέρες Blazhko συνηθίζεται να γίνεται μία a priori επιλογή περιγραφής των μεταβολών της καμπύλης φωτός τους με τριάδες (ή πεντάδες) ισαπεχουσών συχνοτήτων από την κύρια συχνότητα και τις αρμονικές της. Για να επιβεβαιώσουμε λοιπόν ότι βρήκαμε την πρώτη συχνότητα Blazhko θα πρέπει να βρούμε μία ακόμα πλευρική κορυφή της κύριας συχνότητας ή κάποιας αρμονικής της με την ίδια απόσταση. Πράγματι βρίσκουμε τη συχνότητα 2.16899 c/d η οποία απέχει 0.0261 c/d από την κύρια συχνότητα, αμέσως μετά βρίσκουμε κορυφή στη συχνότητα 2.11515 c/d η οποία απέχει κι αυτή 0.0277 c/d από την f_0 και στη συνέχεια βρίσκουμε την κορυφή 4.30305 c/d η οποία απέχει 0.0173 c/d από την $2f_0$. Έτσι, έχουμε βρει δύο πλευρικές κορυφές της f_0 , άρα η περίοδος Blazhko είναι 58.5 d . Κάνοντας prewhitening με τις τριάδες συχνοτήτων που σχετίζονται με τη συχνότητα Blazhko που βρήκαμε μένουν residuals 0.0654 mag . Αμέσως μετά εμφανίζεται ξανά η κορυφή στη θέση 2.11660 c/d , η οποία απέχει 0.0263 c/d από την κύρια συχνότητα. Έπειτα βρίσκουμε ισχυρή κορυφή με συχνότητα 2.16899 c/d , η οποία απέχει 0.0261 c/d από την f_0 . Φαίνεται ότι βρήκαμε μία δεύτερη περίοδο Blazhko ίση με 38.2 d . Έχοντας πλέον βρει δύο πλευρικές κορυφές της δεύτερης συχνότητας Blazhko κάνουμε prewhitening και τα residuals ελαττώνονται σε 0.0442 mag .

Κατά τη διάρκεια της επεξεργασίας των δεδομένων εμφανίστηκαν ψευδείς κορυφές, οι οποίες δεν σχετίζονται με την κύρια συχνότητα ανάπαλσης, ούτε με τις συχνότητες Blazhko. Αυτές είναι

οι κορυφές με συχνότητα 0.00679 c/d και 2.02397 c/d οι οποίες παράγονται λόγω των κενών που υπάρχουν μεταξύ των παρατηρήσεων. Η μόνη λύση για να μην εμφανίζονται ψευδείς συχνότητες είναι η αδιάκοπη λήψη δεδομένων, η οποία όσον αφορά τις επίγειες παρατηρήσεις μπορεί να επιτευχθεί μόνο με 24ωρη κάλυψη παρατήρησης του αστέρα από διαφορετικές περιοχές, δηλαδή παρατηρήσεις και στο ανατολικό και στο δυτικό ημισφαίριο (multisite campaigns).

Στο εξής για να συμφωνούμε με τη βιβλιογραφία θα συμβολίζουμε με f_{B1} την μικρότερη συχνότητα και με f_{B2} τη μεγαλύτερη συχνότητα Blazhko. Συνοψίζοντας τη σειρά εμφάνισης των κορυφών βρίσκουμε πρώτα την f_0 και τις τέσσερις αρμονικές της. Στη συνέχεια εμφανίζεται η $f_0 - f_{B1}$, η οποία ακολουθείται από τις $f_0 + f_{B2}$ και $f_0 - f_{B2}$. Τέλος, βρίσκουμε την $2f_0 + f_{B1}$.

Ακολουθώντας την ίδια διαδικασία για το φίλτρο V , βρίσκουμε τις ίδιες συχνότητες με την ίδια ακριβώς σειρά εμφάνισης. Μετά την αφαίρεση των εννέα αρμονικών της κύριας συχνότητας ($f_0 = 2.14286 \text{ c/d}$) βρίσκουμε την αριστερή πλευρική κορυφή της f_0 με 1-day alias και τη δεξιά πλευρική κορυφή της $2f_0$, με συχνότητες 1.12539 c/d και 4.30208 c/d αντίστοιχα. Αυτές απέχουν αποστάσεις 0.0175 c/d και 0.0164 c/d άρα η πρώτη συχνότητα Blazhko προκύπτει 58.8 d . Στη συνέχεια, βρίσκουμε την συχνότητα 1.11651 c/d η οποία είναι κι αυτή 1-day alias από την $f_0 + f_{B2}$ και απέχει 0.0264 c/d από την f_0 . Τέλος, βρίσκουμε την $f_0 - f_{B2}$ με απόσταση 0.0252 c/d . Προκύπτει ότι η δεύτερη συχνότητα Blazhko είναι 38.8 d . Τα αποτελέσματα και τα συμπεράσματα της μελέτης μας, καταγράφονται αναλυτικά στο επόμενο κεφάλαιο.

Κεφάλαιο 5

Αποτελέσματα - Συμπεράσματα

Στο κεφάλαιο αυτό της εργασίας, θα παρουσιάσουμε τα αποτελέσματα της ανάλυσης Fourier για τις παρατηρήσεις μας από το Γεροσταθοπούλειο Αστεροσκοπείο του Πανεπιστημίου Αθηνών (ΥΟΑΟ). Είναι εμφανές ότι ο αστέρας παρουσιάζει μία περίπλοκη δομή, με δύο ζεύγη συχνοτήτων γύρω από την κύρια συχνότητα και τις αρμονικές της, που αντιστοιχούν σε δύο διαφορετικές συχνότητες Blazhko. Περαιτέρω παρατηρήσεις απαιτούνται για την εμφάνιση της πενταπλής δομής που φαίνεται να χαρακτηρίζει τελικά αυτούς τους αστέρες. Στο τέλος, θα συγκριθούν τα αποτελέσματα με προηγούμενες μελέτες και θα σχολιαστούν τυχόν αλλαγές.

5.1 Αποτελέσματα

Παρακάτω παρουσιάζουμε τα τελικά αποτελέσματα για τις περιόδους Blazhko του αστέρα XZ Cygni, όπως προέκυψαν από τα δεδομένα του 2018. Ακόμη, παραθέτουμε τα τελικά διαγράμματα και τις καμπύλες φωτός που χαρακτηρίζουν τον αστέρα της μελέτης μας.

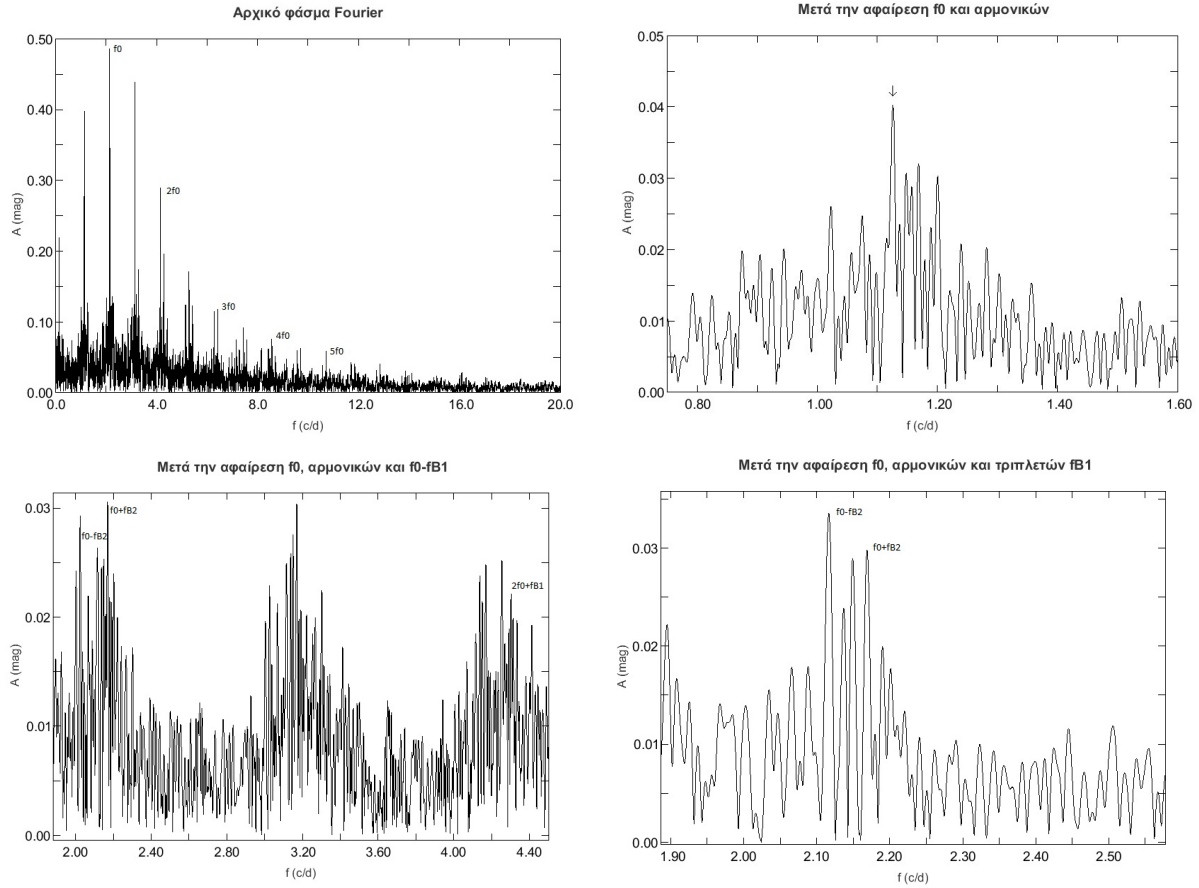
5.1.1 Αποτελέσματα ανάλυσης συχνοτήτων

Έχοντας πραγματοποιήσει την ανάλυση Fourier όπως αναλύθηκε στο προηγούμενο κεφάλαιο, έχουμε αναγνωρίσει τις συχνότητες που διέπουν τον αστέρα. Το Σχήμα 5.1 δείχνει τα αποτελέσματα της διαδικασίας του prewhitening στο φάσμα των δεδομένων μας.

Τόσο τα δεδομένα στο φίλτρο B όσο και στο V μας δίνουν τα ίδια αποτελέσματα για τις περιόδους Blazhko. Όπως φαίνεται στον Πίνακα 5.1, η κύρια συχνότητα ανάπαλσης προέκυψε ίση με $\simeq 0.46666 d$, ενώ οι περίοδοι Blazhko έχουν τις τιμές $58.5 d$ και $38.2 d$. Το σφάλμα που αναγράφεται έχει προκύψει από τη μαθηματική προσαρμογή και ανάλυση των δεδομένων μέσα από διάδοση σφαλμάτων. Για μεγαλύτερη ακρίβεια στη συνέχεια θα πραγματοποιηθούν προσομοιώσεις Monte Carlo. Τονίζουμε ότι τα αποτελέσματα του B φίλτρου είναι πιο αξιόπιστα λόγω του μεγαλύτερου πλάτους των συχνοτήτων σε αυτό το φίλτρο. Για λόγους συνέπειας, όταν συγκρίνουμε τα αποτελέσματα με προηγούμενες μελέτες θα χρησιμοποιούμε τα αποτελέσματα του V φίλτρου, στο οποίο πραγματοποιήθηκαν οι προηγούμενες μελέτες.

Πίνακας 5.1: Περίοδοι ανάπαλσης για τον αστέρα XZ Cygni στα δύο φίλτρα.

	P_0 (d)	P_{B1} (d)	P_{B2} (d)
B	0.466664(1)	58.5(2)	38.2(1)
V	0.466665(1)	58.8(2)	38.8(1)



Σχήμα 5.1: Φάσμα συχνοτήτων κατά την επεξεργασία δεδομένων. Πάνω αριστερά: Αρχικό φάσμα όπου απεικονίζεται η κύρια συχνότητα ανάπαλσης και οι πέντε αρμονικές της. Πάνω δεξιά: Μετά την αφαίρεση της f_0 , των αρμονικών της και της ψευδούς συχνότητας 0.00679 c/d , εμφανίζεται η κορυφή $f_0 - f_{B1}$ με $1 - \text{day alias}$ (βέλος). Κάτω αριστερά: Εμφάνιση των συχνοτήτων $f_0 + f_{B2}$, $f_0 - f_{B2}$ και $2f_0 + f_{B1}$. Κάτω δεξιά: Μετά την αφαίρεση των πλευρικών κορυφών *Blazhko* που απέχουν απόσταση f_{B1} από την f_0 και τις αρμονικές της, εμφανίζεται η $f_0 - f_{B2}$ και η $f_0 + f_{B2}$. Όλες οι ισχυρές κορυφές που εμφανίζονται στα παραπάνω διαγράμματα και δεν έχουν σημειωθεί αποτελούν $1 - \text{day alias}$ πραγματικών συχνοτήτων.

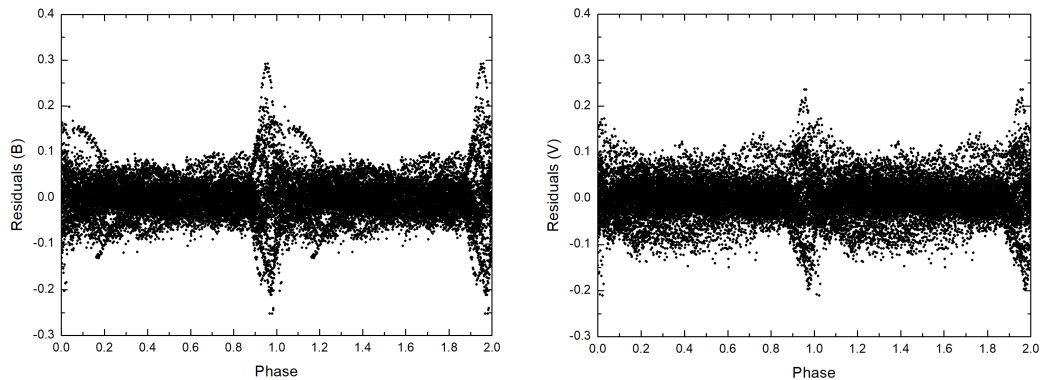
Εφαρμόζοντας συνάρτηση πολλαπλών συχνοτήτων στα δεδομένα, σύμφωνα με τον τύπο

$$\begin{aligned}
 f(t) = & A_0 + \sum_{i=1}^{n_0} A_{i,0} \sin(2\pi i f_0 t + \phi_{i,0}) \\
 & + \sum_{i=1}^{n_1} \sum_{j=-1.1} A_{i,j} \sin(2\pi(i f_0 + j f_{B1})t + \phi_{i,j}) \\
 & + \sum_{i=1}^{n_2} \sum_{j=-1.1} B_{i,j} \sin(2\pi(i f_0 + j f_{B2})t + \theta_{i,j}) \\
 & + A_{0,1} \sin(2\pi f_{B1} t + \phi_{0,1}) \\
 & + B_{0,1} \sin(2\pi f_{B2} t + \theta_{0,1})
 \end{aligned} \tag{5.1}$$

όπου f_0 η κύρια συχνότητα ανάπαλσης, f_{B1} η πρώτη συχνότητα *Blazhko* και f_{B2} η δεύτερη συ-

χνότητα Blazhko, υπολογίσαμε τα πλάτη και τις φάσεις μέχρι τάξη $n_0 = 10$, $n_1 = 7$ και $n_2 = 10$. Για την προσαρμογή της συνάρτησης χρησιμοποιήσαμε μόνο τις ισχυρές κορυφές, δηλαδή κορυφές οι οποίες έχουν λόγο σήμα/υπόβαθρο μεγαλύτερο από 4.0 για τις ανεξάρτητες συχνότητες ή 3.5 για τους συνδυασμούς συχνοτήτων (Breger, 1993) [69]. Οι συχνότητες, τα πλάτη και οι φάσεις τους υπολογίστηκαν ελαχιστοποιώντας τα υπολείμματα της προσαρμογής της σχέσης 5.1. Τα σφάλματα υπολογίστηκαν μέσω εκτενών προσομοιώσεων Monte Carlo που ολοκληρώθηκαν με το Period04. Τα αποτελέσματα παρουσιάζονται στον Πίνακα 5.2.

Παρά το γεγονός ότι έχει παραμείνει κάποιο σήμα στα δεδομένα, μετά την αφαίρεση των συχνοτήτων Blazhko από την κύρια συχνότητα και τις αρμονικές της, δεν εντοπίσαμε καμία κορυφή σε θέση που προβλέπεται από την πενταπλή δομή συχνοτήτων. Το επίπεδο του θορύβου στα δεδομένα μας είναι περίπου 0.006 mag . Σημειώνουμε ότι ο Alcock και οι συνεργάτες του δεν ανίχνευσαν πενταπλή δομή σε επίπεδο θορύβου 0.004 mag (Alcock, 2003) [14]. Στο Σχήμα 5.2 απεικονίζονται τα residuals ύστερα από την ανάλυση με το Period04. Η αυξημένη διασπορά γύρω από τη φάση μεγίστου φωτός ίσως οφείλεται στην παρουσία περιοδικών ή μη περιοδικών αλλαγών που συμβαίνουν στην καμπύλη φωτός.

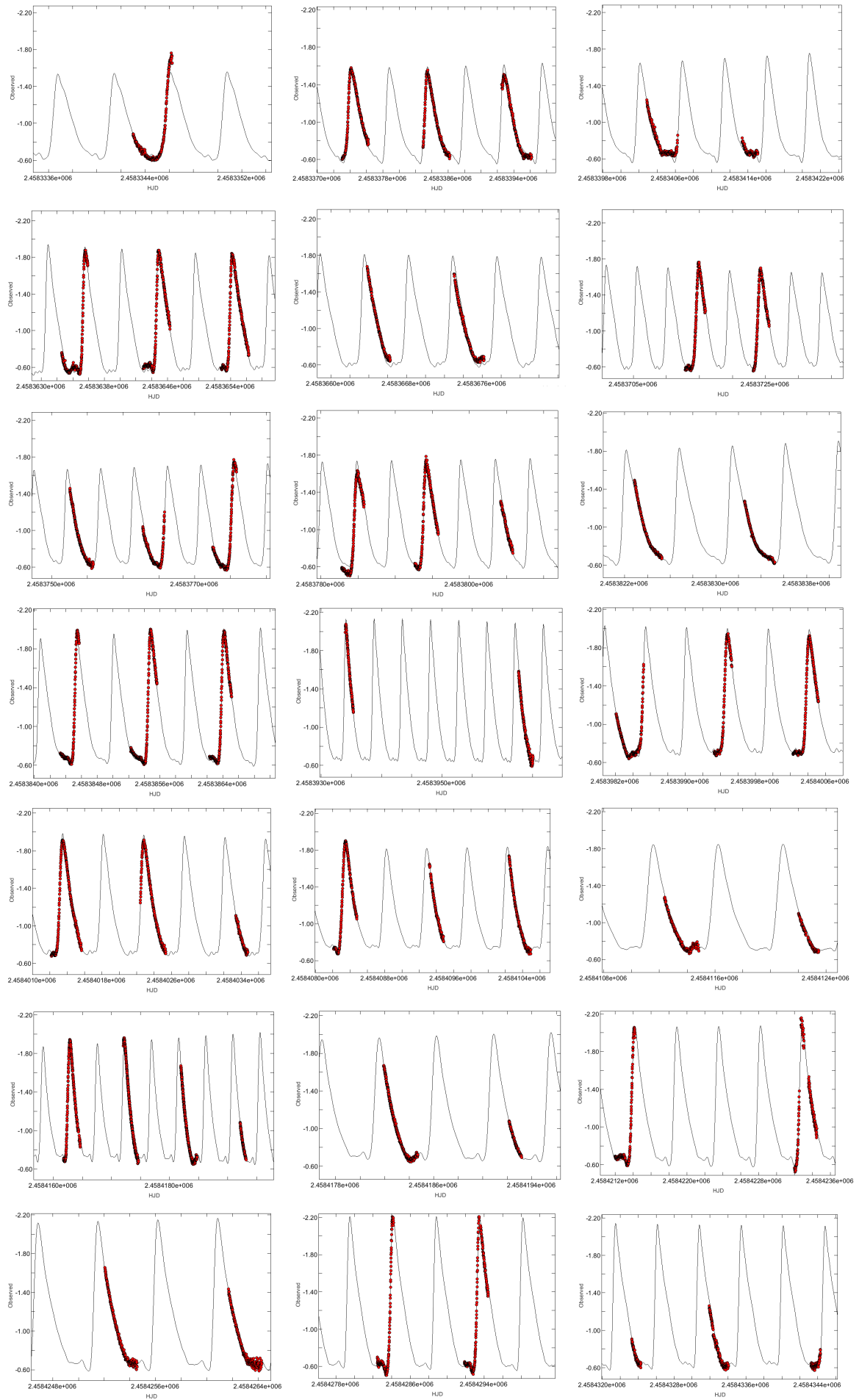


Σχήμα 5.2: *Residuals* σε *mag* ύστερα από την ανάλυση συχνοτήτων για τα δύο φίλτρα.

Στα διαγράμματα του Σχήματος 5.3 έχει γίνει η προσαρμογή του πολυωνύμου $f(t)$ από τη σχέση 5.1 πάνω στα παρατηρησιακά δεδομένα του αστέρα. Όπως βλέπουμε η προσαρμογή είναι αρκετά καλή στις περισσότερες νύχτες παρατήρησης, επιβεβαιώνοντας ότι οι συχνότητες που βρήκαμε πράγματι χαρακτηρίζουν τον τρόπο ταλάντωσής του.

Πίνακας 5.2: Αποτελέσματα ανάλυσης *Fourier* για τον αστέρα *XZ Cygni*. Στον πίνακα απεικονίζονται τα πλάτη και οι φάσεις των τριπλετών συχνοτήτων για τον αστέρα *XZ Cygni* στα δύο φίλτρα. Κορυφές με λόγο *S/N* κάτω από το όριο σημαντικότητας αναγράφονται με πλάγια γραμματοσειρά. Τα σφάλματα βασίζονται σε προσομοιώσεις *Monte Carlo*.

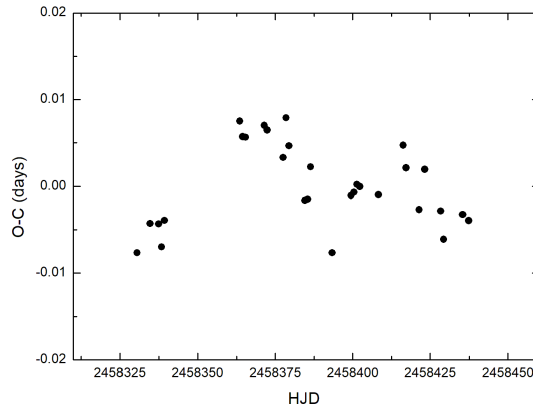
f (c/d)	A_B (mag)	ϕ_B (c)	A_V (mag)	ϕ_V (c)	ID
	± 0.0006		± 0.0006		
2.142868 ± 0.000006	0.51831	0.94	0.41123	0.97	f_0
4.285735	0.21866	0.23	0.17797	0.30	$2f_0$
6.428603	0.13961	0.57	0.11666	0.67	$3f_0$
8.571471	0.08088	0.91	0.06789	0.06	$4f_0$
10.714338	0.04727	0.25	0.03934	0.43	$5f_0$
12.857206	0.02886	0.60	0.02529	0.81	$6f_0$
15.000074	0.01711	0.93	0.01457	0.18	$7f_0$
17.142941	0.00990	0.24	0.00837	0.52	$8f_0$
19.285809	0.00744	0.54	0.00636	0.86	$9f_0$
21.428676	0.00611	0.91	0.00393	0.28	$10f_0$
2.159968 ± 0.000066	<i>0.01020</i>	<i>0.53</i>	<i>0.00932</i>	<i>0.56</i>	$f_0 + f_{B1}$
4.302835	0.01912	0.06	0.01703	0.99	$2f_0 + f_{B1}$
6.445703	0.01668	0.46	0.01353	0.43	$3f_0 + f_{B1}$
8.588571	0.01145	0.71	0.00910	0.67	$4f_0 + f_{B1}$
10.731438	<i>0.00660</i>	<i>0.03</i>	0.00600	0.06	$5f_0 + f_{B1}$
12.874306	0.00726	0.28	<i>0.00413</i>	<i>0.34</i>	$6f_0 + f_{B1}$
15.017174	0.00663	0.63	0.00418	0.74	$7f_0 + f_{B1}$
2.125768	0.04323	0.91	0.04172	0.12	$f_0 - f_{B1}$
4.268635	0.02206	0.03	0.01818	0.29	$2f_0 - f_{B1}$
6.411503	0.02058	0.39	0.01708	0.69	$3f_0 - f_{B1}$
8.554371	0.01158	0.77	0.01043	0.12	$4f_0 - f_{B1}$
10.697238	0.00931	0.14	0.00774	0.48	$5f_0 - f_{B1}$
12.840106	<i>0.00460</i>	<i>0.47</i>	0.00593	0.87	$6f_0 - f_{B1}$
14.982974	<i>0.00220</i>	<i>0.80</i>	<i>0.00235</i>	<i>0.26</i>	$7f_0 - f_{B1}$
0.017100	<i>0.00454</i>	<i>0.33</i>	<i>0.00656</i>	<i>0.58</i>	f_{B1}
2.169068 ± 0.000072	0.03965	0.06	0.03217	0.44	$f_0 + f_{B2}$
4.311935	0.02679	0.35	0.02361	0.79	$2f_0 + f_{B2}$
6.454803	0.02301	0.68	0.01780	0.15	$3f_0 + f_{B2}$
8.597671	0.01431	0.02	0.01178	0.54	$4f_0 + f_{B2}$
10.740538	0.01005	0.39	0.00811	0.92	$5f_0 + f_{B2}$
12.883406	0.00628	0.68	0.00612	0.31	$6f_0 + f_{B2}$
15.026274	0.00592	0.01	0.00473	0.63	$7f_0 + f_{B2}$
17.169141	0.00496	0.38	0.00354	0.06	$8f_0 + f_{B2}$
19.312009	<i>0.00318</i>	<i>0.69</i>	<i>0.00248</i>	<i>0.44</i>	$9f_0 + f_{B2}$
21.454877	0.00273	0.01	<i>0.00154</i>	<i>0.72</i>	$10f_0 + f_{B2}$
2.116668	0.04639	0.83	0.04152	0.52	$f_0 - f_{B2}$
4.259535	0.02348	0.01	0.02002	0.76	$2f_0 - f_{B2}$
6.402403	0.02356	0.38	0.02134	0.16	$3f_0 - f_{B2}$
8.545271	0.01747	0.73	0.01462	0.54	$4f_0 - f_{B2}$
10.688138	0.01622	0.09	0.01173	0.92	$5f_0 - f_{B2}$
12.831006	0.01031	0.50	0.01053	0.35	$6f_0 - f_{B2}$
14.973874	0.00530	0.85	0.00465	0.75	$7f_0 - f_{B2}$
17.116741	0.00551	0.08	0.00453	0.05	$8f_0 - f_{B2}$
19.259609	0.00446	0.47	0.00316	0.44	$9f_0 - f_{B2}$
21.402476	0.00366	0.77	<i>0.00271</i>	<i>0.83</i>	$10f_0 - f_{B2}$
0.026200	<i>0.01268</i>	<i>0.77</i>	<i>0.00956</i>	<i>0.13</i>	f_{B2}



Σχήμα 5.3: Προσαρμογή συνάρτησης $f(t)$ στα δεδομένα της παρατήρησης.

5.1.2 Διάγραμμα $O - C$

Ο πιο κλασικός τρόπος ανάλυσης των φωτομετρικών δεδομένων των αστέρων τύπου RR Lyrae ήταν για πολλά χρόνια η δημιουργία και μελέτη των διαγραμμάτων $O-C$, αν και σήμερα προτιμάται η ανάλυση Fourier. Σε μερικές περιπτώσεις ακραίων συμπεριφορών των αστέρων, τα διαγράμματα αυτά μπορούν να λειτουργήσουν ως βοηθητικό εργαλείο για την ανάλυση Fourier. Κατασκευάζουμε το διάγραμμα $O-C$ (Observed-Calculated) όπως προκύπτει από τις παρατηρήσεις μας, δηλαδή τοποθετούμε τους παρατηρούμενους χρόνους μεγίστου μείον τους υπολογισμένους από την αστρονομική εφημερίδα συναρτήσει του χρόνου. Όπως φαίνεται από το Σχήμα 5.4 που προκύπτει, παρουσιάζονται δύο μέγιστα. Αυτό οφείλεται στο φαινόμενο Blazhko το οποίο σταδιακά μετατοπίζει το σημείο μεγίστου φωτός τόσο σε πλάτος όσο και σε φάση. Επιπλέον, τα μέγιστα εμφανίζονται ανισούψη διότι ο αστέρας διέπεται από δύο περιόδους Blazhko.



Σχήμα 5.4: Διάγραμμα $O - C$ από τις παρατηρήσεις του 2018.

Δοκιμάζουμε να πραγματοποιήσουμε ανάλυση Fourier στα δεδομένα του διαγράμματος $O-C$ με το Period04. Το πρόγραμμα βρίσκει δύο περιόδους $61.1 \pm 2.6 d$ και $38.9 \pm 1.8 d$. Προφανώς, τα σημεία μας είναι πολύ λίγα για να εμπιστευτούμε αυτές τις τιμές αλλά αναγνωρίζουμε ότι οι τιμές αυτές προσεγγίζουν τα αποτελέσματα των προηγούμενων κεφαλαίων.

5.1.3 Τελικά διαγράμματα και αστρονομικές εφημερίδες

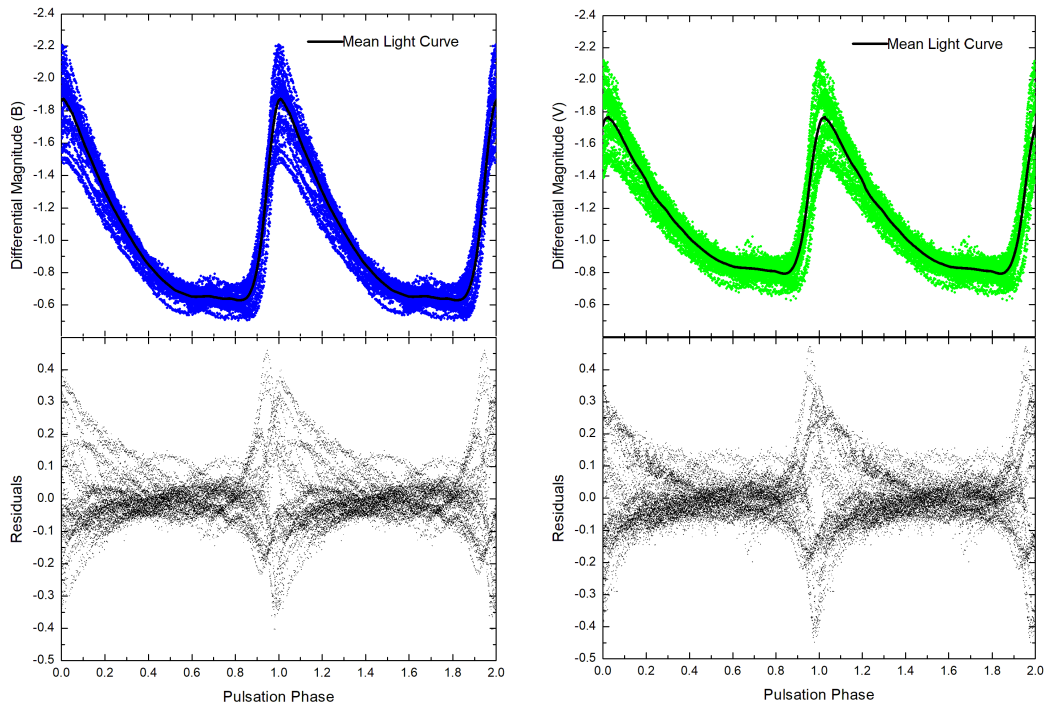
Μέσα από την ανάλυση Fourier έχουμε υπολογίσει την κύρια περίοδο ανάπαλσης του αστέρα με ακρίβεια έξι δεκαδικών ψηφίων, μεγαλύτερη δηλαδή σε σχέση με την ακρίβεια που έδωσαν οι χρόνοι μεγίστου του αστέρα (βλ. Κεφάλαιο 4.2.2). Χρησιμοποιώντας τα αποτελέσματα από το Period04 καταλήγουμε στις εξής αστρονομικές εφημερίδες που περιγράφουν τον αστέρα XZ Cygni:

$$HJD(T_{max}) = 2458437.2765(4) + 0.466664(1) \times E_{puls} \quad (5.2)$$

$$HJD(T_{max}) = 2458421.4120(3) + 58.5(2) \times E_{B1} \quad (5.3)$$

$$HJD(T_{max}) = 2458429.3415(3) + 38.2(1) \times E_{B2} \quad (5.4)$$

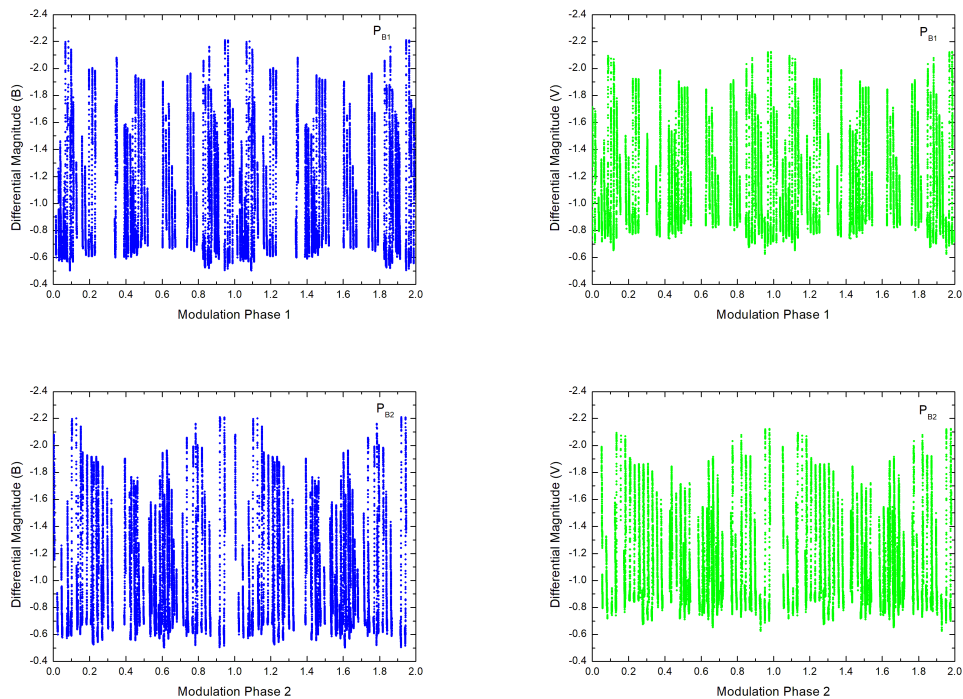
Το Σχήμα 5.5 δείχνει την καμπύλη φωτός του αστέρα στα δύο φίλτρα και τα residuals ύστερα από την αφαίρεση της μέσης καμπύλης. Δεν φαίνεται να εμφανίζεται κάποιο διάστημα στο οποίο η λαμπρότητα να παραμένει σταθερή, γνωστό ως static phase interval, όπως συμβαίνει με άλλους αστέρες Blazhko, όπως ο πρότυπος αστέρας RR Lyrae.



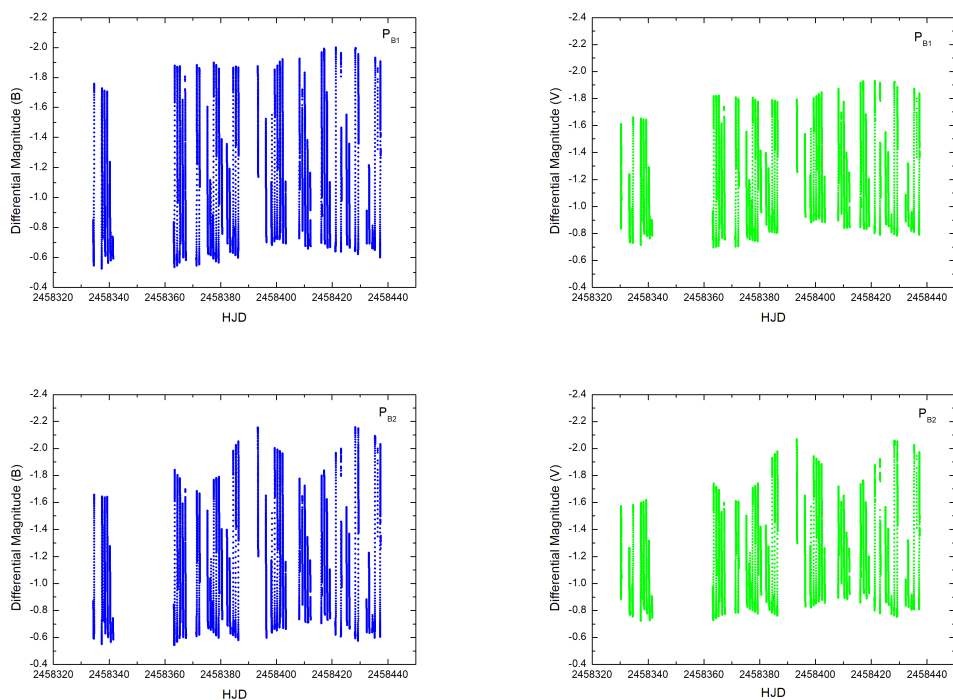
Σχήμα 5.5: Πάνω: Καμπύλη φωτός αστέρα *XZ Cygni* όπως προκύπτει από την κύρια περίοδο ανάπαλσης $0.466664 d$. Η μέση καμπύλη εμφανίζεται με μαύρη γραμμή. Κάτω: *Residuals* ύστερα από την αφαίρεση της μέσης καμπύλης από τα δεδομένα.

Στο Σχήμα 5.6 παρουσιάζουμε τις καμπύλες φωτός που προκύπτουν από τις δύο περιόδους Blazhko του αστέρα. Τα δεδομένα μας καλύπτουν μόλις 1.5 κύκλο Blazhko των 58.5 ημερών και 2.5 κύκλους Blazhko των 38.2 ημερών. Αναγνωρίζουμε ότι τα πλάτη των αλλαγών στα ελάχιστα είναι μικρότερα σε σχέση με τα μέγιστα.

Για να έχουμε ακόμα καλύτερη εικόνα για το ρόλο των δύο διαφορετικών συχνοτήτων Blazhko επιλέγουμε να κατασκευάσουμε τα διαγράμματα του μεγέθους συναρτήσει του χρόνου απαλείφοντας τη μία συχνότητα Blazhko. Αυτό είναι εφικτό πραγματοποιώντας ανάλυση Fourier στα δεδομένα και κάνοντας prewhitening μόνο την f_0 , τις αρμονικές της και της τριπλέτες της μίας συχνότητας Blazhko κάθε φορά. Όπως φαίνεται στα διαγράμματα του Σχήματος 5.7 το αποτέλεσμα είναι τα μέγιστα και τα ελάχιστα κάθε φορά να σχηματίζουν ένα ημιτονοειδές σχήμα το οποίο εμφανίζεται με θετική κλίση. Επιπλέον, το πλάτος των διαγραμμάτων εμφανίζεται μεγαλύτερο στη μεγαλύτερη συχνότητα Blazhko.



Σχήμα 5.6: Καμπύλες φωτός αστέρα *XZ Cygni* όπως προκύπτουν από τις δύο περιόδους *Blazhko* για τα δύο φίλτρα παρατήρησης.



Σχήμα 5.7: Δεδομένα παρατήρησης ύστερα από την αφαίρεση μίας συχνότητας *Blazhko*. Έχει γίνει *prewhitening* της κύριας συχνότητας ανάπαλσης, των αρμονικών της και των τριπλετών της f_{B1} (πάνω) ή της f_{B2} (κάτω).

5.1.4 Ιδιότητες της διαμόρφωσης *Blazhko*

Στον Πίνακα 5.2 παρατηρούμε ότι κατά κύριο λόγο οι αριστερές πλευρικές κορυφές παρουσιάζουν μεγαλύτερο πλάτος σε σχέση με τις δεξιές. Για να έχουμε μία ποσοτική περιγραφή αυτών των συνιστωσών, υπολογίζουμε το λόγο των πλατών των πλευρικών κορυφών R_k και τη διαφορά των φάσεων τους $\Delta\phi_k$ για τις δύο συχνότητες *Blazhko* στα δύο φίλτρα, οι οποίοι ορίζονται ως:

$$R_k = \frac{A_{kf_0+f_B}}{A_{kf_0-f_B}} \quad (5.5)$$

$$\Delta\phi_k = \phi_{kf_0+f_B} - \phi_{kf_0-f_B} \quad (5.6)$$

καθώς επίσης και τον παράγοντα ασυμμετρίας Q των κορυφών:

$$Q = \frac{A_+ - A_-}{A_+ + A_-} \quad (5.7)$$

Ακόμη υπολογίζουμε τη διαφορά

$$\Delta A^2 = A_+^2 - A_-^2 \quad (5.8)$$

η οποία σύμφωνα με τους Szeidl και Jursek, είναι μία ποσότητα με μεγαλύτερη σημασία αφού αποτελεί μέτρο της ασυμμετρίας της τριπλέτας συχνοτήτων και παράλληλα συνδέεται τόσο με τη μεταβολή του πλάτους όσο και της φάσης (Szeidl et al., 2009) [73].

Πίνακας 5.3: Λόγος πλατών, διαφορά φάσεων και παράγοντας ασυμμετρίας των πλευρικών κορυφών με το σφάλμα τους για τις δύο περιόδους *Blazhko* στο φίλτρο B .

	k	R_k	σR_k	$\Delta\phi_k$	$\sigma\Delta\phi_k$	Q	σQ	ΔA^2	$\sigma(\Delta A^2)$
B_1	1	0.236	0.014	-0.383	0.006	-0.618	0.019	-0.001765	0.000053
	2	0.867	0.036	0.036	0.005	-0.071	0.021	-0.000121	0.000035
	3	0.811	0.038	0.079	0.006	-0.104	0.023	-0.000145	0.000032
	4	0.989	0.073	-0.065	0.009	-0.006	0.037	-0.000003	0.000020
	5	0.709	0.079	-0.114	0.014	-0.170	0.054	-0.000043	0.000014
	6	1.580	0.244	-0.190	0.018	0.225	0.073	0.000032	0.000010
	7	3.011	0.864	-0.167	0.026	0.501	0.107	0.000039	0.000008
B_2	1	0.855	0.017	-0.772	0.003	-0.078	0.010	-0.000580	0.000073
	2	1.141	0.039	0.344	0.004	0.066	0.017	0.000166	0.000043
	3	0.977	0.036	0.303	0.005	-0.012	0.018	-0.000025	0.000040
	4	0.819	0.044	-0.707	0.007	-0.099	0.027	-0.000100	0.000027
	5	0.620	0.044	0.302	0.010	-0.235	0.033	-0.000162	0.000023
	6	0.609	0.068	0.173	0.013	-0.243	0.053	-0.000067	0.000014
	7	1.117	0.170	-0.839	0.020	0.055	0.076	0.000007	0.000010
	8	0.899	0.146	0.301	0.025	-0.053	0.081	-0.000006	0.000009
	9	0.713	0.165	0.224	0.045	-0.167	0.112	-0.000010	0.000007
	10	0.744	0.204	-0.766	0.045	-0.147	0.134	-0.000006	0.000005

Από τα αποτελέσματα των Πινάκων 5.3 και 5.4 φαίνεται ότι πράγματι οι αριστερές πλευρικές κορυφές είναι ισχυρότερες, γεγονός που κατατάσσει τον αστέρα XZ Cygni, στο 26% των αστέρων *Blazhko* οι οποίοι εμφανίζουν μεγαλύτερο πλάτος στην μικρότερη πλευρική συχνότητα (Alcock et al., 2003) [14]. Μάλιστα εάν υπολογίσουμε το μέσο όρο των παραγόντων ασυμμετρίας, βρίσκουμε -0.08 για την μικρότερη συχνότητα *Blazhko* και -0.106 για τη μεγαλύτερη. Αυτό σημαίνει ότι οι

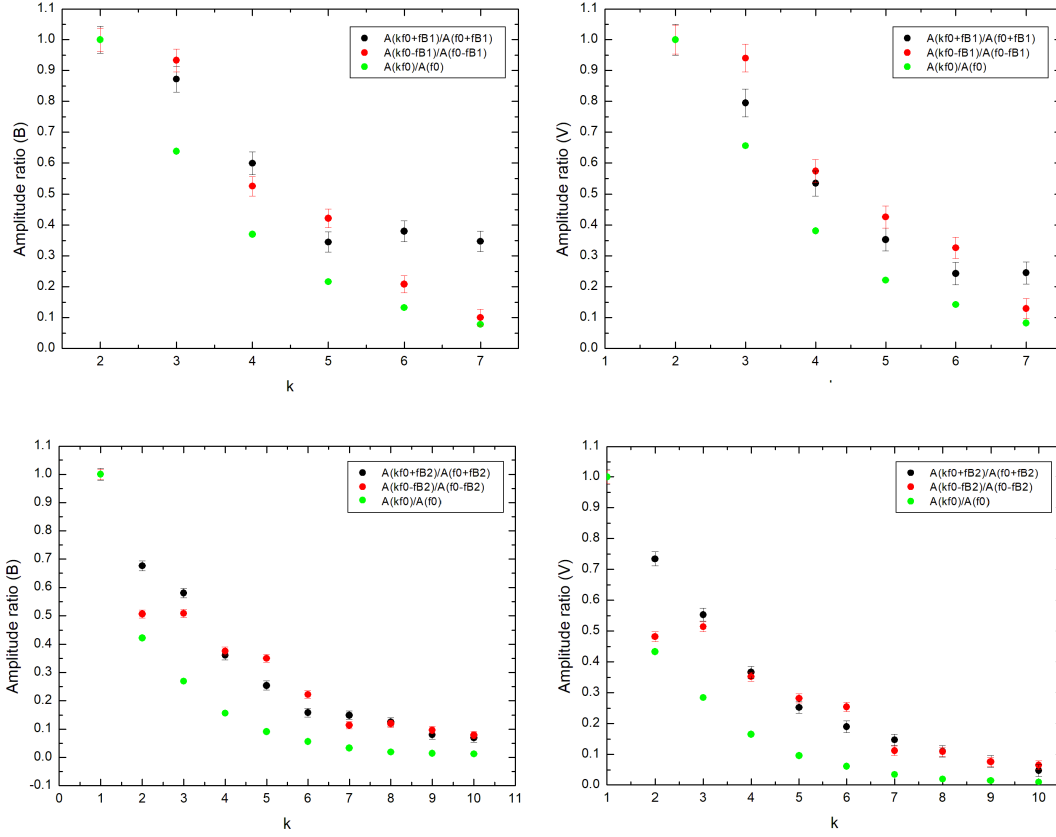
Πίνακας 5.4: Λόγος πλατών, διαφορά φάσεων και παράγοντας ασυμμετρίας των πλευρικών κορυφών με το σφάλμα τους για τις δύο περιόδους *Blazhko* στο φίλτρο *V*.

	k	R_k	σR_k	$\Delta\phi_k$	$\sigma\Delta\phi_k$	Q	σQ	ΔA^2	$\sigma(\Delta A^2)$
B_1	1	0.223	0.015	0.436	0.006	-0.635	0.020	-0.001654	0.000051
	2	0.937	0.045	0.701	0.005	-0.033	0.024	-0.000041	0.000030
	3	0.792	0.045	-0.253	0.007	-0.116	0.028	-0.000109	0.000026
	4	0.872	0.076	0.552	0.009	-0.068	0.044	-0.000026	0.000017
	5	0.776	0.098	-0.423	0.013	-0.126	0.062	-0.000024	0.000012
	6	0.697	0.123	-0.522	0.018	-0.178	0.086	-0.000018	0.000009
	7	1.780	0.522	0.485	0.029	0.280	0.135	0.000012	0.000006
B_2	1	0.775	0.018	-0.085	0.003	-0.127	0.012	-0.000689	0.000063
	2	1.179	0.046	0.030	0.004	0.082	0.020	0.000157	0.000037
	3	0.834	0.037	-0.005	0.005	-0.090	0.022	-0.000138	0.000033
	4	0.806	0.053	-0.004	0.007	-0.108	0.032	-0.000075	0.000023
	5	0.692	0.062	-0.005	0.010	-0.182	0.043	-0.000072	0.000017
	6	0.581	0.066	-0.037	0.016	-0.265	0.053	-0.000073	0.000015
	7	1.018	0.184	-0.124	0.023	0.009	0.090	0.000001	0.000008
	8	0.781	0.168	0.012	0.033	-0.123	0.106	-0.000008	0.000007
	9	0.786	0.241	-0.005	0.073	-0.120	0.151	-0.000004	0.000005
	10	0.570	0.255	-0.116	0.069	-0.274	0.207	-0.000005	0.000004

αριστερές πλευρικές κορυφές είναι λίγο μεγαλύτερες από τις δεξιές, αφού για $Q = 0$ έχουμε τέλεια συμμετρία ενώ για $Q = \pm 1$ πλήρη ασυμμετρία. Στο σημείο αυτό σημειώνουμε ότι η σταθερότητα αυτών των αποτελεσμάτων εξαρτάται από το κατά πόσο τα δεδομένα καλύπτουν ολόκληρες τις φάσεις των κύκλων *Blazhko*, αφού το 2005, ο *Jurscik* και οι συνεργάτες του έδειξαν ότι το πλάτος των κορυφών εξαρτάται από την φασική κάλυψη (*Jurscik et al., 2005*) [70].

Κατασκευάζοντας ένα διάγραμμα όπου απεικονίζεται ο λόγος του πλάτους των αρμονικών συχνοτήτων της κύριας συχνότητας προς το πλάτος της κύριας συχνότητας $\frac{A_k f_0}{A_{f_0}}$ και οι αντίστοιχοι λόγοι για τις συχνότητες *Blazhko* $\frac{A_k f_0 - f_{B_i}}{A_{f_0 - f_{B_i}}}$, $\frac{A_k f_0 + f_{B_i}}{A_{f_0 + f_{B_i}}}$, διαπιστώνουμε ότι τα πλάτη των αρμονικών της κύριας συχνότητας ελαττώνονται γρηγορότερα (Σχήμα 5.8). Στην ίδια δημοσίευση, το 2005, ο *Jurscik* και οι συνεργάτες του είχαν επίσης αναφέρει ότι η μείωση του λόγου $\frac{A_k f_0}{A_{f_0}}$ είναι εκθετική ενώ οι άλλοι δύο λόγοι εμφανίζουν πιο γραμμική μείωση (*Jurscik et al., 2005*) [70]. Από τα διαγράμματά μας, δε φαίνεται να υπάρχει γραμμική σχέση όπως επιβεβαιώνει και η *K. Kolenberg* σε νεότερη δημοσίευσή της, το 2011 (*Kolenberg et al., 2011*) [72].

Τα αποτελέσματα αυτής της παραγράφου είναι σημαντικά για να θέσουν περιορισμούς στα θεωρητικά μοντέλα ερμηνείας του φαινομένου *Blazhko*.



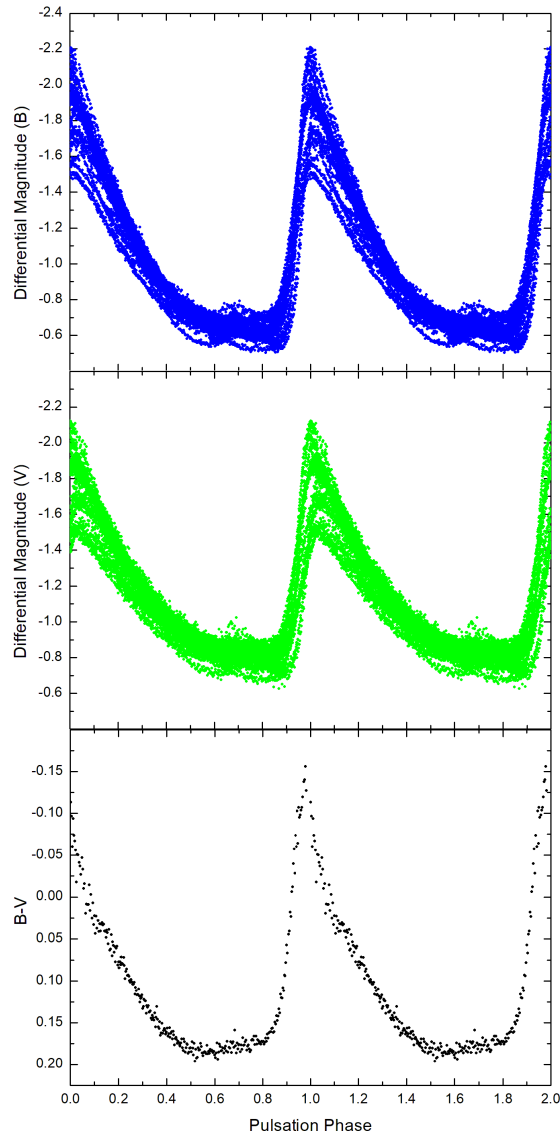
Σχήμα 5.8: Λόγοι πλατών $A(kf_0)/A(f_0)$, $A(kf_0 + f_B)/A(f_0 + f_B)$, $A(kf_0 - f_B)/A(f_0 - f_B)$ για τις συχνότητες στο B (αριστερά) και V (δεξιά) φίλτρο. Πάνω απεικονίζονται τα αποτελέσματα για τη μικρότερη συχνότητα *Blazhko* ενώ κάτω για τη μεγαλύτερη. Τα σφάλματα για τις αρμονικές της κύριας συχνότητας είναι μικρότερα από το σύμβολο που χρησιμοποιήθηκε. Για τη μικρότερη συχνότητα οι λόγοι υπολογίστηκαν βάση του $k = 2$, διότι η συχνότητα $f_0 + f_{B1}$ έχει $S/N < 3.5$.

5.1.5 Σύγκριση φαινομένου *Blazhko* στα δύο φίλτρα και δείκτης χρώματος

Ακόμη, μία σημαντική πληροφορία δημοσιευμένη σε εργασία είναι το γεγονός ότι η διαμόρφωση του φαινομένου *Blazhko* στο φίλτρο B είναι ισχυρότερη σε σχέση με το V (Juršič et al., 2005) [71]. Για να μπορέσουν να μετρήσουν το μέγεθος της διαμόρφωσης, υπολόγισαν το άθροισμα των πλατών Fourier των τεσσάρων πρώτων συχνοτήτων *Blazhko* ($A_{f_0+f_B}$, $A_{f_0-f_B}$, $A_{2f_0+f_B}$, $A_{2f_0-f_B}$) και στη συνέχεια υπολόγισαν το λόγο $A_{mod}(B)/A_{mod}(V)$. Τα αποτελέσματά τους έδειξαν ότι ο λόγος κυμαίνεται μεταξύ των τιμών 1.23 - 1.39.

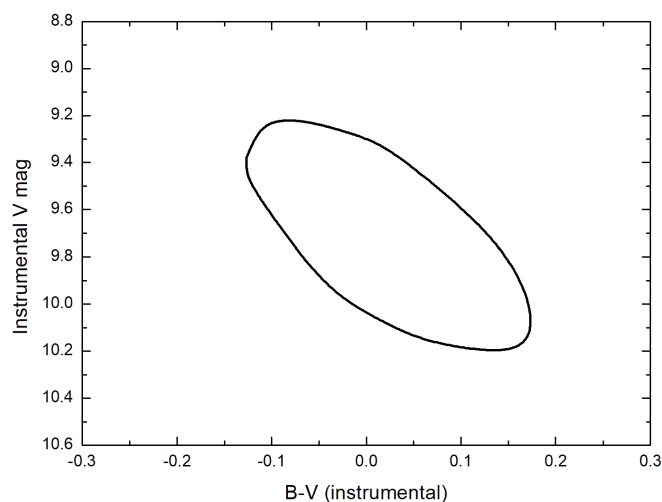
Επαναλαμβάνοντας τη διαδικασία για τις δικές μας μετρήσεις, βρίσκουμε για την πρώτη συχνότητα *Blazhko* την τιμή $\frac{A_{mod}(B)}{A_{mod}(V)} = 1.24$ και για τη δεύτερη συχνότητα $\frac{A_{mod}(B)}{A_{mod}(V)} = 1.26$, δύο τιμές που ικανοποιούν τα παραπάνω όρια με μέση τιμή 1.25. Πράγματι, λοιπόν η διαμόρφωση του φαινομένου είναι ισχυρότερη στο B φίλτρο.

Στο Σχήμα 5.9 παρατηρούμε ότι το πλάτος ανάπαλσης στο φίλτρο B είναι λίγο μεγαλύτερο από το πλάτος στο φίλτρο V. Ακόμα, έχουμε υπολογίσει τη διαφορά B-V, δηλαδή το δείκτη χρώματος. Για αυτόν τον υπολογισμό, κατασκευάσαμε ένα μικρό κώδικα, ο οποίος υπολογίζει το μέσο όρο 100 σημείων, ορίζοντας τα λεγόμενα *normal points* της καμπύλης σε κάθε φίλτρο και στη συνέχεια υπολογίσαμε τη διαφορά τους.



Σχήμα 5.9: Καμπύλες φωτός αστέρα και δείκτης χρώματος.

Όπως ήταν αναμενόμενο η καμπύλη του δείκτη χρώματος ακολουθεί την καμπύλη των διαφορικών μεγεθών. Για τιμές $B - V > 0$, το χρώμα του αστέρα πλησιάζει προς το κόκκινο που σημαίνει ότι βρίσκεται στη φάση της διαστολής και ψύχεται. Για τιμές $B - V < 0$, το χρώμα πλησιάζει προς το μπλε δίνοντας την ένδειξη ότι ο αστέρας συστέλλεται και θερμαίνεται. Λόγω αυτής της μεταβολής που παρατηρείται στο δείκτη χρώματος, εάν κανείς τοποθετήσει τον αστέρα στο διάγραμμα H-R, θα παρατηρήσει ότι η θέση μεταβάλλεται διαγράφοντας ένα ελλειψοειδές σχήμα. Τονίζουμε ότι στο Σχήμα 5.10, έχουμε τοποθετήσει το μέγεθος του οργάνου του αστέρα (instrumental magnitude) και όχι το απόλυτο, αφού δεν είχαμε παρατηρήσει πρότυπους αστέρες για την μετατροπή στο πρότυπο σύστημα. Έτσι, καθώς το μέγεθος στο V φίλτρο ελαττώνεται ο δείκτης B-V αυξάνεται και αντίστροφα αύξηση του μεγέθους V οδηγεί σε μείωση του δείκτη B-V, με αποτέλεσμα την αλλαγή της θέσης του αστέρα πάνω στο διάγραμμα H-R.



Σχήμα 5.10: Πορεία αστέρα *XZ Cygni* στο διάγραμμα *H-R*. Θα πρέπει να σημειωθεί ότι τα μεγέθη δεν είναι απόλυτα, επομένως δίνουμε έμφαση στην ποιοτική απεικόνιση και όχι στην ποσοτική. Καθώς ο αστέρας πάλλεται, το χρώμα του αλλάζει και διαγράφει ένα ελλειψοειδές σχήμα στο διάγραμμα *H-R*.

5.1.6 Ιδιότητες κύριας ανάπαυσης

Οι μεταβολές της καμπύλης φωτός ενός αστέρα κατά τη διάρκεια του κύκλου *Blazhko* μπορούν να δώσουν σημαντικές πληροφορίες για την εξέλιξη και τον μηχανισμό του κύκλου, αποκλείοντας ίσως ορισμένα θεωρητικά μοντέλα. Για το σκοπό αυτό, χωρίσαμε τα δεδομένα μας σε 10 υποσύνολα της μικρότερης συχνότητας *Blazhko*, ομοιόμορφα κατανεμημένα σε όλο τον κύκλο *Blazhko* για φάσεις $\psi=0-0.1$, $\psi=0.1-0.2$ κλπ, όπου η φάση $\psi=0$ ορίστηκε στη φάση μεγίστου πλάτους *Blazhko*. Ο αριθμός των δεδομένων σε κάθε υποσύνολο αναγράφεται στον Πίνακα 5.5, όπου ο ελάχιστος αριθμός σημείων είναι 383 και ο μέγιστος 2301.

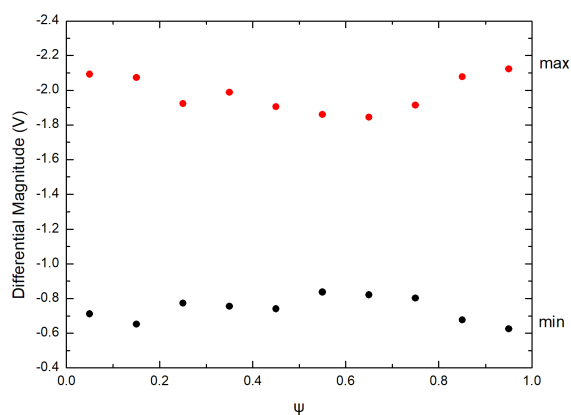
Πίνακας 5.5: Αριθμός δεδομένων σε κάθε υποσύνολο της φάσης *Blazhko* ψ για την συχνότητα f_{B1} στα δύο φίλτρα.

ψ	N_B	N_V
0.0-0.1	2130	1787
0.1-0.2	1167	1479
0.2-0.3	557	1015
0.3-0.4	789	1936
0.4-0.5	2245	2301
0.5-0.6	383	702
0.6-0.7	969	980
0.7-0.8	1173	1017
0.8-0.9	1860	1451
0.9-1.0	1531	1934

Σε κάθε υποσύνολο κατασκευάζουμε την καμπύλη φωτός και την συγκρίνουμε με τη μέση καμπύλη φωτός από όλα τα δεδομένα. Υπογραμμίζουμε ότι οι συγκεκριμένες καμπύλες είναι αντι-

προσωπευτικές για το συγκεκριμένο δείγμα παρατηρήσεων. Το φαινόμενο Blazhko είναι ανώμαλο και δεν επαναλαμβάνεται ακριβώς από κύκλο σε κύκλο, με αποτέλεσμα η εικόνα των Σχημάτων 5.12-5.13 να αλλάζει σε κάποια άλλη εποχή. Αυτός είναι και ένας από τους λόγους που έχει παραμείνει κάποια διασπορά στις καμπύλες φωτός, παρ' όλου που τα δεδομένα χωρίστηκαν σε δέκα διαφορετικές φάσεις. Από τα Σχήματα 5.12-5.13 βλέπουμε ότι τα δεδομένα είναι πιο ομοιόμορφα κατανεμημένα στο φίλτρο V, παρουσιάζοντας ένα μικρό κενό στο ελάχιστο των φάσεων $\psi=0.5-0.6$ και $\psi=0.7-0.8$.

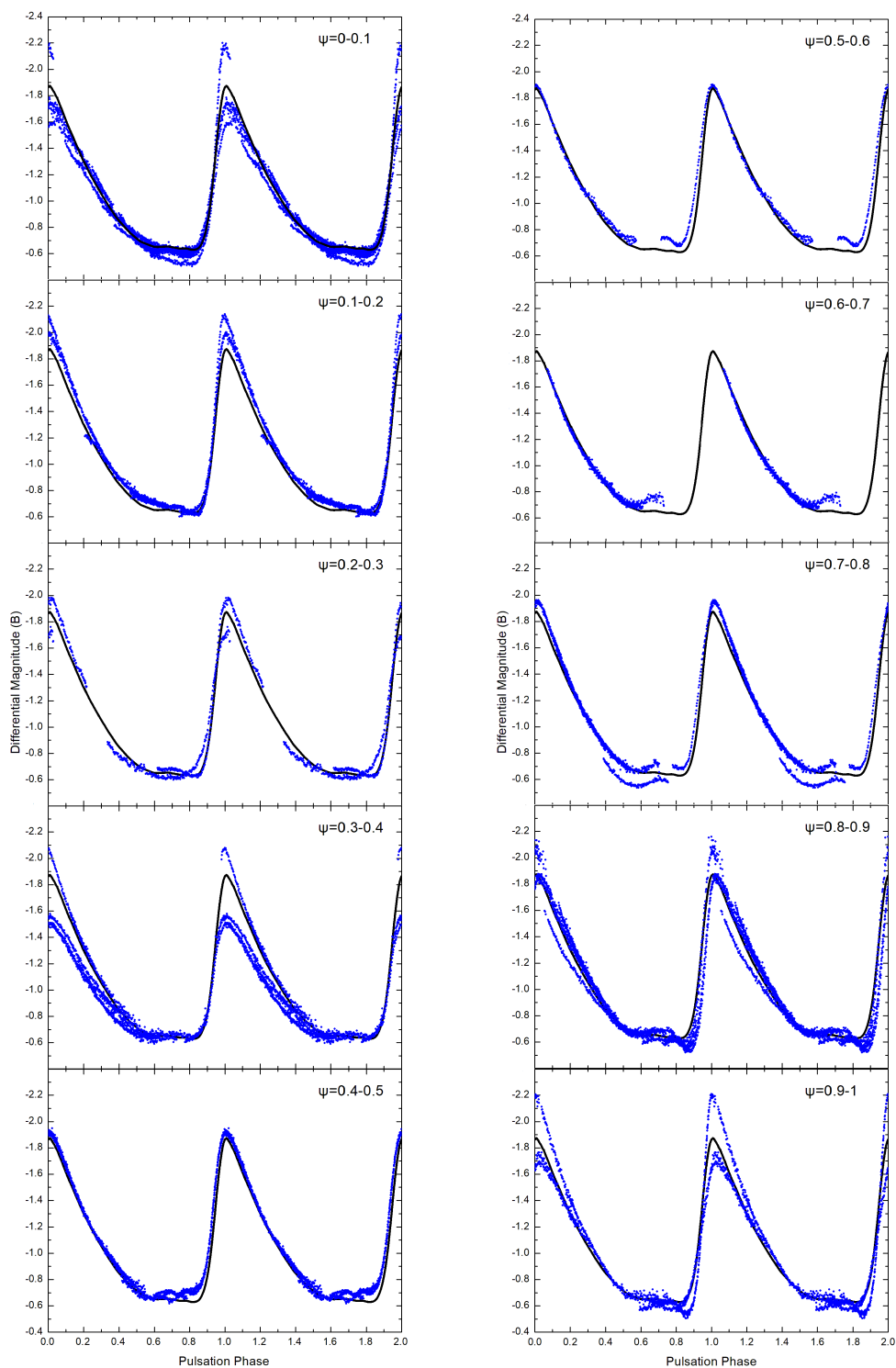
Ο ανοδικός και ο καθοδικός κλάδος της καμπύλης φωτός φαίνονται να κινούνται ελάχιστα δεξιά και αριστερά στα διαφορετικά διαστήματα. Επίσης, είναι ολοφάνερη η μεταβολή του πλάτους αφού το μέγιστο της καμπύλης αυξομειώνεται σε διαφορετικές φάσεις του κύκλου. Κατασκευάζοντας ένα διάγραμμα της μέγιστης και ελάχιστης λαμπρότητας στις διαφορετικές φάσεις του κύκλου Blazhko, παρατηρούμε τη μεταβολή του πλάτους τόσο στο μέγιστο όσο και στο ελάχιστο. Το Σχήμα 5.11 δείχνει μεταβολή του πλάτους κατά $0.212 mag$ στο ελάχιστο και $0.278 mag$ στο μέγιστο της λαμπρότητας.



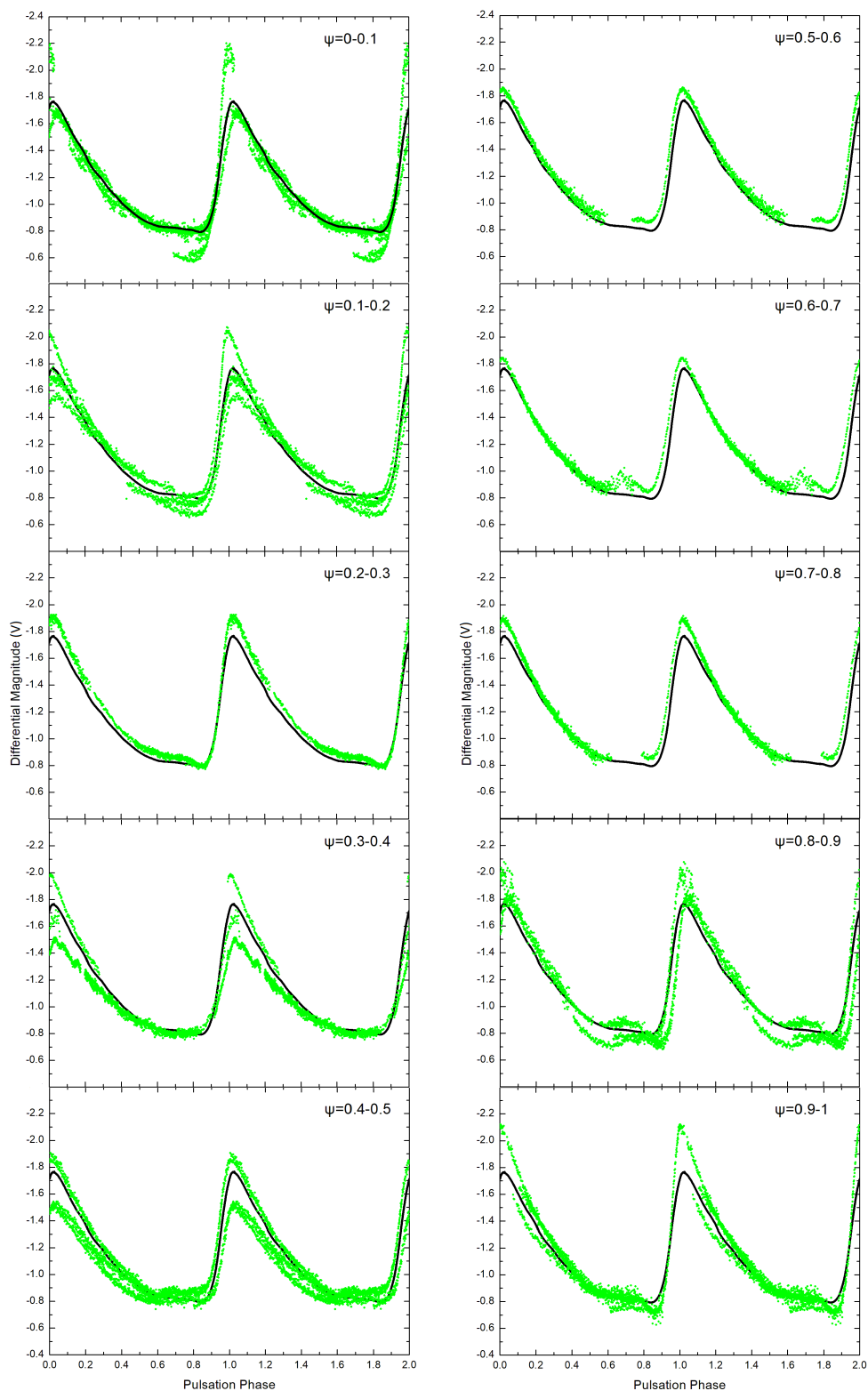
Σχήμα 5.11: Μέγιστη και ελάχιστη λαμπρότητα κατά τη διάρκεια του κύκλου *Blazhko*.

Στις καμπύλες φωτός των αστέρων τύπου RR Lyrae συχνά εμφανίζεται ένα “φούσκωμα” και ένα “ξεφούσκωμα”, γνωστά ως hump και hump αντίστοιχα. Και στην περίπτωση μας, παρατηρούμε το hump να συμβαίνει αμέσως μετά τον καθοδικό κλάδο και να ακολουθείται από το hump λίγο πριν τον ανοδικό κλάδο. Αυτά εμφανίζονται πιο έντονα σε ορισμένες φάσεις (π.χ. $\psi=0.6-0.7$ και $\psi=0.9-1$ αντίστοιχα) και πιστεύουμε ότι το πρώτο οφείλεται στο πρώιμο κρουστικό κύμα (early shock) που λαμβάνει χώρα στις ατμόσφαιρες αυτών των αστέρων ενώ το δεύτερο στο κύριο κρουστικό κύμα (main shock), εάν και δεν γνωρίζουμε ακόμα ακριβώς τη συσχέτιση των κρουστικών κυμάτων με τις μεταβολές της λαμπρότητας.

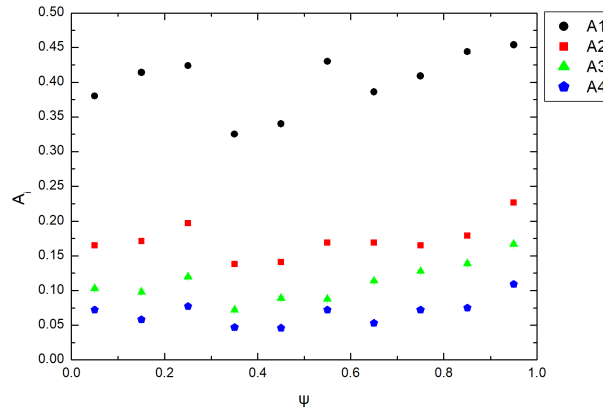
Πραγματοποιώντας ανάλυση Fourier στα δέκα διαφορετικά υποσύνολα, βρίσκουμε τις φάσεις και τα πλάτη για την κύρια συχνότητα και τις τρεις πρώτες αρμονικές της. Στο Σχήμα 5.14 παρουσιάζεται η μεταβολή του πλάτους της κύριας συχνότητας και των αρμονικών της ως συνάρτηση της φάσης ψ . Τα πλάτη όλων των αρμονικών φαίνεται να ακολουθούν την μεταβολή του πλάτους της κύριας συχνότητας. Γενικά το πλάτος A_1 εμφανίζεται μικρότερο στις φάσεις όπου το πλάτος της καμπύλης ανάπασης λαμβάνει τις μικρότερες τιμές του. Εδώ, φαίνεται ότι στις φάσεις 0.3-0.5 το πλάτος παίρνει την ελάχιστη τιμή του, αν και αυτό δεν είναι ευδιάκριτο στα Σχήματα 5.12-5.13 διότι ο αστέρας περιγράφεται από δύο διαφορετικές περιόδους Blazhko. Στο Σχήμα 5.15 φαίνεται η μεταβολή της φάσης ϕ_1 . Η διαφορά μεταξύ της μέγιστης και ελάχιστης τιμής της είναι ένα μέτρο της μεταβολής της φάσης και ισούται με $0.25 rad$ ή $0.04 cycles$. Συμπεραίνουμε ότι ο αστέρας XZ Cygni εμφανίζει ισχυρή μεταβολή στο πλάτος και μικρή μεταβολή στη φάση του.



Σχήμα 5.12: Καμπύλες φωτός αστέρα σε διαφορετικές φάσεις του πρώτου κύκλου *Blazhko* στο *B* φίλτρο. Στα διαγράμματα γίνεται εμφανής η αλλαγή του πλάτους και της φάσης σε σχέση με τη μέση καμπύλη φωτός (συνεχής καμπύλη).



Σχήμα 5.13: Καμπύλες φωτός αστέρα σε διαφορετικές φάσεις του πρώτου κύκλου *Blazhko* στο *V* φίλτρο. Στα διαγράμματα γίνεται εμφανής η αλλαγή του πλάτους και της φάσης σε σχέση με τη μέση καμπύλη φωτός (συνεχής καμπύλη).



Σχήμα 5.14: Μεταβολή πλατών A_i σε συνάρτηση με τη φάση ψ του κύκλου *Blazhko*.

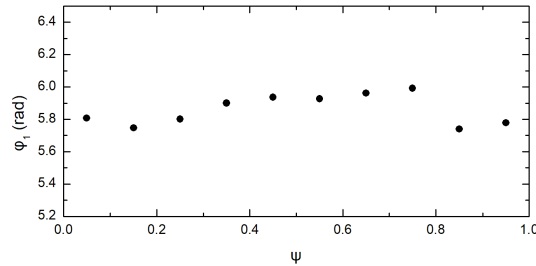
Για να ποσοτικοποιήσουμε την ασυμμετρία των καμπυλών ανάπαλσης ορίζουμε δύο νέες παραμέτρους σε αντιστοιχία με τις παραμέτρους R_k , $\Delta\phi_k$, Q με τις οποίες μελετήσαμε τις μεταβολές του φαινομένου *Blazhko*. Η πρώτη ποσότητα είναι ο λόγος πλατών R_{k1} ο οποίος ορίζεται ως:

$$R_{k1} = \frac{A_k}{A_1} \quad (5.9)$$

και οι ανεξάρτητες από την εποχή διαφορές φάσης ϕ_{k1} οι οποίες ορίζονται ως:

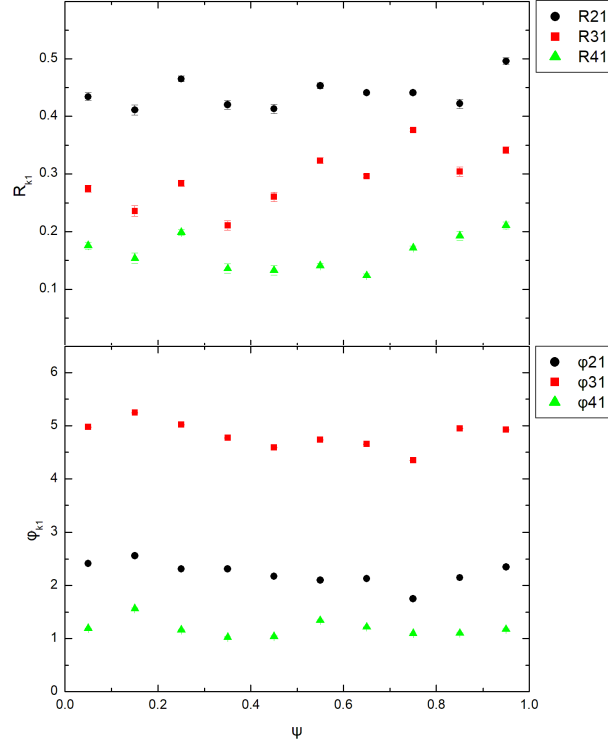
$$\phi_{k1} = \phi_k - k\phi_1 \quad (5.10)$$

Καμπύλες φωτός που πλησιάζουν τις ημιτονοειδείς οδηγούν σε μικρούς λόγους πλατών και μεγάλες φάσεις, ενώ το αντίστροφο οδηγεί σε ασύμμετρες καμπύλες. Στο επόμενο Σχήμα (5.16) παρουσιάζουμε τα αποτελέσματα αυτών των παραμέτρων για τις φάσεις ψ .



Σχήμα 5.15: Μεταβολή φάσης ϕ_1 σε συνάρτηση με τη φάση ψ του κύκλου *Blazhko*. Τα σφάλματα είναι μικρότερα από το σύμβολο που χρησιμοποιήθηκε.

Η παράμετρος R_{31} παρουσιάζει σχεδόν διπλάσια μεταβολή σε σχέση με τις R_{21} και R_{41} . Η μεταβολή των φάσεων ϕ_{k1} φαίνεται να γίνεται με όμοιο τρόπο. Πιο συγκεκριμένα, η παράμετρος ϕ_{41} μεταβάλλεται κατά 0.54 rad δηλαδή λιγότερο από τη μεταβολή των παραμέτρων ϕ_{21} και ϕ_{31} οι οποίες μεταβάλλονται κατά 0.81 rad και 0.90 rad αντίστοιχα. Τα παραπάνω είναι σημαντικά όχι μόνο γιατί περιγράφουν τις αλλαγές της καμπύλης φωτός κατά τη διάρκεια των κύκλων *Blazhko* αλλά επίσης αποτελούν ένα εργαλείο σύγκρισης των καμπυλών που προκύπτουν από τα υδροδυναμικά μοντέλα με τις πραγματικές καμπύλες. Η σύγκριση των παρατηρούμενων αλλαγών στις παραμέτρους Fourier με το αποτέλεσμα των μοντέλων για μία συγκεκριμένη περίοδο αποτελεί μία απαιτητική αντιμετώπιση μεταξύ θεωρητικών προβλέψεων και παρατηρήσεων.



Σχήμα 5.16: Μεταβολή λόγου πλατών R_{k1} και της φάσης ϕ_{k1} σε συνάρτηση με τη φάση ψ του κύκλου *Blazhko*.

5.1.7 Μεταλλικότητα

Στο τέλος αυτής της εργασίας, μπορούμε με τα παραπάνω αποτελέσματα που προέκυψαν από την ανάλυση Fourier, να υπολογίσουμε την μεταλλικότητα του αστέρα XZ Cygni. Το 1996 οι Jurcsik και Kovacs εξήγαγαν μία σχέση που συνδέει τη μεταλλικότητα των αστέρων RRab με την περίοδο ανάπαλσής τους και την παράμετρο ϕ_{31} υπολογισμένη στο V φίλτρο (Jurcsik et al., 1996) [74]. Η σχέση αυτή είναι γνωστή ως εξίσωση JK96 και αποτελεί βελτίωση μίας προηγούμενης προσπάθειας των Kovacs και Zsoldos (Kovacs et al., 1994) [76].

Σύμφωνα με την εξίσωση JK96, η μεταλλικότητα μπορεί να υπολογιστεί από τη σχέση

$$[Fe/H] = -5.038 - 5.394P + 1.345\phi_{31} \quad (5.11)$$

με σφάλμα

$$\sigma_{[Fe/H]}^2 = 1.809\sigma_{\phi_{31}}^2 + 2K_{12}P + 2K_{13}\phi_{31} + 2K_{23}P\phi_{31} + K_{11} + K_{22}P^2 + K_{33}\phi_{31}^2 \quad (5.12)$$

Οι συντελεστές K έχουν τις τιμές $K_{11} = 0.08910$, $K_{22} = 0.02529$, $K_{33} = 0.00374$, $K_{12} = 0.00116$, $K_{13} = -0.01753$, $K_{23} = -0.00289$, ενώ η περίοδος ανάπαλσης θα πρέπει να είναι σε μέρες και η φάση ϕ_{31} σε rad .

Το αποτέλεσμα που προκύπτει από τα δεδομένα μας είναι $[Fe/H] = -1.07 \pm 0.11$. Αυτό σημαίνει ότι η αφθονία σε σίδηρο του αστέρα XZ Cygni είναι περίπου το 1/10 από του Ήλιου. Η τιμή αυτή συμφωνεί απόλυτα με την τιμή -1.07 ± 0.15 που υπολόγισε ο Smolec το 2005 από τα δεδομένα του LaCluyzé και με την φασματοσκοπική τιμή -1.18 ± 0.05 που αναφέρεται στην ίδια δημοσίευση (Smolec, 2005) [75] και η οποία είχε υπολογιστεί από τον Layden το 1994 (Layden, 1994) [77] και βαθμονομήθηκε στη κλίμακα JK96.

5.2 Συμπεράσματα

Στόχος αυτής της διπλωματικής εργασίας ήταν η μελέτη του φαινομένου Blazhko στον παλλόμενο αστέρα XZ Cygni. Τα αποτελέσματα της μελέτης μας έδειξαν ότι ο αστέρας πάλλεται με περίοδο $0.466665 \pm 0.000001 d$, ενώ παράλληλα εμφανίζει διπλή διαμόρφωση Blazhko με περιόδους $58.8 \pm 0.2 d$ και $38.8 \pm 0.1 d$.

Συγκρίνοντας τα αποτελέσματα με προηγούμενες μελέτες, όπως αναφέρονται στο Κεφάλαιο 3.1, παρατηρούμε αύξηση της μεγαλύτερης περιόδου Blazhko από $57.5 d$ σε $58.8 d$ και μείωση της μικρότερης περιόδου Blazhko από $41.6 d$ σε $38.8 d$. Το ίδιο φαινόμενο είχε παρατηρηθεί και τη δεκαετία του '70 όταν οι Baldwin, Pop, Smith και Taylor σε ανεξαρτητες μελέτες παρατήρησαν αύξηση της μεγαλύτερης περιόδου Blazhko από $57.4 d$ έως και $58.7 d$ (Struve, 1948; Vasilyeva, 2001) [44]-[54]. Την ίδια περίοδο μάλιστα, η κύρια περίοδος ανάπαλσης είχε σημειώσει σημαντική μείωση ενώ η μικρότερη περίοδος Blazhko δεν ήταν εμφανής είτε γιατί ο μηχανισμός της είχε κατασταλεί είτε γιατί το πλάτος της είχε ελαττωθεί και δεν ήταν ανιχνεύσιμο. Σε σύγκριση με τις τελευταίες δημοσιευμένες μετρήσεις του LaCluyzé, η κύρια περίοδος ανάπαλσης δεν έχει εμφανίσει μείωση αλλά αναπάντεχη αύξηση. Στον Πίνακα 5.6 καταγράφονται συνοπτικά οι δημοσιευμένες μετρήσεις της κύριας περιόδου ανάπαλσης και της μεγαλύτερης περιόδου Blazhko από το 1905 έως το 2018. Φαίνεται ότι και οι δύο περίοδοι έχουν πιάσει τη μέγιστη τιμή τους και δεν ακολουθούν κάποια γραμμική σχέση μεταβολής.

Πίνακας 5.6: Μεταβολή περιόδων αστέρα XZ Cygni μεταξύ των ετών 1905-2018.

Observations	Reference	P_0 (d)	P_{B1} (d)	P_{B2} (d)
1905-1922	Blazhko	0.466589	57.4	
1948	Struve & Van Hoof	0.466584	57.3	
1948-1952	Muller	0.466584	57.41	41.7 / 44
1897-1954	Klepikova	0.466584	57.41	41.61
1905-1964	Smith	0.466579	57.401	
1972	Vasilyeva	0.466497	57.52	
1964-1973	Smith	0.466466(3)	58.7	
1965-1972	Baldwin	0.466471	58.316	
1965-1974	Taylor M	0.466474	58.318	
1972-1974	Pop	0.466473	58.15	
1975-1978	Taylor P	0.466438	58.39(8)	
1999-2002	LaCluyzé	0.466598(2)	57.5(2)	41.6(2)
2018	Present thesis	0.466665(1)	58.8(2)	38.8(1)

Εκτενείς μελέτες έχουν πραγματοποιηθεί και για άλλους αστέρες που φάνηκαν να εμφανίζουν μεταβολή στη περίοδο Blazhko τους. Παραδείγματα αυτών είναι οι XZ Dra, RR Lyr, RV UMa, RW Dra κ.α. Οι περισσότεροι από αυτούς εμφανίζουν μεταβολή τόσο στην περίοδο Blazhko όσο και στην περίοδο ανάπαλσής τους. Η μεταβολή αυτή πραγματοποιείται είτε με αύξηση/μείωση και των δύο περιόδων, όπως στην περίπτωση του XZ Dra, είτε με αύξηση της μίας και ταυτόχρονη μείωση της άλλης, όπως φάνηκε στους αστέρες RV UMa και RW Dra, είτε τελείως τυχαία, χωρίς να έχει παρατηρηθεί κάποιος συσχετισμός όπως στην περίπτωση του RR Lyr. Όπως είναι φανερό, οι μεταβολές αυτές δεν ακολουθούν κάποιο συγκεκριμένο μοτίβο και για αυτό είναι δύσκολη, αν και επιτακτική, η ερμηνεία τους. Είναι ενδιαφέρον να βρεθεί ποια αιτία προκάλεσε την αλλαγή των περιόδων και πως σχετίζεται η αλλαγή της περιόδου Blazhko με την αλλαγή της περιόδου της κύριας ανάπαλσης.

Στο σημείο αυτό, σημειώνουμε ότι δεν ανιχνεύσαμε κάποιο άλλο περιοδικό σήμα. Στη δημο-

σίευσή της, η Klepikona είχε αναφέρει την ύπαρξη μίας περιόδου περίπου 3460 d , η οποία δεν έχει ξαναβρεθεί. Ακόμη κι αν αυτή η περιοδικότητα υπάρχει, θα ήταν δύσκολο να εξαχθεί από τα δεδομένα μας που καλύπτουν μόλις 3.5 μήνες παρατήρησης. Τα residuals εμφανίζουν μία αυξημένη διασπορά στη φάση μεγίστου φωτός, όπως άλλωστε έχει παρατηρηθεί και σε άλλους αστέρες Blazhko, όπως ο RR Lyr (Kolenberg et al., 2006) [11] και ο V1820 Or (Ponthière et al., 2013) [78], αν και αυτό δε συμβαίνει πάντα όπως έδειξαν οι μετρήσεις του DM Cyg (Juršič et al., 2009) [79], όπου τα residuals εμφάνιζαν μεγαλύτερη διασπορά στο μέσο του ανοδικού κλάδου της καμπύλης φωτός παρά στο μέγιστό της. Πέραν αυτού, δε φαίνεται να εμφανίζεται κάποιο διάστημα σταθερής λαμπρότητας (static phase interval).

Η ανάλυση Fourier που πραγματοποιήθηκε με το Period04 για την εύρεση των ανωτέρω περιοδικών σημάτων, ανίχνευσε ανισοϋψή ζεύγη συχνοτήτων. Σημαντικό είναι μάλιστα ότι οι αριστερές πλευρικές κορυφές είχαν κατά μέσο όρο μεγαλύτερο πλάτος από τις δεξιές πλευρικές κορυφές και για τις δύο συχνότητες Blazhko. Στο παρελθόν, ο αστέρας XZ Cygni φαίνεται να εμφάνιζε μεγαλύτερο πλάτος στις δεξιές κορυφές της f_{B1} και στις αριστερές της f_{B2} , σύμφωνα με τις μετρήσεις του LaCluzé. Να αναφέρουμε ότι οι μετρήσεις αυτές δεν αναγράφουν το σφάλμα του πλάτους ούτε το λόγο S/N, ώστε να έχουμε πιο ολοκληρωμένη εικόνα για την αξιοπιστία των αποτελεσμάτων. Εκτός αυτού, γνωρίζουμε πλέον ότι η σταθερότητα των αποτελεσμάτων εξαρτάται από την κάλυψη των δεδομένων κατά τη διάρκεια των κύκλων Blazhko. Η πλειοψηφία των αστέρων RRab εμφανίζει ασυμμετρία των κορυφών προς τα δεξιά. Πρόκειται για ένα στατιστικό δεδομένο, για το οποίο ακόμη δεν έχει βρεθεί κάποια εξήγηση. Είναι πιθανό η εικόνα των τριπλετών συχνοτήτων να εξαρτάται από συντονισμούς στο εσωτερικό των αστέρων, οι οποίοι να αυξάνουν ή να μειώνουν τα πλάτη των συχνοτήτων.

Τα δεδομένα που συλλέξαμε και είχαμε στη διάθεσή μας προς επεξεργασία, δεν μας έδωσαν τη δυνατότητα ανίχνευσης της πενταπλής δομής των συχνοτήτων ούτε του φαινομένου Period Doubling. Ήδη, πριν από την επεξεργασία των δεδομένων γνωρίζαμε ότι δεν θα καταφέρουμε να πάρουμε αυτές τις πληροφορίες, αφού για την ανίχνευσή τους απαιτούνται συνεχή δεδομένα τεράστιας ακρίβειας, τα οποία μπορούν να επιτευχθούν μόνο από διαστημικές αποστολές. Παρ' όλα αυτά, στόχος μας ήταν η μελέτη της εξέλιξης του αστέρα, καθώς μεσολάβησαν 16 χρόνια από την τελευταία μελέτη του XZ Cygni, ενός ιδιαίτερου ενδιαφέροντος αστέρα που εμφανίζει μεταβλητή διπλή διαμόρφωση Blazhko και γνωρίζουμε την πορεία της εξέλιξής του για περισσότερο από 100 χρόνια.

Σύμφωνα με τα διαγράμματα του Σχήματος 5.8 εξάγουμε το συμπέρασμα ότι τα πλάτη των αρμονικών των συχνοτήτων Blazhko μειώνονται με αργότερο ρυθμό σε σχέση με τα πλάτη των αρμονικών της κύριας συχνότητας. Μέχρι πρόσφατα, τα δεδομένα οδηγούσαν στο συμπέρασμα ότι η μείωση των πλατών των συχνοτήτων Blazhko ήταν γραμμική, ενώ από τα δεδομένα μας καθώς επίσης και από τη πρόσφατη δημοσίευση της Kolenberg, φαίνεται πως κάτι τέτοιο δεν ισχύει (Kolenberg et al., 2011) [72]. Για να είναι ένα μοντέλο υποψήφιο για την ερμηνεία του φαινομένου θα πρέπει να μπορεί να αναπαράγει αυτή την παρατήρηση.

Όπως διαπιστώσαμε, ο XZ Cygni παρουσιάζει ισχυρή μεταβολή του πλάτους και μικρή μεταβολή στη φάση των καμπύλων φωτός του. Γενικότερα, οι αστέρες Blazhko μπορούν να εμφανίζουν μεταβολή στο πλάτος, στη φάση ή και στο πλάτος και στη φάση, άλλοτε μεγαλύτερης και άλλοτε μικρότερης έντασης. Θεωρώντας ότι τα δεδομένα μας είναι κατανομημένα ομοιόμορφα στα δύο φίλτρα, υπολογίσαμε το λόγο της διαμόρφωσης στο B φίλτρο προς τη διαμόρφωση στο V φίλτρο και βρήκαμε την τιμή 1.25. Συνεπώς, η διαμόρφωση του φαινομένου Blazhko είναι ισχυρότερη στο B φίλτρο. Αξίζει να αναφέρουμε ότι το 2018, ο Juršič μελετώντας αστέρες τύπου RR Lyrae που εμφανίζουν το φαινόμενο Blazhko στο υπέρυθρο, οδηγήθηκε στο συμπέρασμα ότι η διαμόρφωση του φαινομένου είναι πολύ ασθενής σε αυτό το μήκος παρατήρησης και οι μεταβολές της θερμοκρασίας παίζουν ρόλο στις μεταβολές των καμπύλων φωτός (Juršič et al., 2018) [41].

Για να είναι ένα μοντέλο βιώσιμο θα πρέπει να μπορεί να αναπαράγει όλες τις παρατηρήσεις και να μπορεί να τις εξηγήσει. Πέρα από τα παραπάνω, θα πρέπει να μπορεί να ερμηνεύσει την δημιουργία, τη

θέση και την ισχύ των bump και hump. Από τις καμπύλες φωτός στις διάφορες φάσεις του κύκλου Blazhko φαίνεται ότι σε συγκεκριμένες φάσεις κάποιο από αυτά μπορεί να εμφανιστεί πιο έντονο, ενώ σε άλλες μπορεί να εξαφανιστεί. Απαιτείται λεπτομερής μελέτη και ανάλυση των καμπύλων φωτός για την κατανόηση της ανάπαλσης, του φαινομένου Blazhko και της διάδοσης των κρουστικών κυμάτων. Μέχρι στιγμής, το bump πιστεύεται ότι οφείλεται σε σύγκρουση των βαθύτερων ατμοσφαιρικών στρωμάτων του αστέρα, η οποία δημιουργεί κρουστικό κύμα το οποίο ανάλογα τη διεύθυνση κίνησής του περιγράφεται από το *infall model* ή το *echo model* (Gillet et al., 1988; Hill, 1972) [80], [81]. Το κρουστικό αυτό μπορεί να συμβεί νωρίτερα ή αργότερα κατά τη διάρκεια του κύκλου Blazhko, ανάλογα τη φάση ανάπαλσής του και το μήκος της διαδρομής που έχει να διανύσει μέχρι να φτάσει στα ανώτερα στρώματα. Αντίθετα, το hump ίσως συνδέεται με το κύριο κρουστικό κύμα που συμβαίνει μεταξύ στρωμάτων που συγκρούονται και επιβραδύνουν τις κινήσεις άρα αλλάζουν και την κλίση των καμπύλων φωτός. Σίγουρα, απαιτούνται δεδομένα που να καλύπτουν πολλούς κύκλους Blazhko για να μελετηθούν αυτές οι αλλαγές μέσω των παραμέτρων Fourier και να προστεθούν νέα στοιχεία για την δυναμική των αστέρων.

Σήμερα, δύο είναι τα επικρατέστερα μοντέλα ερμηνείας του φαινομένου Blazhko που ικανοποιούν τις περισσότερες παρατηρησιακές ενδείξεις. Αυτά είναι οι τυρβώδεις κύκλοι μεταφοράς που προτάθηκαν από τον Stothers το 2006 (Stothers, 2006) [34] και ο συντονισμός 9:2 μεταξύ ενός ακτινικού τρόπου ταλάντωσης και του ένατου απόηχου που προτάθηκε από τον Szabó το 2010 (Szabó et al., 2010) [37]. Σύμφωνα με δημοσίευση του Kollath, δεν υπάρχει κάποιο μοντέλο που να ικανοποιεί πλήρως όλους τους παρατηρησιακούς περιορισμούς της διαμόρφωσης Blazhko αλλά τουλάχιστον το μοντέλο του Szabó δεν έρχεται σε πλήρη αντίθεση με κανένα παρατηρησιακό δεδομένο (Kolláth, 2018) [82]. Τα υδροδυναμικά μοντέλα περιέχουν πολλές απλοποιήσεις, δεν έχουν επεκταθεί στις τρεις διαστάσεις και η εισαγωγή της τυρβώδους μεταφοράς και των κρουστικών κυμάτων γίνεται με άκομφο τρόπο. Είναι ξεκάθαρο ότι θα πρέπει να ξαναελεγχθούν και να επεκταθούν όλα τα μοντέλα και οι υδροδυναμικοί κώδικες, χρησιμοποιώντας όλους τους παραπάνω περιορισμούς και τα συμπεράσματα που προκύπτουν από τη μελέτη των παραμέτρων Fourier. Παράλληλα, η αναγνώριση των χαρακτηριστικών τρόπων ταλάντωσης των αστέρων με φασματοσκοπικές μεθόδους, όπως θα δούμε στο επόμενο κεφάλαιο, αποτελεί βοηθητικό εργαλείο για την ερμηνεία του φαινομένου Blazhko.

Στο τελευταίο κομμάτι της ανάλυσης και επεξεργασίας των δεδομένων, υπολογίσαμε τη μεταλλικότητα του αστέρα. Ακολουθώντας τη μέθοδο JK96, κανείς μπορεί με φωτομετρικά δεδομένα να υπολογίσει τη μεταλλικότητα των αστέρων τύπου RR Lyrae. Το αποτέλεσμα που προέκυψε ήταν -1.07 ± 0.11 , μία τιμή που ταιριάζει απόλυτα με προηγούμενες φασματοσκοπικές και φωτομετρικές μετρήσεις. Η τιμή αυτή δείχνει ότι ο αστέρας είναι φτωχός σε μέταλλα (περίπου το 1/10 της περιεκτικότητας του Ήλιου) και ανήκει στον Πληθυσμό II. Άλλωστε, είναι γνωστό ότι οι αστέρες τύπου RR Lyrae ανήκουν σε αυτόν τον πληθυσμό.

Κλείνοντας, το κεφάλαιο με τα αποτελέσματα και τα συμπεράσματα της μελέτης μας, θα πρέπει να αναφερθεί ότι απαιτούνται περισσότερες μακροχρόνιες φωτομετρικές παρατηρήσεις υψηλής ακρίβειας αστέρων που εμφανίζουν το φαινόμενο Blazhko, προκειμένου να κατασκευαστεί ένα μαθηματικό μοντέλο περιγραφής των μεταβολών των καμπύλων φωτός. Είναι ενδιαφέρον και αξιοσημείωτο ότι ο αριθμός των αστέρων αυτών συνεχώς αυξάνεται, χάρη στις τελευταίες διαστημικές παρατηρήσεις. Από πλευράς μας, έχουμε σκοπό να συνεχίσουμε τις παρατηρήσεις του αστέρα XZ Cygni και για τα επόμενα έτη, από το Γεροσταθοπούλειο Αστεροσκοπείο του Πανεπιστημίου Αθηνών (UOAO), ώστε να έχουμε μία συνεχή μελέτη της εξέλιξης του φαινομένου.

Κεφάλαιο 6

Φασματοσκοπία και μελλοντική έρευνα

Ένα μεγάλο κομμάτι της Αστεροσεισμολογίας βασίζεται στην αναγνώριση των χαρακτηριστικών τρόπων ταλάντωσης για την εξαγωγή πολύτιμων πληροφοριών για την εσωτερική δομή των αστερών, θέτοντας παράλληλα περιορισμούς στα θεωρητικά μοντέλα ερμηνείας της δομής τους. Η αναγνώριση των χαρακτηριστικών τρόπων ταλάντωσης απαιτεί φασματοσκοπικές παρατηρήσεις πολύ υψηλής ποιότητας για την εύρεση των αριθμών $|m|$ και l . Στο κεφάλαιο αυτό θα παρουσιάσουμε τις βασικότερες μεθόδους αναγνώρισης των χαρακτηριστικών τρόπων ταλάντωσης και θα αναφερθούμε στις σημαντικότερες αποστολές που αναμένουμε να δώσουν σημαντικές πληροφορίες για την ζωή και εξέλιξη των παλλόμενων αστερών.

6.1 Ο ρόλος της φασματοσκοπίας

Πέρα από τις φωτομετρικές καμπύλες των αστερών, η υψηλής ανάλυσης φασματοσκοπική μελέτη αποτελεί ένα πολύτιμο εργαλείο ανίχνευσης σημαντικών πληροφοριών όπως ο βαθμός ανάπαλσης l , ο αζιμουθιακός αριθμός m και τα πλάτη των αναπάλσεων. Σημαντικό πλεονέκτημα έναντι της φωτομετρίας είναι ότι φασματοσκοπικά μπορούν, όχι μόνο να ανιχνευθούν μεταβολές της θερμοκρασίας, αλλά να εξαχθούν επιπλέον σημαντικά συμπεράσματα μέσα από το πεδίο ταχύτητων.

Οι αστρικές ταλαντώσεις απεικονίζονται ως διακυμάνσεις στο προφίλ των φασματικών γραμμών απορρόφησης που δημιουργούνται λόγω της μεταβολής της ταχύτητας και των μεταβολών της θερμοκρασίας της φωτόσφαιρας. Οι μεταβολές της θερμοκρασίας συμβάλλουν περαιτέρω στην αλλαγή της λαμπρότητας και του ισοδύναμου πλάτους των γραμμών. Οι φασματικές γραμμές απορρόφησης δημιουργούνται από την διέγερση των χημικών στοιχείων της αστρικής ατμόσφαιρας από δέσμια σε δέσμια στάθμη (bound-bound transition). Έτσι, η διερμηνεία αυτών των διακυμάνσεων καθίσταται μία επίπονη διαδικασία καθώς οι ατμοσφαιρικές κινήσεις προκαλούν τις παραπάνω αλλαγές μέσω ποικίλων διαφορετικών μηχανισμών.

Οι σημαντικότεροι από τους παραπάνω μηχανισμούς είναι:

- *Ατομική διεύρυνση* λόγω του πεπερασμένου πλάτους των ενεργειακών σταθμών των ατόμων, σχηματίζοντας ένα προφίλ Lorenz.
- *Διεύρυνση λόγω συγκρούσεων* από κοντινά σωματίδια που διαταράσσουν τα ενεργειακά επίπεδα των ατόμων και των ιόντων, σχηματίζοντας ένα προφίλ Lorenz.
- *Η θερμική διεύρυνση* των γραμμών που οφείλεται στην κίνηση των ατόμων σε μικροσκοπική κλίμακα, δημιουργώντας ένα προφίλ Gauss.

- Η *περιστροφή* των αστέρων δημιουργεί μία επιπλέον συμμετρική αλλαγή στη μορφή της γραμμής. Η συνιστώσα της ταχύτητας περιστροφής στη διεύθυνση παρατήρησης δίνεται από τη σχέση $u = \Omega R \sin i$, όπου Ω η συχνότητα περιστροφής, R η ακτίνα και i η γωνία κλίσης, η οποία δεν είναι πάντα γνωστή.
- Η *διεύρυνση λόγω ανάπαλσης* του αστέρα δημιουργεί περιοδικές αλλαγές στο προφίλ των φασματικών γραμμών. Ανάλογα τον τρόπο ταλάντωσης, οι γραμμές μπορούν να αλλάξουν δραματικά κατά τη διάρκεια ενός κύκλου.

Για να προκύψουν αξιόπιστα συμπεράσματα μέσα από τη φασματοσκοπία, θα πρέπει η ανάλυση να γίνει με ιδιαίτερη προσοχή στα δεδομένα που έχουν μεγάλο λόγο σήμα/υποβάθρο (S/N). Συνήθως απαιτείται ο φασματογράφος να έχει ανάλυση περίπου $R = 20.000 - 60.000$, ανάλογα βέβαια το προφίλ των γραμμών, το βαθμό του τρόπου ταλάντωσης και τη μέθοδο που θα χρησιμοποιηθεί για την ανάλυση των δεδομένων. Μέχρι στιγμής η ακρίβεια υπολογισμού των αριθμών l και m είναι ± 1 ή καλύτερη.

Διάφορες μέθοδοι έχουν εφαρμοστεί για την ανάλυση υψηλής ποιότητας φασματοσκοπικών δεδομένων και την αναγνώριση των χαρακτηριστικών τρόπων ταλάντωσης. Ανάλογα τον τρόπο ταλάντωσης, οι γραμμές μπορεί να αλληλοεπικαλύπτονται και η ανάλυση μπορεί να γίνει ιδιαίτερα επίπονη. Παρακάτω αναφέρουμε μερικές από τις κυριότερες μεθόδους ανάλυσης φασματοσκοπικών δεδομένων.

Moment Method

Η πρώτη μέθοδος γνωστή ως μέθοδος των ροπών, αναζητά περιοδικότητες στις στατιστικές ροπές που προκύπτουν από το προφίλ $(u, P(u))$. Η πρώτη ροπή M_1 είναι ίση με την ακτινική ταχύτητα, η δεύτερη M_2 σχετίζεται με τη διακύμανση του προφίλ ενώ η τρίτη M_3 με τη λοξότητα του προφίλ των γραμμών. Οι κανονικοποιημένες ροπές δίνονται από το ολοκλήρωμα της κανονικοποιημένης ροής κατά μήκος του προφίλ, σύμφωνα με τη σχέση:

$$\langle u \rangle^n = \frac{M_n}{M_0} = \frac{\int (u - u_\gamma)^n (1 - p(u)) du}{\int (1 - p(u)) du} \quad (6.1)$$

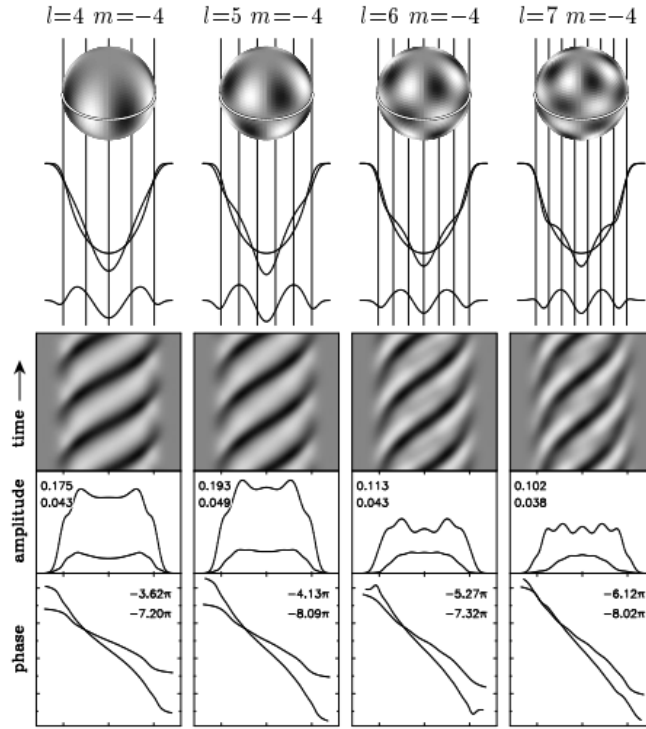
όπου u_γ η μέση ηλιοκεντρική ακτινική ταχύτητα του αστέρα σε ένα κύκλο ανάπαλσης και $p(u)$ η κανονικοποιημένη ροή στο προφίλ των γραμμών. Εφόσον τα δεδομένα είναι διακριτά, το ολοκλήρωμα στην πράξη μετατρέπεται σε άθροισμα.

Υπάρχουν διάφοροι αλγόριθμοι αναζήτησης περιοδικοτήτων στις ροπές όπως οι Scargle periodogram, CLEAN algorithm, PDM method και Period04. Σημειώνεται ότι οι διαταραχές των ροπών είναι ανιχνεύσιμες για $l \leq 4$ και η ακρίβεια της μεθόδου είναι συνήθως $l, m \pm 1$. Η μέθοδος αυτή συνήθως επιστρέφει μερικά ζεύγη λύσεων (l, m) , καθιστώντας απαραίτητη την επιβεβαίωση του αποτελέσματος με τα παρατηρούμενα προφίλ.

Intensity Period Search

Η μέθοδος αυτή, γνωστή ως Intensity Period Search αναζητά περιοδικότητες στην κανονικοποιημένη ροή κάθε μήκους κύματος κατά μήκος της γραμμής απορρόφησης. Το αποτέλεσμα είναι διαγράμματα πλάτους και φάσης όπου απεικονίζονται οι διακυμάνσεις του προφίλ των γραμμών ως συνάρτηση της θέσης τους (Σχήμα 6.1). Τα διαγράμματα αυτά παρέχουν άμεσα πληροφορίες για τους αριθμούς l και $|m|$, με ακρίβεια ± 1 , χωρίς να είναι απαραίτητη η μοντελοποίηση των ταλαντώσεων. Για την ανάλυση χρησιμοποιούμε κι εδώ ειδικά προγράμματα όπως ο CLEAN algorithm.

Μία προέκταση αυτής της τεχνικής είναι η απεικόνιση Fourier Doppler (Fourier Doppler Imaging). Οι χρονικές διακυμάνσεις και οι παραμορφώσεις των γραμμών μετατρέπονται σε συχνότητες στο χώρο του αριθμού l μέσω ενός διδιάστατου μετασχηματισμού Fourier.



Σχήμα 6.1: Διακυμάνσεις του προφίλ των γραμμών απορρόφησης λόγω ενός 3D πεδίου ταχυτήτων μη ακτινικών ταλαντώσεων. Στην πρώτη γραμμή απεικονίζεται το ακτινικό τμήμα της ιδιοσυνάρτησης u_r , στη δεύτερη το προφίλ γραμμών για τη συγκεκριμένη επιλογή (l, m) πάνω από το προφίλ των ακτινικών αναπλάσεων ενώ στην τρίτη γραμμή απεικονίζεται η διαφορά των δύο παραπάνω γραμμών. Στην τέταρτη γραμμή υπάρχει μία αναπαράσταση των *residuals* (όταν αφαιρείται η μέση καμπύλη) τριών κύκλων ανάπαλσης, στην πέμπτη φαίνεται η κατανομή του πλάτους για την κύρια συχνότητα (παχιά γραμμή) και για την πρώτη αρμονική (λεπτή γραμμή) και τέλος στην έκτη γραμμή η κατανομή της φάσης των διακυμάνσεων για την κύρια συχνότητα και την πρώτη αρμονική. Για το συγκεκριμένο παράδειγμα η κλίση είναι $i = 55^\circ$, το ισοδύναμο πλάτος $W = 0.15V_e \sin i$, ενώ η παράμετρος περιστροφής και η μεταβολή της θερμοκρασίας είναι μηδενικές (Telting et al., 1977) [65].

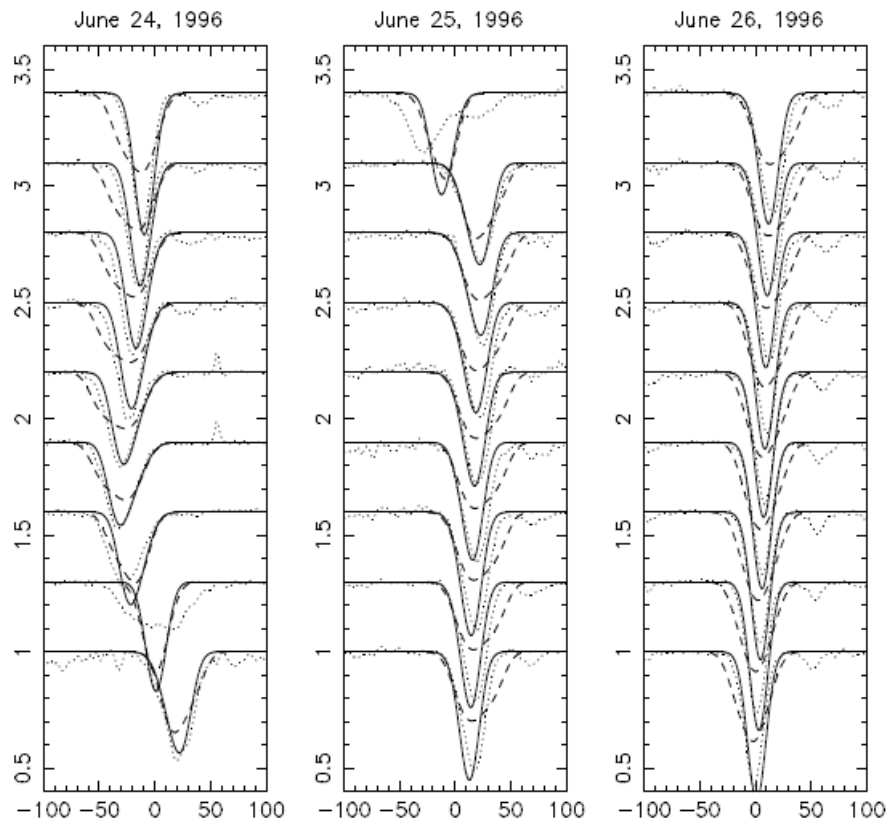
Line Profile Fits

Η προσαρμογή ενός θεωρητικού προφίλ φασματικών γραμμών πάνω στις παρατηρήσεις αποτελεί την απόλυτη μέθοδο για την φασματοσκοπική αναγνώριση των χαρακτηριστικών τρόπων ταλάντωσης και τον έλεγχο των παραπάνω μεθόδων. Η δυσκολία έγκειται στον μεγάλο αριθμό των ελεύθερων παραμέτρων και τη μοναδικότητα της λύσης.

Για να κατασκευάσει κανείς ένα θεωρητικό προφίλ γραμμών θα πρέπει να συμπεριλάβει στο μοντέλο του όλους τους παραπάνω μηχανισμούς δημιουργίας και διεύρυνσης των φασματικών γραμμών απορρόφησης. Επιπλέον, θα πρέπει να χρησιμοποιήσει το κατάλληλο μοντέλο περιγραφής της ατμόσφαιρας του αστέρα και των αλλαγών της ακτίνας και της θερμοκρασίας του. Με έναν κατάλληλο κώδικα, θα πρέπει να συνδυάσει τα παραπάνω με το πεδίο ταχυτήτων και να παράγει το θεωρητικό φάσμα.

Τέλος, σημειώνουμε ότι έχουν αναπτυχθεί κι άλλες σημαντικές μέθοδοι μερικές από τις οποίες είναι γνωστές ως Spectroscopic non-adiabatic observables (Cugier et al., 2001) [58], radial velocity and line bisector analysis (Hatzes et al., 1997) [59], equivalent width analysis (Viskum

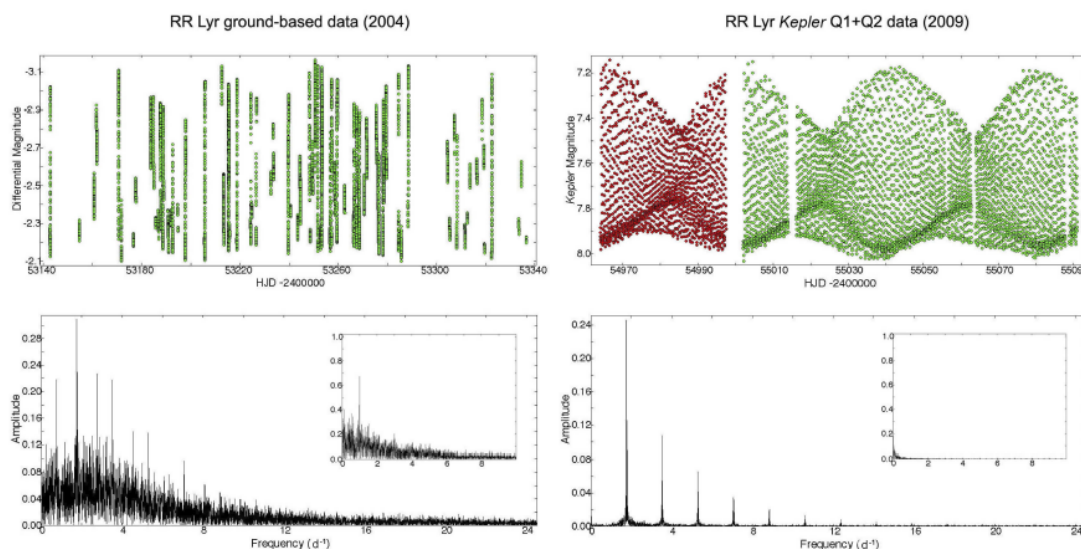
et al., 1998; Balona, 2000) [61, 60], spatial wavelet analysis (Townsend, 1999) [63], merged line profiles (Hao, 2000) [64], interferometric Fourier Doppler imaging (Jankov et al., 2001) [62].



Σχήμα 6.2: Θεωρητικά και παρατηρησιακά προφίλ (διακεκομμένη γραμμή) φασματικών γραμμών απορρόφησης. Ένα παράδειγμα από τον αστέρα *RR Lyrae* για παρατηρήσεις του 1996 για την φάση *Blazhko* $\psi=0.39 - 0.44$. Τα θεωρητικά προφίλ αναπαριστούν ένα μη γραμμικό ακτινικό τρόπο ταλάντωσης και έναν (1,1) τρόπο (πλήρης γραμμή) ή τον ίδιο ακτινικό τρόπο ταλάντωσης με έναν (3,2) τρόπο (γραμμή με παύλες) (Kolenberg, 2002) [4].

6.2 Μελλοντική έρευνα

Τα τελευταία χρόνια έχουν οργανωθεί πολυάριθμες επίγειες εκστρατείες παρακολούθησης παλλόμενων αστέρων όπως οι WET, OGLE, ASAS, DSN και πολλά διαστημικά τηλεσκόπια (MOST, CoRoT, Kepler) είχαν ως στόχο την Αστεροσεισμολογία και τη μελέτη του εσωτερικού των αστέρων. Ακόμη, η αποστολή TESS έδωσε πολύτιμα δεδομένα. Το τεράστιο πλεονέκτημα των διαστημικών παρατηρήσεων είναι τα υψηλής ποιότητας δεδομένα που λαμβάνονται με την αδιάκοπη παρατήρηση, όπως φαίνεται και στο Σχήμα 6.3. Για τους αστέρες Blazhko, οι αποστολές CoRoT και Kepler έχουν αποκαλύψει σύνθετες πολλαπλές δομές στο φάσμα συχνοτήτων Fourier και έδειξαν τον τεράστιο αριθμό των αστέρων που εμφανίζουν το φαινόμενο Blazhko.



Σχήμα 6.3: Σύγκριση επίγειων και διαστημικών δεδομένων για τον αστέρα *RR Lyrae*. Τα επίγεια δεδομένα είναι συλλεγμένα από έξι διαφορετικά τηλεσκόπια, ενώ τα διαστημικά προέρχονται από τη βάση δεδομένων του *Kepler*. Είναι εμφανές ότι τα διαστημικά δεδομένα υπερτερούν έναντι των επίγειων, με χαμηλότερο θόρυβο και 24ώρη παρατήρηση (Kolenberg, 2012) [67].

Από παρατηρησιακής πλευράς, η Αστεροσεισμολογία θα συνεχίσει να βρίσκεται στο επίκεντρο για τα επόμενα χρόνια. Με τον διαστημικό δορυφόρο TESS (Transiting Exoplanet Survey Satellite) που εκτοξεύτηκε τον Απρίλιο του 2018 και πρόκειται να παρακολουθήσει το 85% του ουρανού, έχουμε ήδη στην διάθεσή μας ακριβείς καμπύλες φωτός για πολλούς αστέρες Blazhko. Η εξαιρετική του φωτομετρική ακρίβεια, συνδυασμένη με την αδιάκοπη λήψη δεδομένων για μεγάλα χρονικά διαστήματα, θα επιτρέψει την Αστεροσεισμολογία σε αστέρες που μοιάζουν με τον Ήλιο και σε ερυθρούς γίγαντες. Επιπλέον, η Ευρωπαϊκή Διαστημική Υπηρεσία - ESA, ετοιμάζει μία ακόμα αποστολή, τον δορυφόρο PLATO 2.0 (PLANetary Transits and Oscillations of Stars), ο οποίος υπολογίζεται για εκτόξευση το 2026. Η αποστολή αυτή θα επιτρέψει τον καθορισμό της μάζας, της ακτίνας και της ηλικίας πολλών αστέρων με μεγάλη ακρίβεια και θα επιτρέψει τη μελέτη του εσωτερικού και της εξέλιξής τους.

Οι φασματοσκοπικές παρατηρήσεις μπορούν επίσης να οδηγήσουν στο μέλλον σε σημαντικά συμπεράσματα. Οι συστηματικές μελέτες που καλύπτουν πολλούς κύκλους Blazhko είναι σπάνιες αλλά σημαντικές καθώς μπορούν να δώσουν υποσχόμενα αποτελέσματα. Μακροχρόνιες φασματοσκοπικές μελέτες μπορούν να συμβάλλουν στην κατανόηση της δυναμικής των ατμοσφαιρών των παλλόμενων αστέρων και την περαιτέρω μελέτη των μη ακτινικών τρόπων ταλάντωσης.

Τέλος, από θεωρητικής απόψης οι υδροδυναμικοί κώδικες που βοηθούν στην κατανόηση των

εσωτερικών μηχανισμών των αστέρων και των συντονισμών που δημιουργούνται, θα πρέπει να βελτιωθούν. Με την επέκτασή τους σε περισσότερες από μία διαστάσεις και την δυνατότητα επιλογής πολλών διαφορετικών αρχικών συνθηκών θα αποκτήσουμε καλύτερη εικόνα για τον τρόπο επιλογής τρόπου ταλάντωσης, τους συντονισμούς και το φαινόμενο Blazhko.

Παράρτημα Α΄

Χρόνοι μεγίστων

Πίνακας Α΄.1: Χρόνοι μεγίστου φωτός όπως προσδιορίστηκαν στην παρούσα εργασία για τον αστέρα *XZ Cygni*.

Χρόνος μεγίστου	Σφάλμα	Φίλτρο
2458330.41250	0.00015	<i>V</i>
2458334.61561	0.00037	<i>BV</i>
2458337.41540	0.00056	<i>BV</i>
2458338.34603	0.00061	<i>BV</i>
2458339.28236	0.00056	<i>BV</i>
2458363.55900	0.00035	<i>BV</i>
2458364.49049	0.00045	<i>BV</i>
2458365.42370	0.00054	<i>BV</i>
2458371.49138	0.00048	<i>BV</i>
2458372.42411	0.00045	<i>BV</i>
2458377.55398	0.00055	<i>BV</i>
2458378.49183	0.00058	<i>BV</i>
2458379.42189	0.00049	<i>BV</i>
2458384.54863	0.00063	<i>BV</i>
2458385.48204	0.00039	<i>BV</i>
2458386.41904	0.00041	<i>BV</i>
2458393.40875	0.00053	<i>BV</i>
2458399.48163	0.00043	<i>BV</i>
2458400.41529	0.00046	<i>BV</i>
2458401.34946	0.00050	<i>BV</i>
2458402.28249	0.00062	<i>BV</i>
2458408.34786	0.00025	<i>BV</i>
2458416.28643	0.00047	<i>BV</i>
2458417.21710	0.00024	<i>BV</i>
2458421.41204	0.00025	<i>BV</i>
2458423.28323	0.00083	<i>BV</i>
2458428.41147	0.00031	<i>BV</i>
2458429.34149	0.00028	<i>BV</i>
2458435.41064	0.00037	<i>BV</i>
2458437.27651	0.00039	<i>BV</i>

Παράρτημα Β'

Ανάλυση *Fourier*

Fourier Series

Η σειρά Fourier χρησιμοποιείται για την αποσύνθεση μίας περιοδικής συνάρτησης $f(t)$ σε ένα άπειρο άθροισμα ημιτόνων και συνημιτόνων. Σύμφωνα με τον Joseph Fourier αυτό είναι εφικτό ακολουθώντας την σχέση

$$f(t) = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} [a_n \cos(nt) + b_n \sin(nt)] \quad (\text{B'.1})$$

όπου οι συντελεστές a_n , b_n λέγονται συντελεστές Fourier της συνάρτησης f . Για τον υπολογισμό τους χρησιμοποιείται η ορθογωνιότητα και προκύπτουν οι σχέσεις:

$$a_n = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} f(t) \cos(nt) dt \quad (\text{B'.2})$$

$$b_n = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} f(t) \sin(nt) dt \quad (\text{B'.3})$$

Η σειρά αυτή μπορεί να γενικευθεί και για μιγαδικές περιοδικές συναρτήσεις, όπου αποδεικνύεται ότι παίρνει την απλή μορφή

$$x(t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} X_n e^{in(2\pi f_0)t} \quad (\text{B'.4})$$

με τους συντελεστές να δίνονται από τη σχέση

$$X_n = \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} x(t) e^{-in(2\pi f_0)t} dt \quad (\text{B'.5})$$

Fourier Transform

Ο μετασχηματισμός Fourier επιτρέπει την αποσύνθεση οποιασδήποτε μη περιοδικής συνάρτησης σε ένα άθροισμα τριγωνομετρικών συναρτήσεων και ορίζεται ως

$$\mathcal{F}[x(t)] = \hat{x}(f) = \int_{-\infty}^{\infty} x(t) e^{-i2\pi ft} dt \quad (\text{B'.6})$$

Το αποτέλεσμα είναι μία συνάρτηση της συχνότητας $\hat{x}(f)$ η οποία ονομάζεται φάσμα της x . Ο αντίστροφος μετασχηματισμός Fourier δίνεται από τη σχέση

$$\mathcal{F}^{-1}[\hat{x}(f)] = x(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \hat{x}(f) e^{i2\pi ft} df \quad (\text{B'.7})$$

Discrete Time Fourier Transform (DTFT)

Στην πραγματικότητα, τα δεδομένα λαμβάνονται σε διακριτούς χρόνους t_j και για αυτό κανείς πρέπει να ορίσει έναν διακριτό μετασχηματισμό Fourier. Ο ευκολότερος τρόπος είναι να θεωρήσουμε την περίπτωση N ίσων χρονικών διαστημάτων $t_j = j\Delta t$ με $j = 0, 1, \dots, N-1$ και Δt να είναι ο χρόνος που μεσολαβεί μεταξύ της λήψης δύο δεδομένων στο χρόνο. Τότε ο διακριτός στο χρόνο μετασχηματισμός Fourier δίνεται από τη σχέση

$$\hat{X}(f) = \sum_{j=0}^{N-1} X(t_j) e^{-i2\pi f t_j} \quad (\text{B'.8})$$

Ο διακριτός μετασχηματισμός Fourier υπολογίζει το συνεχές φάσμα συχνοτήτων βασιζόμενος σε ένα διακριτό δείγμα χρονικών λήψεων. Αντίθετα, η σειρά Fourier παράγει διακριτές συχνότητες ενός συνεχούς σήματος στο χρόνο.

Discrete Fourier Transform (DFT) - Fast Fourier Transform (FFT)

Όταν το σήμα είναι περιοδικό και διακριτό στο χρόνο, χρησιμοποιούμε το Discrete Fourier Transform (DFT) για να εξάγουμε ένα διακριτό φάσμα. Ο μετασχηματισμός αυτός δίνεται από τη σχέση

$$\mathcal{F}[X(t_j)] = \hat{X}(f_k) = \sum_{j=0}^{N-1} X(t_j) e^{-i2\pi f_k t_j} \quad (\text{B'.9})$$

με $k = 0, 1, \dots, N-1$, ενώ ο αντίστροφός του από τη σχέση

$$X(t_j) = \sum_{k=0}^{N-1} \hat{X}(f_k) e^{i2\pi f_k t_j} \quad (\text{B'.10})$$

όπου $j = 0, 1, \dots, N-1$.

Ο γρήγορος μετασχηματισμός Fourier είναι ένας εξαιρετικά αποδοτικός αλγόριθμος υπολογισμού του διακριτού μετασχηματισμού Fourier DFT. Προϋποθέτει ο αριθμός των δεδομένων να ακολουθεί μία δύναμη του 2, δηλαδή να είναι της μορφής $N = 2^m$ όπου m ακέραιος. Συγκεκριμένα, ο αλγόριθμος ελαττώνει τον αριθμό των υπολογισμών που απαιτούνται για N σημεία από N^2 υπολογισμούς σε $N \log_2 N$, βρίσκοντας εφαρμογή σε μεγάλα δείγματα δεδομένων που απαιτούν μεγάλο υπολογιστικό χρόνο.

Πίνακας Β'.1: Διαφορετικές μορφές μετασχηματισμών *Fourier*. Στον πίνακα παρουσιάζεται συνοπτικά ο μετασχηματισμός που πρέπει να χρησιμοποιηθεί ανάλογα τα εισαγόμενα δεδομένα και το εξαγόμενο αποτέλεσμα που προκύπτει (Illing, 2008) [56].

Χώρος χρόνου	Μετασχηματισμός	Χώρος συχνοτήτων
$x(t)$ συνεχής, μη περιοδική	<i>Fourier Transform</i>	$\hat{x}(f)$ συνεχής, μη περιοδική
$x(t)$ συνεχής, περιοδική	<i>Fourier Series</i>	$\hat{x}(f_k)$ διακριτή, μη περιοδική
$x(t_j)$ διακριτή, μη περιοδική	<i>DTFT</i>	$\hat{x}(f)$ συνεχής, περιοδική
$x(t_j)$ διακριτή, περιοδική	<i>FFT</i>	$\hat{x}(f_k)$ διακριτή, περιοδική

Κατάλογος Σχημάτων

1.1	Ταξινόμηση των μεταβλητών αστέρων.	4
1.2	Η μεταβολή της λαμπρότητας του αστεριού <i>Mira</i>	5
1.3	Η θέση των παλλόμενων αστέρων στο διάγραμμα $H - R$	7
1.4	Οι τρεις κατηγορίες των αστέρων <i>RR Lyrae</i> σύμφωνα με τον <i>Bailey</i>	8
1.5	Η θέση των περιοχών μερικού ιονισμού στο εσωτερικό των αστέρων.	12
2.1	Τρόποι ακτινικών αναπάσεων των αστέρων.	16
2.2	Μη ακτινικές ταλαντώσεις οκταπόλου.	17
2.3	Διάδοση δύο διαφορετικών ακουστικών κυμάτων.	21
2.4	Διάδοση ακουστικών κυμάτων και κυμάτων βαρύτητας.	21
2.5	Παράδειγμα διαγράμματος φάσης αστέρα που εμφανίζει το φαινόμενο <i>Blazhko</i>	23
2.6	Παράδειγμα εμφάνισης φαινομένου <i>period doubling</i> στην καμπύλη αστέρα.	24
2.7	Γεωμετρία του μαγνητικού μοντέλου.	26
2.8	Πενταπλή δομή συχνοτήτων.	26
2.9	Σχηματική αναπαράσταση του μαγνητικού μοντέλου και του μοντέλου συντονισμού.	27
2.10	Σχηματική αναπαράσταση του μοντέλου <i>Stothers</i>	28
2.11	Σχηματική αναπαράσταση του μοντέλου συντονισμού 9:2.	30
3.1	Γεροσταθοπούλειο Αστεροσκοπείο του Πανεπιστημίου Αθηνών	34
4.1	Αρχική εικόνα και εικόνα <i>DARK</i>	38
4.2	Εικόνα <i>FLAT</i> και τελική εικόνα	38
4.3	Φωτομετρία με το <i>AIP4WIN</i>	40
4.4	Σφαιρικά τρίγωνα για τον υπολογισμό της Ηλιοκεντρικής Ιουλιανής Ημερομηνίας	41
4.5	Δεδομένα παρατήρησης στο φίλτρο <i>B</i>	42
4.6	Δεδομένα παρατήρησης στο φίλτρο <i>V</i>	42
4.7	Δεδομένα παρατήρησης <i>AVE</i>	43
4.8	Υπολογισμός χρόνου μεγίστου στο <i>AVE</i>	43
4.9	Υπολογισμός τροχιακής περιόδου.	44
4.10	Φωτομετρικές καμπύλες <i>BV</i> του αστέρα <i>XZ Cygni</i>	44
4.11	Εισαγωγή δεδομένων στο <i>Period04</i>	45
4.12	<i>Spectral Window</i>	46
4.13	Επιλογές στο <i>Period04</i>	47
4.14	Αφαίρεση <i>zero point</i>	47
4.15	Εύρεση κύριας συχνότητας με το <i>Period04</i>	48
4.16	Βελτίωση κύριας συχνότητας με το <i>Period04</i>	48
4.17	<i>Prewhitening</i> της κύριας συχνότητας και των 9 αρμονικών της.	49
5.1	Φάσμα συχνοτήτων κατά την επεξεργασία δεδομένων	52
5.2	<i>Residuals</i> από την ανάλυση συχνοτήτων.	53

5.3	Προσαρμογή συνάρτησης $f(t)$ στα δεδομένα της παρατήρησης.	55
5.4	Διάγραμμα $O - C$	56
5.5	Μέση καμπύλη φωτός και <i>residuals</i>	57
5.6	Καμπύλες φωτός όπως προκύπτουν από τις δύο περιόδους <i>Blazhko</i>	58
5.7	Δεδομένα παρατήρησης ύστερα από την αφαίρεση μίας συχνότητας <i>Blazhko</i>	58
5.8	Λόγοι πλατών για τις συχνότητες στα δύο φίλτρα.	61
5.9	Καμπύλες φωτός αστέρα και δείκτης χρώματος	62
5.10	Πορεία αστέρα <i>XZ Cygni</i> στο διάγραμμα $H-R$	63
5.11	Μέγιστη και ελάχιστη λαμπρότητα κατά τη διάρκεια του κύκλου <i>Blazhko</i>	64
5.12	Καμπύλες φωτός αστέρα σε διαφορετικές φάσεις του πρώτου κύκλου <i>Blazhko</i> στο B φίλτρο	65
5.13	Καμπύλες φωτός αστέρα σε διαφορετικές φάσεις του πρώτου κύκλου <i>Blazhko</i> στο V φίλτρο	66
5.14	Μεταβολή πλατών A_i σε συνάρτηση με τη φάση ψ του κύκλου <i>Blazhko</i>	67
5.15	Μεταβολή φάσης ϕ_1 σε συνάρτηση με τη φάση ψ του κύκλου <i>Blazhko</i>	67
5.16	Μεταβολή λόγου πλατών R_{k1} και της φάσης ϕ_{k1} σε συνάρτηση με τη φάση ψ του κύκλου <i>Blazhko</i>	68
6.1	Διακυμάνσεις του προφίλ των γραμμών απορρόφησης.	75
6.2	Θεωρητικά και παρατηρησιακά προφίλ φασματικών γραμμών απορρόφησης.	76
6.3	Σύγκριση επίγειων και διαστημικών δεδομένων.	77

Κατάλογος Πινάκων

1.1	Χαρακτηριστικές ομάδες παλλόμενων αστέρων.	6
3.1	Περίοδος <i>Blazhko</i> του αστέρα <i>XZ Cygni</i>	32
3.2	<i>XZ Cygni</i>	33
3.3	Μεταβολή της περιόδου <i>Blazhko</i> του αστέρα <i>XZ Cygni</i> από την επανεξέταση του 2004	33
5.1	Περίοδοι ανάπαυσης για τον αστέρα <i>XZ Cygni</i> στα δύο φίλτρα.	51
5.2	Αποτελέσματα ανάλυσης <i>Fourier</i> για τον αστέρα <i>XZ Cygni</i>	54
5.3	Μελέτη των αποτελεσμάτων στο φίλτρο <i>B</i>	59
5.4	Μελέτη των αποτελεσμάτων στο φίλτρο <i>V</i>	60
5.5	Αριθμός δεδομένων σε κάθε υποσύνολο της φάσης <i>Blazhko</i> ψ	63
5.6	Μεταβολή περιόδων αστέρα <i>XZ Cygni</i> μεταξύ των ετών 1905-2018.	69
A'.1	Χρόνοι μεγίστου φωτός	79
B'.1	Διαφορετικές μορφές μετασχηματισμών <i>Fourier</i>	81

Βιβλιογραφία

- [1] Hoffleit D., 1997, *History of the discovery of Mira stars*, The Journal of the American Association of Variable Star Observers, 25, 115.
- [2] Handler G., 2012, *Asteroseismology*.
- [3] Bailey, S. I., 1902, *A discussion of variable stars in the cluster ω centauri*, Harvard College Observatory Annual Report, 38, 132.
- [4] Kolenberg K., 2002, *A Spectroscopic Study of the Blazhko Effect in RR Lyrae*, PhD thesis.
- [5] Zhou A. Y., 2015, *Pulsating Components in Binary and Multiple Stellar Systems - A Catalog of Oscillating Binaries*, Astronomy and Astrophysics, 15.
- [6] Rosseland S., Randers G., 1938, *On the stability of pulsating stars*, Astrophysica Norvegica, III, 2.
- [7] Baker N., Kippenhahn R., 1962, *The Pulsations of Models of δ Cephei Stars*, Zeitschrift fur Astrophysik, 54, 114.
- [8] King D. S., Cox J. P., 1968, *Pulsating Stars*, Astronomical Society of the Pacific, 80, 475.
- [9] Brickhill A. J., 1991, *The pulsations of ZZ Ceti stars-III. The driving mechanism*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 251, 673.
- [10] Di Mauro M. P., 2017, *A review on Asteroseismology*, Proceedings of science.
- [11] Kolenberg K., Smith H. A., Gazeas K. D. et al., 2006, *The Blazhko effect of RR Lyrae in 2003-2004*, Astronomy and Astrophysics, 459, 577.
- [12] LaCluyze A., Smith H. A. et al., 2004, *The changing Blazhko effect of XZ Cygni*, The Astronomical Journal, 127, 1653.
- [13] Szeidl B., 1988, *Multimode Stellar Pulsations*, Proceedings of the Workshop held in Budapest, 45.
- [14] Alcock C. et al., 2003, *The MACHO Project large magellanic cloud variable star inventory. XI. Frequency analysis of the fundamental-mode RR Lyrae stars*, The Astrophysical Journal, 598, 597.
- [15] Jurcsik J. et al., 2009, *The Konkoly Blazhko Survey: is light-curve modulation a common property of RRab stars?*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 400, 1006.
- [16] Benkó J. M. et al., 2010, *Flavours of variability: 29 RR Lyrae stars observed with Kepler*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 409, 1585.

- [17] Silbermann N. A., Smith H. A., 1995, *Period changes of RR Lyrae stars in the globular cluster M15*, The Astronomical Journal, 109, 3.
- [18] Purdue P. et al., 1995, *Double-mode RR Lyrae stars in the globular cluster M15*, The Astronomical Journal, 110, 4.
- [19] Kolenberg K. et al., 2010, *First Kepler results on RR Lyrae stars*, The Astrophysical Journal, 713, 198.
- [20] Moskalik P., Buchler J. R., 1990, *Resonances and period doubling in the pulsations of stellar models*, The Astrophysical Journal, 355, 590.
- [21] Cunha M. S., 2017, *Theory of Stellar Oscillations*, Asteroseismology and Exoplanets: Listening to the Stars and Searching for New Worlds, 49, 27.
- [22] Kurtz D. W., 2006, *Stellar pulsation: an overview*, Communications in Asteroseismology, 147, 6.
- [23] Fitch W. S., 1967, *Evidence of tidal effects in some pulsating stars I. CC Andromadae and Sigma Scorpii*, The Astrophysical Journal, 148, 481.
- [24] Ledoux P., 1963, *Stellar stability and stellar evolution*, Star Evolution, 394.
- [25] Kluyver H. A., 1936, *On the extension of the theory of adiabatic Cepheid pulsation*, Bulletin of the Astronomical Institutes of the Netherlands, 7, 313.
- [26] Nowakowski R. M., Dziembowski W. A., 2001, *Resonant Excitation of Nonradial Modes in RR Lyr Stars*, Acta Astronomica, 51, 5.
- [27] Shibahashi H., Takata M., 1995, *Oblique Pulsator Model for the Blazhko Effect of RR Lyrae Stars*, Astrophysical Applications of Stellar Pulsation, 83, 42.
- [28] Gillet D., 2013, *Atmospheric dynamics in RR Lyrae stars*, Astronomy and Astrophysics, 554, 46.
- [29] Shibahashi H., 2000, *The Oblique Pulsator Model for the Blazhko Effect in RR Lyrae Stars. Theory of Amplitude Modulation I.*, Astronomical Society of the Pacific, 203, 299.
- [30] Chadid M. et al., 2004, *No evidence of a strong magnetic field in the Blazhko star RR Lyrae*, Astronomy and Astrophysics, 413, 1087.
- [31] Kolenberg K., Bagnulo S., 2009, *Observational constraints on the magnetic field of RR Lyrae stars*, Astronomy and Astrophysics, 498, 543.
- [32] Van Hoolst T., 1998, *Unstable non-radial modes in radial pulsators: theory and an example*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 297, 536.
- [33] Kolenberg K., 2012, *RR Lyrae Stars: Cosmic Lighthouses With a Twist*, The Journal of the American Association of Variable Star Observers, 40, 481.
- [34] Stothers R. B., 2006, *A new explanation of the Blazhko effect in RR Lyrae stars*, The Astrophysical Journal, 652, 643.
- [35] Smolec R., Moskalik P. et al., 2011, *Variable turbulent convection as the cause of the Blazhko effect - testing the Stothers model*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 414, 2950.

- [36] Molnár L., Kolláth Z., Szabó R., 2012, *Can turbulent convective variations drive the Blazhko cycle? Dynamical investigation of the Stothers idea*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 424, 31.
- [37] Szabó R., Kolláth Z., Molnár L. et al., 2010, *Does Kepler unveil the mystery of the Blazhko effect? First detection of period doubling in Kepler Blazhko RR Lyrae stars*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 409, 1244.
- [38] Kolláth Z., Molnár L., Szabó R., 2011, *Period-doubling bifurcation and high-order resonances in RR Lyrae hydrodynamical models*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 414, 1111.
- [39] Buchler R. J., Kolláth Z., Szabó R., 2001, *Strange Cepheids and RR Lyrae Stars*, The Astrophysical Journal, 555, 961.
- [40] Buchler R. J., Kolláth Z., 2001, *On the Blazhko effect in RR Lyrae stars*, The Astrophysical Journal, 731, 24.
- [41] Jurcsik J. et al., 2018, *Blazhko modulation in the infrared*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 475, 4208.
- [42] Ceraski W., 1905, *Trois nouvelles variables*, Astronomische Nachrichten, 168, 323.
- [43] Blažko Von S., 1922, *Mitteilungen über veränderliche Sterne*, Astronomische Nachrichten, 216, 103.
- [44] Struve O., Van Hoof A., 1948, *The radial velocity of XZ Cygni*, Astrophysical Journal, 109, 215.
- [45] Muller A. B., 1953, *A Photoelectric study of XZ Cygni*, Bulletin of the Astronomical Institutes of the Netherlands, 12, 443.
- [46] Klepikova L. A., 1958, *An Investigation of the Blazhko Effect for RV Capricorni, RZ Lyrae, XZ Cygni and XZ Draconis*, Peremennye Zvezdy, 12, 164.
- [47] Baldwin M. E., 1973, *The 1972 Anomaly of XZ Cygni*, The Journal of the American Association of Variable Star Observers, 2, 14.
- [48] Pop V., 1975, *On the period variation and Blažko effect of XZ Cygni*, Information Bulletin of Variable Stars, 990, 1.
- [49] Taylor M., 1975, *XZ Cygni: Recent period study*, The Journal of the American Association of Variable Star Observers, 4, 25.
- [50] Taylor O. P., 1978, *XZ Cygni up-date*, The Journal of the American Association of Variable Star Observers, 7, 82.
- [51] Smith H. A., 1975, *The Blazhko effect in observations of XZ Cygni*, Publications of the Astronomical Society of the Pacific, 87, 46.
- [52] Bezdenezhny V. P., 1988, *On the period change of the RR Lyrae-type variable XZ Cygni*, Information Bulletin of Variable Stars, 3141, 1.
- [53] Baldwin M. E., Samolyk G., 2003, *Observed Maxima Timings of RR Lyrae Stars*, American Association of Variable Star Observers, 1.

- [54] Vasilyeva S. V., 2001, *Frequency analysis of radial velocities variations of XZ Cygni*, Odessa Astronomical Publications, 14, 178.
- [55] Kwee K. K., van Woerden, 1956, *A method for computing accurately the epoch of minimum of an eclipsing variable*, Bulletin of the Astronomical Institutes of the Netherlands, 12, 464.
- [56] Illing L., 2008, *Fourier Analysis*, 1 .
- [57] Lenz P., Breger M., 2005, *Period04 User Guide*, Communications in Asteroseismology, 146, 53.
- [58] Cugier H., Daszynska J., 2001, *Spectroscopic nonadiabatic observables in β Cephei models*, Astronomy and Astrophysics, 377, 113.
- [59] Hatzes A. P., Cochran W. D., 1997, *The Radial Velocity and Spectral Line Bisector Variability of Polaris*, The Astronomical Journal, 120, 979.
- [60] Balona L. A., 2000, *Mode identification using equivalent width variation of Balmer lines*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 319, 606.
- [61] Viskum M. et al., 1998, *Oscillation mode identifications and models for the delta Scuti star FG Virginis*, Astronomy and Astrophysics, 335, 549.
- [62] Jankov S. et al., 2001, *Interferometric-Doppler imaging of stellar surface structure*, Astronomy and Astrophysics, 377, 721.
- [63] Townsend R. H. D., 1999, *Spatial wavelet analysis of line-profile variations*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 310, 851.
- [64] Hao J., 2000, *Merging a Line Profile Series Into an One-Dimensional Dataset, an Applied Technique for Nonradial Pulsation Mode Diagnosis*, Astrophysics and Space Science, 271, 145.
- [65] Telting J. H., Schrijvers C., 1997, *Line-profile variations of non-radial adiabatic pulsations of rotating stars*, Astronomy and Astrophysics, 317, 723.
- [66] Telting J., 2003, *High-resolution spectroscopy for pulsation-mode identification*, Astrophysics and Space Science, 284, 85.
- [67] Kolenberg K., 2012, *Peculiarities of Blazhko Stars: New Insights*, Carnegie Observatories Astrophysics Series, 5, 100.
- [68] Szabó R., 2013, *Blazhko effect in Cepheids and RR Lyrae stars*, Precision Asteroseismology, 301, 1.
- [69] Breger M. et al., 1993, *Nonradial pulsation of the δ Scuti star and BU Cancri in the Praesepe cluster*, Astronomy and Astrophysics, 271, 482.
- [70] Jurcsik J. et al., 2005, *The Blazhko behaviour of RR Geminorum I - CCD photometric results in 2004*, 430, 1049.
- [71] Jurcsik J. et al., 2005, *On the distribution of the modulation amplitudes of Blazhko type RRab stars*, Information Bulletin on Variable Stars, 5666, 1.
- [72] Kolenberg K. et al., 2011, *Kepler photometry of the prototypical Blazhko star RR Lyr: an old friend seen in a new light*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 411, 878.

- [73] Szeidl B., Jurcsik J., 2009, *The frequency spectrum of periodically modulated sinusoidal oscillation*, Communications in Asteroseismology, 160, 17.
- [74] Jurcsik J., Kovacs G., 1996, *Determination of [Fe/H] from the light curves of RR Lyrae stars*, Astronomy and Astrophysics, 312, 111.
- [75] Smolec R., 2005, *Metallicity Dependence of the Blazhko Effect*, Acta Astronomica, 55, 59.
- [76] Kovacs G., Zsoldos E., 1994, *A new method for the determination of [Fe/H] in RR Lyrae stars*, Astronomy and Astrophysics, 293, 57.
- [77] Layden A. C., 1994, *The metallicities and kinematics of RR Lyrae variables. I. New observations of local stars*, The Astronomical Journal, 108, 1016.
- [78] Ponthière P. et al., 2013, *V1820 Orionis: an RR Lyrae star with strong and irregular Blazhko effect*, The Journal of the American Association of Variable Star Observers, 41, 58.
- [79] Jurcsik J. et al., 2009, *An extensive photometric study of the Blazhko RR Lyrae star DM Cyg*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 397, 350
- [80] Gillet D., Crowe R. A., 1988, *Bump, hump and shock waves in the RR Lyrae stars: X Ari and RR Lyr*, Astronomy and Astrophysics, 199, 242
- [81] Hill S. J., 1972, *Hydrodynamic and radiative-transfer effects on an RR Lyrae atmosphere*, The Astrophysical Journal, 178, 793
- [82] Kolláth Z., 2018, *Some Notes on the Modelling of Blazhko Effect*, PTA Proceedings, 6, 137

Βιβλία

- [83] Αυγολούπης Σ. Ι., Σειραδάκης Γ. Χ., 2012, *Παρατηρησιακή Αστρονομία*, Πλανητάριο Θεσσαλονίκης, 175-177.
- [84] Horace A. S., 1995, *RR Lyrae stars*, Cambridge University Press, 2-4.
- [85] Balona L. A., 2010 *Challenges in stellar pulsation*, Bentham e Books, 13.
- [86] Kovács G., 2001, *Stellar Pulsation - Nonlinear Studies*, Springer Science+Business Media B.V., 61-101.
- [87] Dalsgaard J. C., 2003, *Lectures on Stellar Oscillations*, Danmarks Grundforskningsfond, 43-68.

Ιστοσελίδες

- [88] www.universeguide.com/fact/variablestars
- [89] www.faculty.virginia.edu/ASTR5610/lectures/stellar_evolution/pulsational.html
- [90] www.astronomy.swin.edu.au/sao/downloads/HET611 - M17A01.pdf
- [91] www.as.utexas.edu/mikemon/pulsations.pdf
- [92] www.univie.ac.at/tops/blazhko/RRLyrae2004.html
- [93] www.pyxplot.org.uk/examples/02pd/01hr_diagram/index.html