



ΕΘΝΙΚΟ ΚΑΙ ΚΑΠΟΔΙΣΤΡΙΑΚΟ ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΑΘΗΝΩΝ
ΣΧΟΛΗ ΘΕΤΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ
ΤΜΗΜΑ ΦΥΣΙΚΗΣ
ΤΟΜΕΑΣ ΑΣΤΡΟΦΥΣΙΚΗΣ, ΑΣΤΡΟΝΟΜΙΑΣ ΚΑΙ ΜΗΧΑΝΙΚΗΣ

ΔΙΔΑΚΤΟΡΙΚΗ ΔΙΑΤΡΙΒΗ

**«ΜΕΛΕΤΗ ΤΟΥ ΡΟΛΟΥ ΤΗΣ ΛΕΙΠΤΗΣ ΥΦΗΣ ΤΗΣ
ΧΡΩΜΟΣΦΑΙΡΑΣ
ΣΤΟ ΣΧΗΜΑΤΙΣΜΟ ΤΟΥ ΜΑΓΝΗΤΙΚΟΥ ΘΟΛΟΥ
ΚΑΙ ΣΤΗ ΔΙΑΔΟΣΗ ΤΩΝ ΚΥΜΑΤΩΝ»**

Γιάννης Κοντογιάννης

Αθήνα, Φεβρουάριος 2013

Διδακτορική Διατριβή

**ΜΕΛΕΤΗ ΤΟΥ ΡΟΛΟΥ ΤΗΣ ΛΕΠΤΗΣ ΥΦΗΣ ΤΗΣ
ΧΡΩΜΟΣΦΑΙΡΑΣ ΣΤΟ ΣΧΗΜΑΤΙΣΜΟ ΤΟΥ ΜΑΓΝΗΤΙΚΟΥ
ΘΟΛΟΥ ΚΑΙ ΣΤΗ ΔΙΑΔΟΣΗ ΤΩΝ ΚΥΜΑΤΩΝ**

Κοντογιάννης Ιωάννης - Δημήτριος

Επιβλέπων:

Ξενοφών Μουσάς, Καθηγητής, τμήμα Φυσικής, ΕΚΠΑ

Τριμελής Επιτροπή:

Ξενοφών Μουσάς, Καθηγητής, τμήμα Φυσικής, ΕΚΠΑ

Παναγιώτα Πρέκα – Παπαδήμα, Επίκουρη Καθηγήτρια, τμήμα Φυσικής,
ΕΚΠΑ

Τσιροπούλα Γεωργία, Ερευνήτρια Α, ΙΑΑΔΕΤ, ΕΑΑ

Επταμελής Εξεταστική Επιτροπή:

Ξενοφών Μουσάς, Καθηγητής, τμήμα Φυσικής, ΕΚΠΑ

Γεωργία Τσιροπούλα, Ερευνήτρια Α, ΙΑΑΔΕΤ, ΕΑΑ

Κωστής Γοντικάκης, Ερευνητής Β, ΚΕΑΕΜ, Ακαδημία Αθηνών

Παναγιώτα Πρέκα – Παπαδήμα, Επίκουρη Καθηγήτρια, τμήμα Φυσικής,
ΕΚΠΑ

Ευγενία Αντωνοπούλου –Χαραλαμποπούλου, Επίκουρη Καθηγήτρια,
τμήμα Φυσικής ΕΚΠΑ

Νεκτάριος Βλαχάκης, Επίκουρος Καθηγητής, τμήμα Φυσικής, ΕΚΠΑ

Μανώλης Γεωργούλης, Ερευνητής Γ, ΚΕΑΕΜ, Ακαδημία Αθηνών

Ημερομηνία Εξέτασης: 05/06/2012

Περίληψη

Η χρωμόσφαιρα είναι ένα ιδιαίτερα ανομοιογενές και δυναμικό στρώμα της ηλιακής ατμόσφαιρας. Υψηλής ανάλυσης παρατηρήσεις έχουν δείξει ότι αποτελείται κυρίως από μικρής κλίμακας δομές, οι οποίες σχετίζονται με το μαγνητικό πεδίο. Στην παρούσα διατριβή χρησιμοποιούμε παρατηρήσεις σε διάφορα μήκη κύματος για τη μελέτη των ταλαντώσεων και των κυμάτων που παρατηρούνται στον ήρεμο Ήλιο και τη σχέση τους με το μαγνητικό πεδίο και τις δομές μικρής κλίμακας της χρωμόσφαιρας, που ονομάζονται ψηφίδες. Οι παρατηρήσεις λήφθηκαν κατά τη διάρκεια μιας σειράς συντονισμένων παρατηρήσεων του Ήλιου, η οποία περιελάμβανε όργανα στο διάστημα (Transition Region and Coronal Explorer, Michelson Doppler Imager της αποστολής SoHO, φασματοπολωσίμετρο στο Solar Optical Telescope της αποστολής Hinode) και ένα επίγειο τηλεσκόπιο (Dutch Open Telescope). Τα δεδομένα αποτελούνται από χρονικές σειρές εικόνων και μαγνητογραμμάτων μιας περιοχής του μαγνητικού δικτύου, στο κέντρο του ηλιακού δίσκου και καλύπτουν διάφορα ύψη της ηλιακής ατμόσφαιρας, από τη βάση της φωτόσφαιρας ως την ανώτερη χρωμόσφαιρα. Χρησιμοποιώντας ανάλυση κυματιδίου, μελετήσαμε την κατανομή της ισχύος των ταλαντώσεων στο διδιάστατο οπτικό πεδίο, όπως επίσης και την μεταβολή της με το ύψος και τη σχέση της με το μαγνητικό πεδίο και τις χρωμοσφαιρικές ψηφίδες. Με μια μέθοδο παρέκτασης, η οποία στηρίζεται στην υπόθεση των μηδενικών ηλεκτρικών ρευμάτων, υπολογίσαμε το μαγνητικό πεδίο της χρωμόσφαιρας, ενώ κάνοντας χρήση ενός ημι-εμπειρικού ατμοσφαιρικού μοντέλου υπολογίσαμε το ύψος του μαγνητικού θόλου. Η κυματική διάδοση ανάμεσα στα στρώματα της ηλιακής ατμόσφαιρας μελετάται με ανάλυση διαφοράς φάσης. Τα αποτελέσματά μας δείχνουν ότι η ισχύς των ταλαντώσεων κατανέμεται σε επιμήκεις δομές γύρω από το μαγνητικό δίκτυο, οι οποίες συμπίπτουν με τις θέσεις των χρωμοσφαιρικών ψηφίδων. Επιπλέον, γύρω από το μαγνητικό δίκτυο, στις παρατηρήσεις στη φασματική γραμμή Η α βρίσκουμε ενισχυμένη ισχύ στη φωτόσφαιρα (άλως ισχύος) και μειωμένη στη χρωμόσφαιρα (μαγνητική σκιά). Η μαγνητική σκιά και η άλως ισχύος αποδίδονται στην αλληλεπίδραση μεταξύ των ακουστικών ταλαντώσεων και των χρωμοσφαιρικών ψηφίδων, οι οποίες σκιαγραφούν τα κεκλιμένα μαγνητικά πεδία της χρωμόσφαιρας και σχηματίζουν το μαγνητικό θόλο. Ο μαγνητικός θόλος διαχωρίζει την ηλιακή ατμόσφαιρα σε μια μαγνητισμένη και μια μη-μαγνητισμένη συνιστώσα και πάνω σε αυτή την οριακή επιφάνεια, τα ακουστικά κύματα υφίστανται μετατροπή και ανάκλαση. Η κλίση του μαγνητικού πεδίου, στο ύψος του μαγνητικού θόλου, καθορίζει το ποσοστό των κυμάτων που μεταδίδονται στη χρωμόσφαιρα ή ανακλώνται πίσω στη φωτόσφαιρα και είναι υπεύθυνα για την εμφάνιση της μαγνητικής σκιάς και της άλως ισχύος.

Abstract

The chromosphere is a very inhomogeneous and highly dynamic layer of the solar atmosphere. High resolution observations have revealed that it consists mainly of fine-scale structures, that are directly related to the magnetic field. In this thesis we use multi-wavelength observations to study oscillatory phenomena in the quiet Sun and their relation to the magnetic field and the chromospheric fine-scale structures called mottles. The observations were obtained during a coordinated campaign which included space-borne instruments (i.e. the Transition Region and Coronal Explorer, the Michelson Doppler Imager onboard SoHO, the Solar Optical Telescope Specropolarimeter onboard the Hinode spacecraft) and a ground-based telescope (i.e. the Dutch Open Telescope). The analysed data consist of time series of images of a solar network region observed at different atmospheric layers from the photosphere to the upper chromosphere, and of high resolution magnetograms. Using wavelet analysis we investigate the oscillatory power distribution in the 2D field-of-view, as well as its vertical distribution and its relation with the fine-scale chromospheric mottles. The magnetic field of the chromosphere was calculated via the extrapolation of the photospheric magnetic field, based on the electric current-free assumption. Using a semi-empirical atmospheric model, we calculated the height of the magnetic canopy. Wave propagation was investigated through phase difference analysis. Our results show that the oscillatory power has a fibrillar distribution which is highly correlated with the places where chromospheric mottles are found. Around the magnetic network in the H α line, we found enhancement of the oscillatory power at the photosphere (power halo) and suppression at the chromosphere (magnetic shadow). The magnetic shadow and the power halo are attributed to the interaction between the acoustic oscillations and mottles, which outline the inclined magnetic field of the chromosphere and form the magnetic canopy. The magnetic canopy divides the solar atmosphere into two components, a magnetized and a non-magnetized one and it is on this critical surface that waves undergo mode conversion and reflection. We find that the inclination of the magnetic field at the height of the magnetic canopy defines the amount of waves that transmit to the chromosphere or reflect back to the photosphere and form the magnetic shadow and power halo around the network.

Ευχαριστίες

Θα ήθελα να ευχαριστήσω όλους εκείνους, χωρίς τη συμβολή των οποίων θα ήταν αδύνατη η περάτωση της δύσκολης αυτής προσπάθειας.

Πρώτα από όλα, την Δρ. Τσιροπούλα, Ερευνήτρια Α' στο Ινστιτούτο Αστρονομίας, Αστροφυσικής, Διαστημικών Εφαρμογών και Τηλεπισκόπησης του Εθνικού Αστεροσκοπείου Αθηνών, που μου έδωσε τη δυνατότητα να εργαστώ πάνω σε υψηλής ποιότητας δεδομένα, αναζητώντας απαντήσεις σε καίρια ερωτήματα. Με τη βοήθειά της είχα τη δυνατότητα να συμμετάσχω σε διεθνή συνέδρια και συναντήσεις και να έρθω σε επαφή με επιστήμονες διεθνούς κύρους. Την ευχαριστώ από καρδιάς για την συνεργασία, την ουσιαστική καθοδήγηση και στήριξη αλλά και υπομονή σε όλη αυτή την προσπάθεια. Ανεκτίμητη, επίσης, ήταν και η συμβολή του Δρ Τζιότζιου, τον οποίο και ευχαριστώ για την ουσιαστική συνεργασία, τις χρήσιμες συζητήσεις και την ενθάρρυνση σε όλη τη διάρκεια της εκπόνησης της διατριβής μου.

Θα ήθελα επίσης να ευχαριστήσω τον κ. Μουσά, Καθηγητή Διαστημικής Φυσικής στο τμήμα Φυσικής του Πανεπιστημίου Αθηνών που δέχτηκε να αναλάβει την επίβλεψή μου και την κα. Πρέκκα-Παπαδήμα, Επίκουρη Καθηγήτρια του ίδιου τμήματος για τις χρήσιμες συμβουλές της κατά τη διάρκεια των σπουδών μου στο τμήμα. Και οι δυο, με τα προπτυχιακά και μεταπτυχιακά τους μαθήματα μου έδωσαν κίνητρο να ακολουθήσω το δύσκολο αλλά και μαγικό δρόμο της έρευνας.

Επιπλέον, τον κ. Αλυσσανδράκη, Καθηγητή Αστροφυσικής, στο τμήμα Φυσικής του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων για τις σημαντικές παρατηρήσεις του κατά τη διάρκεια της εκπόνησης αυτής της διατριβής. Ευχαριστώ επίσης τον Δρ. Γεωργούλη, Ερευνήτη Γ στο Κέντρο Ερευνών Αστρονομίας και Εφαρμοσμένων Μαθηματικών της Ακαδημίας Αθηνών, για τα λεπτομερή του σχόλια πάνω στο κείμενο και το περιεχόμενό του.

Τέλος, θα ήθελα να ευχαριστήσω όλους τους συγγενείς, φίλους και συναδέλφους που ανέχτηκαν την γκρίνια μου και με στήριξαν (ξέρουν αυτοί), ο καθένας με τον τρόπο του. Τους ευχαριστώ όλους, ήταν μια δύσκολη προσπάθεια και θεωρώ ότι είχε αίσιο τέλος και χάρις σε αυτούς.

Στους γονείς μου
Άννα και Κώστα Κοντογιάννη
και τα αδέρφια μου
Φώφη και Δημήτρη.

Πρόλογος

Η ηλιακή ατμόσφαιρα είναι η μοναδική ατμόσφαιρα αστέρα που μπορούμε να παρατηρήσουμε με μεγάλη λεπτομέρεια, με τα τηλεσκόπιά μας. Αυτό μας δίνει τη δυνατότητα να παρατηρήσουμε εντυπωσιακά φαινόμενα και να μελετήσουμε τη δυναμική του πλάσματος σε πραγματικές συνθήκες.

Ανάμεσα στη φωτόσφαιρα, η οποία βρίσκεται σε θερμοκρασία που δεν ξεπερνά τους 6000 K, και το πολύ θερμό και αραιό στέμμα, όπου η θερμοκρασία ξεπερνά τους 10^6 K, υπάρχει ένα ατμοσφαιρικό στρώμα που ονομάζεται χρωμόσφαιρα. Η χρωμόσφαιρα αποτελεί σήμερα, ίσως, το λιγότερο κατανοητό στρώμα της ηλιακής ατμόσφαιρας, λόγω της μικρής χωρικής κλίμακας των φαινομένων που εμφανίζονται σε αυτή και λόγω της μεγάλης ανομοιογένειάς της. Η παρατήρησή της, και μόνο, είναι συναρπαστική και η μελέτη των φαινομένων της αποτελεί πρόκληση.

Λόγω των μεταφορικών κινήσεων στη φωτόσφαιρα εμφανίζονται ταλαντώσεις και κύματα, τα οποία οδεύουν προς τα ανώτερα στρώματα. Από την άλλη, η ύπαρξη του μαγνητικού πεδίου έχει ως αποτέλεσμα την εμφάνιση δομών μικρής και μεγάλης κλίμακας, οι οποίες καθιστούν την ηλιακή χρωμόσφαιρα ιδιαίτερα ανομοιογενή. Η αλληλεπίδραση μεταξύ των ακουστικών κυμάτων και του μαγνητικού πεδίου λαμβάνει χώρα, κυρίως, στο ύψος της χρωμόσφαιρας. Τίθενται, λοιπόν, μια σειρά από ερωτήματα: ποιος μηχανισμός περιγράφει την αλληλεπίδραση των ακουστικών κυμάτων με το χρωμοσφαιρικό μαγνητικό πεδίο; πού συμβαίνει αυτή η αλληλεπίδραση; ποια είναι τα αποτελέσματά της; ποιος είναι ο ρόλος των μικρής κλίμακας δομών της χρωμόσφαιρας σε ένα τέτοιο μηχανισμό;

Στην παρούσα διατριβή επιχειρείται η απάντηση στα παραπάνω ερωτήματα με τη χρήση παρατηρήσεων υψηλής χωρικής και χρονικής ανάλυσης, που καλύπτουν διάφορα ύψη της ηλιακής ατμόσφαιρας από την κατώτερη φωτόσφαιρα ως την ανώτερη χρωμόσφαιρα. Οι παρατηρήσεις αυτές μας δίνουν τη δυνατότητα να μελετήσουμε τη μεταβολή της ισχύος των ταλαντώσεων, τόσο οριζόντια, όσο και

καθ' ύψος και να βγάλουμε συμπεράσματα για τη διάδοση των κυμάτων μεταξύ των διαφόρων υψών. Στη διάθεσή μας έχουμε, επίσης, και υψηλής ανάλυσης μαγνητογράμματα της φωτόσφαιρας, τα οποία μας επιτρέπουν να υπολογίσουμε το μαγνητικό πεδίο σε διάφορα ύψη ως τη χρωμόσφαιρα. Σε συνδυασμό με τις τιμές των θερμοδυναμικών παραμέτρων, που δίνονται από ημι-εμπειρικά ατμοσφαιρικά μοντέλα, υπολογίζουμε και διάφορες χαρακτηριστικές ποσότητες του πλάσματος και πώς αυτές μεταβάλλονται με το ύψος. Είναι προφανές ότι στην πορεία θα πρέπει να εξηγηθούν τα δεδομένα, που προκύπτουν από τις παρατηρήσεις μας, με τρόπο συμβατό με τη θεωρία. Προς τούτο, συγκρίνονται τα αποτελέσματά μας με τις προβλέψεις ενός θεωρητικού μοντέλου, που περιγράφει την αλληλεπίδραση μεταξύ των ακουστικών κυμάτων και του μαγνητικού πεδίου, όπως επίσης και με τα αποτελέσματα πειραμάτων αριθμητικών προσομοιώσεων. Πιο αναλυτικά, η παρούσα διατριβή είναι δομημένη ως εξής:

Στο *πρώτο κεφάλαιο* παρουσιάζονται κάποιες απαραίτητες εισαγωγικές έννοιες. Γίνεται μια σύντομη περιγραφή του Ήλιου, από το εσωτερικό του ως τα ανώτερα στρώματα της ατμόσφαιράς του με έμφαση στη χρωμόσφαιρα και στα φαινόμενα μικρής κλίμακας του ήρεμου Ήλιου, όπως οι χρωμοσφαιρικές ψηφίδες και τα λαμπρά σημεία του χρωμοσφαιρικού δικτύου. Ακολουθεί μια περιγραφή της προέλευσης και εξέλιξης του μαγνητικού πεδίου στον Ήλιο. Γίνεται ιδιαίτερη αναφορά στο μαγνητικό θόλο, ο οποίος διαχωρίζει τη μαγνητισμένη από τη μη-μαγνητισμένη ηλιακή ατμόσφαιρα και έχει ιδιαίτερη σημασία στη διάδοση των κυμάτων στη χρωμόσφαιρα. Στη συνέχεια περιγράφεται ο τρόπος παρατήρησης και μέτρησης των μαγνητικών πεδίων στη φωτόσφαιρα και οι μέθοδοι παρέκτασης που οδηγούν στον υπολογισμό του διανύσματος του μαγνητικού πεδίου σε όλα τα ατμοσφαιρικά ύψη. Το κεφάλαιο κλείνει με μια αναφορά στα (ημι-εμπειρικά) ατμοσφαιρικά μοντέλα, που δίνουν τις τιμές των θερμοδυναμικών παραμέτρων της ηλιακής ατμόσφαιρας σαν συνάρτηση του ύψους.

Στο *δεύτερο κεφάλαιο* περιγράφονται συνοπτικά οι ταλαντώσεις και τα κύματα, που εμφανίζονται στο πλάσμα της ηλιακής ατμόσφαιρας. Γίνεται μια σύνοψη των βασικότερων συμπερασμάτων, που έχουν προκύψει από παρατηρησιακές και θεωρητικές μελέτες από τη δεκαετία του 1960 μέχρι και σήμερα, σχετικά με τις ακουστικές ταλαντώσεις (“p – modes”) και την διάδοση των κυμάτων στην ηλιακή φωτόσφαιρα. Το κεφάλαιο ολοκληρώνεται με την παρουσίαση ενός μοντέλου περιγραφής της αλληλεπίδρασης των μαγνητο-ακουστικών κυμάτων με το μαγνητικό

θόλο (Schunker & Cally 2006, Cally 2007). Οι προβλέψεις του μοντέλου αυτού θα συγκριθούν στη συνέχεια με τα αποτελέσματα που προκύπτουν από την ανάλυση των παρατηρήσεων.

Στο *τρίτο κεφάλαιο* παρουσιάζονται οι παρατηρήσεις, που χρησιμοποιήθηκαν για την εκπόνηση της διατριβής και τα χαρακτηριστικά των οργάνων (επίγειων και διαστημικών), που χρησιμοποιήθηκαν για τη λήψη αυτών των παρατηρήσεων. Τέλος, περιγράφονται τα στάδια της επεξεργασίας των παρατηρήσεων, οι απαραίτητες διορθώσεις και η διαδικασία της ευθυγράμμισής τους ώστε να εξαχθεί το κοινό οπτικό πεδίο.

Το *τέταρτο κεφάλαιο* περιλαμβάνει μια συγκριτική φασματική ανάλυση των παρατηρήσεων στα διάφορα φίλτρα και τη μελέτη της διδιάστατης κατανομής της ισχύος των ταλαντώσεων των 3, 5 και 7 λεπτών στο κοινό οπτικό πεδίο, με έμφαση στις παρατηρήσεις στη γραμμή Η α . Στα πλαίσια της διατριβής, γίνεται για πρώτη φορά η ανίχνευση περιοχών αυξημένης και ελαττωμένης ισχύος σε υψηλής ανάλυσης παρατηρήσεις της Η α (άλως ισχύος και μαγνητική σκιά). Εξετάζεται η μεταβολή της ισχύος σε σχέση με την απόσταση από το μαγνητικό δίκτυο και η σχέση της κατανομής της ισχύος των ταλαντώσεων με τις θέσεις, όπου εμφανίζονται οι χρωμοσφαιρικές ψηφίδες.

Στο *πέμπτο κεφάλαιο*, εξετάζονται τα αποτελέσματα του προηγούμενου κεφαλαίου, που αφορούν τις παρατηρήσεις στη γραμμή Η α , σε σχέση με τη γεωμετρία του μαγνητικού πεδίου της χρωμόσφαιρας. Για τον υπολογισμό του διανύσματος του μαγνητικού πεδίου στη χρωμόσφαιρα, χρησιμοποιείται μια μέθοδος παρέκτασης, που στηρίζεται στην υπόθεση των μηδενικών ηλεκτρικών ρευμάτων. Η γεωμετρία του μαγνητικού πεδίου συγκρίνεται με τις παρατηρήσεις της Η α . Στη συνέχεια, υπολογίζεται το ύψος του μαγνητικού θόλου και συγκρίνεται η μορφολογία του με την κατανομή της ισχύος των ταλαντώσεων στο οπτικό πεδίο.

Στο *έκτο κεφάλαιο* απαντάται το ερώτημα του κατά πόσο επηρεάζεται το ύψος του μαγνητικού θόλου, αν για τον υπολογισμό του χρησιμοποιηθούν μαγνητογράμματα από όργανα με διαφορετική χωρική ανάλυση και ευαισθησία (το SOT/SP και το MDI) και διαφορετικά ατμοσφαιρικά μοντέλα. Εφαρμόζεται και πάλι η μέθοδος παρέκτασης του προηγούμενου κεφαλαίου για τον υπολογισμό του χρωμοσφαιρικού πεδίου. Το μαγνητικό πεδίο της χρωμόσφαιρας, που προκύπτει από το όργανο SOT/SP, συγκρίνεται με αυτό που προκύπτει από το όργανο MDI, καθώς επίσης και τα αντίστοιχα ύψη του μαγνητικού θόλου. Υπολογίζονται οι τιμές των

παραμέτρων του μαγνητικού πεδίου της χρωμόσφαιρας και διερευνάται ο ρόλος που παίζει η χαμηλότερη ευαισθησία, αλλά και η χαμηλότερη χωρική ανάλυση του MDI. Επιπλέον διερευνάται ο ρόλος του χρησιμοποιούμενου ατμοσφαιρικού μοντέλου στις τιμές του ύψους του μαγνητικού θόλου.

Στο *έβδομο κεφάλαιο* γίνεται η σύνδεση των αποτελεσμάτων των κεφαλαίων 4 και 5, με τις ποσοτικές προβλέψεις του μοντέλου μετατροπής των μαγνητο-ακουστικών κυμάτων στο μαγνητικό θόλο, που περιγράφηκε στο δεύτερο κεφάλαιο. Τα αποτελέσματα του κεφαλαίου αυτού αποτελούν την πρώτη προσπάθεια εφαρμογής του συγκεκριμένου μοντέλου σε παρατηρήσεις του ήρεμου Ήλιου. Η ανάλυση αποτελείται από δύο μέρη. Στο πρώτο μέρος εξετάζεται η κατανομή της ισχύος των ταλαντώσεων των 3, 5 και 7 λεπτών των σημάτων Doppler της γραμμής Ηα, στις τιμές της κλίσης του μαγνητικού πεδίου που έχουν υπολογιστεί για το ύψος του μαγνητικού θόλου. Η κατανομή αυτή συγκρίνεται με την αντίστοιχη κατανομή που προβλέπεται από το θεωρητικό μοντέλο. Στο δεύτερο μέρος του κεφαλαίου, εξετάζονται οι διαφορές φάσης ανάμεσα σε φωτοσφαιρικές και χρωμοσφαιρικές ταλαντώσεις και η επίδραση του μαγνητικού θόλου σε αυτές.

Στο *όγδοο κεφάλαιο* η διδακτορική διατριβή ολοκληρώνεται με τη διατύπωση των συμπερασμάτων και την αναφορά σε θέματα, τα οποία μπορούν να απαντηθούν με μελλοντικές εργασίες.

Δημοσιεύσεις

Από την παρούσα διατριβή έχουν προκύψει οι ακόλουθες δημοσιεύσεις σε διεθνή περιοδικά με κριτές:

Kontogiannis, I., Tsiropoula, G., & Tziotziou, K., 2010, Astronomy & Astrophysics, 510, A41

Kontogiannis, I., Tsiropoula, G., Tziotziou, K., & Georgoulis M.K., 2010, Astronomy & Astrophysics, 524, A12

Kontogiannis, I., Tsiropoula, G., & Tziotziou, K., 2011, Astronomy & Astrophysics, 531, A66

Περιεχόμενα

Κεφάλαιο 1. Εισαγωγή

1.1. Γενικά χαρακτηριστικά του Ήλιου	1
1.2. Το εσωτερικό του Ήλιου	2
1.3. Η ηλιακή ατμόσφαιρα.....	4
1.3.1. Ήρεμος Ήλιος.....	4
1.3.2. Η φωτόσφαιρα	4
1.3.3. Η χρωμόσφαιρα	6
1.3.4. Η λεπτή υφή της χρωμόσφαιρας – χρωμοσφαιρικές ψηφίδες.....	8
1.3.5. Η μεταβατική περιοχή, το στέμμα και ο ηλιακός άνεμος.....	10
1.4. Το μαγνητικό πεδίο του ήρεμου Ήλιου	11
1.4.1. Χαρακτηριστικά και προέλευση	11
1.4.2. Ο μαγνητικός θόλος.....	13
1.4.3. Μέτρηση του φωτοσφαιρικού μαγνητικού πεδίου και η παρέκτασή του στη χρωμόσφαιρα	17
1.5. Ατμοσφαιρικά μοντέλα.....	21

Κεφάλαιο 2. Ταλαντώσεις και κύματα στο ηλιακό πλάσμα

2.1. Εισαγωγή	24
2.2. Η μαγνητοϋδροδυναμική περιγραφή του πλάσματος.....	25
2.2.1 Εξισώσεις ηλεκτροδυναμικής.....	25
2.2.2. Το πλάσμα ως ρευστό	27
2.3. Κύματα στο πλάσμα	29
2.3.1. Διαταραχές.....	29
2.3.2. Ακουστικά κύματα.....	30
2.3.3. Βαρυτικά κύματα	32
2.3.4. Μαγνητικά κύματα	32
2.3.5 Μαγνητο-ακουστικά κύματα	33
2.4. Οι ακουστικές ταλαντώσεις του Ήλιου	36
2.5. Η μελέτη των ταλαντώσεων και των κυμάτων στην ηλιακή ατμόσφαιρα	40
2.5.1. Ταλαντώσεις στο δίκτυο και στο μεσοδίκτυο.....	40
2.5.2. Άλως ισχύος και μαγνητική σκιά.....	42
2.6. Μετατροπή μαγνητο-ακουστικών κυμάτων στο μαγνητικό θόλο	44

Κεφάλαιο 3. Παρατηρήσεις και επεξεργασία τους

3.1. Εισαγωγή	51
3.2. Το ηλιακό τηλεσκόπιο DOT	51
3.3. Ο δορυφόρος TRACE.....	55
3.4. Το όργανο MDI του δορυφόρου SOHO	57
3.5. Το φασματοπολωσίμετρο του δορυφόρου Hinode (SOT/SP)	59
3.6. Ευθυγράμμιση των παρατηρήσεων και επιλογή του κοινού πεδίου.....	62

Κεφάλαιο 4. Μαγνητική σκιά και άλως ισχύος σε μια περιοχή του ήρεμου Ήλιου

4.1. Εισαγωγή	66
4.2. Παρατηρήσεις	69
4.3. Κυματιδιακή ανάλυση και κατασκευή διδιάστατων χαρτών ισχύος	71
4.4. Αποτελέσματα.....	75
4.4.1 Η κατανομή της ισχύος των ταλαντώσεων των 3, 5 και 7 min στην κατώτερη φωτόσφαιρα	75
4.4.2. Κατανομή της ισχύος των ταλαντώσεων στην ανώτερη φωτόσφαιρα – χαμηλή χρωμόσφαιρα	78
4.4.3. Κατανομή της ισχύος των ταλαντώσεων σε διάφορα μήκη κύματος κατά μήκος του προφίλ της γραμμής H α	80
4.4.4. Μεταβολή της ισχύος των ταλαντώσεων σε σχέση με την απόσταση από το μαγνητικό δίκτυο	84
4.4.5. Ισχύς των ταλαντώσεων, χρωμοσφαιρική λεπτή υφή και ψηφίδες	87
4.5. Συμπεράσματα και συζήτηση	90

Κεφάλαιο 5. Ταλαντώσεις σε μια περιοχή του δικτύου στη φασματική γραμμή H α και η σχέση τους με το μαγνητικό πεδίο

5.1. Εισαγωγή	93
5.2. Παρατηρήσεις	95
5.3. Ανάλυση των παρατηρήσεων	96
5.4. Αποτελέσματα.....	99
5.4.1. Το φωτοσφαιρικό και χρωμοσφαιρικό μαγνητικό πεδίο	99
5.4.2. Η ισχύς των ταλαντώσεων και το ύψος του μαγνητικού θόλου	103
5.4.3. Η ισχύς των ταλαντώσεων και οι παράμετροι του μαγνητικού πεδίου	108

5.5. Συμπεράσματα και συζήτηση	111
--------------------------------------	-----

Κεφάλαιο 6. Υπολογισμός του μαγνητικού πεδίου της χρωμόσφαιρας και προσδιορισμός του ύψους του μαγνητικού θόλου από μαγνητογράμματα του MDI και του SOT/SP

6.1. Εισαγωγή	114
6.2. Παρατηρήσεις	116
6.3. Ανάλυση των παρατηρήσεων	117
6.4. Αποτελέσματα.....	119
6.4.1. Σύγκριση των παραμέτρων του φωτοσφαιρικού και χρωμοσφαιρικού μαγνητικού πεδίου που υπολογίζονται από παρατηρήσεις των MDI και SOT/SP	119
6.4.2. Η μορφή και το ύψος σχηματισμού του μαγνητικού θόλου	123
6.4.2.1. Εξάρτηση από το όργανο παρατήρησης	123
6.4.2.2. Εξάρτηση από το ατμοσφαιρικό μοντέλο	126
6.5. Συμπεράσματα και σχόλια	129
6.5.1. Σχετικά με τη μέθοδο Milne – Eddington.....	129
6.5.2. Συζήτηση – Συμπεράσματα	131

Κεφάλαιο 7. Διάδοση κυμάτων στο περιβάλλον του μαγνητικού θόλου

7.1. Εισαγωγή	135
7.2. Ανάλυση.....	137
7.2.1. Διαφορές φάσης με το μετασχηματισμό κυματιδίου	137
7.2.2. Υπολογισμός παραμέτρων του πλάσματος.....	140
7.2.3. Παραδοχές.....	144
7.3. Αποτελέσματα.....	146
7.3.1. Μετατροπή και μετάδοση κυμάτων στο μαγνητικό θόλο	146
7.3.1.1. Διάδοση των κυμάτων των 3 min.	146
7.3.1.2. Διάδοση των κυμάτων των 5 και 7 min.....	148
7.3.1.3. Σχόλια	150
7.3.2. Διαφορές φάσης.....	151

7.3.2.1. Κυματική διάδοση μεταξύ της φασματικής περιοχής Ca II H και της G-band.....	151
7.3.2.2 Κυματική διάδοση μεταξύ των DS της H α στα $\pm 0.70 \text{ \AA}$ και $\pm 0.35 \text{ \AA}$..	155
7.4. Συμπεράσματα και συζήτηση	159

Κεφάλαιο 8. Σύνοψη και μελλοντικές κατευθύνσεις

8.1. Σύνοψη της διατριβής	162
8.2. Θέματα προς διερεύνηση στο μέλλον	168

Αναφορές	171
-----------------------	-----

Κεφάλαιο 1

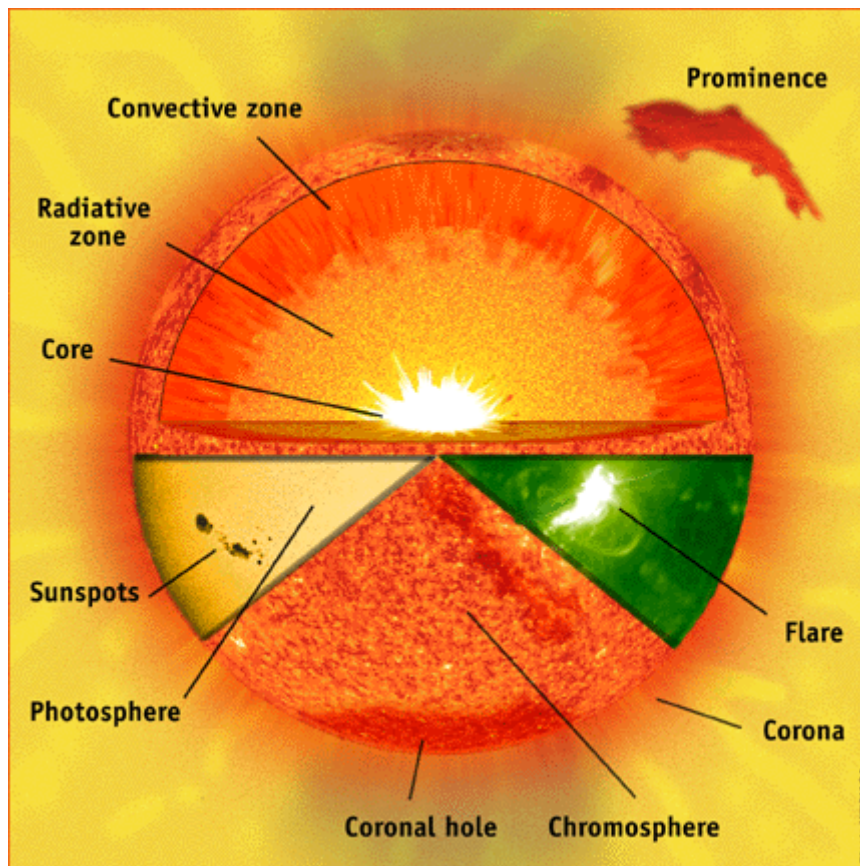
Εισαγωγή

1.1. Γενικά χαρακτηριστικά του Ήλιου

Ο Ήλιος είναι ένας αστέρας της κυρίας ακολουθίας, φασματικού τύπου G2V, με επιφανειακή θερμοκρασία γύρω στους 5800 K. Βρίσκεται σε απόσταση 150.000.000 km, περίπου, από τη Γη, που ορίζεται ως μια αστρονομική μονάδα (A.U), την οποία το φως διανύει σε περίπου 8 λεπτά. Η ακτίνα του είναι περίπου ίση με 700.000 km, η μάζα του, M_{\odot} , είναι περίπου $2 \cdot 10^{33}$ gr και η μέση πυκνότητά του ίση με $1,41 \text{ gr}\cdot\text{cm}^{-3}$. Συνίσταται κυρίως από υδρογόνο και ήλιο, αλλά και βαρύτερα στοιχεία και η ύλη που τον αποτελεί είναι μερικώς ή πλήρως ιονισμένη. Η πίεση που οφείλεται στο βάρος του Ήλιου δεν τον οδηγεί σε κατάρρευση, διότι εξισορροπείται, όπως σε όλους τους αστέρες της κυρίας ακολουθίας, από την πίεση της ακτινοβολούμενης ενέργειας που παράγεται στον πυρήνα, λόγω θερμοπυρηνικών αντιδράσεων. Εκεί, σε θερμοκρασία μερικών εκατομμυρίων βαθμών, πυρήνες υδρογόνου σχηματίζουν πυρήνες ηλίου, ακολουθώντας μια σειρά από πυρηνικές αντιδράσεις, γνωστή ως κύκλος πρωτονίου-πρωτονίου (proton chain). Ως αποτέλεσμα, ο Ήλιος ακτινοβολεί με ισχύ περίπου ίση με $3,83 \cdot 10^{26}$ W σε όλα τα μήκη κύματος και προς όλες τις διευθύνσεις, ισότροπα. Η λαμπρότητα αυτή αντιστοιχεί σε απόλυτο μέγεθος 4.8, που σημαίνει ότι, αν ο Ήλιος βρισκόταν σε απόσταση 10 parsec, μόλις θα φαινόταν αμυδρά με γυμνό μάτι. Ωστόσο, η ενέργεια που εκπέμπει είναι ικανή και αναγκαία για την ύπαρξη και συντήρηση της ζωής πάνω στη Γη.

Σήμερα, γνωρίζουμε ότι το εσωτερικό ενός αστέρα σαν τον Ήλιο αποτελείται από τον πυρήνα, τη ζώνη ακτινοβολίας και τη ζώνη μεταφοράς, ενώ περιβάλλεται από μια ατμόσφαιρα (Σχ. 1.1). Για τη δομή του εσωτερικού του Ήλιου γνωρίζουμε από θεωρητικά μοντέλα και τεχνικές παρατήρησης, όπως η ηλιοσεισμολογία και οι μετρήσεις νετρίνων. Από την άλλη, η ατμόσφαιρα του Ήλιου είναι το παρατηρήσιμο, εξωτερικό περίβλημα του Ήλιου, το οποίο μπορεί να παρατηρηθεί σε όλες, σχεδόν,

τις περιοχές του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος και αποτελείται από τη φωτόσφαιρα, τη χρωμόσφαιρα, τη μεταβατική περιοχή και το στέμμα.



Σχήμα 1.1. Απεικόνιση της εσωτερικής δομής του Ήλιου, της ατμόσφαιράς του και ορισμένων επιφανειακών φαινομένων (<http://sohowww.nascom.nasa.gov/explore/>).

1.2. Το εσωτερικό του Ήλιου

Ο πυρήνας (core) είναι το κεντρικό τμήμα του Ήλιου που εκτείνεται ως το ένα τέταρτο της ακτίνας του και στο οποίο λαμβάνουν χώρα οι θερμοπυρηνικές αντιδράσεις. Υπολογίζεται ότι στον πυρήνα η τιμή της θερμοκρασίας είναι περίπου $1,5 \cdot 10^7$ K, η πυκνότητα περίπου 160 gr/cm^3 και η πίεση $1,3 \cdot 10^9$ atm. Στον πυρήνα, το υδρογόνο μετατρέπεται σε ήλιο με αποτέλεσμα η σύσταση του πυρήνα να μεταβάλλεται με την πάροδο του χρόνου και σήμερα το υδρογόνο που περιέχει να ανέρχεται στο 36% της συνολικής μάζας του Ηλίου. Από τις πυρηνικές αντιδράσεις

παράγονται φωτόνια ακτινοβολίας γ και νετρίνα, τα οποία διαφεύγουν και αποτελούν τη σημαντικότερη πηγή πληροφοριών για τον πυρήνα.

Στο εσωτερικό του Ήλιου, για τη διάδοση της ενέργειας δρουν δυο μηχανισμοί, η μεταφορά και η ακτινοβολία και το κριτήριο του Schwarzschild καθορίζει ποιος από τους δυο θα επικρατήσει. Όσο η θερμοβαθμίδα, που οφείλεται στην ακτινοβολία (*radiative gradient*), είναι μικρότερη από την αδιαβατική θερμοβαθμίδα (*adiabatic gradient*), κυριαρχεί η ακτινοβολία. Αυτή η συνθήκη αποτελεί το κριτήριο Schwarzschild. Αυτό συμβαίνει στη ζώνη ακτινοβολίας (*radiation zone*), η οποία περιβάλλει τον πυρήνα και φτάνει ως το 0.75 της ηλιακής ακτίνας. Η θερμοκρασία εδώ πέφτει σταδιακά στις μερικές εκατοντάδες χιλιάδες βαθμούς Kelvin και η παραγόμενη στον πυρήνα ενέργεια διαδίδεται με ακτινοβολία. Τα φωτόνια απορροφούνται και επανεκπέμπονται από τα διαδοχικά στρώματα της ζώνης ακτινοβολίας, πολλές φορές, καθώς οδεύουν προς την επιφάνεια, με αποτέλεσμα να απαιτούνται δεκάδες έως και εκατοντάδες χιλιάδες έτη, μέχρι η ακτινοβολία να διασχίσει αυτή τη ζώνη.

Ακριβώς πάνω από τη ζώνη ακτινοβολίας βρίσκεται η ζώνη μεταφοράς (*convection zone*) που εκτείνεται μέχρι τη φωτόσφαιρα, για περίπου δηλαδή 0.25 ηλιακές ακτίνες. Εκεί, η αδιαφάνεια του πλάσματος αυξάνεται, λόγω μεγάλου πληθυσμού ιόντων, τα οποία απορροφούν την ακτινοβολία (π.χ. H, He). Τότε, το κριτήριο Schwarzschild ανατρέπεται, καθώς η θερμοβαθμίδα της ακτινοβολίας μειώνεται λόγω της αυξημένης αδιαφάνειας. Επομένως, τα κατώτερα στρώματα, που θερμαίνονται, ανέρχονται και μεταφέρουν τη θερμότητα στα υπερκείμενα, ψυχρότερα στρώματα. Στη συνέχεια κατέρχονται και πάλι, αφού ψυχθούν, έχοντας αποδώσει το ενεργειακό τους «περίσσειμα». Δημιουργείται, με αυτό τον τρόπο, ένα σύστημα από κυψελίδες ρευμάτων μεταφοράς.

Τα ρεύματα μεταφοράς παίζουν καθοριστικό ρόλο στη διαμόρφωση της μορφολογίας του μαγνητικού πεδίου στην ατμόσφαιρα του Ήλιου ανακατανέμοντας τη μαγνητική ροή επάνω στην επιφάνειά του. Η ύπαρξη της ζώνης μεταφοράς στον Ήλιο είναι σημαντική σε ό,τι αφορά στη δημιουργία των τοπικών μαγνητικών συγκεντρώσεων στην επιφάνεια, οι οποίες έχουν άμεση σχέση με τη δημιουργία κάθε είδους σχηματισμών στα ανώτερα στρώματα. Αυτό συμβαίνει διότι η πυκνότητα ενέργειας του μαγνητικού πεδίου στην ατμόσφαιρα του Ήλιου είναι γενικά μεγαλύτερη από την πυκνότητα θερμικής ενέργειας του πλάσματος με αποτέλεσμα το

μαγνητικό πεδίο να παίζει καθοριστικό ρόλο στη δυναμική εξέλιξη της ηλιακής ατμόσφαιρας

1.3. Η ηλιακή ατμόσφαιρα

1.3.1. Ήρεμος Ήλιος

Στην ηλιακή ατμόσφαιρα συχνά γίνεται η διάκριση μεταξύ ήρεμου και ενεργού Ήλιου. Ο ενεργός Ήλιος χαρακτηρίζεται από ένα σύνολο ιδιαίτερα έντονων, δυναμικών σχηματισμών, μεγάλης κλίμακας, που εμφανίζονται στην ατμόσφαιρά του όπως οι πυρσοί ή λαμπρές εκτάσεις (*plages*) και οι κηλίδες (*sunspots*). Οι περιοχές του Ήλιου που περιλαμβάνουν φαινόμενα μικρότερης έντασης και κλίμακας χαρακτηρίζονται ως «ήρεμος Ήλιος». Αυτή η διάκριση, ωστόσο, δεν σημαίνει ότι στον ήρεμο Ήλιο δεν εμφανίζονται δυναμικά φαινόμενα. Αντιθέτως, παρατηρείται μεγάλος αριθμός μικρής κλίμακας σχηματισμών, τα οποία είναι ιδιαίτερα δυναμικά. Η ποικιλία τους, η αλληλοσύνδεσή τους, αλλά και η διαφοροποίησή τους στα διάφορα στρώματα της ηλιακής ατμόσφαιρας και το γεγονός ότι αυτά καλύπτουν διαρκώς και σε μεγάλο αριθμό όλη την επιφάνεια του ηλιακού δίσκου, κάνει τη μελέτη τους απαραίτητο τμήμα της έρευνας στην ηλιακή φυσική. Στη συνέχεια του κεφαλαίου θα εστιάσουμε την προσοχή μας στον ήρεμο Ήλιο και στους σχηματισμούς που τον απαρτίζουν.

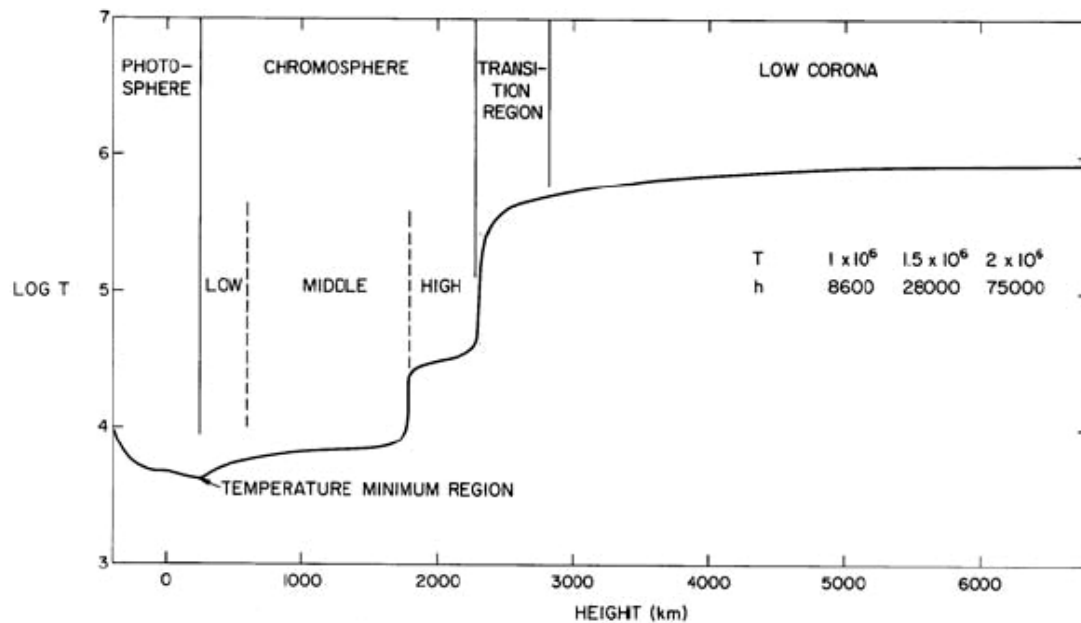
1.3.2. Η φωτόσφαιρα

Η φωτόσφαιρα είναι το στρώμα της ηλιακής ατμόσφαιρας από όπου προέρχεται η συνεχής ορατή ακτινοβολία του Ήλιου. Αν και τα όρια με τη ζώνη μεταφοράς είναι ασαφή, η πυκνότητα του ηλιακού πλάσματος στη φωτόσφαιρα μειώνεται με αποτέλεσμα η ακτινοβολία να μπορεί να διαφύγει στο διαστημικό χώρο. Το βάθος στο οποίο συμβαίνει αυτό ορίζει την «ορατή» επιφάνεια του Ήλιου, όπου το οπτικό βάθος στα 5000 Å ισούται με τη μονάδα ($\tau_{5000} = 1$). Αυτό το βάθος

ορίζουμε συνήθως ως τη βάση της φωτόσφαιρας και το χρησιμοποιούμε σαν σημείο αναφοράς για τη μέτρηση του ύψους στην ηλιακή ατμόσφαιρα. Η θερμοκρασία μέλανος σώματος που αντιστοιχεί στη φωτόσφαιρα είναι περίπου 5800 K και μειώνεται με το ύψος φτάνοντας τους 4200 K περίπου, στο ύψος των 500 km. Εκεί βρίσκεται η ελάχιστη θερμοκρασία της ατμόσφαιρας του Ήλιου και θεωρείται, συνήθως, ότι τελειώνει η φωτόσφαιρα. Θα πρέπει, βέβαια, να σημειωθεί ότι οι τιμές των ατμοσφαιρικών θερμοκρασιών και των υψών στα οποία αυτές αντιστοιχούν δεν είναι απόλυτες αλλά ποικίλουν από μοντέλο σε μοντέλο (Σχ. 1.2).

Η φωτόσφαιρα, όταν παρατηρείται σε εικόνες υψηλής ανάλυσης (Σχ. 1.3 πάνω αριστερά), έχει τη μορφή ψηφιδωτού, με λαμπρές περιοχές, τους κόκκους (*granules*), μεγέθους 300 – 3500 km, οι οποίοι χωρίζονται από σκοτεινά διάκενα (*intergranular lanes*). Οι κόκκοι είναι οι κορυφές των ρευμάτων μεταφοράς που φτάνουν από το εσωτερικό του Ήλιου. Ο μέσος χρόνος ζωής ενός κόκκου είναι της τάξης των 15 – 20 min, χρόνος που μεσολαβεί από τη στιγμή που ο κόκκος θα σχηματιστεί από τη συνένωση μικρότερων δομών έως ότου διασπαστεί. Έχει παρατηρηθεί ότι αυτή η ακολουθία επαναλαμβάνεται στο ίδιο σημείο πολλές φορές δίνοντας την εντύπωση οργάνωσης της μεταφοράς. Πιστεύεται ότι οι κόκκοι φτάνουν σε ύψος 150 km πάνω από τη φωτόσφαιρα και λόγω της ταχείας ψύξης του υλικού, φαίνονται σκοτεινοί σε γραμμές που σχηματίζονται σε μεγαλύτερα ύψη. Για παράδειγμα, στη γραμμή H του Ca II (Σχ. 1.3, πάνω δεξιά), η οποία σχηματίζεται μεταξύ ανώτερης φωτόσφαιρας και χαμηλής χρωμόσφαιρας, η κοκκίαση δίνει τη θέση της στην αντεστραμμένη κοκκίαση, η οποία μοιάζει πολύ με μια αρνητική εικόνα της κοκκίασης (Rutten et al. 2004b).

Από εικόνες Doppler της φωτόσφαιρας του ηλιακού δίσκου βρέθηκε ότι, εκτός από την κοκκίαση, στη φωτόσφαιρα είναι ορατά μεγαλύτερης κλίμακας ρεύματα μεταφοράς που αποτελούν την υπερκοκκίαση και έχουν έκταση της τάξης των 30.000 km (Leighton et al. 1962). Η υπερκοκκίαση γίνεται ορατή στον ήρεμο Ήλιο, όταν αυτός παρατηρείται σε γραμμές, όπως η γραμμή H του Ca II, όπου τα μεγάλης κλίμακας ρεύματα μεταφοράς οριοθετούνται από λαμπρά σημεία, τα οποία αποτελούν το μαγνητικό δίκτυο (*magnetic network*) (Σχ. 1.4).



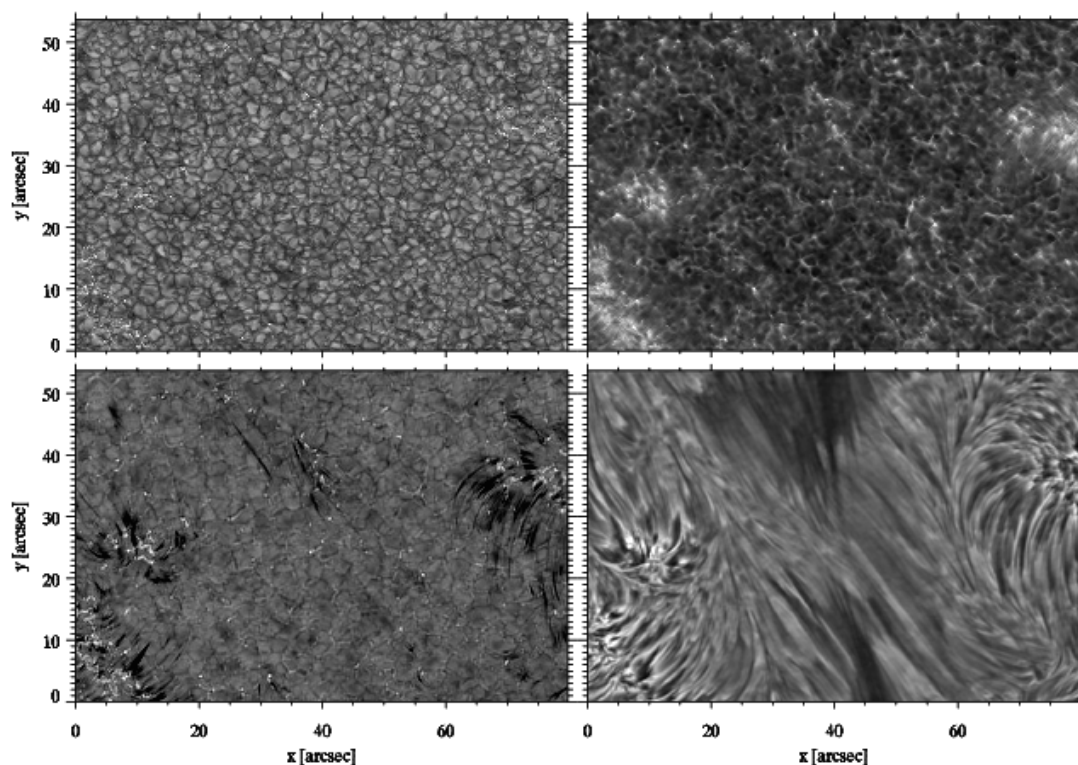
Σχήμα 1.2. Τα στρώματα της ατμόσφαιρας του Ήλιου σε ένα διάγραμμα θερμοκρασίας - ύψους (από Athay 1976).

Το μαγνητικό δίκτυο αποτελείται από σωλήνες μαγνητικής ροής, οι οποίοι σχηματίζουν σχετικά σταθερές ομάδες μαγνητικών συμπυκνωμάτων με διάρκεια ζωής της τάξης των μερικών ωρών. Σε μια αλληλουχία εικόνων της φωτόσφαιρας στη φασματική περιοχή της G-band, η οποία σχηματίζεται σε ύψος μερικών δεκάδων χιλιομέτρων από το επίπεδο $\tau_{5000}=1$, μπορεί να δει κανείς μικρής κλίμακας, μικτής πολικότητας, σωλήνες μαγνητικής ροής, καθώς αυτοί αναδύονται, μετακινούνται, συγχωνεύονται ή διασπώνται λόγω των κινήσεων των κόκκων, σχηματίζοντας το «μαγνητικό χαλί» (*magnetic carpet*) της φωτόσφαιρας (Title & Schrijver 1998).

1.3.3. Η χρωμόσφαιρα

Το στρώμα της ηλιακής ατμόσφαιρας, που εκτείνεται από τα 500 km και μέχρι περίπου τα 2000 km, ονομάζεται χρωμόσφαιρα (chromosphere). Πρόκειται για μια περιοχή, όπου η θερμοκρασία αυξάνεται ομαλά με το ύψος, φτάνοντας μέχρι τους 25000 K περίπου. Η χρωμόσφαιρα είναι ορατή στο χείλος κατά τη διάρκεια των ολικών ηλιακών εκλείψεων ως ένα λεπτό ροζ στρώμα γύρω από το σκοτεινό σεληνιακό δίσκο, κυρίως λόγω εκπομπής στις φασματικές γραμμές H α και H β .

Χαρακτηριστικές δομές της ήρεμης χρωμόσφαιρας είναι οι ακίδες (spicules), που παρατηρούνται κατά τη διάρκεια των εκλείψεων να προεξέχουν από το ηλιακό χείλος φτάνοντας σε ύψος μέχρι τα 10000 km. Από αυτή την εικόνα γίνεται κατανοητό ότι η χρωμόσφαιρα δεν είναι ένα σφαιρικό αεριώδες κέλυφος, αλλά μια ιδιαίτερα ανομοιογενής περιοχή, όπου η δυναμική του πλάσματος καθορίζεται κυρίως από το μαγνητικό πεδίο.



Σχήμα 1.3. Περιοχή του ήρεμου Ήλιου όπως φαίνεται στη G-band (4305 Å) (πάνω αριστερά), σε μια φασματική περιοχή γύρω από τη γραμμή Ca II H (πάνω δεξιά), στα -0.80 \AA από το κέντρο της γραμμής H α (κάτω αριστερά) και στο κέντρο της γραμμής H α (κάτω δεξιά). Η λήψη των εικόνων έγινε από το Dutch Open Telescope (DOT) (από Leenaarts et al. 2006).

Με βάση την επίδραση του μαγνητικού πεδίου, συχνά η χρωμόσφαιρα διαχωρίζεται σε κατώτερη και ανώτερη (Judge 2006). Η κατώτερη χρωμόσφαιρα φτάνει μέχρι τα 1300 km περίπου και η δυναμική της καθορίζεται από τη δυναμική της υποκείμενης φωτόσφαιρας, της οποίας αποτελεί φυσική προέκταση. Η ανώτερη χρωμόσφαιρα, η οποία τοποθετείται πάνω από τα 1300 km είναι μια περιοχή με εντελώς διαφορετική δυναμική, η οποία κυριαρχείται από επιμήκεις δομές και βρόχους και θυμίζει περισσότερο τη μορφολογία του στέμματος. Θεωρείται ότι η

ανώτερη χρωμόσφαιρα βρίσκεται πάνω από την οριακή επιφάνεια του μαγνητικού θόλου (Judge 2006), την οποία θα περιγράψουμε παρακάτω. Αναφέρουμε, ωστόσο, ότι ο διαχωρισμός της χρωμόσφαιρας σε στρώματα δεν είναι απόλυτος και ότι η μορφολογία του μαγνητικού θόλου είναι πολύπλοκη με αποτέλεσμα η τιμή των 1300 km να είναι μόνο ενδεικτική και να διαφέρει από θέση σε θέση.

Η χρωμόσφαιρα παρατηρείται, μεταξύ άλλων, στις ισχυρές φασματικές γραμμές Fraunhofer, όπως αυτές των Mg I (b1 και b2), Na I (D1 και D2), Ca II H & K και H α . Οι τρεις πρώτες σχηματίζονται, κυρίως, μεταξύ ανώτερης φωτόσφαιρας και κατώτερης χρωμόσφαιρας, ενώ η H α σχηματίζεται σε ένα εύρος υψών από τα 200 km μέχρι τα 2000 km. Θεωρείται από τον Rutten (2006) ότι η λεπτή υφή που απεικονίζεται στις παρατηρήσεις στο κέντρο της γραμμής H α αντιπροσωπεύει την κατεξοχήν χρωμόσφαιρα.

1.3.4. Η λεπτή υφή της χρωμόσφαιρας – χρωμοσφαιρικές ψηφίδες

Όπως αναφέρθηκε, η χρωμόσφαιρα, στον ήρεμο Ήλιο, είναι ένα ιδιαίτερα ανομοιογενές ατμοσφαιρικό στρώμα, το οποίο χαρακτηρίζεται από μικρής κλίμακας δυναμικά φαινόμενα. Αυτά αποτελούν τη λεπτή υφή της χρωμόσφαιρας και σχετίζονται με τα μαγνητικά πεδία του ήρεμου Ήλιου.

Το μαγνητικό δίκτυο, που φαίνεται σε εικόνες της φωτόσφαιρας στη G-band και στα μαγνητογράμματα (δηλαδή σε εικόνες που απεικονίζουν την ένταση του μαγνητικού πεδίου) και σκιαγραφεί την υπερκοκκίαση, είναι επίσης ορατό σε μεγαλύτερα ύψη αποτελώντας το χρωμοσφαιρικό δίκτυο (*chromospheric network*) ή απλώς δίκτυο (Σχ. 1.3. πάνω δεξιά). Οι θέσεις των λαμπρών σημείων του δικτύου ταυτίζονται με τις θέσεις των μαγνητικών συσσωματωμάτων στη φωτόσφαιρα. Τα λαμπρά σημεία φαίνονται πιο εκτεταμένα στις γραμμές H και K του Ca II και στις εντάσεις συνεχούς στα 1550, 1600 και 1700 Å (όπου παρατηρεί ο δορυφόρος TRACE). Αυτό οφείλεται στην αύξηση της διατομής των σωλήνων μαγνητικής ροής, με το ύψος. Το χρωμοσφαιρικό δίκτυο είναι ορατό και σε παρατηρήσεις στις πτέρυγες της γραμμής H α , ιδιαίτερα στη μπλε πτέρυγα στα 0.80 Å από το κέντρο της γραμμής (Leenaarts et al. 2006). Η περιοχή της χρωμόσφαιρας/φωτόσφαιρας που

περικλείεται από το χρωμοσφαιρικό δίκτυο ονομάζεται μεσοδίκτυο (internetwork) και συμπίπτει με το εσωτερικό των υπερκόκκων.

Στις πτέρυγες της γραμμής Ηα, εκτός από το χρωμοσφαιρικό δίκτυο και την κοκκίαση, παρατηρείται επιπλέον απορρόφηση κατά μήκος επιμήκων δομών, τις χρωμοσφαιρικές ψηφίδες (mottles, Σχ. 1.3, κάτω αριστερά). Πλησιάζοντας στο κέντρο της γραμμής, οι ψηφίδες κυριαρχούν, καλύπτοντας το μεγαλύτερο μέρος του μεσοδικτύου, δίνοντας την εικόνα ενός ακατάστατου συνόλου επιμήκων σκοτεινών και φωτεινών δομών (Σχ. 1.3, κάτω δεξιά).

Η μορφολογία και οι φυσικές παράμετροι των ψηφίδων συνοψίζονται από τον Beckers (1968, 1972). Πρόκειται για επιμήκεις, σκοτεινούς σχηματισμούς, που ξεκινούν από το δίκτυο και είναι συχνά οργανωμένοι σε ομάδες που ονομάζονται ροζέτες (*rosettes*) και αλυσίδες (*chains*). Οι ροζέτες είναι ομάδες ψηφίδων που εκτείνονται ακτινικά από το δίκτυο προς το μεσοδίκτυο, στα όρια μεταξύ τριών ή περισσότερων υπερκόκκων. Οι αλυσίδες αποτελούνται από ψηφίδες που είναι σχεδόν παράλληλες μεταξύ τους και εντοπίζονται στα όρια μεταξύ δύο υπερκόκκων. Γενικά θεωρείται ότι σκιαγραφούν το μαγνητικό πεδίο της χρωμόσφαιρας και, πιο συγκεκριμένα, τους κεκλιμένους σωλήνες μαγνητικής ροής που ξεκινούν από το μαγνητικό δίκτυο.

Το μήκος των ψηφίδων φτάνει μέχρι τα 10000 km, και, αν και είναι γενικά επιμήκεις, τα σχήματά τους ποικίλουν. Ο χρόνος ζωής τους είναι της τάξης των μερικών λεπτών, ενώ η γενική μορφολογία τους γύρω από το δίκτυο μπορεί να διατηρηθεί και περισσότερο από 15 min. Η θερμοκρασία του υλικού στις ψηφίδες είναι της τάξης των 10000 – 15000 K, και η πυκνότητά του περίπου $1.1 \cdot 10^{-13} \text{ g/cm}^3$. Θα πρέπει να σημειώσουμε ότι ο προσδιορισμός των τιμών των παραμέτρων αυτών και της μορφολογίας των ψηφίδων είναι πολύ ευαίσθητος στη χωρική και χρονική ανάλυση και στην ποιότητα των παρατηρήσεων και εξαρτάται από τη μέθοδο προσδιορισμού.

Ο μηχανισμός που ευθύνεται για τη δημιουργία των ψηφίδων δεν έχει εξακριβωθεί πλήρως ακόμα. Ο Sterling (2000), σε ένα άρθρο επισκόπησης, συνοψίζει τους μηχανισμούς που έχουν προταθεί κατά καιρούς. Ένας από τους επικρατέστερους μηχανισμούς προτείνει ότι η δημιουργία τους οφείλεται στην επανασύνδεση των μαγνητικών δυναμικών γραμμών, καθώς οι κινήσεις μεταφοράς πιέζουν τα μαγνητικά στοιχεία αντίθετης πολικότητας του μεσοδικτύου στα όρια του δικτύου. Η επανασύνδεση των δυναμικών γραμμών έχει ως συνέπεια την κίνηση υλικού κατά

μήκος των γραμμών προς δύο αντίθετες κατευθύνσεις, τόσο προς τα πάνω όσο και προς τα κάτω. Παρατηρήσεις των μεταβολών της ταχύτητας κατά μήκος των σχηματισμών αυτών έχουν αναδείξει την ύπαρξη αμφίδρομων κινήσεων που υποστηρίζουν το μηχανισμό της επανασύνδεσης των μαγνητικών γραμμών ως υπεύθυνο για τη δημιουργία των ψηφίδων (Tsiropoula et al. 1993, Tziotziou et al. 2003). Ένας άλλος ενδιαφέρων μηχανισμός υποστηρίζει ότι η δημιουργία των ψηφίδων μπορεί να οφείλεται στα ακουστικά κύματα, που σχηματίζουν κρουστικά κύματα, στα οποία και οφείλεται η ανύψωση του υλικού (Suematsu et al. 1982). Δεν αποκλείεται βέβαια στη δημιουργία των ψηφίδων να λαμβάνουν χώρα και οι δύο μηχανισμοί, δηλαδή τόσο η επανασύνδεση των μαγνητικών γραμμών όσο και τα κρουστικά κύματα.

1.3.5. Η μεταβατική περιοχή και το στέμμα.

Η μεταβατική περιοχή είναι η περιοχή ανάμεσα στη χρωμόσφαιρα και το στέμμα, όπου λαμβάνει χώρα απότομη αύξηση της θερμοκρασίας από τις χρωμοσφαιρικές στις στεμματικές τιμές. Γενικά πρόκειται για ένα στρώμα ιδιαίτερα ανομοιογενές, το οποίο ακολουθεί με τη σειρά του τις ανομοιογένειες της χρωμόσφαιρας. Οι δομές που εμφανίζονται στη χρωμόσφαιρα (ψηφίδες) φαίνονται να προεκτείνονται και στη μεταβατική περιοχή. Είναι σύνηθες η μεταβατική περιοχή να μελετάται ως το ανώτατο τμήμα της χρωμόσφαιρας και παρατηρείται στο υπεριώδες, στη σειρά Lyman του υδρογόνου, καθώς και σε γραμμές εκπομπής στοιχείων πολλαπλά ιονισμένων, όπως το C IV, O V και το Ne VIII.

Μετά τη μεταβατική περιοχή ακολουθεί το ηλιακό στέμμα (corona), η εκτεταμένη, υπέρθερμη ατμόσφαιρα του Ήλιου, που εκτείνεται στο μεσοπλανητικό χώρο. Το στέμμα είναι ορατό μόνο κατά τη διάρκεια των ολικών ηλιακών εκλείψεων, κατά τη φάση της πλήρους κάλυψης από τη Σελήνη, ή με τη βοήθεια ειδικών οργάνων, των στεματογράφων. Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι, παρόλο που είναι πολύ θερμό, λόγω της μικρής πυκνότητάς του, η ακτινοβολία της φωτόσφαιρας είναι πολύ ισχυρότερη και δεν είναι ορατό. Η μέση θερμοκρασία στο στέμμα ανέρχεται στους 10^6 K και παραμένει σε αυτά τα επίπεδα για πολλές ηλιακές ακτίνες.

1.4. Το μαγνητικό πεδίο του ήρεμου Ήλιου

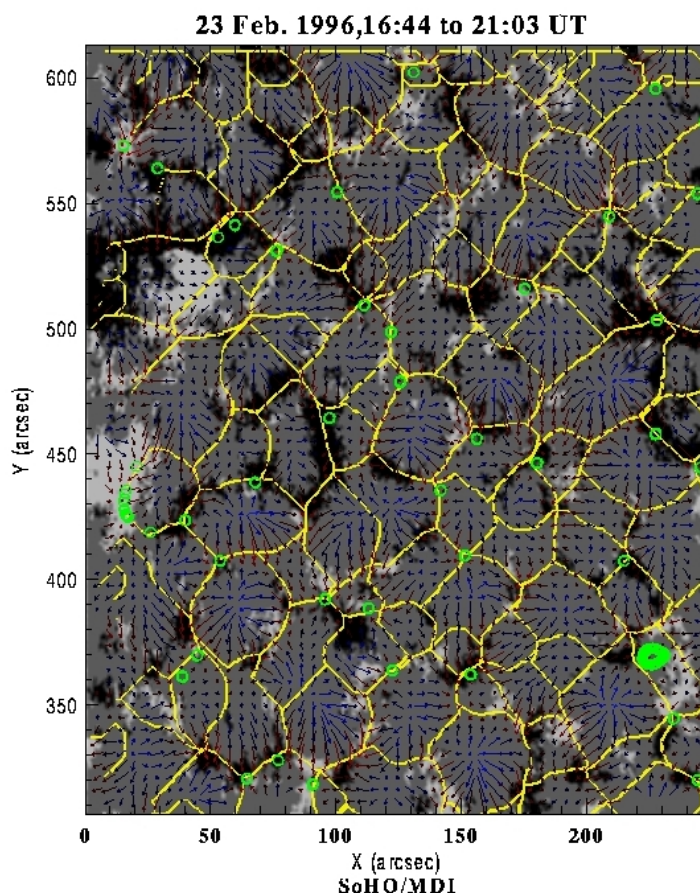
1.4.1. Χαρακτηριστικά και προέλευση

Το πλήθος των διαφορετικών φαινομένων που εμφανίζονται στην ηλιακή ατμόσφαιρα σχετίζονται με την ύπαρξη των μαγνητικών πεδίων. Μαγνητικά συσσωματώματα στην ηλιακή φωτόσφαιρα εμφανίζονται σε όλες τις κλίμακες μήκους από τις σκοτεινές κηλίδες και τις ενεργές περιοχές, με έκταση αρκετών δεκάδων χιλιάδων χιλιομέτρων, ως τα μαγνητικά στοιχεία του δικτύου με έκταση περί τα 250 km. Είναι σχεδόν βέβαιο ότι, ακόμα και στο μεσοδίκτυο, υπάρχει πληθώρα μαγνητικών στοιχείων που βρίσκεται κάτω από το όριο της ανάλυσης των οργάνων που διαθέτουμε (Solanki et al. 2006, de Wijn et al. 2009). Η ένταση του μαγνητικού πεδίου στους σωλήνες ροής, οι οποίοι αποτελούν τα μαγνητικά στοιχεία του δικτύου, είναι της τάξης των 1 – 2 kG, ενώ πιστεύεται ότι η αντίστοιχη ένταση στο μεσοδίκτυο φτάνει τις μερικές εκατοντάδες Gauss.

Η προέλευση των ισχυρών μαγνητικών πεδίων στην ηλιακή επιφάνεια οφείλεται, όπως πιστεύουμε μέχρι στιγμής, στην αλληλεπίδραση του ασθενούς μαγνητικού πεδίου στο εσωτερικό του Ήλιου με τα ανοδικά ρεύματα της ζώνης μεταφοράς και τη διαφορική περιστροφή του Ήλιου. Σύμφωνα με το μοντέλο του Babcock (1961), λόγω της αλληλεπίδρασης αυτής είναι δυνατή η ανάδυση μαγνητικής ροής, η οποία σχηματίζει τις ενεργές περιοχές και τις κηλίδες. Οι μεγάλης κλίμακας μαγνητικές συγκεντρώσεις, μετά την πάροδο κάποιου χρονικού διαστήματος διαλύονται λόγω των κινήσεων μεταφοράς και τα μαγνητικά στοιχεία που τις αποτελούν παρασύρονται παθητικά, σταδιακά προς τους πόλους. Η εξέλιξη αυτή έχει αναπαρασταθεί με αριθμητικές προσομοιώσεις (Baumann et al. 2004) και έχει σαν αποτέλεσμα την αναστροφή του γενικού μαγνητικού πεδίου του Ήλιου κάθε 11 έτη, γνωστό σαν 11-ετή κύκλο του Ήλιου.

Η ανοδική κίνηση του υλικού στο κέντρο των υπερκόκκων δίνει τη θέση της σε μια σχεδόν ακτινική εκροή προς τη περιφέρεια του υπερκόκκου, όπου τελικά το υλικό καταβυθίζεται. Στα όρια μεταξύ των υπερκόκκων, η καθοδικές κινήσεις είναι ισχυρότερες με αποτέλεσμα να συγκεντρώνεται εκεί η μαγνητική ροή που παρασύρεται από τις κινήσεις μεταφοράς. Η συνεχής ανάδυση μαγνητικών στοιχείων στο εσωτερικό των υπερκόκκων σε συνδυασμό με τις καθοδικές αυτές κινήσεις έχουν ως αποτέλεσμα τη συγκέντρωση των μαγνητικών στοιχείων με ένταση της τάξης των

kG στα όρια των υπερκόκκων και το σχηματισμό του μαγνητικού δικτύου (Σχ. 1.4) (Wang et al. 1996, Schrijver et al. 1997).



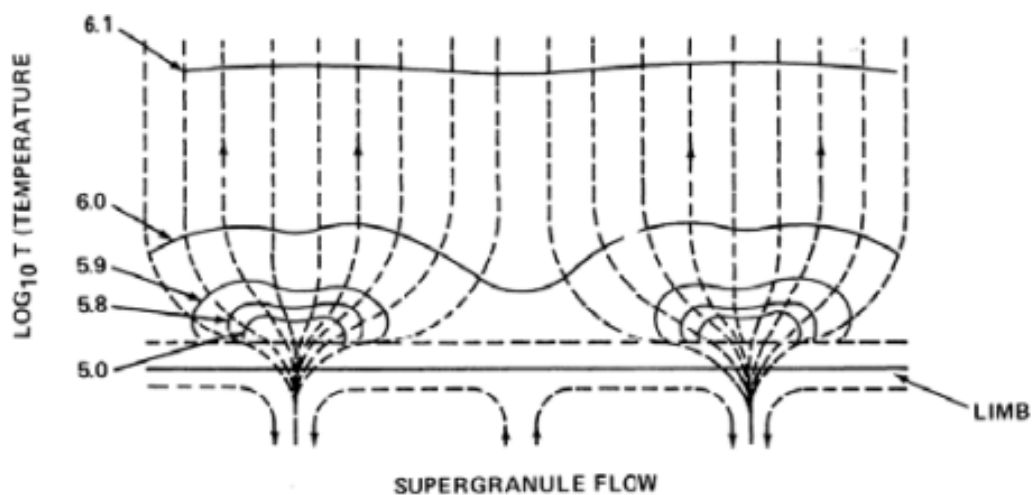
Σχήμα 1.4. Μαγνητόγραμμα του Michelson Doppler Imager (MDI), του δορυφόρου Solar Heliospheric Observatory (SoHO). Οι κίτρινες γραμμές ορίζουν τα όρια των υπερκόκκων και το μαγνητικό δίκτυο. Τα διανύσματα δείχνουν τη διεύθυνση της ροής του υλικού (<http://sohowww.nascom.nasa.gov/>).

Για ποιο λόγο, όμως, το μαγνητικό δίκτυο είναι λαμπρό; Είναι γνωστό ότι οι κηλίδες είναι σκοτεινές διότι εμποδίζουν τη ροή ενέργειας από τη ζώνη μεταφοράς προς τα ανώτερα στρώματα. Αυτό συμβαίνει διότι λόγω του ισχυρού μαγνητικού πεδίου δε εξασθενούν πολύ οι γνωστές μεταφορικές κινήσεις και ο σχηματισμός των κόκκων με αποτέλεσμα την ταχεία ψύξη του υλικού. Επιπλέον, η θερμική αγωγιμότητα κάθετα στον άξονα του σωλήνα μαγνητικής ροής είναι πολύ μικρή. Αντίθετα, οι λεπτοί σωλήνες ροής του μαγνητικού δικτύου είναι λαμπροί. Αυτό συμβαίνει, σύμφωνα με τον Spruit (1976) λόγω των «λαμπρών τοιχωμάτων» τους (hot – walls). Η ροή της θερμότητας από τα «τοιχώματα» του σωλήνα μαγνητικής ροής είναι αρκετή, ώστε να τον θερμάνει σε θερμοκρασίες μεγαλύτερες της

περιβάλλουσας φωτόσφαιρας. Επειδή η πυκνότητα του σωλήνα στο ίδιο γεωμετρικό ύψος είναι μικρότερη από αυτή της περιβάλλουσας φωτόσφαιρας, πρακτικά «βλέπουμε» σε χαμηλότερο ύψος μέσα στο σωλήνα, όπου το υλικό έχει μεγαλύτερη θερμοκρασία. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα, τελικά, ο λεπτός σωλήνας μαγνητικής ροής να φαίνεται λαμπρότερος από τη φωτόσφαιρα. Ο μηχανισμός αυτός επιβεβαιώθηκε πρόσφατα και από μαγνητοϋδροδυναμικές προσομοιώσεις (Keller et al. 2004, Carlsson et al. 2004).

1.4.2. Ο μαγνητικός θόλος

Η εικόνα της φωτόσφαιρας ως μια καλά οργανωμένης περιοχής, που αποτελείται από το μαγνητικό δίκτυο, το οποίο περιβάλλει τα μεγάλης κλίμακας ρεύματα μεταφοράς δίνει τη θέση του σε μια εντελώς διαφορετική εικόνα για τη χρωμόσφαιρα. Τα μαγνητικά στοιχεία του δικτύου, που αντιπροσωπεύουν τις διατομές των σχεδόν κατακόρυφων σωλήνων μαγνητικής ροής που τα απαρτίζουν, αντικαθίστανται από ένα ακατάστατο σύνολο δομών, όπως οι ψηφίδες. Η οργάνωση αυτή προδίδει την πολύπλοκη δομή του μαγνητικού πεδίου στη χρωμόσφαιρα.



Σχήμα 1.5. Το μοντέλο του Gabriel για τη γεωμετρία του μαγνητικού πεδίου της χρωμόσφαιρας και της μεταβατικής περιοχής.

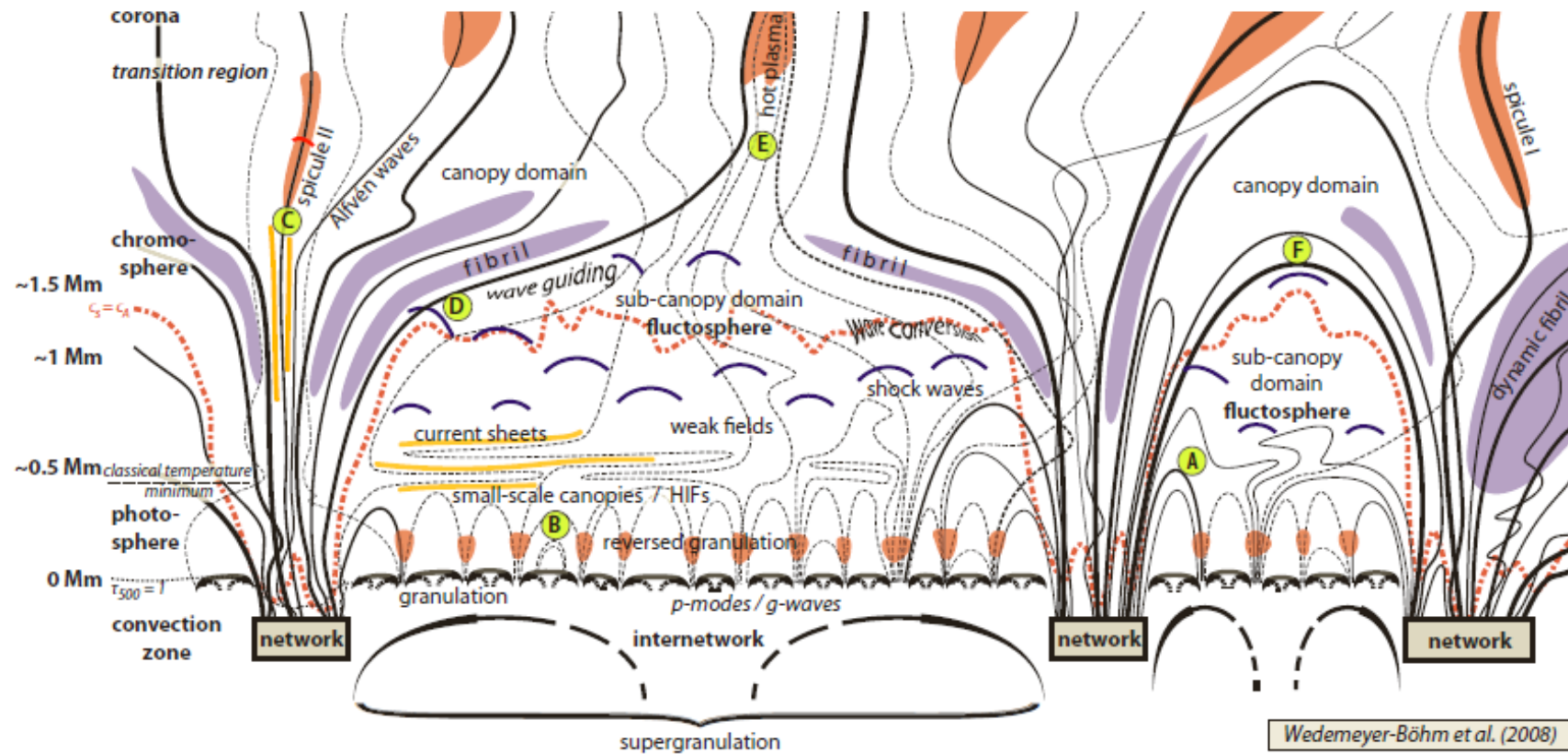
Προκειμένου να εξηγήσει αυτή τη διαφορά στη μορφολογία, ο Gabriel (1976) πρότεινε ένα μαγνητοϋδροδυναμικό μοντέλο, όπου το μαγνητικό πεδίο της ανώτερης ατμόσφαιρας (μεταβατική περιοχή, στέμμα) έχει τη γεωμετρία «ποτηριού του κρασιού» (*wine glass geometry*) με τις μαγνητικές δυναμικές γραμμές να αποκλίνουν με αφετηρία το μαγνητικό δίκτυο (Σχ. 1.5). Αυτή η γεωμετρία του μαγνητικού πεδίου είναι αναμενόμενη από φυσικής απόψεως και είχε ήδη προταθεί παλαιότερα (Kopp & Kuperus 1968). Λόγω της ελάττωσης της πίεσης με το ύψος, οι σωλήνες μαγνητικής ροής διαστέλλονται και τείνουν να γεμίσουν όλο το χρωμοσφαιρικό όγκο. Πάνω από κάποιο οριακό ύψος συναντώνται οι μαγνητικές δυναμικές γραμμές από διαφορετικά σημεία του δικτύου. Σε αυτό το ύψος, η οριζόντια συνιστώσα του μαγνητικού πεδίου είναι πολύ ισχυρή ενώ ψηλότερα αυτό τείνει να γίνει κατακόρυφο και ομογενές (δικαιολογώντας με αυτό τον τρόπο την περιγραφή του ως «ποτήρι κρασιού»). Το οριακό αυτό ύψος οριοθετεί το μαγνητικό θόλο (*magnetic canopy*) και προβλεπόταν από το μοντέλο του Gabriel ότι βρίσκεται μεταξύ 1500 – 2500 km. Πάνω από αυτό το ύψος, η ηλιακή ατμόσφαιρα (ανώτερη χρωμόσφαιρα, μεταβατική περιοχή και στέμμα) είναι πλήρως μαγνητισμένη.

Θα πρέπει να σημειωθεί ότι το μοντέλο του Gabriel, το οποίο χρησιμοποιήθηκε ως πρότυπο για το χρωμοσφαιρικό μαγνητικό πεδίο, είναι πολύ απλουστευμένο. Το μαγνητικό πεδίο του ήρεμου Ήλιου δεν είναι μονοπολικό και είναι πολύ πιθανό να υπάρχει σημαντικός αριθμός χαμηλών κλειστών μαγνητικών βρόχων, οι οποίοι συνδέουν περιοχές του μαγνητικού δικτύου με το μεσοδίκτυο ή άλλες περιοχές του δικτύου (Dowdy et al. 1986), κάνοντας το μαγνητικό θόλο ένα ιδιαίτερα ανομοιογενές στρώμα. Η παρουσία σχετικά ισχυρών μαγνητικών πεδίων στο μεσοδίκτυο (Lites et al. 2008) ευνοεί ένα τέτοιο σενάριο (Scrijver & Title 2003, Aïouaz & Rast 2006).

Έχει γίνει φανερό ότι η γνώση της θέσης του μαγνητικού θόλου είναι απαραίτητη σε πολλά πεδία στην ηλιακή φυσική (Giovanelli 1980), όπως η δημιουργία ατμοσφαιρικών μοντέλων, η διάδοση των κυμάτων και η δυναμική των χρωμοσφαιρικών ψηφίδων. Γενικά, το ύψος του μαγνητικού θόλου εξαρτάται από τη μαγνητική ροή στη φωτόσφαιρα και την πίεση της περιβάλλουσας ατμόσφαιρας. Επομένως, ο μαγνητικός θόλος αναμένεται να βρίσκεται χαμηλότερα στις ενεργές περιοχές και υψηλότερα κοντά στο μαγνητικό δίκτυο, όπου η μαγνητική ροή είναι μικρότερη. Στη βιβλιογραφία παρουσιάζονται διαφορές στην εκτίμηση του οριακού αυτού ύψους (Giovanelli & Jones 1982, Solanki & Steiner 1990), τις οποίες οι Zhang

& Zhang (2000) αποδίδουν στην ασάφεια με την οποία ορίζεται ο μαγνητικός θόλος με βάση τη γεωμετρία του μαγνητικού πεδίου.

Σε ό,τι αφορά στη διάδοση κυμάτων, έχει εδώ και καιρό διαπιστωθεί ότι η χρωμόσφαιρα αποτελεί ένα ανακλαστικό όριο. Ο μαγνητικός θόλος παίζει σημαντικό ρόλο, καθώς μπορεί να θεωρηθεί ως ένα διαχωριστικό στρώμα (Anzer & Galloway 1983), το οποίο διαιρεί τη χρωμόσφαιρα σε δύο όμορες περιοχές μαγνητισμένου και μη-μαγνητισμένου πλάσματος. Αυτή η θεώρηση είναι εμφανής σε πρόσφατες θεωρητικές μελέτες της διάδοσης κυμάτων και της αλληλεπίδρασής τους με το μαγνητικό πεδίο του δικτύου και των ενεργών περιοχών (βλέπε Rosenthal et al. 2002, Bogdan et al. 2003, Cally 2007, Khomenko et al. 2008b), όπου ο μαγνητικός θόλος ορίζεται ως το στρώμα όπου η μαγνητική πίεση και η πίεση του πλάσματος είναι ίσες. Ο συσχετισμός των δύο πιέσεων περιγράφεται από την παράμετρο β (βλέπε κεφάλαιο 2), και ως μαγνητικός θόλος ορίζεται το ύψος στο οποίο $\beta = 1$. Δεδομένου ότι η διαστολή των σωλήνων μαγνητικής ροής οφείλεται στη μείωση της πίεσης του πλάσματος σε σχέση με τη μαγνητική πίεση, οι δύο ορισμοί του μαγνητικού θόλου είναι ισοδύναμοι. Ο τελευταίος ορισμός, που βασίζεται στην τιμή της παραμέτρου β , είναι αντικειμενικός και παρέχει έναν ποσοτικό τρόπο να διαχωριστούν οι πλήρως μαγνητισμένες από τις λιγότερο μαγνητισμένες περιοχές της ηλιακής ατμόσφαιρας.



Σχήμα 1.6. Αναπαράσταση της ατμόσφαιρας του ήριμου Ήλιου. Φαίνεται η διαίρεση της χρωμόσφαιρας από το μαγνητικό θόλο σε μαγνητισμένη και μη μαγνητισμένη και τα φαινόμενα λεπτής υφής, όπως η κοκκίαση, η αντεστραμμένη κοκκίαση και οι ψηφίδες (Wedemeyer -Böhm et al. 2009).

Η εικόνα που έχουμε πλέον για τη φωτόσφαιρα και τη χρωμόσφαιρα, από παρατηρήσεις και αριθμητικές προσομοιώσεις συνοψίζεται στο Σχ. 1.6 (Wedemeyer-Böhm et al. 2009). Η απεικόνιση είναι απλουστευμένη και παρουσιάζει τους σωλήνες μαγνητικής ροής που αποτελούν το μαγνητικό δίκτυο. Οι μαγνητικές δυναμικές γραμμές του δικτύου, στην πραγματικότητα, συνδέονται και με μαγνητικά στοιχεία του μεσοδικτύου, σχηματίζονται βρόχους με έκταση όσο μερικοί κόκκοι. Ωστόσο η γενική εικόνα είναι ο διαχωρισμός της ατμόσφαιρας σε δύο περιοχές, πάνω και κάτω από το μαγνητικό θόλο. Κάτω από το μαγνητικό θόλο και μεταξύ των ορίων του δικτύου, τα φαινόμενα που κυριαρχούν είναι κυρίως υδροδυναμικής φύσης, τα οποία είναι αποτέλεσμα των κινήσεων μεταφοράς (κοκκίαση και αντεστραμμένη κοκκίαση). Δεν αποκλείεται, ωστόσο, η ύπαρξη μικρής έντασης μαγνητικών πεδίων, τα οποία σχηματίζουν μικρούς μαγνητικούς θόλους, πολύ χαμηλά στη φωτόσφαιρα. Τα ακουστικά κύματα, που παράγονται από τις κινήσεις μεταφοράς, διαδίδονται κατακόρυφα στη φωτόσφαιρα και, συναντώντας στρώματα ολοένα μικρότερης πυκνότητας, σχηματίζουν κρουστικά κύματα, στη χρωμόσφαιρα. Στην περιοχή γύρω από το μαγνητικό θόλο, ο οποίος τοποθετείται μέχρι τα 1.5 Mm, τα ακουστικά κύματα αλληλεπιδρούν με το μαγνητικό πεδίο. Πάνω από το μαγνητικό θόλο, κυριαρχούν τα φαινόμενα λεπτής υφής της χρωμόσφαιρας, που αναφέραμε, όπως οι ψηφίδες και οι ακίδες (ορατές στο χείλος).

1.4.3. Μέτρηση του φωτοσφαιρικού μαγνητικού πεδίου και η παρέκτασή του στη χρωμόσφαιρα

Η παρατήρηση των μαγνητικών πεδίων στην ηλιακή φωτόσφαιρα γίνεται χάρη στο φαινόμενο Zeeman. Παρουσία ισχυρού μαγνητικού πεδίου, μια φασματική γραμμή διαχωρίζεται σε τρεις συνιστώσες, την κεντρική συνιστώσα π και τις συνιστώσες σ (τριπλέτα Zeeman). Η απόσταση ανάμεσα σε κάθε μια από τις συνιστώσες σ από το κέντρο της γραμμής είναι ανάλογη του μαγνητικού πεδίου και δίνεται από τη σχέση:

$$\Delta\lambda = 4.67 \cdot 10^{-13} g\lambda^2 B \quad (1.1)$$

όπου B η ένταση του μαγνητικού πεδίου, λ το μήκος κύματος του κέντρου της γραμμής, όταν δεν έχει υποστεί διαχωρισμό λόγω του φαινομένου Zeeman, Ο παράγοντας g ονομάζεται παράγοντας Landé, εξαρτάται από τους κβαντικούς αριθμούς των σταθμών ανάμεσα στις οποίες γίνεται η μετάπτωση και λαμβάνει τιμές μεταξύ 0 και 3 για τις περισσότερες γραμμές Fraunhofer. Λόγω της σχέσης 1.1, η μέτρηση του ισχυρού μαγνητικού πεδίου μιας κηλίδας είναι σχετικά εύκολη, αλλά για ασθενή μαγνητικά πεδία ο διαχωρισμός λόγω του φαινομένου Zeeman είναι μικρότερος από το εύρος της φασματικής γραμμής και δεν επιτρέπει τη μέτρησή τους με αυτό τον τρόπο.

Ωστόσο, οι τρεις συνιστώσες της τριπλέτας έχουν διαφορετική πόλωση και το γεγονός αυτό εκμεταλλευόμαστε για τη μέτρηση του μαγνητικού πεδίου. Όταν το μαγνητικό πεδίο είναι παράλληλο στη γραμμή παρατήρησης, οι συνιστώσες σ είναι κυκλικά πολωμένες (η μια αριστερόστροφα και η άλλη δεξιόστροφα) ενώ η συνιστώσα π εκλείπει. Όταν το μαγνητικό πεδίο είναι κάθετο στη γραμμή παρατήρησης, οι τρεις συνιστώσες είναι γραμμικά πολωμένες (η π συνιστώσα κάθετα στο πεδίο και οι σ συνιστώσες παράλληλα). Στις υπόλοιπες περιπτώσεις, οι συνιστώσες σ είναι ελλειπτικά πολωμένες.

Τα όργανα παρατήρησης συλλέγουν ακτινοβολία από ένα τμήμα της επιφάνειας του Ήλιου ίσο με τη χωρική ανάλυση (διακριτική ικανότητα) του οργάνου. Το τμήμα αυτό, εν γένει, δεν καλύπτεται εξ' ολοκλήρου από μαγνητικό πεδίο, αλλά κατά ένα ποσοστό, το οποίο εκφράζεται από τον παράγοντα πλήρωσης α (*filling factor*). Στις ενεργές περιοχές όπου συγκεντρώνονται ισχυρά μαγνητικά πεδία, μπορεί να υποθεθεί ότι ο παράγοντας πλήρωσης είναι κοντά στη μονάδα. Στον ήρεμο Ήλιο (στο μαγνητικό δίκτυο και, κυρίως, στο μεσοδίκτυο), όπου οι μαγνητικές συγκεντρώσεις έχουν έκταση της τάξης της χωρικής ανάλυσης των οργάνων, μια τέτοια υπόθεση δεν ικανοποιείται πάντοτε. Επομένως, γίνεται αντιληπτό ότι, γενικά, η ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία, που συλλέγεται από ένα όργανο παρατήρησης, είναι ένα μίγμα πολωμένης και μη πολωμένης ακτινοβολίας.

Σε αυτή την περίπτωση, είναι πιο βολική η περιγραφή της ακτινοβολίας με τη βοήθεια των παραμέτρων Stokes (I , Q , U και V). Οι παράμετροι Q και U περιγράφουν τη γραμμικά πολωμένη συνιστώσα της ακτινοβολίας, η παράμετρος V την κυκλικά πολωμένη, ενώ I είναι η συνολική ένταση της φασματικής γραμμής. Στην περίπτωση που η ακτινοβολία είναι πλήρως πολωμένη (*complete polarization*),

ισχύει ότι $I^2 = Q^2 + U^2 + V^2$ ενώ όταν η ακτινοβολία είναι μη πολωμένη, οι παράμετροι Q, U και V έχουν μηδενικές τιμές. Στη γενική περίπτωση, ορίζεται ένας βαθμός πόλωσης (*degree of polarization*) της ακτινοβολίας, από τη σχέση:

$$P = \left(\frac{Q^2 + U^2 + V^2}{I^2} \right)^{1/2} \quad (1.2)$$

Επειδή για μια φασματική γραμμή οι παράμετροι Stokes εξαρτώνται από το μήκος κύματος, κάνουμε λόγο για προφίλ ή φάσματα Stokes. Για τον προσδιορισμό του μαγνητικού πεδίου απαιτείται η προσαρμογή στα φάσματα (fit) της εξίσωσης διάδοσης ακτινοβολίας μέσα σε μαγνητικά πεδία. Η διαδικασία αυτή ονομάζεται αντιστροφή (*inversion*) των φασμάτων και στηρίζεται συχνά σε παραδοχές για το περιβάλλον σχηματισμού της φασματικής γραμμής. Το αποτέλεσμα της αντιστροφής των φασμάτων Stokes είναι συνήθως το μέτρο του μαγνητικού πεδίου, η κλίση του και το αζιμουθίο του, ο παράγοντας πλήρωσης, ο βαθμός πόλωσης του φωτός κ.α. Σημειώνουμε ότι η διαμήκης (κατά μήκος της οπτικής γραμμής) συνιστώσα του μαγνητικού πεδίου συνδέεται με τη συνιστώσα V ενώ η εγκάρσια (κάθετα στην οπτική γραμμή) συνιστώσα του μαγνητικού πεδίου με τις Q και U.

Επειδή τα φάσματα των Q και U είναι πολύ ευαίσθητα στο θόρυβο, ο οποίος παράγεται πολλές φορές και από το ίδιο το όργανο, ο προσδιορισμός της εγκάρσιας συνιστώσας του μαγνητικού πεδίου είναι πιο δύσκολος. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα, η μέτρηση του μαγνητικού πεδίου στη χρωμόσφαιρα να μην είναι πολλές φορές εφικτή με ακρίβεια, καθώς εκεί το μαγνητικό πεδίο έχει μεν αποκτήσει σημαντική εγκάρσια συνιστώσα η έντασή της όμως έχει μειωθεί. Μέχρι στιγμής, για τον προσδιορισμό του χρωμοσφαιρικού (και στεμματικού) μαγνητικού πεδίου ακολουθούνται μέθοδοι παρέκτασης του φωτοσφαιρικού μαγνητικού πεδίου (το οποίο μπορεί να μετρηθεί με σχετική ακρίβεια) σε μεγαλύτερα ύψη (*magnetic field extrapolation*).

Η πιο απλή υπόθεση για τον υπολογισμό του χρωμοσφαιρικού μαγνητικού πεδίου είναι να θεωρήσουμε ότι τα ηλεκτρικά ρεύματα είναι μηδενικά. Τότε αποδεικνύεται ότι το μαγνητικό πεδίο προέρχεται από ένα βαθμωτό δυναμικό φ , το οποίο μπορεί να προσδιοριστεί με την επίλυση της εξίσωσης Laplace:

$$\nabla^2 \varphi = 0 \quad (1.3)$$

οπότε το διάνυσμα \vec{B} του μαγνητικού πεδίου υπολογίζεται από τη σχέση:

$$\vec{B} = -\nabla\varphi \quad (1.4)$$

Επομένως, ο υπολογισμός του μαγνητικού πεδίου ανάγεται σε ένα πρόβλημα συνοριακών τιμών, για το οποίο είναι απαραίτητη μόνο η κατακόρυφη συνιστώσα του μαγνητικού πεδίου στο όριο, δηλαδή στη φωτόσφαιρα. Η επίλυση του συνοριακού προβλήματος μπορεί να γίνει είτε με τη βοήθεια αναπτύγματος Fourier (Alissandrakis 1981) ή με τη χρήση συναρτήσεων Green (Schmidt 1964).

Μια άλλη συνήθης υπόθεση για τον υπολογισμό του μαγνητικού πεδίου είναι η υπόθεση απουσία δύναμης *Lorentz* (*force-free*). Επειδή στην πραγματικότητα υπάρχουν ηλεκτρικά ρεύματα πάνω από τη χρωμόσφαιρα, γίνεται η υπόθεση ότι τα ρεύματα αυτά είναι παράλληλα στο μαγνητικό πεδίο, δηλαδή ισχύει:

$$\vec{J} = a\vec{B} \quad (1.5)$$

όπου a , μια σταθερά, η οποία είναι σταθερή κατά μήκος μιας δυναμικής γραμμής αλλά διαφορετική για διαφορετικές γραμμές. Τότε, από το νόμο του Ampère αποδεικνύεται ότι:

$$\nabla \times \vec{B} = a\vec{B}, \quad (1.6)$$

Αν η τιμή του a είναι η ίδια για όλες τις δυναμικές γραμμές, τότε η μέθοδος ονομάζεται «γραμμική υπόθεση χωρίς δύναμη *Lorentz*» (*linear force-free*), ενώ όταν το a διαφέρει από γραμμή σε γραμμή, η μέθοδος είναι μη γραμμική (*non-linear force-free*). Θα πρέπει να σημειώσουμε ότι, για την ίδια συνοριακή συνθήκη το μαγνητικό πεδίο που υπολογίζεται με την υπόθεση των μηδενικών ρευμάτων έχει τη μικρότερη δυνατή μαγνητική ενέργεια και αγνοείται η (διαθέσιμη προς διάχυση) μαγνητική ενέργεια λόγω ηλεκτρικών ρευμάτων.

1.5. Ατμοσφαιρικά μοντέλα

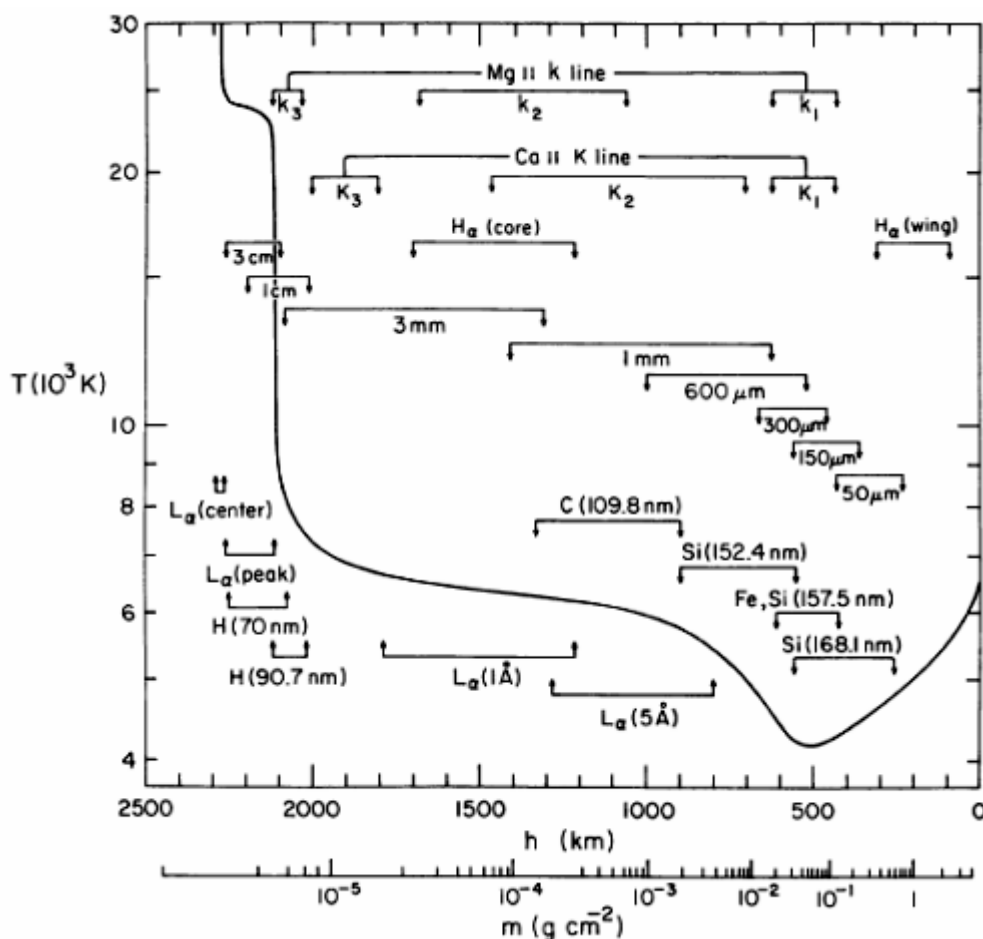
Ένα ατμοσφαιρικό μοντέλο περιγράφει τη μεταβολή των φυσικών συνθηκών (θερμοκρασία, πίεση, πυκνότητα κλπ.) σαν συνάρτηση της θέσης στην ηλιακή ατμόσφαιρα. Στα μονοδιάστατα μοντέλα, οι φυσικές ποσότητες υπολογίζονται συναρτήσει του ύψους, θεωρώντας ότι η ατμόσφαιρα αποτελείται από παράλληλα σφαιρικά κελύφη. Η προσέγγιση αυτή δεν λαμβάνει υπόψη της τη λεπτή υφή της ηλιακής ατμόσφαιρας (κοκκίαση, χρωμοσφαιρικές ψηφίδες) και, επομένως, αν και είναι συχνά ικανοποιητική για τη φωτόσφαιρα, δεν ισχύει για τη χρωμόσφαιρα και τα υπερκείμενα στρώματα. Παρόλα αυτά, τα μονοδιάστατα ατμοσφαιρικά μοντέλα χρησιμοποιούνται σαν σημείο αναφοράς για την περιγραφή των χρωμοσφαιρικών στρωμάτων.

Τα ατμοσφαιρικά μοντέλα που χρησιμοποιούνται είναι ημιεμπειρικά, δεν προκύπτουν δηλαδή από θεωρητικούς υπολογισμούς αλλά αναπαράγουν τις μεταβολές των φυσικών παραμέτρων με το ύψος βασισμένα σε παρατηρήσεις φασματικών γραμμών. Ο υπολογισμός τους στηρίζεται στο φαινόμενο της αμαύρωσης χείλους που παρατηρείται στη φωτόσφαιρα. Κοιτώντας σε διαφορετικές διευθύνσεις στον ηλιακό δίσκο, η ακτινοβολία που συλλέγουμε προέρχεται, εν γένει, από διαφορετικά ύψη. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα στη φωτόσφαιρα, το ηλιακό χείλος να φαίνεται σκοτεινότερο από το κέντρο του δίσκου διότι, παρατηρώντας κοντά στο ηλιακό χείλος, η ακτινοβολία προέρχεται από ψηλότερα (ψυχρότερα) στρώματα, όπου η θερμοκρασία είναι χαμηλότερη. Εκμεταλλευόμενοι αυτό το φαινόμενο, μπορούμε, χρησιμοποιώντας παρατηρήσεις σε διάφορες θέσεις στον ηλιακό δίσκο να εξάγουμε συμπεράσματα για τη μεταβολή της ειδικής έντασης της ακτινοβολίας συναρτήσει του ύψους (ή ισοδύναμα, του οπτικού βάθους), για κάποια δεδομένη φασματική περιοχή. Από την επίλυση της εξίσωσης διάδοσης ακτινοβολίας μπορούμε να καταλήξουμε στη μεταβολή της πυκνότητας και της θερμοκρασίας με το ύψος, αφού πρώτα προσδιοριστούν οι πηγές αδιαφάνειας στο μοντέλο της ατμόσφαιρας και οι φυσικές παραδοχές που ακολουθούνται (ύπαρξη ή μη τοπικής θερμοδυναμικής ισορροπίας, στατιστική ισορροπία κλπ).

Οι πρώτες προσπάθειες κατάστροφης κατέληξαν στο μοντέλο Utrecht Reference Photosphere (URP, Heintze et al. 1964) και ακολούθησαν το Bilderberg Continuum Atmosphere (BCA, Gingerich & de Jager 1968) και το Harvard

Smithsonian Reference Atmosphere (HSRA, Gingerich et al. 1971), που χρησιμοποιήθηκε ευρέως ως ατμοσφαιρικό μοντέλο αναφοράς.

Το πιο ευρέως χρησιμοποιούμενο ατμοσφαιρικό μοντέλο είναι αυτό των Vernazza et al. (1973, 1976, 1981), που συμβολίζεται συνήθως με τα αρχικά των συγγραφέων, VAL. Οι Vernazza et al. επέκτειναν το μοντέλο HSRA στα ανώτερα στρώματα της χρωμόσφαιρας, περιλαμβάνοντας παρατηρήσεις στο μακρινό υπεριώδες και λύνοντας την εξίσωση διάδοσης ακτινοβολίας, απουσία τοπικής θερμοδυναμικής ισορροπίας. Κάνουν το διαχωρισμό μεταξύ διαφορετικών περιοχών στον ηλιακό δίσκο και παρέχουν έξι διαφορετικά μοντέλα που αναφέρονται σε περιοχές, από τα σκοτεινότερα σημεία του μεσοδικτύου ως τα λαμπρότερα του δικτύου. Πιο συχνά χρησιμοποιείται το μοντέλο C (γνωστό ως VAL C) που αναφέρεται στο μέσο ήρεμο Ήλιο (Σχ. 1.7).



Σχήμα 1.7. Το μοντέλο C των Vernazza et al. (1981), που δίνει τη μεταβολή της θερμοκρασίας συναρτήσει του ύψους. Δίνονται επίσης τα ύψη σχηματισμού διαφόρων φασματικών γραμμών ιόντων και φασματικών περιοχών.

Το μοντέλο τροποποιήθηκε από τους Maltby et al. (1986) για τις περιοχές γύρω από το ύψος ελάχιστης θερμοκρασίας, ενώ στη συνέχεια, οι Fontenla et al. σε μια σειρά από μελέτες (1990, 1991, 1993 και 2002) βελτίωσαν τις τιμές της θερμοκρασίας στη μεταβατική περιοχή. Η συσσώρευση νέων παρατηρήσεων και η συμπερίληψη νέων μηχανισμών απορρόφησης και εκπομπής ακτινοβολίας στα ανώτερα, κυρίως, στρώματα της ατμόσφαιρας, τροφοδοτούν την προσπάθεια δημιουργίας ακριβέστερων ατμοσφαιρικών μοντέλων (Fontenla et al. 2007, Avrett & Loeser 2008, Fontenla et al. 2009), ενώ αποτελεί πρόκληση η ενσωμάτωση πληροφορίας σχετικά με την επίδραση των μαγνητικών πεδίων της ατμόσφαιρας.

Τέλος, η χρήση αριθμητικών προσομοιώσεων κάνει δυνατή την κατάστρωση θεωρητικών μοντέλων της ατμόσφαιρας σε τρεις διαστάσεις. Ο Socas-Navarro (2011) αναφέρεται σε μια σειρά από τέτοιες μελέτες και συνδυάζει υδροδυναμικές προσομοιώσεις με υψηλής ανάλυσης παρατηρήσεις του ήρεμου Ήλιου από το Hinode για να κατασκευάσει ένα τρισδιάστατο μοντέλο της φωτόσφαιρας.

Κεφάλαιο 2

Ταλαντώσεις και κύματα στο ηλιακό πλάσμα

2.1. Εισαγωγή

Το 99.9% της ύλης του Σύμπαντος, που απαρτίζει τους αστέρες και τον Ήλιο, βρίσκεται σε μορφή πλάσματος. Αυτό σημαίνει ότι στην πλειονότητα της η ύλη είναι μερικώς ή πλήρως ιονισμένη, δηλαδή αποτελείται από θετικά και αρνητικά ιόντα που μπορεί να συνυπάρχουν με ουδέτερα άτομα ή μόρια και συμπεριφέρονται συλλογικά, όπως ένα αέριο. Στα αέρια, η αλληλεπίδραση μεταξύ των σωματιδίων είναι μικρής κλίμακας και εμφανίζεται μόνο κατά τη διάρκεια των κρούσεων. Αντιθέτως στο πλάσμα, λόγω της δύναμης Coulomb που αναπτύσσεται μεταξύ όλων των ιόντων η συλλογική συμπεριφορά των σωματιδίων καθορίζεται και από μεγάλης κλίμακας αλληλεπιδράσεις. Η φύση των δομικών μονάδων που το αποτελούν, το ότι είναι δηλαδή κυρίως φορτισμένα σωματίδια, έχει ως αποτέλεσμα η κατάσταση αυτή της ύλης να αλληλεπιδρά με έναν ιδιαίτερο τρόπο με το μαγνητικό πεδίο και την ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία. Η αλληλεπίδραση της ρευστοδυναμικής συμπεριφοράς του πλάσματος με τον ηλεκτρομαγνητισμό έχει οδηγήσει στην ανάπτυξη της μαγνητοϋδροδυναμικής (magnetohydrodynamics, MHD).

Ενώ σε ένα αέριο οι διαταραχές στην πίεση οδηγούν στην ύπαρξη ηχητικών κυμάτων, στο πλάσμα, λόγω της πολύπλοκης σύνδεσης μεταξύ των θερμοδυναμικών παραμέτρων, του μαγνητικού πεδίου και της βαρύτητας, εμφανίζεται μια ποικιλία κυμάτων. Η ηλιακή ατμόσφαιρα αποτελεί, όπως λέγεται συχνά, ένα τεράστιο αστροφυσικό εργαστήριο, όπου μπορούμε να μελετήσουμε τέτοια πολύπλοκα κυματικά φαινόμενα, σε συνθήκες οι οποίες δεν μπορούν να αναπαραχθούν σε γήινα εργαστήρια. Η μελέτη της δυναμικής του πλάσματος της ηλιακής ατμόσφαιρας και των ταλαντώσεων γίνεται με τη μαγνητοϋδροδυναμική (magnetohydrodynamics, MHD), δηλαδή το σύνολο των αρχών του ηλεκτρομαγνητισμού και της

ρευστοδυναμικής, που επιστρατεύονται για την περιγραφή του πλάσματος. Στη συνέχεια θα περιγράψουμε τις βασικές αρχές της μαγνητοϋδροδυναμικής και τα είδη των κυμάτων, που εμφανίζονται στο ηλιακό πλάσμα. Θα αναφερθούμε στους “p-modes”, δηλαδή τις ταλαντώσεις πίεσης του Ήλιου και θα συνοψίσουμε τις μελέτες που έχουν γίνει για τις ηλιακές ταλαντώσεις, από την ανακάλυψή τους ως σήμερα. Τέλος, θα περιγράψουμε ένα μηχανισμό αλληλεπίδρασης των ακουστικών κυμάτων, τα οποία παράγονται στη ζώνη μεταφοράς του Ήλιου, με τη μαγνητισμένη χρωμόσφαιρα.

2.2. Η μαγνητοϋδροδυναμική περιγραφή του πλάσματος

2.2.1 Εξισώσεις ηλεκτροδυναμικής

Η μαγνητοϋδροδυναμική περιγραφή του πλάσματος περιλαμβάνει τις εξισώσεις ηλεκτροδυναμικής του Maxwell, ένα νόμο αερίων και τις εξισώσεις συνέχειας της μάζας και της διατήρησης της ενέργειας και της ορμής.

Πιο συγκεκριμένα, οι εξισώσεις του Maxwell είναι:

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu \cdot \vec{J} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{Νόμος του Ampère}) \quad (2.1)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.2)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{Νόμος του Faraday}) \quad (2.3)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho_c}{\varepsilon} \quad (2.4)$$

όπου \vec{E} και \vec{B} , το ηλεκτρικό και μαγνητικό πεδίο, \vec{J} , η πυκνότητα των ηλεκτρικών ρευμάτων, ρ_c , η πυκνότητα φορτίων, c η ταχύτητα του φωτός, μ η μαγνητική διαπερατότητα του κενού και ε η επιδεκτικότητα του κενού. Το σύνολο των εξισώσεων της ηλεκτροδυναμικής συμπληρώνεται με το νόμο του Ohm:

$$\vec{J} = \sigma(\vec{E} + \vec{V} \times \vec{B}) \quad (\text{Νόμος του Ohm}) \quad (2.5)$$

όπου σ η ηλεκτρική αγωγιμότητα και \vec{V} η ταχύτητα του πλάσματος. Ο όρος $\vec{V} \times \vec{B}$ εκφράζει το ρεύμα, που εμφανίζεται στο πλάσμα, όταν αυτό κινείται με ταχύτητα \vec{V} , παρουσία μαγνητικού πεδίου \vec{B} .

Συνήθως από τις εξισώσεις (2.1), (2.3) και (2.5) απαλείφουμε το ηλεκτρικό πεδίο και καταλήγουμε στην εξίσωση της επαγωγής:

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \vec{\nabla} \times (\vec{V} \times \vec{B}) + \eta \nabla^2 \vec{B} \quad (2.6)$$

όπου η ο συντελεστής διάχυσης του μαγνητικού πεδίου. Η εξίσωση (2.6) έχει πολύ μεγάλο ενδιαφέρον διότι καθορίζει την αλληλεπίδραση των κινήσεων του πλάσματος με το μαγνητικό πεδίο. Ο πρώτος όρος του δεξιού μέλους αναφέρεται στη μεταφορά του μαγνητικού πεδίου λόγω της κίνησης του υλικού, ενώ ο δεύτερος προβλέπει τη διάχυση του μαγνητικού πεδίου. Επομένως, οι τυχόν χρονικές μεταβολές που παρουσιάζονται στο μαγνητικό πεδίο οφείλονται εν μέρει στο ότι το μαγνητικό πεδίο μεταφέρεται από το κινούμενο πλάσμα και εν μέρει στο ότι διαχέεται. Όταν υπερσχύει ο πρώτος όρος, οι μαγνητικές δυναμικές γραμμές μεταφέρονται από το κινούμενο πλάσμα σαν να είναι «παγωμένες» μέσα σε αυτό (*“frozen in”*). Κάτι τέτοιο συμβαίνει στις περισσότερες περιπτώσεις στην ηλιακή ατμόσφαιρα. Στη φωτόσφαιρα η μαγνητική ροή απωθείται στα όρια των υπερκόκκων από τις κινήσεις μεταφοράς του πλάσματος, ενώ στη χρωμόσφαιρα, το στέμμα και τη μεταβατική περιοχή, το πλάσμα κινείται κατά μήκος των μαγνητικών γραμμών. Η διάχυση του μαγνητικού πεδίου υπερσχύει στις διαδικασίες επανασύνδεσης των μαγνητικών δυναμικών γραμμών, διότι η έκλυση μαγνητικής ενέργειας τροφοδοτεί τις εκλάμψεις και τα εκρηκτικά φαινόμενα μικρής κλίμακας στον ήρεμο Ήλιο.

2.2.2. Το πλάσμα ως ρευστό

Οι θερμοδυναμικές παράμετροι του πλάσματος συνδέονται μεταξύ τους με μια καταστατική εξίσωση, η οποία μπορεί απλά να θεωρηθεί η εξίσωση των ιδανικών αερίων:

$$P = nk_B T, \quad (2.7)$$

όπου, P η πίεση του πλάσματος, n η αριθμητική πυκνότητα των σωματιδίων, k_B η σταθερά Boltzmann και T η θερμοκρασία. Για ουδέτερο πλάσμα η αριθμητική πυκνότητα ισούται με το άθροισμα των πυκνοτήτων των ιόντων, n_i , και των ηλεκτρονίων, n_e . Λόγω της πολύ μεγαλύτερης μάζας των ιόντων, m_i , αυτά καθορίζουν την πυκνότητα μάζας, η οποία είναι ίση με

$$\rho = n_i m_i \quad (2.8)$$

Η διατήρηση της ενέργειας στο πλάσμα μπορεί να γραφεί:

$$\rho T \frac{Ds}{Dt} = -L \quad (2.9)$$

όπου ο τελεστής $\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \vec{V} \cdot \vec{\nabla}$ ονομάζεται ολική παράγωγος, s είναι η εντροπία ανά μονάδα μάζας και L η συνάρτηση ενεργειακών απωλειών (energy loss function), που συμπεριλαμβάνει συνολικά όλες τις πηγές και καταβόθρες ενέργειας. Η εξίσωση της ενέργειας μπορεί να γραφεί με διάφορες μορφές, συμπεριλαμβάνοντας την εσωτερική ενέργεια ή λαμβάνοντας υπόψη διαφορετικές καταστατικές εξισώσεις, ανάλογα με την περίπτωση. Με τη βοήθεια του πρώτου θερμοδυναμικού νόμου, για ένα ιδανικό αέριο, η (2.9) μπορεί να γραφεί ως εξής:

$$\frac{\rho^\gamma}{\gamma - 1} \frac{D}{Dt} \left(\frac{P}{\rho^\gamma} \right) = -L, \quad (2.10)$$

όπου γ ο λόγος των ειδικών θερμότητων C_p και C_v . Προφανώς, σε αδιαβατικές μεταβολές η ποσότητα L είναι ίση με το μηδέν.

Για να αντιμετωπίσουμε ως ρευστό το πλάσμα μένει να εξασφαλίσουμε τη συνέχεια της μάζας του και τη διατήρηση της ορμής του. Η αρχή διατήρησης της μάζας εκφράζεται από τη σχέση:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{V}) = 0, \quad (2.11)$$

Η αρχή διατήρησης της ορμής, δηλαδή η εξίσωση κίνησης του πλάσματος ή δεύτερος νόμος του Newton γράφεται (αγνοώντας το ιξώδες του ρευστού):

$$\rho \frac{D\vec{V}}{Dt} = -\vec{\nabla} P + \vec{J} \times \vec{B} + \vec{F}_g, \quad (2.12)$$

Ο πρώτος όρος αναφέρεται στη δύναμη που απορρέει από τη βαθμίδα της πίεσης, ο δεύτερος είναι η δύναμη *Lorentz* και ο τρίτος αντιπροσωπεύει τη δύναμη της βαρύτητας.

Η δύναμη *Lorentz* μπορεί να γραφεί, με τη βοήθεια του νόμου του Ampère (2.1) και ύστερα από πράξεις, προκύπτει ότι:

$$\vec{J} \times \vec{B} = \frac{(\vec{B} \cdot \vec{\nabla}) \vec{B}}{\mu_0} - \vec{\nabla} \frac{B^2}{2\mu_0} \quad (2.13)$$

Ο πρώτος όρος στο δεξί μέλος αντιπροσωπεύει μια μαγνητική τάση (magnetic tension), η οποία είναι παράλληλη στο μαγνητικό πεδίο. Η ύπαρξη της μαγνητικής τάσης, όπως θα δούμε και στη συνέχεια, επιτρέπει τη διάδοση των κυμάτων Alfvén παράλληλα στις δυναμικές γραμμές του μαγνητικού πεδίου, όπως ακριβώς τα κύματα που διαδίδονται κατά μήκος μιας χορδής. Ο όρος $B^2/2\mu_0$ είναι μια βαθμωτή μαγνητική πίεση, η οποία με τη σειρά της επιτρέπει, όπως θα δούμε στη συνέχεια, τη διάδοση μαγνητο-ηχητικών κυμάτων στο πλάσμα. Στην ηλιακή ατμόσφαιρα έχει ιδιαίτερη σημασία ο λόγος της πίεσης του αερίου προς τη μαγνητική πίεση, ο οποίος εκφράζεται με την παράμετρο β του πλάσματος:

$$\beta = \frac{P_{gas}}{P_{mag}} = \frac{P_{gas}}{B^2 / 2\mu_o} \quad (2.14)$$

Ο συσχετισμός αυτός εκφράζει επίσης ένα συσχετισμό ενεργειών καθώς μπορεί να θεωρηθεί ότι οι πιέσεις πλάσματος και μαγνητικών πεδίων αντιστοιχούν σε πυκνότητες ενέργειας (θερμικής και μαγνητικής αντιστοίχως). Όταν το β έχει τιμή μεγαλύτερη της μονάδας, κυριαρχεί η πίεση του αερίου, ενώ όταν ισχύει το αντίθετο, υπερισχύει η μαγνητική πίεση. Στον ήρεμο Ήλιο, στη φωτόσφαιρα γενικά κυριαρχεί η πίεση του αερίου, ενώ η κατάσταση αλλάζει στη χρωμόσφαιρα, όπου η μαγνητική πίεση είναι μεγαλύτερη και η δυναμική του πλάσματος κυριαρχείται από το μαγνητικό πεδίο. Ενδεικτικά αναφέρουμε ότι για τυπικές τιμές πίεσης και μαγνητικής έντασης στη φωτόσφαιρα, $P_{gas} = 10^4 \text{ N/m}^2$ και $B = 1 \text{ kG}$, στο μαγνητικό δίκτυο, η τιμή του β είναι περίπου 2.5 ενώ στο μεσοδίκτυο όπου η ένταση του μαγνητικού πεδίου είναι χαμηλότερη, η τιμή του β είναι ακόμα μεγαλύτερη. Για τις αντίστοιχες τιμές της χρωμόσφαιρας στο μαγνητικό δίκτυο ($P_{gas} = 1 \text{ N/m}^2$ και $B = 250 \text{ G}$) η τιμή του είναι 10^{-3} . Όπως αναφέρθηκε και στο κεφάλαιο 1, για τη διάδοση των κυμάτων έχει μεγάλη σημασία η οριακή περιοχή, στην οποία $\beta \approx 1$, δηλαδή ο μαγνητικός θόλος.

2.3. Κύματα στο πλάσμα

2.3.1. Διαταραχές

Στη διατύπωση του δεύτερου νόμου του Newton, (2.12), για το ηλιακό πλάσμα

$$\rho \frac{D\vec{V}}{Dt} = -\vec{\nabla}p + \vec{J} \times \vec{B} + \vec{F}_g$$

συμπεριλαμβάνονται τρεις δυνάμεις, η μαγνητική, η βαρυτική και η δύναμη που οφείλεται στη βαθμίδα της πίεσης. Κάθε μια από αυτές μπορεί να δράσει ως δύναμη επαναφοράς, στην περίπτωση που κάποια διαταραχή εμφανιστεί στο πλάσμα, με αποτέλεσμα να έχουμε, υπό συνθήκες βέβαια, τη διάδοση κυμάτων. Είναι επίσης

δυνατό να δρουν οι δυνάμεις αυτές σε συνδυασμό, οπότε και παράγεται μια ποικιλία κυμάτων και τρόπων ταλάντωσης, η μαθηματική περιγραφή των οποίων προκύπτει από τη λύση των εξισώσεων της μαγνητοϋδροδυναμικής.

Η αναλυτική λύση αυτών των εξισώσεων είναι, σε γενικές γραμμές, ιδιαίτερα δύσκολη αλλά με τη βοήθεια της μεθόδου των διαταραχών, μπορούμε να καταλήξουμε σε ένα γραμμικοποιημένο σύστημα εξισώσεων, το οποίο αντιμετωπίζεται ευκολότερα. Με τη μέθοδο αυτή θεωρούμε ότι τα φυσικά μεγέθη που εμπλέκονται, δίνονται από το άθροισμα μιας αδιατάρακτης μέσης τιμής και μιας διαταραχής. Ενδεικτικά, γράφουμε ότι:

$$\begin{aligned}
 \vec{B} &= \vec{B}_0 + \vec{B}_1 \\
 \vec{E} &= \vec{E}_0 + \vec{E}_1 \\
 \vec{V} &= \vec{V}_0 + \vec{V}_1 \\
 \vec{J} &= \vec{J}_0 + \vec{J}_1 \\
 p &= p_0 + p_1 \\
 \rho &= \rho_0 + \rho_1
 \end{aligned}
 \tag{2.15}$$

όπου με το δείκτη 0 συμβολίζουμε το αδιατάρακτο μέγεθος και με το δείκτη 1 τη διαταραχή. Οι εξισώσεις του Maxwell και της υδροδυναμικής, που προκύπτουν για τις διαταραχές, είναι γραμμικές και είναι εύκολο να λυθούν. Η μελέτη των κυματικών φαινομένων απλοποιείται αν διαχωρίσουμε τις δυνάμεις που τα προκαλούν και μελετήσουμε ξεχωριστά τα κύματα που παράγει η κάθε μια.

2.3.2. Ακουστικά κύματα

Απουσία μαγνητικού πεδίου και αν αγνοήσουμε τη δύναμη της βαρύτητας, η μόνη δύναμη επαναφοράς είναι αυτή που απορρέει από τη βαθμίδα της πίεσης. Τα κύματα που διαδίδονται σε ένα τέτοιο περιβάλλον, είναι τα ακουστικά, τα οποία είναι πάντοτε διαμήκη και η ταχύτητα διάδοσής τους είναι η αδιαβατική ταχύτητα του ήχου ή ακουστική ταχύτητα:

$$c_s = \sqrt{\frac{\gamma P}{\rho}}, \quad (2.16)$$

όπου γ ο λόγος των ειδικών θερμοτήτων, P η πίεση του αερίου και ρ η πυκνότητα.

Από τη σχέση 2.12, αν κρατήσουμε μόνο τον όρο που περιέχει τη βαθμίδα της πίεσης και θεωρήσουμε ως λύσεις επίπεδα κύματα, μπορούμε, μετά από πράξεις, να καταλήξουμε στη σχέση διασποράς για τα ακουστικά κύματα, που είναι:

$$\omega = kc_s \quad (2.17)$$

όπου k ο κυματάριθμος του κύματος και ω η κυκλική συχνότητα. Όπως είναι γνωστό από την κυματική, η φασική ταχύτητα ενός κύματος δίνεται από τη σχέση:

$$v_{ph} = \frac{\omega}{k} \quad (2.18)$$

και η ομαδική ταχύτητα, δίνεται από τη σχέση:

$$v_g = \frac{d\omega}{dk} \quad (2.19)$$

Η φασική ταχύτητα εκφράζει την ταχύτητα με την οποία διαδίδεται κύμα συγκεκριμένης συχνότητας, ενώ η ομαδική ταχύτητα εκφράζει την ταχύτητα ενός κυματοπακέτου και είναι η ταχύτητα με την οποία διαδίδεται η ενέργειά του. Στην περίπτωση των ακουστικών κυμάτων, οι δυο ταχύτητες συμπίπτουν και είναι ίσες με την ακουστική ταχύτητα.

Τα ακουστικά κύματα διαδίδονται μόνο όταν η συχνότητά τους είναι μεγαλύτερη από τη συχνότητα κατωφλίου (acoustic cut-off frequency), f_0 :

$$f_0 = \frac{\gamma g}{4\pi c_s} \quad (2.20)$$

Κοντά στο ελάχιστο της θερμοκρασίας, στη βάση της χρωμόσφαιρας, η ακουστική συχνότητα κατωφλίου είναι περίπου ίση με 5.2 mHz. Η εξάρτηση της ταχύτητας του

ήχου και της συχνότητας κατωφλίου από τις φυσικές συνθήκες του πλάσματος έχει ως αποτέλεσμα τα κύματα να διαθλώνται ή ακόμα και να ανακλώνται σε συγκεκριμένες περιοχές.

2.3.3. Βαρυτικά κύματα

Αν ως μόνη δύναμη επαναφοράς θεωρήσουμε τη δύναμη της βαρύτητας προκύπτει η περίπτωση των βαρυτικών κυμάτων. Επιλύοντας και πάλι την εξίσωση διατήρησης της ορμής μπορούμε να βρούμε τη σχέση διασποράς που περιγράφει αυτά τα κύματα. Τα βαρυτικά κύματα δεν θα μας απασχολήσουν στην παρούσα διατριβή, ωστόσο αναφέρουμε ότι δεν διαδίδονται κατακόρυφα και έχουν πάντοτε συχνότητα μικρότερη από τη συχνότητα Brunt-Vaissala, η οποία δίνεται από τη σχέση:

$$\omega_{BV}^2 = \frac{(\gamma - 1)g^2}{c_s^2} \quad (2.22)$$

Η ομαδική και φασική τους ταχύτητα είναι πάντοτε κάθετες, με αποτέλεσμα, η ενέργεια να διαδίδεται στην αντίθετη φορά με αυτή της διάδοσης του κύματος. Για την εμφάνιση βαρυτικών κυμάτων είναι απαραίτητη η ισχύς του κριτηρίου Schwarzschild (βλ. Κεφάλαιο 1) και για αυτό το λόγο τα βαρυτικά κύματα δεν διαδίδονται στη ζώνη μεταφοράς.

2.3.4. Μαγνητικά κύματα

Η ύπαρξη του μαγνητικού πεδίου στο πλάσμα έχει ως αποτέλεσμα την ύπαρξη δύο ακόμα ειδών κυμάτων με μεγάλο ενδιαφέρον. Κατά μήκος των γραμμών μπορούν να διαδοθούν εγκάρσια κύματα Alfvén, όπως ακριβώς αυτά που διαδίδονται σε μια τεντωμένη χορδή. Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι η μαγνητική δύναμη Lorentz οφείλεται εν μέρει σε μια μαγνητική τάση, όπως φαίνεται από την εξίσωση (2.13). Βρίσκεται ότι η εξίσωση διασποράς των κυμάτων Alfvén είναι η:

$$\omega^2 = \frac{B^2}{\mu_0 \rho} k^2 \quad (2.23)$$

όπου:

$$v_A = \frac{B}{\sqrt{\mu_0 \rho}} \quad (2.24)$$

είναι η ταχύτητα Alfven. Τα κύματα αυτά διαδίδονται πάντοτε παράλληλα στις δυναμικές γραμμές. Ωστόσο υπάρχουν και τα πλάγια κύματα Alfven (shear Alfven waves), που διαδίδονται υπό γωνία θ ως προς το μαγνητικό πεδίο και είναι εγκάρσια, με σχέση διασποράς:

$$\omega = v_A k \cos \theta, \quad (2.25)$$

Η φασική ταχύτητα των πλάγιων κυμάτων Alfven εξαρτάται από τη γωνία θ και είναι μέγιστη για διάδοση παράλληλα στο μαγνητικό πεδίο. Τα πλάγια κύματα Alfven δεν διαδίδονται ποτέ κάθετα στο μαγνητικό πεδίο.

Από την άλλη, η ύπαρξη της μαγνητικής πίεσης έχει ως αποτέλεσμα την εμφάνιση διαμηκών κυμάτων, τα οποία διαδίδονται κάθετα στις δυναμικές γραμμές. Τα κύματα αυτά μοιάζουν με τα ακουστικά επειδή δημιουργούν πυκνώματα και αραιώματα στις δυναμικές γραμμές του μαγνητικού πεδίου. Αν θεωρήσουμε ότι η βαθμίδα της πίεσης απουσιάζει και ότι οι δυναμικές γραμμές του πεδίου δεν μεταβάλλουν το σχήμα τους καθώς πυκνώνουν ή αραιώνουν τότε και αυτά τα κύματα διαδίδονται με την ταχύτητα Alfven. Ωστόσο, στην πραγματικότητα, στα δυο παραπάνω είδη κυμάτων επιδρά και η βαθμίδα της πίεσης δημιουργώντας τα μαγνητο-ακουστικά κύματα.

2.3.5 Μαγνητο-ακουστικά κύματα

Αν στο πλάσμα που μελετάμε επιδρούν, τόσο η μαγνητική τάση και πίεση όσο και η δύναμη που προκύπτει από τη βαθμίδα της πίεσης του αερίου, τα κύματα που προκύπτουν ονομάζονται μαγνητο-ακουστικά. Η επίλυση της εξίσωσης διατήρησης της ορμής οδηγεί στην σχέση διασποράς:

$$\left(\frac{\omega}{k}\right)^2 = \frac{1}{2}(c_s^2 + v_A^2) \pm \frac{1}{2}[(c_s^2 + v_A^2)^2 - 4c_s^2 v_A^2 \cos^2 \theta]^{1/2}, \quad (2.26)$$

αντίστοιχα, όπου θ η γωνία μεταξύ του κυματάριθμου και του μαγνητικού πεδίου. Οι δύο λύσεις της πιο πάνω εξίσωσης διασποράς δίνουν το ταχύ και το αργό μαγνητο-ακουστικό κύμα (*fast - slow magneto-acoustic waves* ή *modes*), των οποίων οι φασικές ταχύτητες είναι:

$$v_f = \sqrt{\frac{1}{2}(v_A^2 + c_s^2) + \frac{1}{2}\sqrt{(v_A^2 + c_s^2)^2 - 4 \cdot v_A^2 \cdot c_s^2 \cos^2 \theta}} \quad (2.27)$$

$$v_s = \sqrt{\frac{1}{2}(v_A^2 + c_s^2) - \frac{1}{2}\sqrt{(v_A^2 + c_s^2)^2 - 4 \cdot v_A^2 \cdot c_s^2 \cos^2 \theta}} \quad (2.28)$$

όπου v_f η ταχύτητα του ταχέως μαγνητο-ακουστικού κύματος και v_s η ταχύτητα του αργού μαγνητο-ακουστικού κύματος. Η φασική ταχύτητα του μαγνητο-ακουστικού κύματος γίνεται μέγιστη όταν η διεύθυνση διάδοσης είναι κάθετη στο μαγνητικό πεδίο. Τότε, η δύναμη που απορρέει από τη βαθμίδα της πίεσης και η δύναμη Lorentz δρουν σε φάση και η φασική ταχύτητα δίνεται από τη σχέση:

$$v_f = (v_A^2 + c_s^2)^{1/2} \quad (2.29)$$

Όταν η διεύθυνση διάδοσης είναι κατά μήκος του μαγνητικού πεδίου ($\theta=0^\circ$), η φασική ταχύτητα είναι ελάχιστη, και ισούται με τη μέγιστη μεταξύ των v_A και c_s .

Τα μαγνητο-ακουστικά κύματα είναι τα συχνότερα μελετώμενα κύματα στην ηλιακή φωτόσφαιρα και χρωμόσφαιρα λόγω της συνύπαρξης του ηλιακού πλάσματος με το μαγνητικό πεδίο του δικτύου. Η φύση των μαγνητο-ακουστικών κυμάτων σε κάθε περιοχή του Ήλιου εξαρτάται από το συσχετισμό της ταχύτητας Alfvén και της ακουστικής ταχύτητας. Επιπλέον, επειδή, από τις σχέσεις (2.14), (2.16) και (2.24) για τον λόγο των δύο ταχυτήτων ισχύει

$$\beta = \left(\frac{2}{\gamma} \right) \frac{c_s^2}{v_A^2} = 1.2 \frac{c_s^2}{v_A^2} \quad (2.30)$$

όπου έχει υποτεθεί ότι $\gamma = 5/3$. Ο χαρακτηρισμός της δυναμικής του πλάσματος με βάση τις δύο ταχύτητες ισοδυναμεί με τη διάκριση σε περιοχές υψηλού και χαμηλού β .

Αν και έχει γίνει η διάκριση μεταξύ μαγνητισμένου δικτύου και μη μαγνητισμένου μεσοδικτύου, στην πραγματικότητα, κανένα μέρος της ηλιακής ατμόσφαιρας δεν είναι κενό μαγνητικού πεδίου. Επομένως τα μαγνητο-ακουστικά κύματα αναμένεται να διαδίδονται παντού. Η τιμή του β , δηλαδή, ισοδύναμα, η τιμή της ταχύτητας Alfvén σε σχέση με την τιμή της ταχύτητας του ήχου, μας επιτρέπει να διακρίνουμε τις εξής περιπτώσεις:

1. Όταν $c_s \gg v_A$, δηλαδή όταν $\beta \gg 1$, το οποίο ισχύει εν γένει στην φωτόσφαιρα και στο μεσοδίκτυο της κατώτερης χρωμόσφαιρας του ήρεμου Ήλιου, το ταχύ κύμα, αποδεικνύεται ότι είναι ένα τυπικό ακουστικό κύμα, ενώ το αργό είναι ένα μαγνητικό κύμα. Δηλαδή, το ακουστικό κύμα διαδίδεται με τη μεγαλύτερη δυνατή ταχύτητα ενώ το μαγνητικό κύμα διαδίδεται με τη μικρότερη.
2. Όταν $c_s \ll v_A$, δηλαδή όταν $\beta \ll 1$, το οποίο ισχύει στην ανώτερη χρωμόσφαιρα, τη μεταβατική περιοχή και το στέμμα και στη χαμηλότερη χρωμόσφαιρα γύρω από το μαγνητικό δίκτυο, το ταχύ κύμα είναι ένα μαγνητικό κύμα, που διαδίδεται κάθετα στο μαγνητικό πεδίο, ενώ το αργό είναι ένα ακουστικό κύμα που διαδίδεται κατά μήκος των δυναμικών γραμμών του μαγνητικού πεδίου.

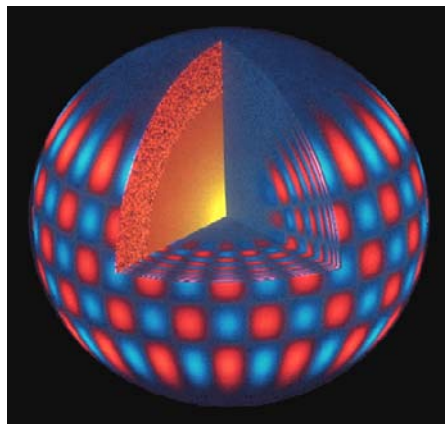
Η περιοχή στην οποία η ταχύτητα Alfvén ισούται με την ακουστική ταχύτητα σχεδόν συμπίπτει με το μαγνητικό θόλο, όπου $\beta = 1$. Εκεί τα διαφορετικά είδη των μαγνητο-ακουστικών κυμάτων δεν διαχωρίζονται, καθώς οι φασικές τους ταχύτητες είναι συγκρίσιμες και εμφανίζονται φαινόμενα σύζευξης (mode coupling) με αποτέλεσμα τη μετατροπή του ενός είδους κύματος σε άλλο, η οποία συνοδεύεται από μεταφορά ενέργειας. Μια τέτοια διαδικασία θα περιγραφεί στη συνέχεια.

Τέλος, θα πρέπει να σημειωθεί ότι στο ηλιακό πλάσμα, εν γένει, όλες οι δυνάμεις που αναφέρθηκαν δρουν ως δυνάμεις επαναφοράς. Τα κύματα που εμφανίζονται αποτελούν συνδυασμό των πιο πάνω απλούστερων περιπτώσεων, τα

μαγνητο-ακουστικά-βαρυτικά κύματα (magneto-acoustic gravity waves). Όταν όλες οι δυνάμεις επαναφοράς δρουν σε φάση, τότε τα κύματα διαδίδονται με τη μέγιστη δυνατή ταχύτητα. Σε αυτή την περίπτωση, για παράδειγμα, το ταχύ ατμοσφαιρικό κύμα θα είναι ένα ταχύ μαγνητο-ακουστικό κύμα που θα έχει υποστεί κάποια διαμόρφωση λόγω της βαρυτικής δύναμης. Αν και το πρόβλημα είναι περίπλοκο, όταν συμπεριληφθούν στη μελέτη και οι τρεις δυνάμεις επαναφοράς, τοπικά κάποιες από αυτές αποκλείονται με αποτέλεσμα το πρόβλημα να ανάγεται συνήθως στη μελέτη απλούστερων περιπτώσεων.

2.4. Οι ακουστικές ταλαντώσεις του Ήλιου

Η περιγραφή των τρόπων ταλάντωσης του Ήλιου μπορεί να γίνει αν θεωρήσουμε ότι ο Ήλιος είναι μια αέρια σφαίρα σε υδροστατική ισορροπία (Σχ. 2.1). Τότε κάθε διαταραχή θα έχει ως αποτέλεσμα μια δύναμη επαναφοράς και κατά συνέπεια την εμφάνιση ταλαντώσεων. Η επίλυση του προβλήματος ανάγεται στην λύση ενός προβλήματος συνοριακών τιμών, με τη βοήθεια σφαιρικών αρμονικών, που οδηγεί σε ένα διακριτό φάσμα συχνοτήτων και κυματαριθμών.

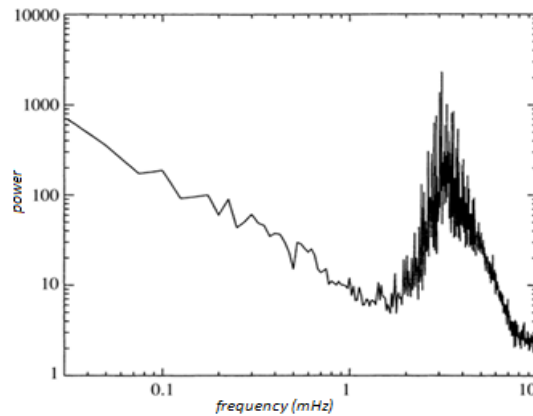


Σχήμα 2.1. Εικόνα κατασκευασμένη από υπολογιστή που απεικονίζει τους τρόπους ταλάντωσης του Ήλιου.

Μια διαταραχή στο εσωτερικό του Ήλιου, απουσία μαγνητικού πεδίου, θα προκαλέσει τη διάδοση ενός κύματος. Το κύμα αυτό θα είναι ακουστικό ή βαρυτικό, ανάλογα με το αν η δύναμη επαναφοράς θα είναι αντιστοίχως αυτή που προκύπτει από τη βαθμίδα της πίεσης ή τη βαρύτητα. Όπως αναφέρθηκε, η διάδοση των

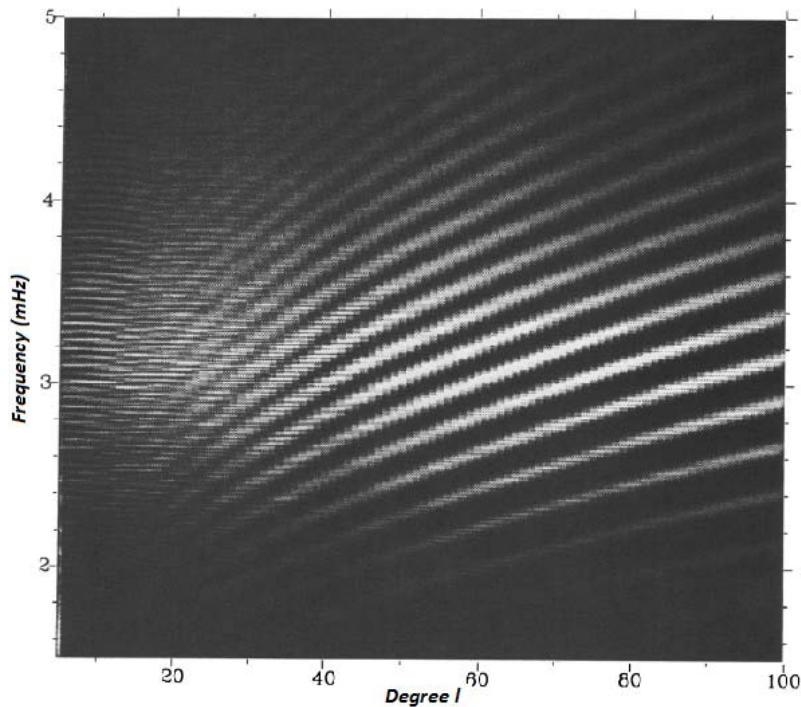
ακουστικών κυμάτων επιτρέπεται μόνο όταν η συχνότητά τους είναι μεγαλύτερη από τη συχνότητα κατωφλίου, που δίνεται από τη σχέση (2.20). Στην ηλιακή ατμόσφαιρα, η τιμή του κατωφλίου αυξάνεται με το ύψος, μέχρι το ύψος της ελάχιστης θερμοκρασίας. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα, σε εκείνο το ύψος τα κύματα με μικρότερες συχνότητες (δηλαδή με περιόδους μεγαλύτερες των 3 min) να ανακλώνται και να σχηματίζουν στάσιμα κύματα στη φωτόσφαιρα. Στη χρωμόσφαιρα, τα κύματα αυτά είναι αποσβεννυόμενα, δηλαδή το πλάτος τους φθίνει εκθετικά, σαν συνάρτηση του ύψους. Είναι σαφές ότι το διακριτό φάσμα των ακουστικών κυμάτων οφείλει την ύπαρξη του στα ανακλαστικά όρια, όπως είναι το ύψος της ελάχιστης θερμοκρασίας. Άλλο ένα τέτοιο ανακλαστικό όριο βρίσκεται στη βάση της ζώνης μεταφοράς. Εκεί καθώς τα κύματα κινούνται προς περιοχές με μεγαλύτερη ακουστική ταχύτητα, η πορεία τους εκτρέπεται συνεχώς όλο και μακρύτερα από την τοπική κάθετο και, κατά συνέπεια, υφίστανται ολική εσωτερική ανάκλαση. Το φαινόμενο είναι ανάλογο της εσωτερικής ανάκλασης που υφίσταται το φως μέσα σε μια οπτική ίνα.

Οι κυρίαρχες ταλαντώσεις στον Ήλιο είναι οι ταλαντώσεις των 5 min, οι οποίες ανακαλύφθηκαν από τον Leighton (1962). Αρχικά παρατηρήθηκαν σε σήματα Doppler φωτοσφαιρικών φασματικών γραμμών, αλλά παρατηρούνται και στις εντάσεις τους. Οι ταλαντώσεις αυτές είναι ακουστικές, δηλαδή η δύναμη επαναφοράς οφείλεται στη βαθμίδα της πίεσης και γι' αυτό ονομάζονται και "p-modes" (pressure modes). Παρά το χαρακτηρισμό τους ως «ταλαντώσεις των 5 min», έχουν μια κατανομή μεταξύ περίπου 3 min και 12 min (Σχ. 2.2) και πρόκειται για κινήσεις κυρίως κατακόρυφες με ταχύτητα 0.5 – 1 km/s, οι οποίες είναι σε φάση σε περιοχές, που έχουν, πολλές φορές, μέγεθος της τάξης των υπερκόκκων. Οι ταλαντώσεις δεν είναι συνεχείς αλλά διακοπτόμενες και στη φωτόσφαιρα το μέγιστο πλάτος εμφανίζεται στα 5 min ενώ σε μεγαλύτερα ύψη στα 3 min. Μετρήσεις της διαφοράς φάσης των ταλαντώσεων των περιόδων μεταξύ 3 και 12 min έδειξαν ότι πρόκειται για στάσιμα κύματα (Leibacher & Stein 1971).



Σχήμα 2.2. Φάσμα των p-modes που λήφθηκε από το όργανο GOLF του δορυφόρου SoHO (<http://www.ias.u-psud.fr/golf/>) μεταξύ 19 Φεβρουαρίου και 25 Μαρτίου 1996.

Η φασματική ανάλυση των ακουστικών ταλαντώσεων, τόσο στο χρόνο όσο και στο χώρο, έδειξε ότι η ισχύς τους σε ένα διάγραμμα $k_h - \omega$, δηλαδή σε ένα διάγραμμα της (κυκλικής) συχνότητας συναρτήσει του οριζόντιου κυματάριθμου του κύματος (Σχ. 2.3), είναι συγκεντρωμένη σε διακριτές φασματικές λωρίδες (*ridges*), (Deubner 1975, Deubner et al. 1979). Ο οριζόντιος κυματάριθμος εκφράζει την έκταση των περιοχών που ταλαντώνονται σε φάση. Η ύπαρξη των λωρίδων στο διάγραμμα $k_h - \omega$, είχε προβλεφθεί θεωρητικά από τον Ulrich (1970) και επιβεβαιώνει την θεωρητική περιγραφή των ταλαντώσεων του Ήλιου σαν σφαίρα.



Σχήμα 2.3. Διάγραμμα k_h - ω των p-modes, όπου αντί της κυκλικής συχνότητας ω χρησιμοποιείται η συχνότητα f και αντί του οριζόντιου κυματάρθμου χρησιμοποιείται ο βαθμός της ταλάντωσης, για τον οποίο ισχύει: $l \approx k_h R$, όπου R η ηλιακή ακτίνα (Duvall et al. 1988).

Πώς όμως παράγονται οι p-modes; Πιο πιθανό σενάριο για την παραγωγή των ακουστικών ταλαντώσεων είναι οι διαταραχές που προκύπτουν από τις κινήσεις μεταφοράς και την κοκκίαση. Αν φανταστούμε την περιοχή μεταξύ του ελαχίστου της θερμοκρασίας και της βάσης της ζώνης μεταφοράς ως μια κοιλότητα, τότε η δράση των κόκκων, και κυρίως οι καθοδικές κινήσεις του υλικού στη φωτόσφαιρα, μεταξύ των κόκκων, σε αυτή την κοιλότητα μπορεί να παρομοιαστεί με το χτύπημα μιας καμπάνας ή ενός τυμπάνου. Η χρονική κλίμακα της κοκκίασης, η οποία είναι της τάξης των μερικών λεπτών, έχει ως αποτέλεσμα, η ισχύς των p-modes να συγκεντρώνεται γύρω από τα 5 min. Θα πρέπει πάντως να σημειωθεί ότι ο μηχανισμός αυτός δεν μας είναι ακόμα πλήρως κατανοητός καθώς η αλληλεπίδραση μεταξύ των κινήσεων μεταφοράς και της κυματικής διάδοσης είναι αρκετά πολύπλοκη. Υδροδυναμικές αριθμητικές προσομοιώσεις, πάντως, έχουν δείξει πως είναι δυνατή η διέγερση βαρυτικών – ακουστικών κυμάτων από τις κινήσεις, κυρίως καθοδικές, των κόκκων (Skartlien et al. 2000).

2.5. Η μελέτη των ταλαντώσεων και των κυμάτων στην ηλιακή ατμόσφαιρα

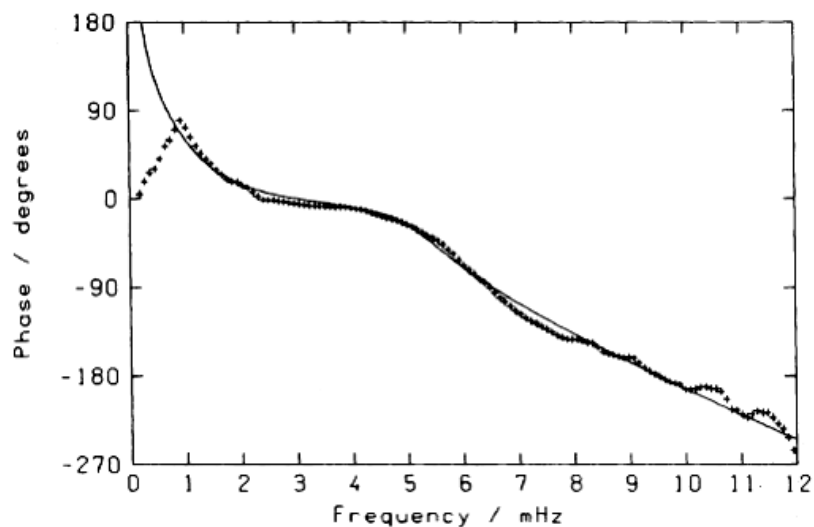
2.5.1. Ταλαντώσεις στο δίκτυο και στο μεσοδίκτυο

Μετά την ανακάλυψη των p-modes, μεγάλο μέρος του ενδιαφέροντος της έρευνας στην ηλιακή φυσική στράφηκε στις ταλαντώσεις της ηλιακής ατμόσφαιρας, τα κύματα που διαδίδονται στο ηλιακό πλάσμα και την αλληλεπίδραση των κυμάτων αυτών με το μαγνητικό πεδίο του δικτύου και των ενεργών περιοχών.

Στις δεκαετίες του 1970 και 1980, μια σειρά από μελέτες των ταλαντώσεων και των διαφορών φάσεων, οι οποίες ανιχνεύονται σε διάφορες φασματικές γραμμές, διαμόρφωσαν την εικόνα που έχουμε σήμερα για τη φωτόσφαιρα και (σε μικρότερο βαθμό) τη χρωμόσφαιρα (Deubner 1974, Schmieder 1976, Mein & Mein 1976, Mein 1977, Cram 1978, Lites & Chipman 1979, Lites et al. 1982, Staiger et al. 1984, Staiger 1987, Fleck & Deubner 1989). Στη φωτόσφαιρα (Σχ. 2.4), μεταξύ των 1 - 2.5 mHz (δηλαδή για περιόδους περίπου μεταξύ 7 – 15 min), βαρυτικά κύματα διαδίδονται προς τα κάτω, ενώ η περιοχή συχνοτήτων μεταξύ 2.5 – 5 mHz (περίοδοι μεταξύ 3 - 7 min) είναι η περιοχή των αποσβεννυόμενων κυμάτων, για τα οποία δεν παρατηρείται διάδοση. Κύματα με συχνότητες μεγαλύτερες των 5 mHz (περίοδοι μικρότερες των 3 min) διαδίδονται προς τα ανώτερα στρώματα με ταχύτητα ίση με την ακουστική ταχύτητα. Στο φάσμα της φωτόσφαιρας, η κυρίαρχη περίοδος είναι αυτή των 5 min, ωστόσο λόγω του αποσβεννυόμενου χαρακτήρα αυτών των ταλαντώσεων, στη χρωμόσφαιρα, στο μεσοδίκτυο, κυριαρχεί η περίοδος των 3 min. Οι ίδιες μελέτες καταλήγουν στο συμπέρασμα ότι στη χρωμόσφαιρα κυριαρχούν τα στάσιμα κύματα, καθώς οι διαφορές φάσης μεταξύ των ταλαντώσεων σε διαφορετικά ύψη έχουν πολύ μικρές τιμές. Τα παραπάνω ευρήματα χαρακτηρίζουν τη διάδοση κυμάτων στο μεσοδίκτυο, το οποίο στις μελέτες αυτές θεωρείται κενό μαγνητικών πεδίων.

Το διαφορετικό δυναμικό περιβάλλον, που αντιπροσωπεύει το δίκτυο, αντικατοπτρίζεται και στο φάσμα του, στο οποίο δεσπόζουν ταλαντώσεις μεγάλων περιόδων. Οι von Uexküll et al. (1989) αποδίδουν αυτές τις ταλαντώσεις στις τυχαίες κινήσεις των λαμπρών σημείων, ενώ σύμφωνα με τους Deubner & Fleck (1990) αυτές οι ταλαντώσεις οφείλονται σε μαγνητο-βαρυτικά κύματα, τα οποία διαδίδονται κατά μήκος των δυναμικών γραμμών προς τα κάτω. Οι Lites et al. (1993) βρίσκουν ότι οι

μεγάλης περιόδου ταλαντώσεις στο δίκτυο δε συσχετίζονται με τις υποκείμενες φωτοσφαιρικές. Μεγάλες περίοδοι ανιχνεύονται επίσης και στις χρωμοσφαιρικές ψηφίδες, οι οποίες βρίσκονται κατά κανόνα γύρω από το δίκτυο και θεωρείται ότι ιχνογραφούν τους κεκλιμένους σωλήνες μαγνητικής ροής. Σε αυτές τις επιμήκεις χρωμοσφαιρικές δομές έχουν βρεθεί ταλαντώσεις 5 – 6 min (Tziotziou et al. 2004, Tsiropoula et al. 2009), που υποδεικνύουν ότι, αν και οι ψηφίδες καλύπτουν το μεσοδίκτυο, η δυναμική τους διαφέρει από αυτή του μεσοδικτύου.



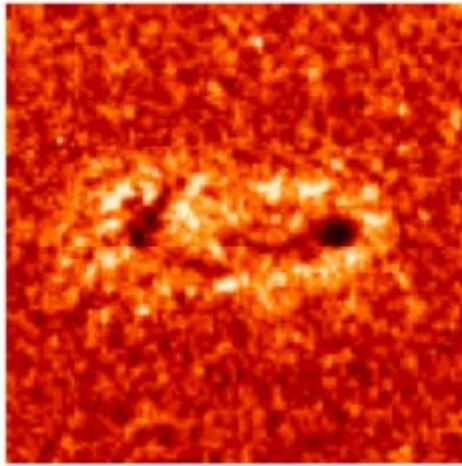
Σχήμα 2.4. Διάγραμμα διαφοράς φάσεων συναρτήσει της συχνότητας των ταλαντώσεων μεταξύ των φωτοσφαιρικών γραμμών του Na D1 και του FeI στα 5930 Å. Θετικές τιμές αντιστοιχούν σε διάδοση προς τα κάτω και το αντίστροφο. Οι σταυροί υποδηλώνουν τιμές που προέκυψαν από παρατηρήσεις ενώ η συνεχής γραμμή είναι η θεωρητικά υπολογισμένη καμπύλη (από Fleck & Deubner 1989).

Η ύπαρξη ακουστικών ταλαντώσεων των 5 min σε χρωμοσφαιρικά ύψη έρχεται σε αντίθεση με την ύπαρξη του ακουστικού κατώφλιου, που δεν επιτρέπει περιόδους μεγαλύτερες των 3 min να εμφανίζονται ψηλότερα από τη φωτόσφαιρα. Έχει όμωςδειχθεί ότι, από τη μια οι απώλειες λόγω ακτινοβολίας (Roberts 1983, Khomenko et al. 2008a) και από την άλλη η ύπαρξη κεκλιμένων μαγνητικών πεδίων (Michalitsanos 1973, Bel & Leroy 1977) μπορούν να αυξήσουν σημαντικά την περίοδο που αντιστοιχεί στο ακουστικό κατώφλι επιτρέποντας κύματα με περιόδους 5 min ή και μεγαλύτερες να διαδοθούν στη χρωμόσφαιρα. Η δεύτερη περίπτωση ονομάζεται και «διαρροή των p-modes» (*p-mode leakage*), διότι οι p-modes «ξεφεύγουν» από το ακουστικό κατώφλι και διαδίδονται στη χρωμόσφαιρα.

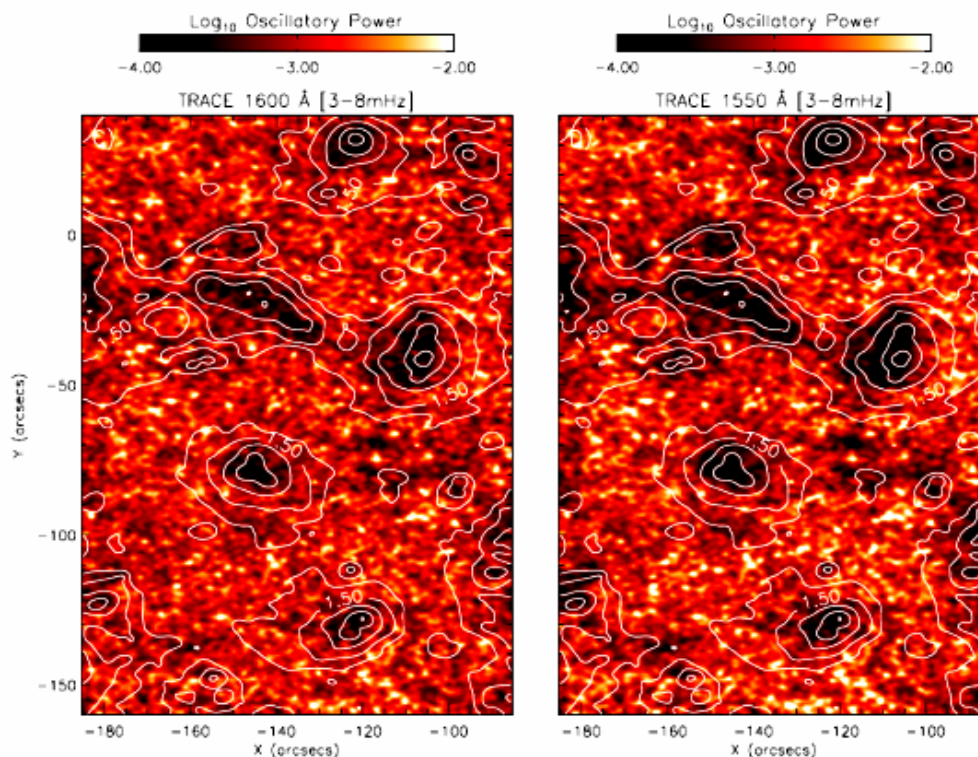
2.5.2. Άλω ισχύος και μαγνητική σκιά

Μελέτες της κατανομής της ισχύος των ακουστικών ταλαντώσεων σε εκτεταμένα πεδία παρατήρησης έδειξαν με πιο γλαφυρό τρόπο την επίδραση του μαγνητικού πεδίου στις ακουστικές ταλαντώσεις. Έτσι, βρέθηκε ότι σε ενεργές περιοχές, ενώ η ισχύς των p-modes είναι μειωμένη πάνω από αυτές, γύρω τους, η ισχύς των ταλαντώσεων των 3 min είναι αυξημένη (Σχ. 2.5). Η αύξηση αυτή έχει ονομαστεί «άλω ισχύος» (*power halo*) (Braun et al. 1992, Brown et al. 1992, Toner & LaBonte 1993). Με την ανακάλυψη της άλω ισχύος, τέθηκε το ερώτημα αν η ενίσχυση οφείλεται στην αλληλεπίδραση με το μαγνητικό πεδίο ή αν για κάποιο λόγο το πλάτος των p-modes μικρής περιόδου που εκπέμπονται γύρω από την ενεργό περιοχή είναι αυξημένο (acoustic emission). Τελικά η εξήγηση του φαινομένου αναζητήθηκε στην επίδραση του μαγνητικού πεδίου στις ακουστικές ταλαντώσεις (Hindman & Brown 1998, Thomas & Stanchfield 2000, Jain & Haber 2002) και έγινε σαφές ότι η γεωμετρία του μαγνητικού πεδίου και το ύψος του μαγνητικού θόλου σχετίζονται με την άλω ισχύος (Muglach et al. 2005).

Σε παρατηρήσεις του ήρεμου Ήλιου, από τους δορυφόρους TRACE και SoHO/SUMER βρέθηκε από τους Judge et al. (2001) ότι γύρω από το δίκτυο η ακουστική ισχύς μεταξύ 3-10 mHz είναι ελαττωμένη. Ονόμασαν την ελάττωση αυτή «μαγνητική σκιά» (*magnetic shadow*). Αρχικά διαπιστώθηκε ότι οι μαγνητικές σκιές εντοπίζονται σε περιοχές με πολύπλοκη μαγνητική γεωμετρία (McIntosh & Judge 2001). Στη συνέχεια, μελετώντας χάρτες ισχύος των ακουστικών ταλαντώσεων σε παρατηρήσεις του TRACE, οι McIntosh et al. (2003) κατέληξαν στο γενικό συμπέρασμα ότι οι μαγνητικές σκιές ταυτίζονται με τις περιοχές όπου ο μαγνητικός θόλος σχηματίζεται χαμηλότερα (Σχ. 2.6). Η ελάττωση αυτή της ισχύος βρέθηκε και στη χρωμοσφαιρική γραμμή Ca II στα 8542 Å (Σχ. 2.7) από τους Vecchio et al. (2007). Οι Krijger et al. (2001), σε μια φασματική ανάλυση των ταλαντώσεων στο δίκτυο και το μεσοδίκτυο, εντόπισαν επίσης άλω ισχύος, γύρω από το δίκτυο σε εικόνες του TRACE. Είναι λοιπόν πιθανό, η αλληλεπίδραση των ακουστικών κυμάτων με το μαγνητικό θόλο να προκαλεί τόσο το φαινόμενο της μαγνητικής σκιάς όσο και την άλω ισχύος.



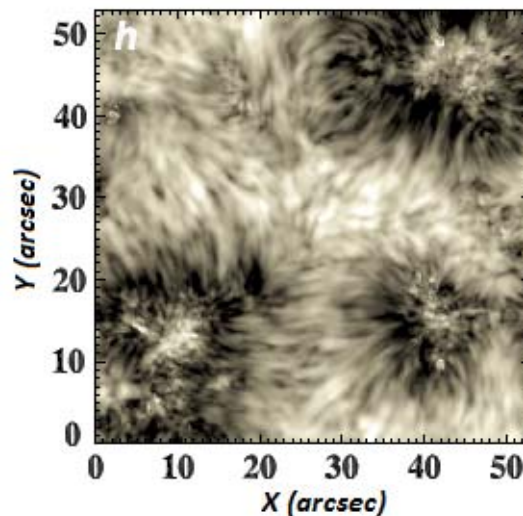
Σχήμα 2.5. Χάρτης ισχύος των ταλαντώσεων με συχνότητες μεταξύ 5.5 – 7.5 mHz (περιόδων περίπου 2 -3 min), όπου φαίνεται η άλως ισχύος (λαμπρή περιοχή) γύρω από ζεύγος κηλίδων, από παρατηρήσεις του MDI (από Jain & Haber 1998).



Σχήμα 2.6. Χάρτες ισχύος των ταλαντώσεων με συχνότητες μεταξύ 3 - 8 mHz (με περιόδους 2 - 5 min περίπου) των εντάσεων στα συνεχή των 1600 Å και 1550 Å. Οι ισοψείς δίνουν το ύψος του μαγνητικού θόλου σε Mm (McIntosh et al. 2003).

Αυτού του είδους η αλληλεπίδραση έχει διερευνηθεί σε μια σειρά από θεωρητικές μελέτες, οι οποίες στηρίζονται σε πειράματα μαγνητοϋδροδυναμικών προσομοιώσεων. Οι μελέτες αυτές έχουν φωτίσει πτυχές αυτού του μηχανισμού, αναπαράγοντας ολοένα και πιο πολύπλοκες γεωμετρίες μαγνητικού πεδίου και εξετάζοντας όλο και πιο ρεαλιστικές περιπτώσεις (βλέπε Rosenthal et al. 2002,

Bogdan et al. 2003, Khomenko & Collados 2006, Khomenko et al. 2008b, Vigeesh et al. 2009, Nutto et al. 2010, Nutto et al. 2012).

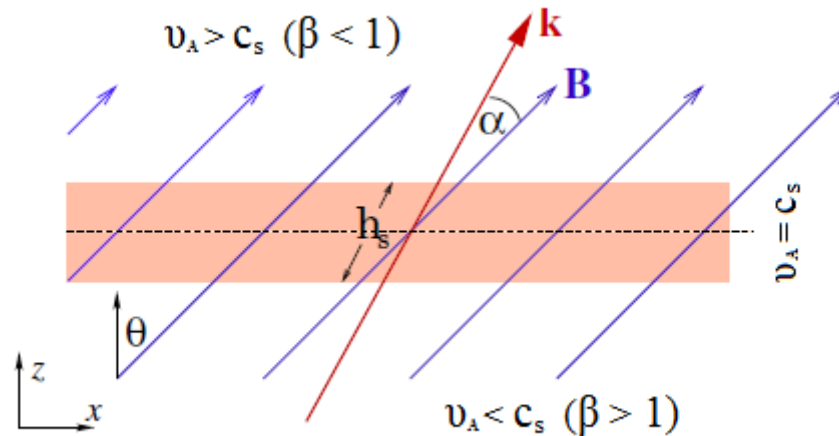


Σχήμα 2.7. Μαγνητικές σκιές γύρω από τα λαμπρά σημεία του μαγνητικού δικτύου (από Vecchio et al. 2007). Στο σχήμα φαίνεται, σε κλίμακα του γκρι, η ισχύς των ακουστικών ταλαντώσεων μεγάλης συχνότητας (5.5 – 8 mHz), η οποία εμφανίζεται σαφώς μειωμένη γύρω από το χρωμοσφαιρικό δίκτυο.

2.6. Μετατροπή μαγνητο-ακουστικών κυμάτων στο μαγνητικό θόλο

Όπως έχει ήδη αναφερθεί, η ταυτόχρονη δράση της δύναμης Lorentz και της δύναμης, που απορρέει από τη βαθμίδα της πίεσης, έχει ως αποτέλεσμα την ύπαρξη δύο ειδών μαγνητο-ακουστικών κυμάτων και την ύπαρξη κυμάτων Alfvén. Με τα τελευταία δεν θα ασχοληθούμε στην παρούσα διατριβή. Από τις σχέσεις (2.28) και (2.29) φαίνεται ότι στην περιοχή όπου η ακουστική ταχύτητα και η ταχύτητα Alfvén είναι ίσες (δηλαδή $c_s = v_A$), οι φασικές ταχύτητες v_f και v_s είναι συγκρίσιμες, και μάλιστα, όταν η διάδοση γίνεται παράλληλα στο μαγνητικό πεδίο ($\theta=0^\circ$), ισχύει $v_s = v_f = c_s = v_A$. Επομένως, στο οριακό στρώμα του μαγνητικού θόλου, τα είδη των μαγνητο-ακουστικών κυμάτων έχουν την ίδια φασική ταχύτητα και είναι δυνατή η μετατροπή ενός είδους κυμάτων σε ένα άλλο (από ταχύ σε αργό, από ακουστικό σε μαγνητικό και το αντίστροφο). Στα επόμενα θα παρουσιάσουμε μια ποσοτική περιγραφή του φαινομένου και κάποιες λεπτομέρειες του μηχανισμού όπως προκύπτουν από το μοντέλο των Cally (2006, 2007) και Schunker & Cally (2006).

Στο μοντέλο αυτό, έχει γίνει ο δανεισμός, από τη γεωμετρική οπτική, της περιγραφής των κυμάτων με ακτίνες (ray theory). Οι ακτίνες υποδηλώνουν τη διαδρομή του κύματος και υπολογίζονται με βάση την αρχή του βραχυστόχρονου (δηλαδή την αρχή του Fermat). Η ισχύς της αρχής αυτής και τα σφάλματα που υπεισέρχονται από την υιοθέτησή της εξετάζονται από τους Barnes & Cally (2001).



Σχήμα 2.8. Σχηματική απεικόνιση ενός κύματος που περνά από το στρώμα ισοκατανομής, όπου $v_A = c_s$, δηλαδή από περιβάλλον υψηλού β σε περιβάλλον χαμηλού β , σχηματίζοντας γωνία α με το μαγνητικό πεδίο B (από Cally 2007).

Ας θεωρήσουμε, λοιπόν, μια απλή περίπτωση ενός κύματος, με κυματάριθμο k , το οποίο διαδίδεται σε ένα ομογενές (χάρην απλότητας) μαγνητικό πεδίο, υπό γωνία α (γωνία πρόσπτωσης, *attack angle*) και συναντά το οριακό στρώμα ισοκατανομής, h_s (*equipartition layer*), δηλαδή την περιοχή όπου $c_s = v_A$ (Σχ. 2.8). Το στρώμα αυτό θα το ονομάζουμε επίσης και μαγνητικό θόλο. Αν και τυπικά δεν ορίζεται από τη συνθήκη $\beta \approx 1$, στην ουσία, λόγω της (2.30), πρόκειται για την ίδια περιοχή. Το πάχος του στρώματος ισοκατανομής, όπως το «αντιλαμβάνεται» το κύμα συμβολίζεται με h_s .

Στην οριακή περίπτωση όπου η γωνία α είναι μηδενική, οι μεταβολές της πίεσης λαμβάνουν χώρα παράλληλα στο μαγνητικό πεδίο και δεν θα προκαλούν διαταραχές κάθετα στο μαγνητικό πεδίο. Επομένως, η δύναμη Lorentz δεν θα επιδρά στις διαταραχές της πίεσης και το κύμα θα συνεχίσει να διαδίδεται ανενόχλητο κατά μήκος των μαγνητικών γραμμών. Το κύμα αυτό, αρχικά, θα είναι ένα ταχύ ακουστικό κύμα στο περιβάλλον υψηλού β , εφόσον διαδίδεται με τη μεγαλύτερη δυνατή ταχύτητα στο μέσο. Περνώντας το στρώμα ισοκατανομής θα αποτελεί πλέον ένα

αργό κύμα καθώς στο περιβάλλον χαμηλού β δεν θα διαδίδεται με την μέγιστη δυνατή φασική ταχύτητα (η οποία είναι η v_f). Το κύμα αυτό θα έχει μετατραπεί, επομένως, σε ένα αργό μαγνητο-ακουστικό κύμα, το οποίο στην ουσία παραμένει ένα καθαρά ακουστικό κύμα, που διαδίδεται κατά μήκος του μαγνητικού πεδίου. Στην περιγραφή που ακολουθούμε, αυτή η διαδικασία ονομάζεται ολική μετάδοση (*total transmission*). Γενικά, η μετατροπή ενός ταχέος κύματος σε αργό, χωρίς αυτό να αλλάξει «χαρακτήρα», παραμένοντας ακουστικό κύμα, ονομάζεται μετάδοση (*transmission*).

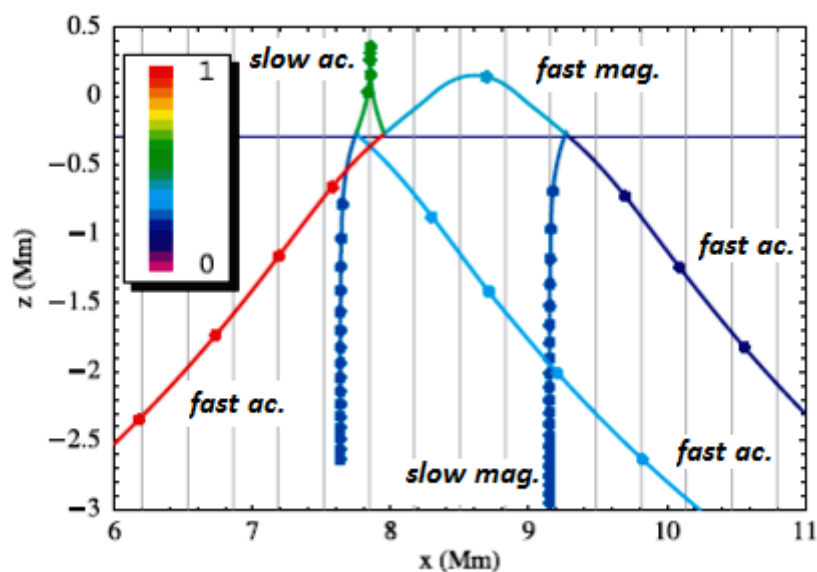
Στην πραγματικότητα τα (μαγνητο-)ακουστικά κύματα προσπίπτουν στο μαγνητικό θόλο σχηματίζοντας διάφορες γωνίες με το μαγνητικό πεδίο. Σε αυτή την περίπτωση και πάλι θα υπάρχει μετατροπή του ταχέος ακουστικού κύματος σε αργό μαγνητο-ακουστικό, το οποίο θα διαδίδεται κατά μήκος τους κεκλιμένου μαγνητικού πεδίου (μετάδοση). Το ποσοστό της ενέργειας που θα μεταφερθεί από το αρχικό ταχύ ακουστικό κύμα στο αργό μαγνητο-ακουστικό, εκεί όπου $c_s = v_A$, εκφράζεται από το συντελεστή μετάδοσης, ο οποίος δίνεται, συναρτήσει των k , h_s και α , από τη σχέση:

$$T = \exp(-\pi k h_s \sin^2 \alpha) \quad (2.31)$$

Το υπόλοιπο ποσό ενέργειας του προσπίπτοντος κύματος θα μεταφερθεί στο ταχύ μαγνητο-ακουστικό κύμα. Τη διαδικασία αυτή, κατά την οποία μέρος του ταχέος ακουστικού κύματος μετατρέπεται σε ταχύ μαγνητο-ακουστικό, παραμένει δηλαδή ένα ταχύ κύμα, την ονομάζουμε μετατροπή (*conversion*). Ο αντίστοιχος συντελεστής, που εκφράζει το ποσοστό της αρχικής ενέργειας που μεταφέρεται στο ταχύ κύμα, συμβολίζεται με C και προφανώς, λόγω της αρχής διατήρησης της ενέργειας, θα ισχύει $T + C = 1$. Στη συνέχεια θα περιγράψουμε μερικά παραδείγματα εφαρμογής του μοντέλου που εξετάζονται από τους Schunker & Cally (2006).

Στο Σχ. 2.9 απεικονίζεται η διάδοση ενός κύματος υπό γωνία $\alpha = 30^\circ$ σε ένα κατακόρυφο ομογενές μαγνητικό πεδίο, έντασης 2 kG. Η οριζόντια μπλε γραμμή ορίζει το στρώμα ισοκατανομής, ενώ στο ύψος $z = 0.5$ Mm βρίσκεται το ελάχιστο της θερμοκρασίας της ατμόσφαιρας. Η χρωματική κλίμακα ορίζει το ποσό της ενέργειας που μεταφέρει το κάθε κύμα. Οι κουκίδες ορίζουν χρονικά διαστήματα 1 min. Το ακουστικό κύμα (η κόκκινη ακτίνα) έχει συχνότητα 5 mHz, προέρχεται από τη ζώνη μεταφοράς και κατευθύνεται προς τη φωτόσφαιρα. Στο στρώμα ισοκατανομής, μέρος

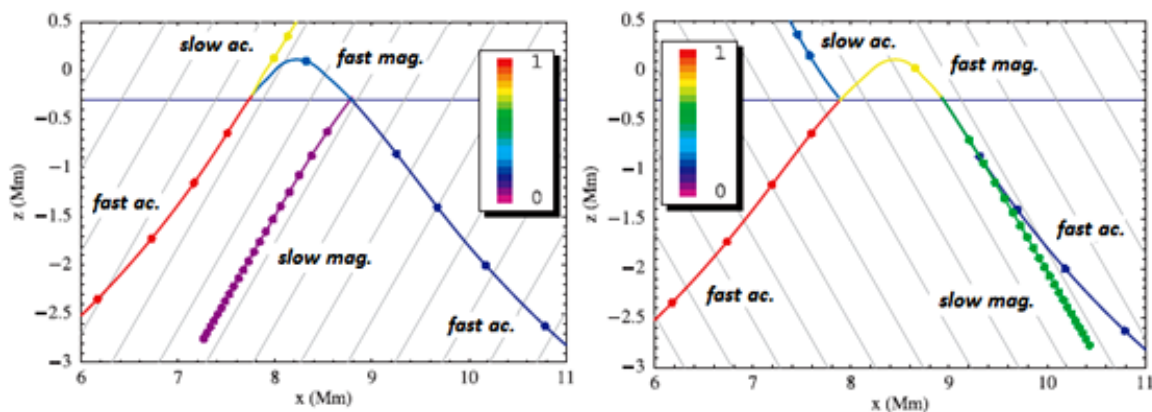
της ενέργειάς του μεταφέρεται στο αργό μαγνητο-ακουστικό κύμα (πράσινη ακτίνα) που διαδίδεται παράλληλα στο μαγνητικό πεδίο, δηλαδή κατακόρυφα. Το κύμα αυτό ανακλάται κοντά στο ύψος της ελάχιστης θερμοκρασίας λόγω του ακουστικού κατωφλίου, του οποίου η τιμή είναι 5.2 mHz. Η υπόλοιπη ενέργεια του αρχικού κύματος μεταφέρεται στο ταχύ μαγνητο-ακουστικό κύμα (γαλάζια ακτίνα), το οποίο συνεχίζει την ίδια πορεία και επίσης ανακλάται, λόγω της αύξησης, με το ύψος της ταχύτητας Alfvén (ολική εσωτερική ανάκλαση). Σε αυτή την περίπτωση, τα δύο μαγνητο-ακουστικά κύματα τελικά κατευθύνονται προς τα χαμηλότερα στρώματα. Μάλιστα, το καθένα από αυτά θα υποστεί εκ νέου μετάδοση/μετατροπή όταν συναντήσει το στρώμα ισοκατανομής, αυτή τη φορά με αντίθετη κατεύθυνση δίνοντας από ένα αργό κύμα με κατακόρυφη διάδοση (οι κατακόρυφες μπλε ακτίνες) και από ένα ταχύ κύμα που σχηματίζουν γωνία αντίθετη με την αρχική (μπλε και μωβ ακτίνες). Σημειώνουμε ότι η πυκνότητα των κουκίδων πάνω σε κάθε ακτίνα εξαρτάται από την ταχύτητα κάθε ακτίνας. Μεγαλύτερη πυκνότητα κουκίδων ισοδυναμεί με μικρότερη ταχύτητα των κυμάτων.



Σχήμα 2.9. Διάγραμμα διάδοσης ακτίνων στο φυσικό χώρο, που περιγράφει τη μετατροπή του ακουστικού προσπίπτοντος κύματος (κόκκινη γραμμή) σε ταχύ και αργό μαγνητο-ακουστικό κύμα (βλ. κείμενο). Η ενέργεια του κάθε κύματος ορίζεται από τη χρωματική κλίμακα, ενώ σημειώνεται και το είδος των κυμάτων. Οι κουκίδες ορίζουν χρονικά διαστήματα ενός λεπτού (από Schunker & Cally 2006).

Στη συνέχεια εξετάζονται οι περιπτώσεις πρόσπτωσης στο οριακό στρώμα, σε περιβάλλον όπου το μαγνητικό πεδίο δεν είναι κατακόρυφο, αλλά σχηματίζει γωνία

30° και -30° (Σχ. 2.10, αριστερά και δεξιά αντίστοιχα). Στην πρώτη περίπτωση (Σχ. 2.10 αριστερά) το προσπίπτον κύμα (κόκκινη ακτίνα) φτάνει στο στρώμα ισοκατανομής υπό γωνία 0° σε σχέση με το μαγνητικό πεδίο. Λόγω της πολύ μικρής γωνίας που σχηματίζει με το μαγνητικό πεδίο, μεταφέρει το μεγαλύτερο μέρος της ενέργειάς του στο αργό μαγνητο-ακουστικό κύμα (κίτρινη ακτίνα) και ένα πολύ μικρό μέρος στο ταχύ μαγνητο-ακουστικό κύμα (μπλε ακτίνα), το οποίο και πάλι ανακλάται και μετατρέπεται, ξανά, σε αργό μαγνητο-ακουστικό (μωβ ακτίνα) και ταχύ ακουστικό κύμα (μπλε γραμμή). Το αργό μαγνητο-ακουστικό κύμα, πάνω από το στρώμα ισοκατανομής δεν ανακλάται διότι εκεί το ακουστικό κατώφλι μειώνεται λόγω της κλίσης του μαγνητικού πεδίου (όπως συμβαίνει κατά τη διαρροή των p-modes). Στο δεξί σχήμα, όπου η γωνία πρόσπτωσης του κύματος στο μαγνητικό πεδίο είναι μεγάλη, το ποσό της ενέργειας που μεταφέρεται στο αργό μαγνητο-ακουστικό κύμα (μπλε ακτίνα) είναι πολύ μικρότερο και κατά το μεγαλύτερο μέρος της μεταφέρεται στο ταχύ μαγνητο-ακουστικό κύμα (κίτρινη ακτίνα). Το αργό μαγνητο-ακουστικό κύμα διαδίδεται κανονικά προς τα ανώτερα στρώματα, λόγω της κλίσης του μαγνητικού πεδίου ενώ το ταχύ μαγνητο-ακουστικό κύμα ανακλάται και στη συνέχεια υφίσταται ξανά μετατροπή διασχίζοντας το στρώμα ισοκατανομής, με διεύθυνση προς τα κάτω.



Σχήμα 2.10. Ομοίως με το Σχ. 2.7. Αριστερά: Το ομογενές μαγνητικό πεδίο σχηματίζει γωνία 30° με την κατακόρυφο. Δεξιά: Το ομογενές μαγνητικό πεδίο σχηματίζει γωνία -30° με την κατακόρυφο (από Schunker & Cally 2006).

Στην περίπτωση που περιγράφεται, δηλαδή αυτή μιας ενεργού περιοχής, το ισχυρό μαγνητικό πεδίο έχει ως αποτέλεσμα το στρώμα ισοκατανομής να τοποθετείται πολύ χαμηλά, χαμηλότερα από την «επιφάνεια». Στην ανάλογη

περίπτωση του ήρεμου Ήλιου, το στρώμα ισοκατανομής θα βρίσκεται σε μεγαλύτερο ύψος, λόγω της χαμηλότερης έντασης του μαγνητικού πεδίου, και θα οριοθετεί, όπως έχει ήδη αναφερθεί το μαγνητικό θόλο. Στα επόμενα θα αναφερόμαστε στο στρώμα ισοκατανομής χρησιμοποιώντας τον όρο μαγνητικός θόλος (προεκτείνοντας τα παραπάνω αποτελέσματα στην περίπτωση του ήρεμου Ήλιου) αν και δεν είναι ταυτόσημοι στην περίπτωση της ενεργού περιοχής. Επομένως, από τα παραπάνω παραδείγματα και από τη μορφή του συντελεστή T μπορούμε να συμπεράνουμε τα εξής:

1. Η μεταφορά ενέργειας στο αργό μαγνητο-ακουστικό κύμα, δηλαδή η μετάδοση, ευνοείται από τη μικρή γωνία πρόσπτωσης, τη χαμηλή συχνότητα ή το μικρό σε πάχος στρώμα ισοκατανομής. Αντιθέτως, μεγάλο σε πάχος στρώμα ισοκατανομής και μεγάλη συχνότητα και γωνία πρόσπτωσης ευνοούν τη μετατροπή, δηλαδή τη μεταφορά ενέργειας στο ταχύ μαγνητο-ακουστικό κύμα.
2. Η γωνία πρόσπτωσης καθορίζει το ποσό της ενέργειας που μεταδίδεται στα ανώτερα στρώματα ή μεταφέρεται στα κύματα που διαδίδονται προς τα κάτω.
3. Η ύπαρξη του μαγνητικού θόλου λειτουργεί σαν φίλτρο για τα κύματα, επιτρέποντας, τελικά στα ανώτερα ατμοσφαιρικά στρώματα, τη διάδοση των αργών μαγνητο-ακουστικών κυμάτων, τα οποία είναι παράλληλα στο μαγνητικό πεδίο.
4. Στην περίπτωση της μετατροπής σε ταχέα μαγνητο-ακουστικά κύματα, ο χρόνος που χρειάζεται η ακτίνα να διασχίσει το οριακό στρώμα μειώνεται σε σχέση με το χρόνο που θα χρειαζόταν μια ακτίνα ακουστικού κύματος να διασχίσει την ίδια περιοχή απουσία μαγνητικού πεδίου. Αυτό συμβαίνει διότι η ταχύτητα του ταχέως μαγνητο-ακουστικού κύματος είναι μεγαλύτερη.

Θα πρέπει να σημειώσουμε ότι το μοντέλο αυτό είναι ένα διδιάστατο (2-d) μοντέλο, καθώς το κυματόνυσμα k και το διάνυσμα του μαγνητικού πεδίου βρίσκονται στο ίδιο επίπεδο. Μια πλήρης περιγραφή θα πρέπει να προβλέπει και την περίπτωση τα δύο αυτά διανύσματα να βρίσκονται σε διαφορετικά επίπεδα και επομένως εκτός από την κλίση του μαγνητικού πεδίου έχει σημασία και το αζιμούθιο του. Στην περίπτωση αυτή θα έχουμε, επιπλέον, τη μετατροπή των ταχέως μαγνητο-ακουστικών κυμάτων σε κύματα Alfvén. Ωστόσο, η μετατροπή αυτή συμβαίνει αρκετά ψηλότερα από το μαγνητικό θόλο, πριν τα ταχέα κύματα ανακλαστούν (Cally & Hansen 2011, Khomenko & Cally 2012).

Οι Nutto et al. (2010) κατέληξαν σε συμφωνία με τα αποτελέσματα του μοντέλου των Schunker & Cally (2006) αναπαράγοντας τη διάδοση κυμάτων με πειράματα προσομοιώσεων, που περιλάμβαναν την επίλυση των εξισώσεων μαγνητοϋδροδυναμικής και της εξίσωσης διάδοσης ακτινοβολίας. Οι Haberreiter & Finsterle (2010) μελετώντας τις σχέσεις διασποράς χαμηλότερα και ψηλότερα από το μαγνητικό θόλο, γύρω από ενεργές περιοχές καταλήγουν στο συμπέρασμα ότι στο μαγνητικό θόλο λαμβάνουν χώρα τόσο η μετάδοση όσο και η μετατροπή των ακουστικών κυμάτων σε μαγνητο-ακουστικά. Οι ποσοτικές προβλέψεις του μοντέλου επιβεβαιώθηκαν από τους Stangalini et al. (2011), οι οποίοι έδειξαν ότι η ισχύς των ταλαντώσεων των 3 και 5 min σε μια ενεργό περιοχή οφείλεται στην ισχύ των αργών μαγνητο-ακουστικών κυμάτων, που παράγονται κατά τη μετατροπή των ακουστικών κυμάτων στο μαγνητικό θόλο. Εμείς, στο κεφάλαιο 7 της παρούσας διατριβής θα χρησιμοποιήσουμε το μοντέλο αυτό για πρώτη φορά, προκειμένου να εξηγήσουμε τις παρατηρήσεις των ταλαντώσεων στο μαγνητικό θόλο στον ήρεμο Ήλιο.

Κεφάλαιο 3

Παρατηρήσεις και επεξεργασία τους

3.1. Εισαγωγή

Στην παρούσα διατριβή, χρησιμοποιήθηκαν παρατηρήσεις μιας ήρεμης περιοχής στο κέντρο του ηλιακού δίσκου, οι οποίες είχαν ληφθεί στις 15 Οκτωβρίου 2007. Οι παρατηρήσεις αυτές είναι μέρος μιας σειράς συντονισμένων παρατηρήσεων του Ήλιου, οι οποίες έγιναν από τις 15 ως τις 24 Οκτωβρίου 2007 και περιελάμβανε όργανα τοποθετημένα σε δορυφόρους, αλλά και επίγεια παρατηρητήρια. Πιο συγκεκριμένα, για τις συντονισμένες παρατηρήσεις χρησιμοποιήθηκαν το Dutch Open Telescope (στο εξής DOT), ο δορυφόρος Transition Region And Coronal Explorer (TRACE), το όργανο Michelson Doppler Imager (MDI) του ηλιακού παρατηρητηρίου Solar and Heliospheric Observatory (SoHO) και το ηλιακό παρατηρητήριο Hinode με το Solar Optical Telescope (SOT), το Extreme Ultraviolet Imaging Spectrometer (EIS) και το X-Ray Telescope (XRT). Στην παρούσα διατριβή δεν χρησιμοποιήθηκαν οι παρατηρήσεις από τα δύο τελευταία όργανα του δορυφόρου Hinode, ενώ από το SOT χρησιμοποιήθηκαν μόνο οι παρατηρήσεις του Spectropolarimeter (SOT/SP).

3.2. Το ηλιακό τηλεσκόπιο DOT

Το DOT είναι ένα ηλιακό τηλεσκόπιο που βρίσκεται στο Observatorio del Roque de los Muchachos του νησιού La Palma των Καναρίων Νήσων. Το τηλεσκόπιο αυτό κατασκευάστηκε από το Πανεπιστήμιο της Ουτρέχτης, το οποίο είχε, μέχρι πρόσφατα, και την ευθύνη λειτουργίας του. Πρόκειται για ένα τηλεσκόπιο ανοιχτού τύπου, δηλαδή το πρωτεύον του κάτοπτρο, διαμέτρου 45 cm, είναι εκτεθειμένο στους ανέμους της περιοχής (Σχ. 3.1). Η κατασκευή αυτή του εξασφαλίζει μηχανική

σταθερότητα και υψηλής ακρίβειας στόχευση, όταν φυσικά δεν υπάρχουν άνεμοι. Οι τεχνικές προδιαγραφές του τηλεσκοπίου και οι δυνατότητές του περιγράφονται στην εργασία των Rutten et al. (2004a) και στην ιστοσελίδα του DOT (<http://www.staff.science.uu.nl/~rutte101/dot/>).



Σχήμα 3.1. Το ηλιακό τηλεσκόπιο DOT στα Κανάρια Νησιά.

Το DOT έχει έξι κάμερες, η καθεμιά με διαφορετικό φίλτρο (*G-band*, ερυθρό και μπλε συνεχές, *Ca II H*, *Ha* και *H β*), οι οποίες μπορούν να χρησιμοποιηθούν ταυτόχρονα. Αυτό δίνει τη δυνατότητα να έχουμε ταυτόχρονες παρατηρήσεις της ίδιας περιοχής σε διαφορετικά ύψη της ηλιακής ατμόσφαιρας, τις οποίες μπορούμε να συγκρίνουμε. Για τον ακριβή προσδιορισμό των υψών σχηματισμού χρειάζεται αριθμητική προσομοίωση, ώστε να εκτιμηθεί η απόκριση κάθε παρατηρούμενης φασματικής περιοχής από τις χρονικά εξαρτημένες τοπικές φυσικές συνθήκες. Γενικά, όμως, μπορούμε να θεωρήσουμε ότι το μπλε συνεχές προέρχεται από την κατώτατη φωτόσφαιρα ($\tau_{5000} = 1$), η *G-band* και το ερυθρό συνεχές από μερικές δεκάδες χιλιόμετρα ψηλότερα, η *Ca II H* από την ανώτερη φωτόσφαιρα και κατώτερη χρωμόσφαιρα, ενώ οι πτέρυγες της *Ha* και το κέντρο της από τη φωτόσφαιρα ως την ανώτερη χρωμόσφαιρα, αντίστοιχα. Τα έξι φίλτρα στα οποία γίνονται οι παρατηρήσεις του DOT, τα κεντρικά μήκη κύματος και το εύρος αυτών στο ήμισυ του μεγίστου (Full Width at Half Maximum, FWHM) δίνονται στον πίνακα 3.1.

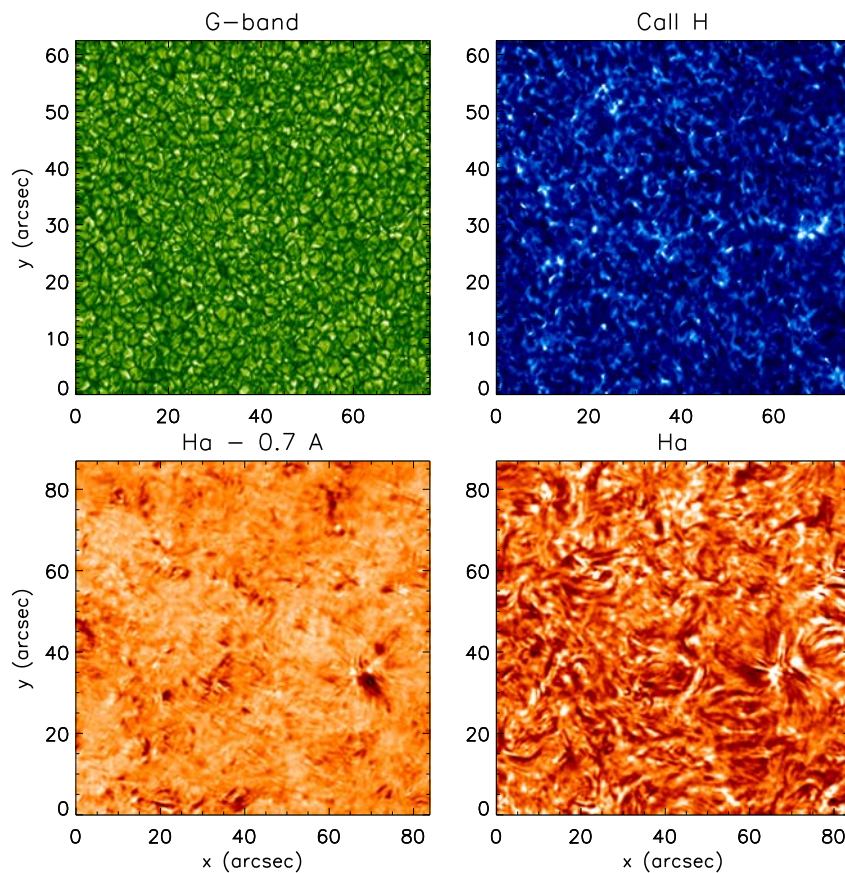
Οι παρατηρήσεις, που χρησιμοποιήθηκαν στη διατριβή αυτή (Σχ. 3.2), αποτελούνται από χρονικές σειρές φιλτρογραφημάτων υψηλής ανάλυσης στη *G-band*, στη φασματική περιοχή *Ca II H* και σε πέντε μήκη κύματος του προφίλ της φασματικής γραμμής *Ha* ($\pm 0.35 \text{ \AA}$, $\pm 0.70 \text{ \AA}$, κέντρο της γραμμής). Για τη λήψη των

εικόνων στη γραμμή *H α* χρησιμοποιήθηκε ένα φίλτρο Lyot του οποίου το εύρος στο ήμισυ του μεγίστου (FWHM) είναι 0.25 Å και του οποίου το κεντρικό μήκος κύματος μπορεί να ρυθμιστεί πάνω στο προφίλ της γραμμής *H α* . Λαμβάνονται ριπές (*bursts*) των εκατό εικόνων, με χρόνο έκθεσης λιγότερο από 20 ms και χρονική διαφορά ανάμεσα σε διαδοχικές εκθέσεις στο ίδιο μήκος κύματος ίση με 30 s. Κάθε ριπή περιλαμβάνει πέντε υπο-ριπές (*sub-bursts*) οι οποίες λαμβάνονται σε διαφορετικό μήκος κύματος και αποτελούνται από 20 εκθέσεις. Επομένως, μετά από κάθε τέτοια υπο-ριπή, το μήκος κύματος του φίλτρου μετακινείται κατά 0.35 Å και με αυτό τον τρόπο λαμβάνονται παρατηρήσεις στα πέντε μήκη κύματος του προφίλ της *H α* , δηλαδή στα ± 0.35 Å, στα ± 0.70 Å και στο κέντρο της γραμμής. Επιπλέον λαμβάνονται παρατηρήσεις στο κοντινό συνεχές, γύρω από τα 6550 Å, το ερυθρό συνεχές του DOT. Κάθε έκθεση της υπο-ριπής έχει ανακατασκευαστεί με την τεχνική του “*speckle reconstruction*” (τοπική ανακατασκευή), ώστε να μειωθεί η επίδραση της ατμοσφαιρικής διαταραχής, χρησιμοποιώντας το ερυθρό συνεχές και καταλήγοντας με τον τρόπο αυτό σε μια ανακατασκευασμένη εικόνα για κάθε υπο-ριπή. Στη συνέχεια οι κύβοι των παρατηρήσεων, οι οποίοι αποτελούνται από διδιάστατους χάρτες εντάσεων για κάθε χρονική στιγμή, ευθυγραμμίζονται με προσοχή, ώστε να απεικονίζουν το ίδιο πεδίο. Η μέθοδος του “*speckle reconstruction*”, καθώς και άλλα βήματα της προ-επεξεργασίας των δεδομένων του DOT συνοψίζονται στην εργασία των Rutten et al. (2004a).

Πίνακας 3.1. Χαρακτηριστικά των φίλτρων του DOT (από την ιστοσελίδα του DOT)

Φίλτρο	Μήκος κύματος (Å)	FWHM (Å)
Μπλε συνεχές	4320	6
Ερυθρό συνεχές	6550	2.4
G-band	4305	10
Ca II H	3968	1.35
<i>Hα</i>	6563	0.25

Στο τέλος των βημάτων αυτών, τα ανακατασκευασμένα δεδομένα μας έχουν μέγεθος εικονοστοιχείου (εικονοκυψελίδας) $0.109''$. Το κοινό πεδίο των παρατηρήσεων στην $H\alpha$ είναι $84'' \times 87''$ και η περιοχή παρατηρήθηκε συνεχώς μεταξύ 08:32 και 09:53 UT. Αντίστοιχη διαδικασία τμηματικής ανακατασκευής ακολουθείται και για τα φίλτρα στις φασματικές περιοχές $Ca II H$ και G-band, ενώ το πεδίο που παρατηρείται είναι μικρότερο ($76'' \times 62''$). Οι απαραίτητες διορθώσεις στα δεδομένα έχουν γίνει από την ομάδα του τηλεσκοπίου DOT, από την οποία και μας παραδόθηκαν έτοιμα προς χρήση.

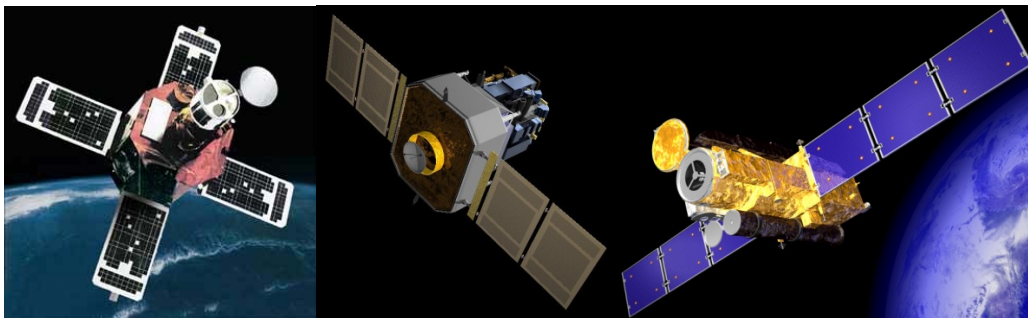


Σχήμα 3.2 Ενδεικτικές εικόνες στιγμιαίων παρατηρήσεων του DOT. Πάνω αριστερά: η φωτόσφαιρα στη G-band με τη χαρακτηριστική κοκκίαση. Τα λαμπρά σημεία του μαγνητικού δικτύου φαίνονται με δυσκολία λόγω του πολύ μικρού μεγέθους τους που είναι στο όριο της χωρικής ανάλυσης. Πάνω δεξιά: η ίδια περιοχή στη γραμμή $Ca II H$, όπου διακρίνεται η αντεστραμμένη κοκκίαση και το λαμπρό χρωμοσφαιρικό δίκτυο. Κάτω αριστερά: η χρωμόσφαιρα στη μπλε πτέρυγα της $H\alpha$, 0.7 \AA από το κέντρο της γραμμής. Διακρίνεται η κοκκίαση, το χρωμοσφαιρικό δίκτυο και οι επιμήκεις σκοτεινές ψηφίδες. Κάτω δεξιά: Η χρωμόσφαιρα στο κέντρο της γραμμής $H\alpha$, ένα ακατάστατο σύνολο από επιμήκεις δομές.

3.3. Ο δορυφόρος TRACE

Ο δορυφόρος TRACE (Σχ. 3.3, αριστερά) είναι μια από τις πιο επιτυχημένες μικρές αποστολές του προγράμματος SMEX (Small Explorer) της Εθνικής Υπηρεσίας Αεροναυτικής και Διαστήματος των ΗΠΑ (NASA). Εκτοξεύθηκε τον Απρίλιο του 1998 και τερματίστηκε στις 21 Ιουνίου του 2010, αφού πρώτα έγιναν οι απαραίτητες βαθμονομήσεις της αποστολής SDO (Solar Dynamics Observatory).

Στόχος του TRACE ήταν η συνεχής απεικόνιση του ηλιακού στέμματος και της μεταβατικής περιοχής με υψηλή χωρική και χρονική ανάλυση, με σκοπό να μελετηθεί η σύνδεση των μικρής κλίμακας μαγνητικών πεδίων με τις αντίστοιχες δομές που παρατηρούνται συχνά στον Ήλιο. Γι' αυτό το λόγο παρατηρούσε τον Ήλιο με φίλτρα, που καλύπταν από τη φωτόσφαιρα μέχρι το στέμμα, ανιχνεύοντας την ακτινοβολία που εκπέμπει πλάσμα θερμοκρασίας από 10^4 μέχρι 10^7 K.



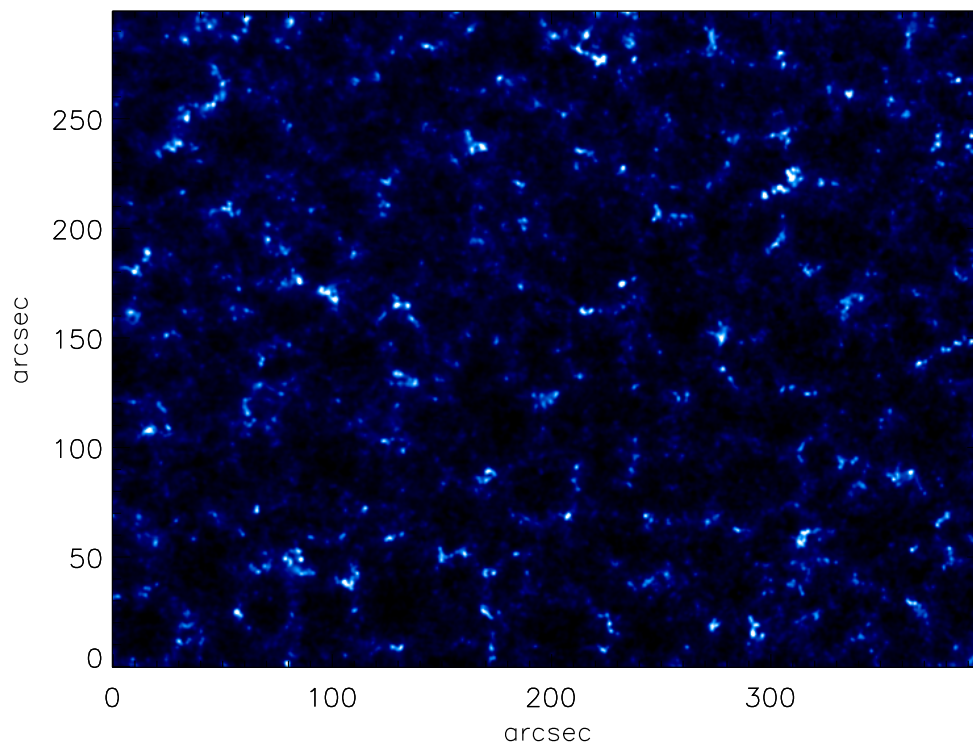
Σχήμα 3.3. Από αριστερά προς τα δεξιά, οι δορυφόροι TRACE, SoHO και Hinode.

Το όργανο αποτελείτο από ένα τηλεσκόπιο διαμέτρου 30 cm, τύπου Cassegrain, μια CCD κάμερα και μια σειρά από φίλτρα και επιλογείς που απομόνωναν και κατεύθυναν την ακτινοβολία του κατάλληλου εύρους μηκών κύματος. Το TRACE είχε τη δυνατότητα να παρατηρεί σε διάφορες φασματικές περιοχές του υπεριώδους και του μακρινού υπεριώδους (171, 195, 1550, 1600, 1700 και 1261 Å) και στο συνεχές της φωτόσφαιρας (White Light, WL). Περισσότερες πληροφορίες και πιο λεπτομερείς περιγραφές των τεχνικών προδιαγραφών των μερών του οργάνου μπορούν να αναζητηθούν στην ιστοσελίδα του TRACE (<http://trace.lmsal.com/>) και στη σχετική εργασία των Handy et al. (1998).

Τα τρία φίλτρα, 1550, 1600 και 1700 Å, που χρησιμοποιήθηκαν στη διατριβή αυτή, βρίσκονται σε πολύ κοντινές, μεταξύ τους, φασματικές περιοχές και

αντιστοιχούν σε πλάσμα με παρόμοιες φυσικές συνθήκες. Σε αυτά τα συνεχή περιέχονται και φασματικές γραμμές από στοιχεία, όπως το Si I, Fe I, C I και C IV. Ειδικά στο κανάλι των 1550 Å, περιέχεται η διπλή γραμμή του CIV στα 1548 και 1550 Å. Οι Handy et al. (1998) έχουν προτείνει μια μέθοδο, η οποία χρησιμοποιεί τις εικόνες στα τρία κανάλια του TRACE για τον υπολογισμό μιας συνθετικής εικόνας στη φασματική γραμμή CIV, αφαιρώντας, ουσιαστικά, τη συνεισφορά του UV συνεχούς (που υπολογίζεται από αυτές των 1600 και 1700 Å) από την εικόνα των 1550 Å.

Οι παρατηρήσεις που χρησιμοποιήθηκαν από το TRACE (Σχ. 3.4) λήφθηκαν στις 15 Οκτωβρίου 2007, μεταξύ 8:59 - 9:43 UT. Περιλαμβάνουν μια σειρά από εικόνες στα φίλτρα των 1550, 1600 και 1700 Å, καθώς και στα 171 Å, στο οποίο έχουν ληφθεί λίγες μόνο εικόνες και δεν χρησιμοποιήθηκαν στην παρούσα μελέτη. Η χρονική ανάλυση των παρατηρήσεων είναι 30 s περίπου για κάθε φίλτρο και οι διαστάσεις των εικόνων του TRACE είναι 1024×1024 εικονοστοιχεία το καθένα από τα οποία αντιστοιχεί σε 0.5'' (χωρική κλίμακα). Το οπτικό πεδίο είναι ευθυγραμμισμένο με τον ηλιακό Βορρά, δηλαδή ο κατακόρυφος άξονας των εικόνων είναι παράλληλος με τον άξονα περιστροφής του Ήλιου.



Σχήμα 3.4. Εικόνα που αντιστοιχεί στο μέσο όρο των παρατηρήσεων του TRACE στο φίλτρο των 1600 Å που λήφθηκαν μεταξύ 9:00-9:30 UT, στις 15/10/2007. Απεικονίζεται μια ήρεμη περιοχή του Ήλιου στο κέντρο του ηλιακού δίσκου.

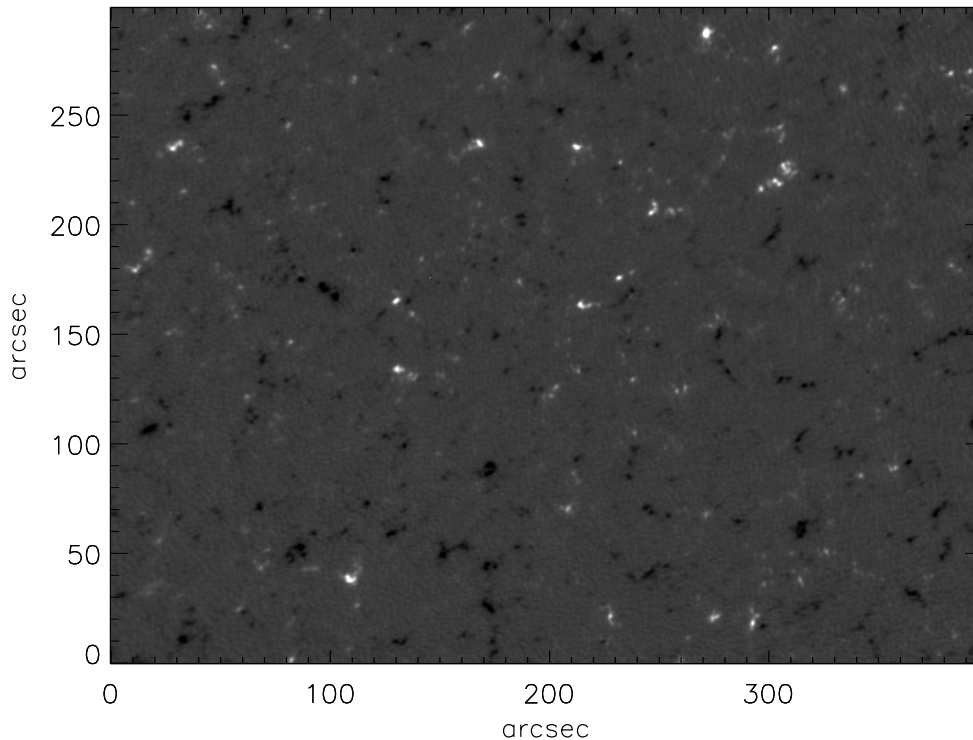
Μετά τη λήψη των παρατηρήσεων είναι απαραίτητη μια πρώτη επεξεργασία τους με σκοπό μια σειρά από διορθώσεις, όπως η αφαίρεση του ρεύματος σκότους (*dark current*), η διαίρεση με την εικόνα *flat-field*, η διόρθωση κορεσμένων εικονοκυψελίδων, η αφαίρεση τιμών που οφείλονται σε κοσμικές ακτίνες κ.α. Όλες αυτές οι διορθώσεις γίνονται με τη βοήθεια της ρουτίνας *trace_prep.pro*, η οποία είναι γραμμένη σε γλώσσα Interactive Data Language (IDL) και είναι μέρος του πακέτου του SolarSoft (SSW) για το δορυφόρο TRACE. Λόγω της μικρής ολίσθησης του δορυφόρου, που έχει ως αποτέλεσμα τη μετατόπιση του οπτικού πεδίου κατά τη διάρκεια των παρατηρήσεων, είναι επίσης απαραίτητη η ευθυγράμμιση των εικόνων του κάθε φίλτρου. Αυτό γίνεται με τη βοήθεια της ρουτίνας *tr_get_disp.pro*, που υπολογίζει τη μετατόπιση της κάθε εικόνας σε σχέση με την πρώτη του συνόλου. Οι τιμές των μετατοπίσεων στη συνέχεια χρησιμοποιούνται για την ευθυγράμμιση των εικόνων μεταξύ τους. Με τον ίδιο τρόπο μπορεί να γίνει και η ευθυγράμμιση μεταξύ των εικόνων των τριών φίλτρων σε περίπτωση που αυτό χρειαστεί.

3.4. Το όργανο MDI του δορυφόρου SOHO

Το παρατηρητήριο SoHO (Σχ. 3.3. κέντρο) είναι μια ιδιαίτερα σημαντική διαστημική αποστολή για τη μελέτη του Ήλιου και είναι αποτέλεσμα συνεργασίας μεταξύ της Ευρωπαϊκής Διαστημικής Υπηρεσίας (ESA) και της NASA (<http://sohowww.nascom.nasa.gov/home.html>). Σκοπός της αποστολής είναι η μελέτη όλων των στρωμάτων του Ήλιου, από τον πυρήνα ως το στέμμα του και τον ηλιακό άνεμο. Ο δορυφόρος εκτοξεύτηκε στις 2 Δεκεμβρίου του 1995 και τέθηκε σε τροχιά μικρής ακτίνας γύρω από το σημείο Lagrange 1 (L1), όπου εξισορροπείται η βαρυτική έλξη μεταξύ Γης - Ήλιου. Αυτή του η θέση εξασφαλίζει στα δώδεκα όργανα που είναι τοποθετημένα στο δορυφόρο ανεμπόδιστη παρατήρηση του Ήλιου για περίπου δεκατέσσερα έτη. Το MDI ήταν ένα από τα όργανα της αποστολής. Σκοπός του ήταν η ηλιοσεισμολογική μελέτη της φωτόσφαιρας μέσω της φασματικής γραμμής του Ni I στα 6767.8 Å. Η λειτουργία του τερματίστηκε στις 12 Απριλίου 2011, καθώς τέθηκε σε λειτουργία το αντίστοιχο όργανο του δορυφόρου SDO, το *Helioseismic and Magnetic Imager* (HMI).

Το MDI (Scherrer et al. 1995) παρέχει υψηλής ανάλυσης μαγνητογράμματα, μαζί με αντίστοιχους χάρτες της φωτοσφαιρικής ταχύτητας Doppler στη γραμμή Ni I (6767.8 Å), αλλά και της έντασης στο συνεχές. Το τηλεσκόπιο διαμέτρου 12.5 cm κατευθύνει την ακτινοβολία σε ένα διπλοθλαστικό φίλτρο και ένα συμβολόμετρο Michelson. Το όργανο δεν σαρώνει ολόκληρο το προφίλ της γραμμής, αλλά παράγει εικόνες της παρατηρούμενης περιοχής μόνο σε πέντε συγκεκριμένα μήκη κύματος του προφίλ, με βήμα 75 mÅ και για δύο καταστάσεις πόλωσης του εισερχόμενου φωτός (αριστερόστροφη και δεξιόστροφη πόλωση). Στη συνέχεια, οι εικόνες αυτές συνδυάζονται με τη βοήθεια ενός αλγορίθμου για να δώσουν το μαγνητικό πεδίο κατά μήκος της γραμμής παρατήρησης, την ταχύτητα Doppler και την ένταση του συνεχούς στο ύψος σχηματισμού της γραμμής του Ni I που τοποθετείται στα 200 km περίπου από τη βάση της φωτόσφαιρας ($\tau = 1$). Τα οπτικά του οργάνου επιτρέπουν δύο λειτουργίες: μια πλήρους δίσκου (full disc), ανάλυσης 2'' ανά εικονοστοιχείο, στην οποία το οπτικό πεδίο καλύπτει ολόκληρο τον ηλιακό δίσκο και μια υψηλής ανάλυσης (high resolution field), 0.625'' ανά εικονοστοιχείο, στην οποία το οπτικό πεδίο έχει μέγεθος 11 arcmin με το κέντρο του στο κέντρο περίπου του ηλιακού δίσκου.

Κατά τη διάρκεια λειτουργίας του οργάνου, έχουν γίνει αρκετές προσπάθειες βαθμονόμησής του, μέσω της σύγκρισής του με άλλα όργανα (δες Wang et al. 2009 για μια σύνοψη) με την τελευταία διόρθωση να έχει οδηγήσει στα δεδομένα τύπου "level-1.8", τα οποία και χρησιμοποιούνται στην παρούσα διατριβή και είναι διαθέσιμα από την ιστοσελίδα του οργάνου (<http://soi.stanford.edu/>). Πιο συγκεκριμένα, έχουμε στη διάθεσή μας παρατηρήσεις υψηλής ανάλυσης μιας ήρεμης περιοχής στο κέντρο του ηλιακού δίσκου, που λήφθηκαν στις 15 Οκτωβρίου 2007, μεταξύ 8:00 και 11:00 UT (Σχ. 3.5). Η χρονική ανάλυση των παρατηρήσεων του MDI είναι 60 s και το μέγεθος του κάθε εικονοστοιχείου (χωρική ανάλυση) είναι 0.625''. Τα δεδομένα μας δίδονται έτοιμα προς χρήση, καθώς έχουν γίνει σε αυτά οι απαραίτητες διορθώσεις, πλην της ευθυγράμμισης των εικόνων, που είναι απαραίτητη, καθώς κατά τη διάρκεια των παρατηρήσεων η ολίσθηση του σκάφους έχει ως αποτέλεσμα το οπτικό πεδίο να μετατοπίζεται. Η διόρθωση έγινε και πάλι με τη βοήθεια της ρουτίνας *tr_get_disp.pro*, που χρησιμοποιήθηκε για τα δεδομένα του TRACE.



Σχήμα 3.5. Μαγνητόγραμμα που λήφθηκε από το MDI και αντιστοιχεί στο τμήμα του οπτικού πεδίου του οργάνου που απεικονίζει την ίδια περιοχή με αυτή του Σχ 3.4. Το λευκό και μαύρο χρώμα υποδηλώνουν μαγνητικό πεδίο θετικής και αρνητικής πολικότητας, αντίστοιχα.

3.5. Το φασματοπολωσίμετρο του δορυφόρου Hinode (SOT/SP)

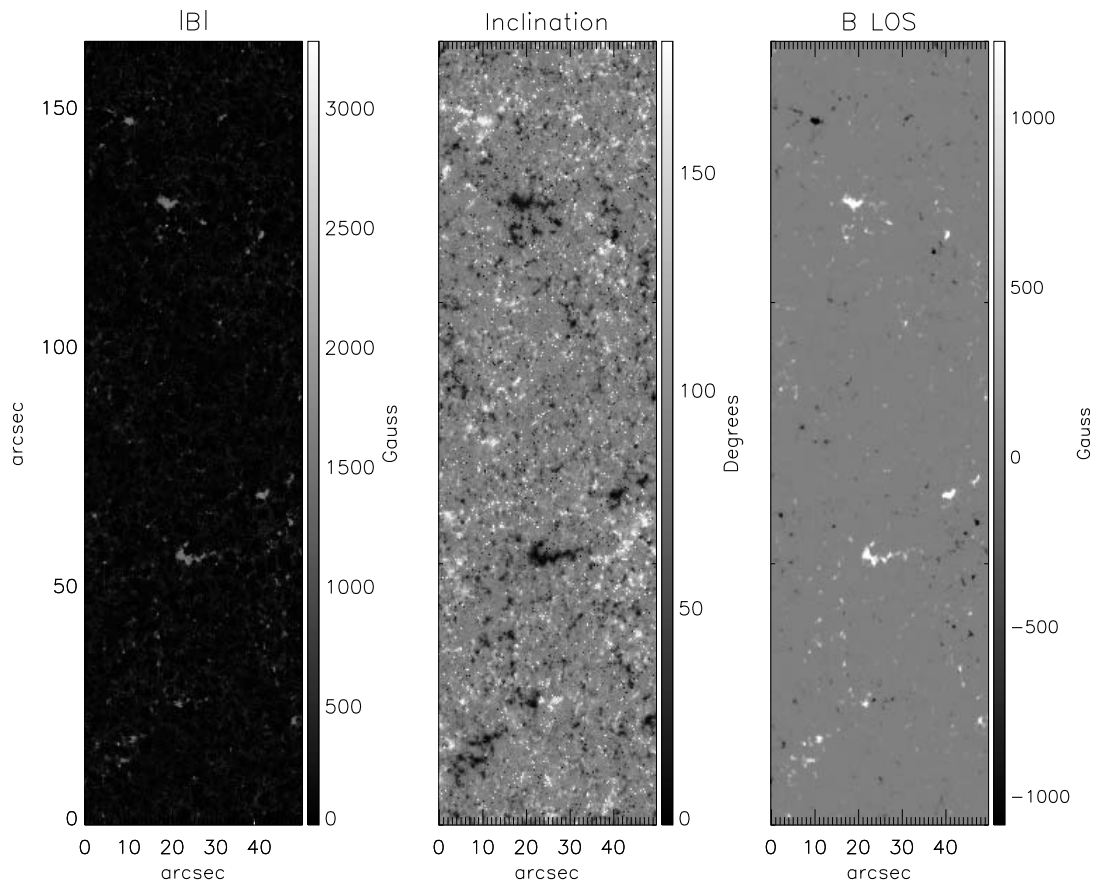
Η αποστολή Hinode (Kosugi et al. 2007), της οποίας το αρχικό όνομα ήταν Solar-B, είναι μια εν ενεργεία αποστολή της ιαπωνικής διαστημικής υπηρεσίας (JAXA) σε συνεργασία με την NASA, την ESA και τη διαστημική εταιρεία του Ηνωμένου Βασιλείου. Σκοπός της είναι η παρατήρηση διαφόρων στρωμάτων της ηλιακής ατμόσφαιρας και προς τούτο περιέχει όργανα παρατήρησης στο ορατό (Solar Optical Telescope, SOT) και υπεριώδες (EUV Imaging Spectroscopy, EIS) του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος, καθώς και στις ακτίνες-X (X-ray Telescope, XRT).

Το SOT (Tsuneta et al. 2008) είναι ένα τηλεσκόπιο 50 cm εφοδιασμένο με τρία υποσυστήματα απεικόνισης, το Narrow-Filter Imager (NFI), το Broad-Filter Imager (BFI) και το φασματοπολωσίμετρο (SP).

Το όργανο SOT/SP σαρώνει το προφίλ των φασματικών γραμμών του Fe I στα 6301.5 Å και 6302.5 Å παράγοντας τις συνιστώσες Stokes (I, Q, U και V) από τις

οποίες υπολογίζεται το διάνυσμα του μαγνητικού πεδίου στη φωτόσφαιρα. Η σχισμή του οργάνου, εύρους $0.16'' \times 164''$, είναι τοποθετημένη παράλληλα στον ηλιακό άξονα και μπορεί να σαρώσει τον ηλιακό δίσκο κατά τη διεύθυνση Ανατολή – Δύση καλύπτοντας μια μέγιστη περιοχή $328''$. Το όργανο μπορεί να εκτελέσει διαφορετικές λειτουργίες αλλάζοντας τον ρυθμό των εκθέσεων και τη χωρική κλίμακα των παρατηρήσεων, παρέχοντας δεδομένα διαφορετικής ποιότητας, ανάλογα με την περίπτωση που μελετάται. Περισσότερες λεπτομέρειες σχετικά με το δορυφόρο Hinode και τα επιμέρους όργανα που τον απαρτίζουν, συμπεριλαμβανομένου του SOT/SP, μπορούν να αναζητηθούν στην ιστοσελίδα της αποστολής (<http://solarb.msfc.nasa.gov/>) ενώ λεπτομέρειες σχετικά με τα δεδομένα και την ανάλυσή τους μπορούν να βρεθούν στο άρθρο των Lites et al. (2008).

Στη λειτουργία ταχείας απεικόνισης (Fast-map mode), με την οποία λήφθηκαν οι παρατηρήσεις μας, το SOT/SP παρήγαγε δύο σαρώσεις (raster scans) στο κέντρο του ηλιακού δίσκου, μεταξύ 9:00 και 9:25 UT, διάρκειας 10 min η κάθε μια (Σχ. 3.6). Η χωρική κλίμακα των παρατηρήσεων είναι $0.32''$ ανά εικονοστοιχείο. Για τον υπολογισμό του διανύσματος του μαγνητικού πεδίου είναι απαραίτητη η αναστροφή (inversion) των φασμάτων Stokes, η οποία έγινε από την ομάδα του HAO/CSAC (<http://www.csac.hao.ucar.edu>) με χρήση του κώδικα MERLIN, που βασίζεται στην προσέγγιση Milne-Eddington. Η προσέγγιση αυτή στηρίζεται στην υπόθεση ότι κατά μήκος της γραμμής παρατήρησης η συνάρτηση πηγής μεταβάλλεται γραμμικά ενώ το διάνυσμα του μαγνητικού πεδίου, ο συντελεστής πλήρωσης (filling factor), η ισχύς της γραμμής, η μετατόπιση Doppler και η πλάτυνση της γραμμής θεωρούνται σταθερά. Θεωρείται ότι τα προφίλ προκύπτουν από την υπέρθεση δύο συνιστωσών: μιας μαγνητισμένης και μιας που οφείλεται στο σκεδαζόμενο φως. Στη συνέχεια μέσω προσαρμογής με τη μέθοδο των ελαχίστων τετραγώνων υπολογίζονται οι δύο αυτές συνιστώσες. Η διαδικασία αυτή οδηγεί στον υπολογισμό του μέτρου της έντασης του μαγνητικού πεδίου, B_0 , της κλίσης του και του αζιμουθίου του ψ και θ αντιστοίχως, του συντελεστή πλήρωσης α και αρκετών άλλων παραμέτρων (ένταση συνεχούς, ταχύτητα Doppler κ.α.).



Σχήμα 3.6. Από αριστερά προς τα δεξιά, το μέτρο του μαγνητικού πεδίου, η κλίση του ως προς την κατακόρυφο και η υπολογισμένη από αυτά συνιστώσα του μαγνητικού πεδίου κατά μήκος της γραμμής παρατήρησης. Το μέτρο και η κλίση του μαγνητικού πεδίου προκύπτουν από την αναστροφή των φασμάτων του SOT/SP από την ομάδα του HAO/CSAC. Η παρατηρήσεις λήφθηκαν μεταξύ 09:00 και 09:15 UT, στις 15/10/2007.

Δεδομένου ότι παρατηρούμε στο κέντρο του ηλιακού δίσκου και ότι η υπό μελέτη περιοχή δεν έχει μεγάλη χωρική έκταση (αυτό βέβαια δεν ισχύει στο πλήρες πεδίο που παρατηρεί το MDI, το οποίο είναι αρκετά εκτεταμένο, όπως φαίνεται στο Σχ. 3.5), μπορούμε να θεωρήσουμε ότι η ένταση του μαγνητικού πεδίου κατά μήκος της γραμμής παρατήρησης, B_{LOS} , ταυτίζεται με την κατακόρυφη συνιστώσα του μαγνητικού πεδίου B_z . Στην περίπτωση του MDI η τιμή αυτή δίνεται από τα μαγνητογράμματα, ενώ για το SOT/SP υπολογίζεται από τη σχέση:

$$B_z = B_0 \alpha \cos \psi \quad (3.1)$$

όπου α είναι ο συντελεστής πλήρωσης του μαγνητικού πεδίου, B_0 το μέτρο της έντασής του και ψ η κλίση του (Σχ. 3.6). Για το ίδιο όργανο μπορούν επίσης να υπολογιστούν οι δύο συνιστώσες του μαγνητικού πεδίου B_x και B_y . Είναι φανερό ότι, αν η περιοχή που παρατηρήθηκε δε βρισκόταν στο κέντρο του ηλιακού δίσκου, θα ήταν απαραίτητες διορθώσεις, οι οποίες θα λάμβαναν υπόψη τις ηλιοκεντρικές συντεταγμένες. Στην περίπτωση αυτή, η συνιστώσα του μαγνητικού πεδίου κατά μήκος της γραμμής παρατήρησης θα έπρεπε να αναλυθεί στο τοπικό καρτεσιανό σύστημα αναφοράς πριν χρησιμοποιηθεί για τον υπολογισμό του μαγνητικού πεδίου σε διάφορα ύψη μέσω παρέκτασης.

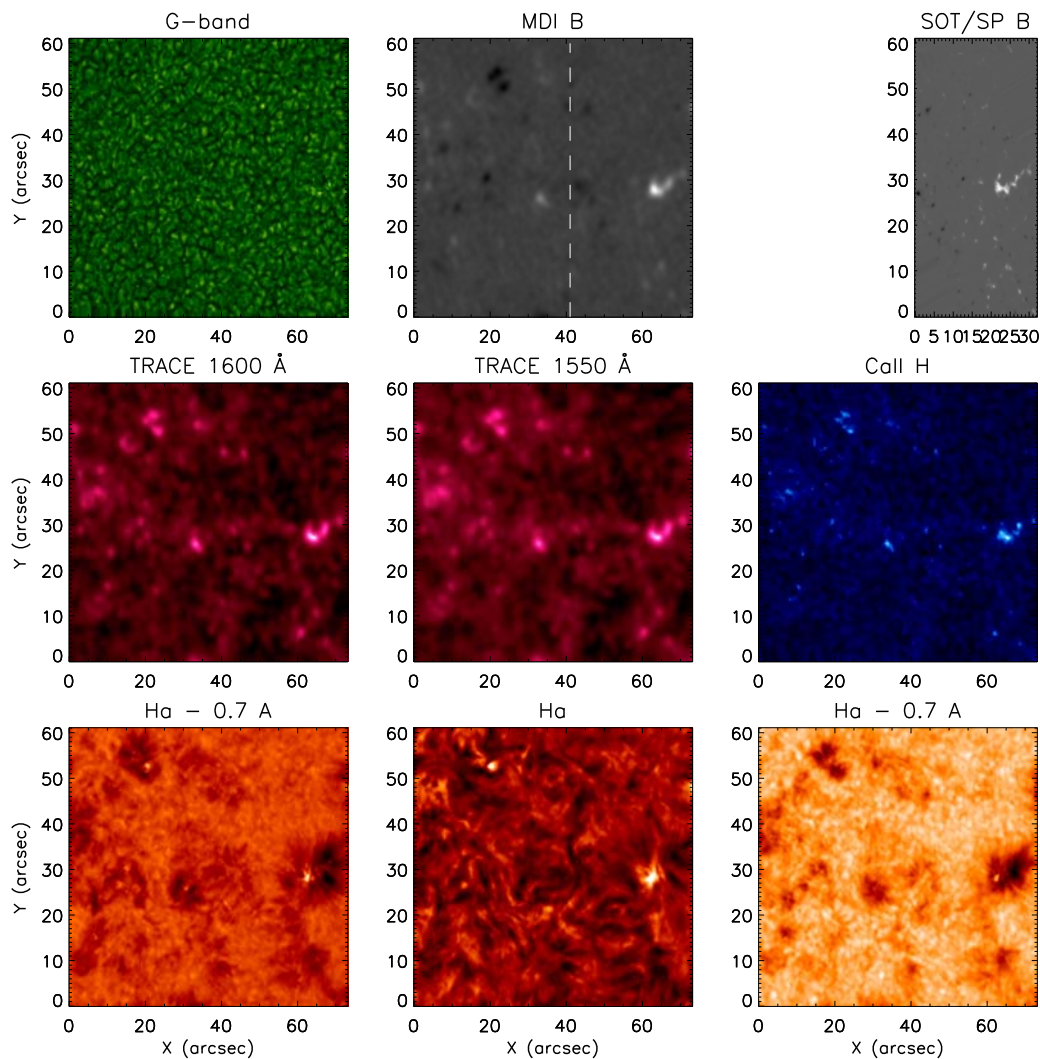
3.6. Ευθυγράμμιση των παρατηρήσεων και επιλογή του κοινού πεδίου

Η παρατήρηση του Ήλιου ταυτόχρονα με πολλά φίλτρα και σε διάφορες φασματικές περιοχές εξασφαλίζει ένα μεγάλο όγκο πληροφορίας για ένα μεγάλο εύρος υψών της ατμόσφαιράς του. Όπως είναι κατανοητό, τα διαφορετικά όργανα που χρησιμοποιούμε παρέχουν δεδομένα με διαφορετική χωρική και χρονική ανάλυση, που καλύπτουν διαφορετικό τμήμα της περιοχής που μελετάμε, και σε διαφορετικό χρόνο. Επομένως, για την αξιοποίηση αυτής της πληροφορίας είναι απαραίτητη μια προκαταρκτική ανάλυση με σκοπό την ευθυγράμμιση όλων των οπτικών πεδίων σε ένα κοινό σύστημα αναφοράς τόσο στο χώρο όσο και στο χρόνο. Γίνεται αντιληπτό ότι λόγω των ιδιοτήτων κάθε συνόλου δεδομένων, η διαδικασία αυτή είναι συνήθως αρκετά επίπονη και χρονοβόρα. Στον πίνακα 3.2 συνοψίζονται τα όργανα, καθώς και τα χαρακτηριστικά των παρατηρήσεων που χρησιμοποιήσαμε. Οι παρατηρήσεις των τεσσάρων οργάνων επικαλύπτονται μεταξύ 09:00 και 09:30 UT (τα δύο διανυσματικά μαγνητογράμματα του SOT/SP έχουν ληφθεί μεταξύ 09:00 και 09:25) και στο χρονικό αυτό διάστημα οι εικόνες όλων των οργάνων λαμβάνονται με σταθερό ρυθμό χωρίς κενά.

Πίνακας 3.2. Χαρακτηριστικά των παρατηρήσεων που χρησιμοποιήθηκαν. Οι παρατηρήσεις έγιναν στις 15 Οκτωβρίου 2007.

Όργανο	Φασματική Περιοχή (Å)	Χρόνος Έναρξης (UT)	Χρόνος Λήξης (UT)	Χρονική Ανάλυση (s)
<i>TRACE</i>	1600	08:59:13	09:43:45	30
	1700	08:59:07	09:44:06	30
	1550	08:59:26	09:43:58	30
<i>DOT</i>	<i>G-band 4305</i>	08:32:08	09:53:09	30
	<i>Ca II H 3968</i>	08:32:08	09:53:09	30
	<i>Hα 6563</i>	08:32:08	09:53:09	30
<i>SOHO/MDI</i>	<i>Ni I 6767.8</i>	07:00:00	11:00:00	60
<i>SOT/SP</i>	<i>Fe I 6301.5-6302.5</i>	09:05:00	09:25:00	-

Τα οπτικό πεδίο του MDI περιέχεται σε αυτό του TRACE και τα δύο αυτά πεδία είναι τα μεγαλύτερα σε έκταση. Το οπτικό πεδίο του DOT περιλαμβάνεται σε αυτά, όπως, επίσης, και αυτό του SOT/SP. Πριν την επιλογή του κοινού οπτικού πεδίου, οι εικόνες των TRACE, MDI και SOT/SP θα πρέπει να στραφούν κατά 26.2° διότι ο κατακόρυφος άξονας των δεδομένων του DOT είναι παράλληλος με τον άξονα του κόσμου και όχι με τον άξονα περιστροφής του Ήλιου. Επιλέγουμε να μην στρέψουμε κατά την αντίθετη φορά τις εικόνες του DOT για να αποφύγουμε την απώλεια οπτικού πεδίου. Στη συνέχεια χρησιμοποιώντας τα λαμπρά σημεία του χρωμοσφαιρικού δικτύου ως σημεία αναφοράς εξάγουμε από τις εικόνες των MDI και TRACE το πεδίο που αντιστοιχεί σε αυτό που απεικονίζεται στις εικόνες του DOT. Αυτή η διαδικασία είναι ευκολότερη αν συγκριθούν οι εικόνες του TRACE με αυτές της Ca II H, οι οποίες έχουν πολλές ομοιότητες, καθώς στην H α το χρωμοσφαιρικό δίκτυο καλύπτεται από τις χρωμοσφαιρικές ψηφίδες και είναι δυσκολότερο να διακριθούν τα λαμπρά σημεία που το απαρτίζουν.



Σχήμα 3.7. Το κοινό πεδίο των παρατηρήσεων των τεσσάρων οργάνων που χρησιμοποιήθηκαν. Παρουσιάζονται οι χρονικοί μέσοι όροι των εικόνων. Τα σχήματα από αριστερά προς τα δεξιά είναι: πρώτη σειρά: G-band, μαγνητογράμματα του MDI και του SOT/SP (η διακεκομμένη γραμμή ορίζει το κοινό πεδίο των δύο οργάνων). Δεύτερη σειρά: τα συνεχή του TRACE στα 1550 και 1600 Å, και η περιοχή του Ca II H. Τρίτη σειρά: Ha-0.7 Å, κέντρο της Ha και Ha+0.7 Å.

Αφού επιλεγεί το κοινό οπτικό πεδίο, μικρές διορθώσεις στη θέση γίνονται συσχετίζοντας τις εικόνες, επιτυγχάνοντας έτσι την καλύτερη δυνατή ευθυγράμμιση μεταξύ των εικόνων όλων των φίλτρων (co-alignment). Η ευθυγράμμιση αυτή δεν είναι, ωστόσο, απόλυτη, καθώς οι παρατηρήσεις του DOT επηρεάζονται από την ατμοσφαιρική διαταραχή με αποτέλεσμα να παρουσιάζεται μικρή γεωμετρική παραμόρφωση, κυρίως στα πεδία των παρατηρήσεων της Ha. Στο Σχ. 3.7 φαίνεται, το κοινό οπτικό πεδίο όλων των οργάνων που χρησιμοποιήθηκαν (χρονικοί μέσοι όροι

των εικόνων σε κάθε φίλτρο), το οποίο προέκυψε από τη διαδικασία της ευθυγράμμισης.

Τέλος, στον πίνακα 3.3 δίνονται τα ύψη σχηματισμού των διαφόρων φασματικών γραμμών και περιοχών που χρησιμοποιήθηκαν στη μελέτη.

Πίνακας 3.3. Ύψη σχηματισμού για τις διάφορες φασματικές γραμμές και περιοχές που χρησιμοποιήθηκαν στη διατριβή.

Φασματική περιοχή (Å)	Ύψος σχηματισμού (km)	Πηγή
Fe I 6301.5 – 6302.5	250	Shchukina & Trujillo Bueno 2001
Ni I 6767.8	200	Judge et al. 2001
G-band 4305	10-100	Ιστοσελίδα του DOT
Ca II H 3936	200 – 450	Rutten et al. 2004b
1700	450	Judge et al. 2001
1600	550	Judge et al. 2001
1550	Κατ. χρωμόσφαιρα	Krijger et al. 2001
H α \pm 0.70 Å	200 – 600	Leenaarts et al. 2006
H α \pm 0.35 Å	800 – 1600	Leenaarts et al. 2006
H α	>1500	Leenaarts et al. 2006

Κεφάλαιο 4

Μαγνητική σκιά και άλως ισχύος σε μια περιοχή του ήρεμου Ήλιου

4.1. Εισαγωγή

Όπως έχει ήδη αναφερθεί, η χρωμόσφαιρα του ήρεμου Ήλιου, όταν παρατηρείται στο δίσκο, έχει τη μορφή ενός δικτύου λαμπρών σημείων (network bright points) που περιβάλλει λιγότερο λαμπρές περιοχές, το μεσοδίκτυο (internetwork). Το μαγνητικό δίκτυο σχηματίζεται από τις κινήσεις μεταφοράς, οι οποίες ωθούν τα λαμπρά μαγνητικά σημεία (ή στοιχεία) στα όρια των υπερκόκκων, σχηματίζοντας, με τον τρόπο αυτό, συσσωματώματα (Σχ. 1.4). Τα λαμπρά σημεία είναι στην ουσία οι διατομές σχεδόν κατακόρυφων σωλήνων μαγνητικής ροής, οι οποίοι διαστέλλονται με την αύξηση του ύψους, λόγω της μικρότερης πίεσης του περιβάλλοντος πλάσματος. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα, σε μεγαλύτερα ύψη, η οργανωμένη μορφή της φωτόσφαιρας να δίνει τη θέση της σε μια εντελώς διαφορετική εικόνα. Έτσι, η ήρεμη χρωμόσφαιρα, όταν παρατηρείται σε φιλτρογραφήματα στην Ηα, ειδικά στο κέντρο της γραμμής αυτής, φαίνεται να αποτελείται σε μεγάλο βαθμό από επιμήκεις σκοτεινές δομές, που ονομάζονται ψηφίδες (mottles). Οι ψηφίδες φαίνεται να καλύπτουν το μεγαλύτερο μέρος του ηλιακού δίσκου, κάνοντας δύσκολη τη διάκριση ανάμεσα σε δίκτυο και μεσοδίκτυο. Οι δομές αυτές σκιαγραφούν το μαγνητικό πεδίο της χρωμόσφαιρας και, όπως αναφέρθηκε στο Κεφάλαιο 1.3.4, είναι συχνά οργανωμένες σε ροζέτες, ομάδες δηλαδή ψηφίδων που ξεκινούν από το χρωμοσφαιρικό δίκτυο και απλώνονται ακτινικά πάνω από το μεσοδίκτυο.

Από τη σκοπιά των ταλαντώσεων, το μεσοδίκτυο και το μαγνητικό δίκτυο έχουν διαφορετικές ιδιότητες, που έχουν μάλιστα μελετηθεί και αρκετά εντατικά. Το λαμπρά σημεία του χρωμοσφαιρικού δικτύου παρουσιάζουν ταλαντώσεις κυρίως μεγάλων περιόδων, 5 min και πάνω (Deubner & Fleck 1989, Cauzzi et al. 2000), που αποδίδονται συχνά σε μαγνητο-ακουστικά κύματα (Deubner & Fleck 1990, Lites et

al. 1993) ή στις ίδιες κινήσεις των λαμπρών σημείων (Kneer & von Uexküll 1986, von Uexküll et al. 1989). Οι ίδιες μελέτες βρίσκουν ότι η δεσπόζουσα περίοδος στο μεσοδίκτυο, στη χρωμόσφαιρα, είναι αυτή των 3 min (αντίστοιχα συχνότητες περί τα 5.5 mHz). Οι ταλαντώσεις αυτές, με περιόδους μικρότερες ή ίσες των 3 min, αποδίδονται σε οδεύοντα κύματα, των οποίων η περίοδος είναι μικρότερη από το ακουστικό κατώφλι. Αυτό τους επιτρέπει να διαδίδονται και να ανιχνεύονται σε χρωμοσφαιρικά ύψη. Κύματα με μεγαλύτερες περιόδους, λόγω της ύπαρξης του κατωφλίου αυτού, παγιδεύονται στα χαμηλότερα ύψη, στη φωτόσφαιρα, σχηματίζοντας στάσιμα κύματα και το πλάτος τους φθίνει με το ύψος, είναι δηλαδή αποσβεννυόμενα (evanescent). Από την άλλη, κατά μήκος των χρωμοσφαιρικών ψηφίδων, έχουν ανιχνευθεί περίοδοι των 5 min και μεγαλύτερες (Tziotziou et al. 2004, Tsiropoula et al. 2009) και είναι ξεκάθαρο ότι η δυναμική τους διαφέρει από τη δυναμική του μεσοδικτύου, που αυτά καλύπτουν.

Οι ταλαντώσεις σε διάφορα στρώματα της ηλιακής ατμόσφαιρας είναι ενδεικτικές της δυναμικής του πλάσματος και σηματοδοτούν την ύπαρξη κυμάτων. Αυτά με τη σειρά τους συνδέονται με το ενεργειακό ισοζύγιο της ηλιακής ατμόσφαιρας, καθώς θεωρείται ότι μεταφέρουν ενέργεια από τη φωτόσφαιρα στα ανώτερα στρώματα. Όπως προαναφέραμε, μέχρι πρόσφατα ήταν γενικά παραδεκτό ότι κύματα με περιόδους μεγαλύτερες από την περίοδο κατωφλίου είναι αποσβεννυόμενα και παραμένουν παγιδευμένα στα χαμηλότερα στρώματα της ατμόσφαιρας. Σε πολλές θεωρητικές και παρατηρησιακές μελέτες όμως έχει βρεθεί ότι κάτι τέτοιο δεν ισχύει. Σε περιοχές ισχυρών και κεκλιμένων μαγνητικών πεδίων, τα κύματα αυτά μπορούν να διαδοθούν σε ανώτερα στρώματα, μέσω των λεγόμενων «μαγνητο-ακουστικών πυλών» (“magneto-acoustic portals”, Jefferies et al. 2006). Παρατηρείται λοιπόν με αυτό τον τρόπο ένα είδος «διαρροής» των φωτοσφαιρικών ταλαντώσεων σε μεγαλύτερα ύψη μέσω των σωλήνων μαγνητικής ροής που έχουν σημαντική κλίση (De Pontieu et al. 2004).

Είναι, λοιπόν, φανερό ότι η διάδοση των κυμάτων έχει άμεση σχέση με την αλληλεπίδραση ανάμεσα στα ακουστικά κύματα και στο εξαιρετικά ανομοιογενές μαγνητικό πεδίο της χρωμόσφαιρας. Σε μελέτες της κατανομής της ισχύος των ταλαντώσεων, έχουν βρεθεί περιοχές αυξημένης ισχύος, οι λεγόμενες *άλως ισχύος* και περιοχές μειωμένης ισχύος, οι οποίες ονομάζονται *μαγνητικές σκιές*. Οι πρώτες, εντοπίστηκαν πρώτα σε ενεργές περιοχές, στις περιόδους των 2-3 min, στη γραμμή Ca II K και στην ταχύτητα Doppler, που δίνει το όργανο MDI (Braun et al. 1992,

Brown et al. 1992, Hindman & Braun 1998, Thomas & Stanchfield 2000, Muglach et al. 2005) και δεν ανιχνεύονται σε εντάσεις συνεχούς, ενώ εντοπίζονται στο χώρο γύρω από μαγνητικές συγκεντρώσεις. Σύμφωνα με τους Krijger et al. (2001), οι οποίοι μελέτησαν εικόνες του TRACE στα υπεριώδη συνεχή των 1550, 1600 και 1700 Å, τέτοιου είδους περιοχές φαίνεται να υπάρχουν και γύρω από τις μαγνητικές συγκεντρώσεις που αποτελούν το χρωμοσφαιρικό δίκτυο του ήρεμου Ήλιου. Οι Judge et al. (2001), χρησιμοποιώντας παρατηρήσεις από το TRACE και το SUMER, παρατήρησαν ότι πάνω από το χρωμοσφαιρικό δίκτυο υπάρχει έλλειμμα ισχύος των ταλαντώσεων των 2 – 3 min. Ονόμασαν το φαινόμενο αυτό «μαγνητική σκιά» (*magnetic shadow*). Το φαινόμενο συνοδευόταν από ταυτόχρονη μείωση της ίδιας της έντασης της ακτινοβολίας και αποδόθηκε στην ύπαρξη του μαγνητικού πεδίου του δικτύου. Αυτή η μείωση της ισχύος των ακουστικών ταλαντώσεων ήταν γνωστή από παλαιότερες μελέτες (Kneer & von Uexküll 1986, Cauzzi et al. 2000), αλλά εντοπίστηκε σε διδιάστατους χάρτες και μελετήθηκε περαιτέρω πρόσφατα (Krijger et al. 2001, Muglach 2003, Muglach et al. 2005, Vecchio et al. 2007, Reardon et al. 2009, Lawrence & Cadavid 2010). Είναι, πλέον, γενικά αποδεκτό ότι η αλληλεπίδραση των ακουστικών ταλαντώσεων με τα κεκλιμένα μαγνητικά πεδία του δικτύου, καθώς και η θέση του μαγνητικού θόλου είναι υπεύθυνα για τη δημιουργία των μαγνητικών σκιών και των άλω ισχύος (McIntosh & Judge 2001, McIntosh et al. 2003, Muglach et al. 2005, Moretti et al. 2007), ενώ πιθανολογείται η ύπαρξή τους να είναι αποτέλεσμα της ίδιας φυσικής διαδικασίας.

Στο κεφάλαιο αυτό θα μελετήσουμε την κατανομή της ισχύος των ταλαντώσεων σε μια περιοχή του ήρεμου Ήλιου που βρίσκεται στο κέντρο του ηλιακού δίσκου από παρατηρήσεις σε διάφορα ύψη στην ηλιακή ατμόσφαιρα. Σκοπός μας είναι να εντοπίσουμε διαφορές στις ταλαντώσεις του πλάσματος στις δύο συνιστώσες του ήρεμου Ήλιου, δηλαδή το μαγνητικό δίκτυο και το μεσοδίκτυο και να εξετάσουμε το ρόλο της λεπτής υφής της χρωμόσφαιρας στη διαμόρφωση της κατανομής της ισχύος των ταλαντώσεων αυτών σε διάφορα ύψη. Μέρη του κεφαλαίου έχουν δημοσιευτεί (Kontogiannis et al. 2010a).

4.2. Παρατηρήσεις

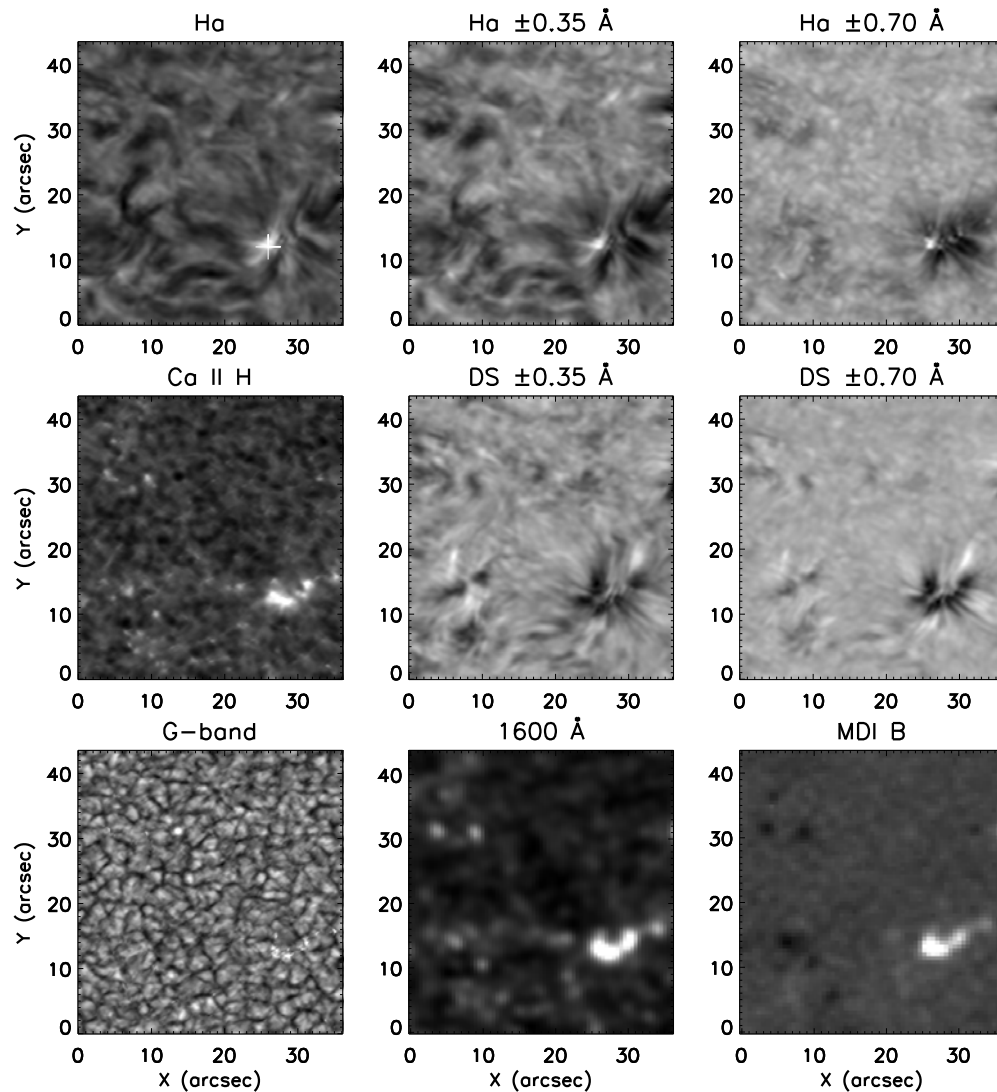
Από το οπτικό πεδίο των παρατηρήσεων, οι οποίες περιγράφηκαν στο κεφάλαιο 3, επιλέξαμε μια περιοχή, η οποία περιλαμβάνει μια ευδιάκριτη ροζέτα (Σχ. 4.1). Η ροζέτα, ορατή στις παρατηρήσεις στην Ηα, περικλείει μία συγκέντρωση λαμπρών σημείων του δικτύου, όπως φαίνεται στην Ca II H, τα 1600 Å και τη G-band, τα οποία με τη σειρά τους συμπίπτουν με θετικής πολικότητας μαγνητικά πεδία όπως φαίνεται στο μαγνητόγραμμα του MDI. Στη φωτόσφαιρα στη G-band φαίνεται η κοκκίαση, ενώ στις αντίστοιχες εικόνες της Ca II H και στα 1600 Å, η κοκκίαση δίνει τη θέση της στην αντεστραμμένη κοκκίαση και τους λαμπρούς κόκκους του μεσοδικτύου. Στην Ηα, το μεσοδίκτυο καλύπτεται από επιμήκεις χρωμοσφαιρικές ψηφίδες, οι οποίες ξεκινούν από το δίκτυο και εκτείνονται ακτινικά γύρω από αυτό, σχηματίζοντας τη ροζέτα. Οι ψηφίδες διακρίνονται καλύτερα στην μπλε πτέρυγα της Ηα, στα 0.70 Å από το κέντρο της γραμμής, όπου επίσης, λόγω της φωτοσφαιρικής προέλευσης της πτέρυγας, είναι ορατή η κοκκίαση. Αυτό συμβαίνει διότι, ενώ περιέχει συνεισφορά από φωτοσφαιρικά στρώματα, η Ηα δεν περιέχει συνεισφορά από το στρώμα γύρω από το ελάχιστο της θερμοκρασίας (Leenaarts et al. 2006) με αποτέλεσμα να μην είναι ορατή η ανεστραμμένη κοκκίαση (σε αντίθεση με τις γραμμές του Ca II).

Για τις παρατηρήσεις στη γραμμή Ηα, από τα ζεύγη τιμών των εντάσεων στις πτέρυγες της Ηα, στα ± 0.35 Å και ± 0.70 Å από το κέντρο της γραμμής, υπολογίστηκε το σήμα Doppler (Doppler Signal, DS στο εξής), μέσω της σχέσης:

$$DS = \frac{I(+\Delta\lambda) - I(-\Delta\lambda)}{I(+\Delta\lambda) + I(-\Delta\lambda)} \quad (4.1)$$

Η ποσότητα αυτή, χωρίς να είναι τυπικά ταχύτητα, δίνει μια ποιοτική περιγραφή των ανοδικών και καθοδικών κινήσεων του χρωμοσφαιρικού υλικού (Tsiropoula 2000). Σύμφωνα με την πιο πάνω σχέση, θετικό DS αντιστοιχεί σε ανοδική (προς τον παρατηρητή) κίνηση υλικού, αφού κάτι τέτοιο προκαλεί αυξημένη απορρόφηση λόγω φαινομένου Doppler στην πτέρυγα με το μικρότερο μήκος κύματος. Στο Σχ. 4.1 παρουσιάζονται επίσης οι χρονικοί μέσοι όροι των χαρτών του DS για τις δύο θέσεις στο προφίλ της Ηα (στα ± 0.35 και ± 0.70 Å) όπου λαμπρότερες περιοχές

υποδηλώνουν ανοδικές ταχύτητες και σκοτεινές περιοχές το αντίθετο. Στο μεσοδίκτυο οι περιοχές ανοδικής και καθοδικής κίνησης εναλλάσσονται, ενώ στη ροζέτα οι επιμήκεις δομές υποδηλώνουν την κίνηση του υλικού στις ψηφίδες, η οποία είναι κυρίως ανοδική. Στο εσωτερικό τμήμα της ροζέτας, κοντά στα λαμπρά σημεία του δικτύου, στα «πόδια», δηλαδή, των ψηφίδων οι κινήσεις γίνονται κυρίως καθοδικές επιβεβαιώνοντας προηγούμενες μελέτες (Tsiropoula et al. 1993).



Σχήμα 4.1. Η περιοχή της ροζέτας και του παρακείμενου μεσοδικτύου στα διάφορα φίλτρα και γραμμές (και στο μαγνητόγραμμα του MDI) που χρησιμοποιήθηκαν στη μελέτη αυτή. Ο λευκός σταυρός στην εικόνα στο κέντρο της γραμμής H α (πρώτη σειρά, πρώτη στήλη) είναι το σημείο που θεωρούμε ως το κέντρο της ροζέτας, στο οποίο το φωτοσφαιρικό μαγνητικό πεδίο είναι μέγιστο. Το επίπεδο κόρου σε κάθε εικόνα έχει επιλεγεί έτσι ώστε να διακρίνονται καλύτερα οι περισσότερες δομές του δικτύου και του μεσοδικτύου.

Το φαινόμενο Doppler πρέπει να ληφθεί υπόψη και στη μελέτη των εντάσεων στις διάφορες θέσεις του προφίλ της Ηα, καθώς τις επηρεάζει. Αυτό συμβαίνει διότι μετατόπιση της γραμμής προς τα μικρότερα μήκη κύματος έχει σαν συνέπεια την αύξηση της αντίστοιχης έντασης και τη μείωση της έντασης που βρίσκεται στα μεγαλύτερα μήκη κύματος και, επομένως, δεν μπορεί να χρησιμοποιηθεί μόνο η μία από τις δύο εντάσεις σαν αντικειμενικός τρόπος μέτρησης της έντασης. Γι' αυτό το λόγο, τις αθροίζουμε καταλήγοντας σε μια μέση ένταση στη συγκεκριμένη θέση του προφίλ, δηλαδή:

$$I(\Delta\lambda) = \frac{I(+\Delta\lambda) + I(-\Delta\lambda)}{2} \quad (4.2)$$

Στα επόμενα, όποτε αναφερόμαστε στην ένταση στα 0.35 \AA θα εννοούμε αυτή που έχει προκύψει ως ο μέσος όρος των δύο εντάσεων στα $H\alpha-0.35 \text{ \AA}$ και $H\alpha+0.35 \text{ \AA}$ και θα γράφουμε επίσης $H\alpha \pm 0.35 \text{ \AA}$ (αντιστοίχως $H\alpha \pm 0.70 \text{ \AA}$, για το μέσο όρο των εντάσεων στα $H\alpha -0.7 \text{ \AA}$ και $H\alpha +0.7 \text{ \AA}$). Για το κέντρο της γραμμής Ηα, προφανώς αντίστοιχη διόρθωση δεν μπορεί να γίνει. Στο Σχ. 4.1, στην πρώτη σειρά παρουσιάζονται οι χρονικοί μέσοι όροι των παρατηρήσεων, στην Ηα, $H\alpha \pm 0.35 \text{ \AA}$ και $H\alpha \pm 0.70 \text{ \AA}$.

4.3. Κυματιδιακή ανάλυση και κατασκευή διδιάστατων χαρτών ισχύος

Προκειμένου να μελετήσουμε τη συμπεριφορά των ταλαντώσεων προβήκαμε στη φασματική ανάλυση των παρατηρήσεων των εντάσεων και των ταχυτήτων. Η ανάλυση αυτή έγινε με τη χρήση του μετασχηματισμού κυματιδίου (wavelet), ο οποίος είναι από τα ισχυρότερα και συχνότερα χρησιμοποιούμενα, πλέον, εργαλεία στη μελέτη ηλιακών (και όχι μόνο) περιοδικών φαινομένων. Πρόκειται για ένα διδιάστατο μετασχηματισμό του αρχικού σήματος, που παρέχει μαζί με τις αντίστοιχες περιοδικότητες και το χρονικό τους εντοπισμό στη χρονοσειρά.

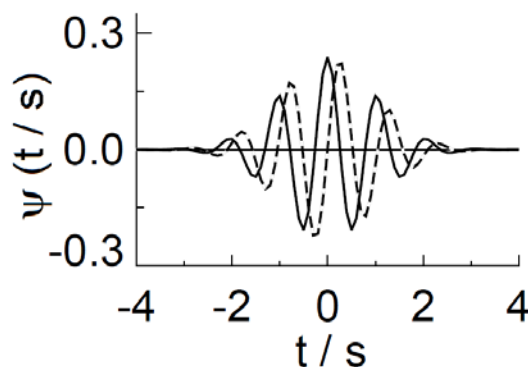
Ενώ στο μετασχηματισμό Fourier το αρχικό σήμα αναλύεται σε όρους ημιτόνων, στην ανάλυση wavelet γίνεται χρήση διαφόρων κατάλληλων συναρτήσεων ως βάσεων. Καταλληλότερες συναρτήσεις για σχεδόν περιοδικά φαινόμενα

συγκεκριμένης χρονικής διάρκειας, όπως αυτά που συμβαίνουν στην ηλιακή ατμόσφαιρα είναι οι συναρτήσεις Morlet, οι οποίες είναι ουσιαστικά ημιτονοειδείς, με μια γκαουσιανή διαμόρφωση (Σχ. 4.2). Η συνάρτηση που χρησιμοποιήσαμε ορίζεται από τη σχέση:

$$\psi_0(s) = \pi^{-1/4} \exp(i\omega_0\eta) \exp\left(-\frac{\eta^2}{2}\right) \quad (4.3)$$

όπου ω_0 είναι η αδιάστατη παράμετρος συχνότητας της συνάρτησης ($\omega_0 = 6$ για τη συνάρτηση Morlet που χρησιμοποιήσαμε), $\eta = t/s$ η αδιάστατη παράμετρος χρόνου, t η παράμετρος χρόνου και s η κλίμακα του wavelet. Η κλίμακα του wavelet συνδέεται με την περίοδο της ταλάντωσης που ανιχνεύεται στο σήμα ($P=1.03s$ για τη συνάρτηση Morlet).

Στην ανάλυσή μας χρησιμοποιήσαμε λογισμικό γραμμένο στη γλώσσα IDL, το οποίο έχει διατεθεί σε κοινή χρήση από τους Torrence & Compo (1998) και τροποποιήθηκε κατάλληλα για τη μελέτη μας. Οι τελευταίοι παρέχουν μια αρκετά κατατοπιστική παρουσίαση των ιδιοτήτων του μετασχηματισμού κυματιδίου, μαζί με παραδείγματα από το πεδίο της κλιματολογίας. Ταυτόχρονα με το διδιάστατο μετασχηματισμό κυματιδίου, υπολογίζεται και ένα φάσμα ισχύος παρόμοιο με αυτό ενός μετασχηματισμού Fourier (π.χ. Fast Fourier Transform, FFT). Πρόκειται για ένα μέσο, χρονικά, φάσμα wavelet, στον υπολογισμό του οποίου λαμβάνεται υπόψη τόσο η ισχύς όσο και η διάρκεια κατά την οποία εμφανίζεται η κάθε περίοδος. Το φάσμα αυτό ονομάζεται «ολικό κυματιδιακό φάσμα» (Global Wavelet Spectrum) και περιέχει πληροφορία για την ενέργεια που περιέχεται σε κάθε περίοδο.



Σχήμα 4.2. Μια συνάρτηση Morlet, που χρησιμοποιείται ως βάση για την κατασκευή του διδιάστατου μετασχηματισμού κυματιδίου. Η συνάρτηση αυτή είναι μιγαδική και κατά συνέπεια αποτελείται από ένα πραγματικό (συμπαγής γραμμή) και ένα φανταστικό μέρος (διακεκομμένη γραμμή).

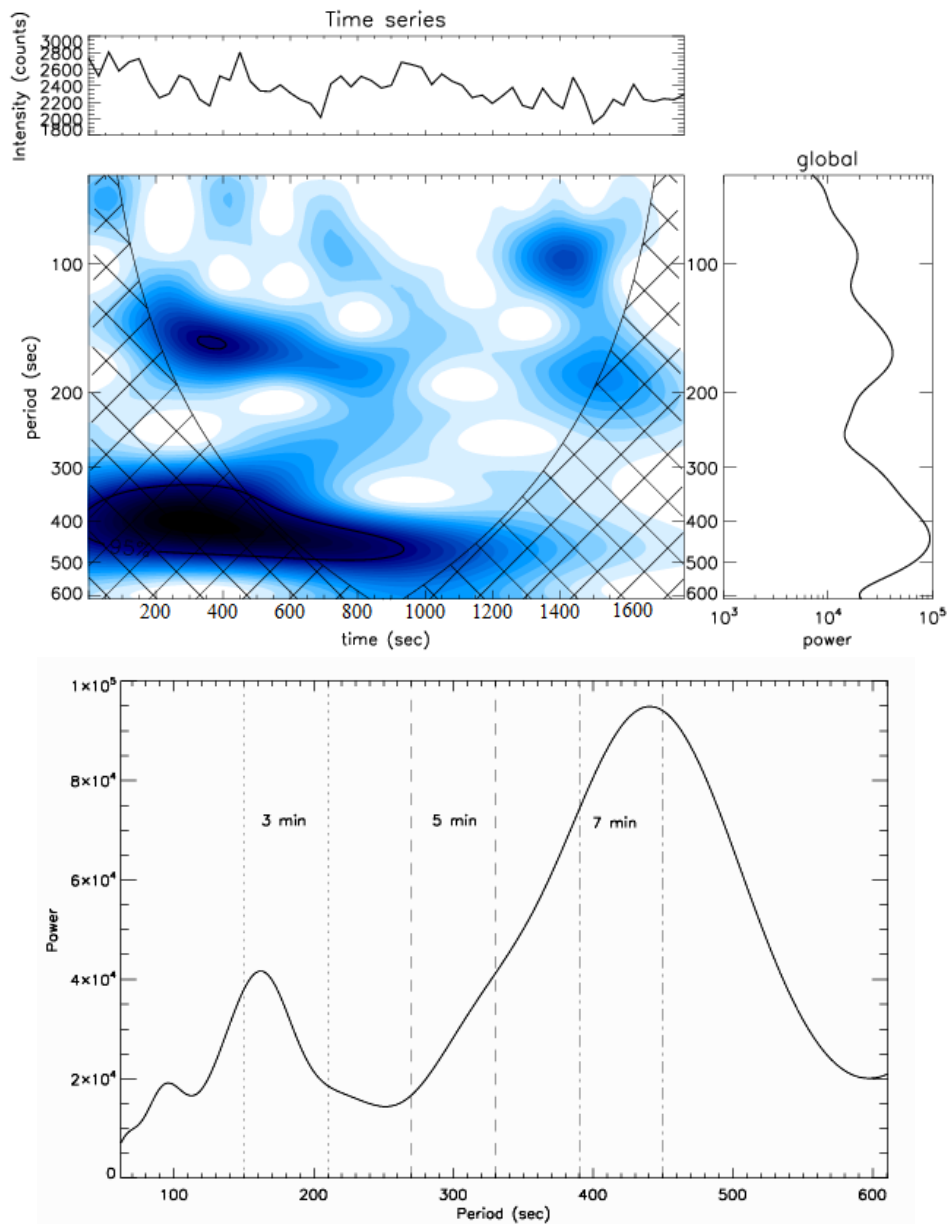
Το αποτέλεσμα ενός μετασχηματισμού κυματιδίου σε μια χρονοσειρά φαίνεται στο Σχ. 4.3 (πάνω). Η διαγραμμισμένη περιοχή, στο μεσαίο γράφημα του σχήματος, αποτελεί τον κώνο επιρροής (Cone of Influence, COI) και ορίζει την περιοχή στην οποία τα αποτελέσματα ενδεχομένως έχουν επηρεαστεί από την πεπερασμένη διάρκεια της χρονοσειράς, σε σχέση με την εξεταζόμενη περίοδο (edge effects). Το μέγεθος του κώνου επιρροής είναι ανάλογο της περιόδου.

Σε μια ηλιακή εικόνα, η τιμή κάθε εικονοστοιχείου αντιστοιχεί στην ένταση της ακτινοβολίας ή σε κάποια συναφή ποσότητα όπως π.χ. αριθμό των φωτονίων (counts) από το αντίστοιχο σημείο του ηλιακού δίσκου, που καταγράφει μια CCD. Για τη χρονική σειρά των παρατηρήσεών μας, υπολογίστηκε ο μετασχηματισμός wavelet της χρονοσειράς κάθε εικονοστοιχείου του πεδίου μας και το αντίστοιχο ολικό κυματιδιακό φάσμα. Πριν το μετασχηματισμό, φιλτράραμε τις χρονοσειρές, αποκλείοντας περιόδους μεγαλύτερες των 10 λεπτών, οι οποίες δεν μας ενδιέφεραν, χρησιμοποιώντας το μετασχηματισμό Fourier. Στις παρατηρήσεις του TRACE ακολουθήσαμε, για λόγους σύγκρισης, τη μέθοδο των Judge et al. (2001), οι οποίοι, πριν τη φασματική ανάλυση, αφαιρούν από την τιμή κάθε εικονοστοιχείου της χρονοσειράς τη μέση τιμή του σήματος ολόκληρης της χρονοσειράς και στη συνέχεια κανονικοποιούν την ποσότητα αυτή με τη μέση τιμή, κατασκευάζοντας έτσι το χάρτη αντίθεσης (contrast) της αρχικής εικόνας και μελετώντας αυτόν στη συνέχεια.

Το αποτέλεσμα της ανάλυσης κυματιδίου των παρατηρήσεών μας είναι τρισδιάστατοι πίνακες των οποίων οι δύο διαστάσεις είναι οι χωρικές (X και Y) και η τρίτη διάσταση είναι οι περίοδοι. Για κάθε, λοιπόν, εικονοστοιχείο του πεδίου έχουμε τη μέση συνολική ισχύ σε κάθε μια περίοδο από την περίοδο Nyquist ως τα 600 s, η οποία είναι η μεγαλύτερη περίοδος που εξετάσαμε. Η περίοδος Nyquist είναι η μικρότερη περίοδος που μπορεί να ανιχνευθεί σε μια χρονοσειρά και εξαρτάται από τη χρονική ανάλυση των παρατηρήσεων μέσω της σχέσης:

$$T_{Nyq} = 2 \cdot \delta t \quad (4.4)$$

όπου δt είναι η χρονική απόσταση μεταξύ διαδοχικών παρατηρήσεων. Για τις παρατηρήσεις μας, η περίοδος Nyquist ισούται με 60 s.



Σχήμα 4.3. Πάνω: τυπική απεικόνιση του μετασχηματισμού wavelet (χρωματισμένος χάρτης). Δίνεται η διδιάστατη απεικόνιση της ισχύος συναρτήσει της περιόδου (κατακόρυφος άξονας) και του χρόνου (οριζόντιος άξονας). Η συμπαγής καμπύλη οριοθετεί την περιοχή όπου το επίπεδο σημαντικότητας είναι μεγαλύτερο από 95%. Πάνω από το χάρτη δίνεται η χρονοσειρά που μελετάται και στα δεξιά το ολικό φάσμα wavelet. Κάτω: Το μέσο φάσμα wavelet του χάρτη. Οι κατακόρυφες ευθείες ορίζουν τις περιοχές περιόδων των 3 min (στικτή), 5 min (διακεκομμένη) και 7 min (στικτή - διακεκομμένη). Μέσα σε αυτές τις περιοχές υπολογίζεται ο μέσος όρος της ισχύος σε κάθε εικονοστοιχείο των χαρτών ισχύος που κατασκευάστηκαν.

Στη συνέχεια, επιλέξαμε τρεις περιόδους ταλαντώσεων, τα 3, 5 και 7 min (ή σε συχνότητες, 5.6, 3.3 και 2.4 mHz αντίστοιχα) και αποτελούν, οι δύο πρώτες, τις λεγόμενες ταλαντώσεις των 3 και 5 λεπτών, ενώ η τελευταία είναι μια περίοδος που ανιχνεύεται συχνά σε χρωμοσφαιρικές δομές (Tsiropoula et al. 2009). Στην ουσία και οι τρεις αυτές περιόδοι αποτελούν μέρος του φάσματος των p-modes, δηλαδή των ακουστικών ταλαντώσεων της ηλιακής ατμόσφαιρας. Για κάθε μια από αυτές τις περιόδους, αθροίσαμε την ισχύ που περιέχεται μέσα σε ζώνες εύρους 1 min, με κέντρο της κάθε ζώνης τις συγκεκριμένες περιόδους. Η διαδικασία που ακολουθήθηκε παριστάνεται στο Σχ. 4.3. Σε κάθε εικονοστοιχείο, λοιπόν, μετράμε τη συνολική ισχύ, που περιέχεται σε αυτές τις περιοχές περιόδων και κατασκευάζουμε τους αντίστοιχους διδιάστατους χάρτες ισχύος, στα 3, 5 και 7 min.

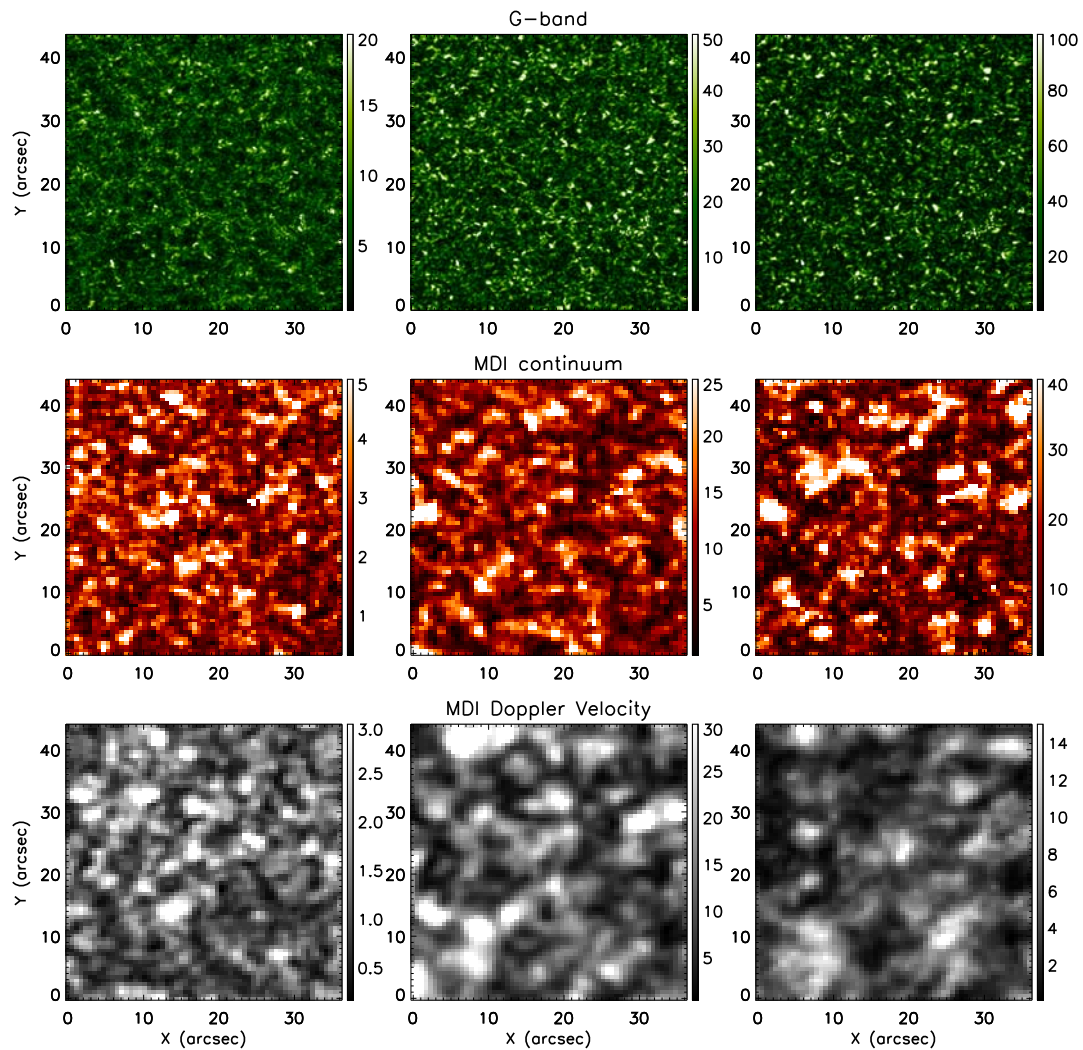
4.4. Αποτελέσματα

4.4.1 Η κατανομή της ισχύος των ταλαντώσεων των 3, 5 και 7 min στην κατώτερη φωτόσφαιρα

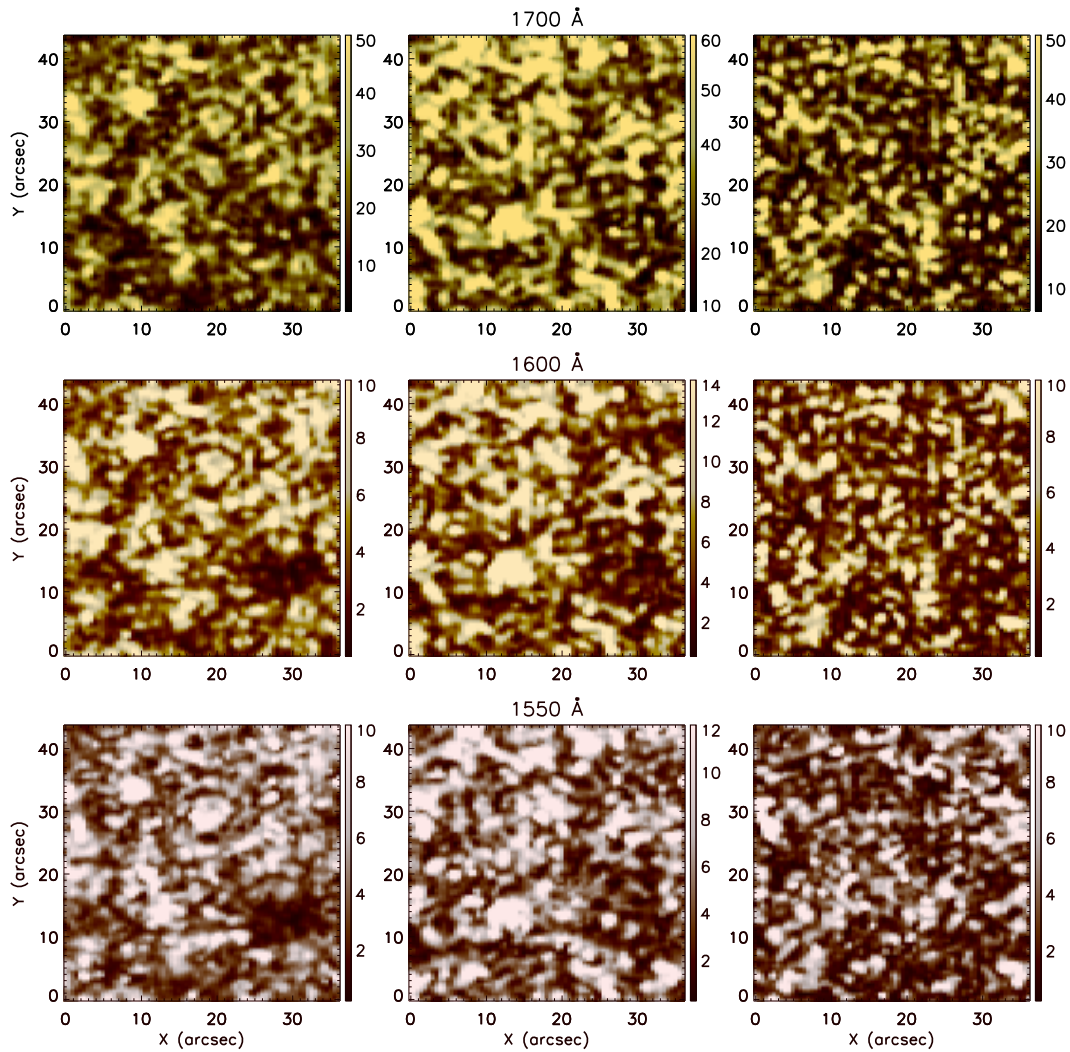
Στο Σχ. 4.4 δίνεται η κατανομή της ισχύος των ταλαντώσεων, στα 3, 5 και 7 min (πρώτη, δεύτερη και τρίτη στήλη αντίστοιχα), στην G-band (πάνω), στην ένταση στο συνεχές που βρίσκεται κοντά στη γραμμή απορρόφησης Ni I, που δίνει το όργανο MDI (μέσο) και στην ταχύτητα Doppler της ίδιας γραμμής (κάτω). Χαρακτηριστικό των χαρτών ισχύος των ταλαντώσεων στη G-band, που είναι και αυτοί με τη μεγαλύτερη χωρική ανάλυση (0.109'' ή περίπου 75 km ανά εικονοστοιχείο) είναι η κοκκώδης μορφή της ισχύος, με εναλλασσόμενες περιοχές μεγαλύτερης και μικρότερης τιμής. Η έκταση των περιοχών αυξημένης ισχύος φαίνεται ότι είναι μεγαλύτερη όσο μεγαλώνει η περίοδος των ταλαντώσεων. Επιπλέον, φαίνεται ότι η ισχύς των ταλαντώσεων είναι μεγαλύτερη πάνω από τα σκοτεινά διάκενα μεταξύ των κόκκων, ενώ αυτή η συσχέτιση δεν είναι τόσο εμφανής στους χάρτες των 5 και 7 min. Τα λαμπρά σημεία του δικτύου δεν είναι τόσο ευδιάκριτα στα 3 min, αλλά στα 5 (κυρίως) και τα 7 min (λιγότερο) και ξεχωρίζουν ως περιοχές αυξημένης ισχύος, όπως για παράδειγμα στη θέση $(X, Y) = (30'', 13'')$.

Η ισχύς στους αντίστοιχους χάρτες της έντασης στο συνεχές του MDI (Σχ. 4.4, δεύτερη σειρά) παρουσιάζει, σε γενικές γραμμές, παρόμοια συμπεριφορά με αυτήν που παρατηρείται στην G-band. Σημαντική διαφορά παρουσιάζει το μέγεθος των λαμπρών και σκοτεινών περιοχών, η οποία οφείλεται στη μεγάλη διαφορά στη χωρική ανάλυση των παρατηρήσεων. Θυμίζουμε ότι η χωρική ανάλυση του MDI είναι 0.6'' με αποτέλεσμα να μη διακρίνεται η λεπτομερής υφή, όπως διακρίνεται στους χάρτες της G-band. Πάντως, με προσεκτική παρατήρηση φαίνεται ότι περιοχές που παρουσιάζουν αυξημένη ισχύ στους χάρτες της πρώτης γραμμής εμφανίζονται και σε αυτούς της δεύτερης, αν και φαίνονται περισσότερο εκτεταμένες και χωρίς λεπτομέρεια. Μια ακόμα σημαντική διαφορά στους χάρτες ισχύος της έντασης του συνεχούς του MDI είναι ότι δεν φαίνονται σ' αυτούς τα λαμπρά σημεία του μαγνητικού δικτύου και, κατά συνέπεια, δεν υπάρχει η «υπογραφή» τους στους αντίστοιχους χάρτες. Οι χάρτες ισχύος των ταλαντώσεων της ταχύτητας Doppler του MDI (Σχ. 4.4, τρίτη γραμμή) δεν ταυτίζονται με αυτούς της έντασης στο συνεχές, αν και σε πολλές περιοχές φαίνεται να υπάρχει κάποια αντιστοιχία. Αυτό οφείλεται στο ότι, ενώ η ένταση στο συνεχές του MDI σχηματίζεται στη βάση της φωτόσφαιρας, το ύψος σχηματισμού της γραμμής του Ni I, από την οποία υπολογίζεται η ταχύτητα Doppler, τοποθετείται σε ύψος περίπου 200 km ψηλότερα και το φάσμα της επηρεάζεται σε διαφορετικό βαθμό από φωτοσφαιρικές δομές, όπως η κοκκίαση.

Η αυξημένη ισχύς των ακουστικών ταλαντώσεων πάνω από τις σκοτεινές περιοχές ανάμεσα στους κόκκους δεν είναι νέο εύρημα. Η κατανομή της ισχύος των ταλαντώσεων στη φωτόσφαιρα, καθώς και η σχέση της με την αντίστοιχη των αμέσως υπερκείμενων στρωμάτων, έχουν μελετηθεί εντατικά. Οι Hoeksema et al. (1997) παρουσιάζουν εκτενή αναφορά στις μελέτες αυτές και καταλήγουν ότι η κατανομή της ισχύος διαμορφώνεται από το φάσμα των p-modes, καθώς και από τοπικούς παράγοντες. Οι ίδιοι τονίζουν το ρόλο που παίζει η διάθλαση των ακουστικών κυμάτων, με περιόδους κυρίως στα 2 – 3 min, καθώς αυτά συναντούν περιοχές με πλάσμα διαφορετικής θερμοκρασίας και ταχύτητας (λόγω της κοκκίασης), με αποτέλεσμα να εστιάζονται πάνω από τις περιοχές ανάμεσα στους κόκκους. Στα 5 και 7 min όπου οι συγκεντρώσεις ισχύος είναι πιο εκτεταμένες φαίνεται πως επιδρούν κυρίως οι p-modes, οι οποίοι, παρ' ότι είναι παρόντες σε όλη την ηλιακή φωτόσφαιρα, η έντασή τους μπορεί να διαφέρει τοπικά (π.χ. Brown 1991, Roudier et al. 1997).



Σχήμα 4.4. Χάρτες ισχύος των ταλαντώσεις των 3 min, 5 min και 7 min (πρώτη, δεύτερη και τρίτη στήλη αντίστοιχα). Δίνονται, η ισχύς στη G-band (πρώτη γραμμή), η ένταση στο συνεχές του MDI (δεύτερη γραμμή) και η ταχύτητα Doppler στη γραμμή Ni I του MDI (τρίτη γραμμή). Η απεικόνιση των χαρτών έχει γίνει επιλέγοντας το επίπεδο κόρου με τέτοιο τρόπο ώστε να είναι ορατή η δομή σε όλο το οπτικό πεδίο.

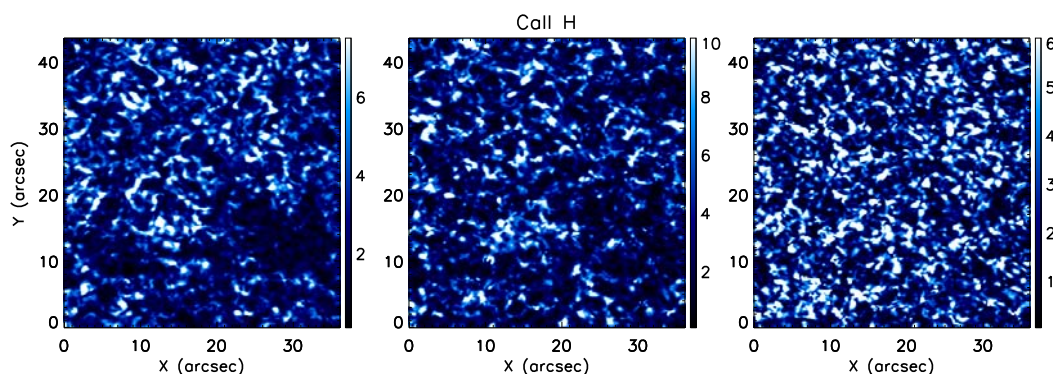


Σχήμα 4.5. Ομοίως με το Σχ. 4.4, αλλά για τα τρία κανάλια του TRACE στο υπεριώδες, στα 1700 Å (πρώτη γραμμή), τα 1600 Å (δεύτερη γραμμή) και τα 1550 Å (τρίτη γραμμή).

4.4.2. Κατανομή της ισχύος των ταλαντώσεων στην ανώτερη φωτόσφαιρα – χαμηλή χρωμόσφαιρα

Τα τρία κανάλια του TRACE απεικονίζουν τα στρώματα της ηλιακής ατμόσφαιρας, γύρω από το ύψος της ελάχιστης θερμοκρασίας, από την ανώτερη φωτόσφαιρα ως τη χαμηλή χρωμόσφαιρα. Το φίλτρο των 1700 Å τοποθετείται περίπου στα 450 km, ενώ αυτό των 1600 Å περίπου στα 550 km (Judge et al. 2001, Krijger et al. 2001, McAteer et al. 2004). Το φίλτρο των 1550 Å, αν και δεν διαφέρει σημαντικά από τα άλλα δύο, περιέχει σημαντική συνεισφορά από τη γραμμή CIV, η

οποία σχηματίζεται στην ανώτερη χρωμόσφαιρα. Οι Judge et al. (2001) υιοθετούν το ύψος σχηματισμού των 2000 km στη μελέτη τους, για το συνεχές των 1550 Å, ωστόσο οι Krijger et al. (2001) το τοποθετούν στην κατώτερη χρωμόσφαιρα, κάτω από τα 1000 km (βλ. Πίνακα 3.3). Είναι χαρακτηριστικό ότι σε χάρτες της έντασης στην C IV (1548 Å) που κατασκευάζονται από την υπέρθεση των τριών αυτών συνεχών (Handy et al. 1998) το χρωμοσφαιρικό δίκτυο φαίνεται να περιβάλλεται από σχηματισμούς που θυμίζουν χρωμοσφαιρικές ψηφίδες (Krijger et al. 2001). Γενικά η ισχύς των ταλαντώσεων στη γραμμή Ca II H και στα τρία κανάλια του TRACE, διαμορφώνεται από την αντεστραμμένη κοκκίαση και (κυρίως για το TRACE) από ένα μείγμα βαρυτικών και ευρέος φάσματος ακουστικών κυμάτων (Rutten & Krijger 2003, Rutten et al. 2004b).



Σχήμα 4.6. Ομοίως με το Σχ. 4.4 για τη γραμμή Ca II H

Η εικόνα του μεσοδικτύου στους χάρτες ισχύος των καναλιών του TRACE (Σχ. 4.5) και της γραμμής Ca II H (Σχ. 4.6) παρουσιάζει αρκετές ομοιότητες με αυτήν που περιγράφηκε στην προηγούμενη παράγραφο, με περιοχές υψηλότερης και χαμηλότερης ισχύος, οι οποίες εναλλάσσονται. Σε πολλές περιπτώσεις, οι περιοχές αυτές φαίνεται να συμπίπτουν με αντίστοιχες περιοχές στη φωτόσφαιρα (Σχ. 4.4), αν και δεν υπάρχει απόλυτη αντιστοιχία. Οι ταλαντώσεις σε αυτά τα ύψη σχετίζονται με αυτές της υποκείμενης φωτόσφαιρας με αποτέλεσμα να υπάρχει κάποιου είδους απόκριση στα «ακουστικά γεγονότα» της φωτόσφαιρας (Hoekzema & Rutten 1998, Cadavid et al. 2003), η οποία, όμως, περιλαμβάνει ένα ευρύ φάσμα περιόδων.

Άλλο ένα χαρακτηριστικό της ισχύος των ταλαντώσεων σε αυτά τα ατμοσφαιρικά στρώματα είναι ότι η εικόνα, που περιγράφηκε μόλις για το

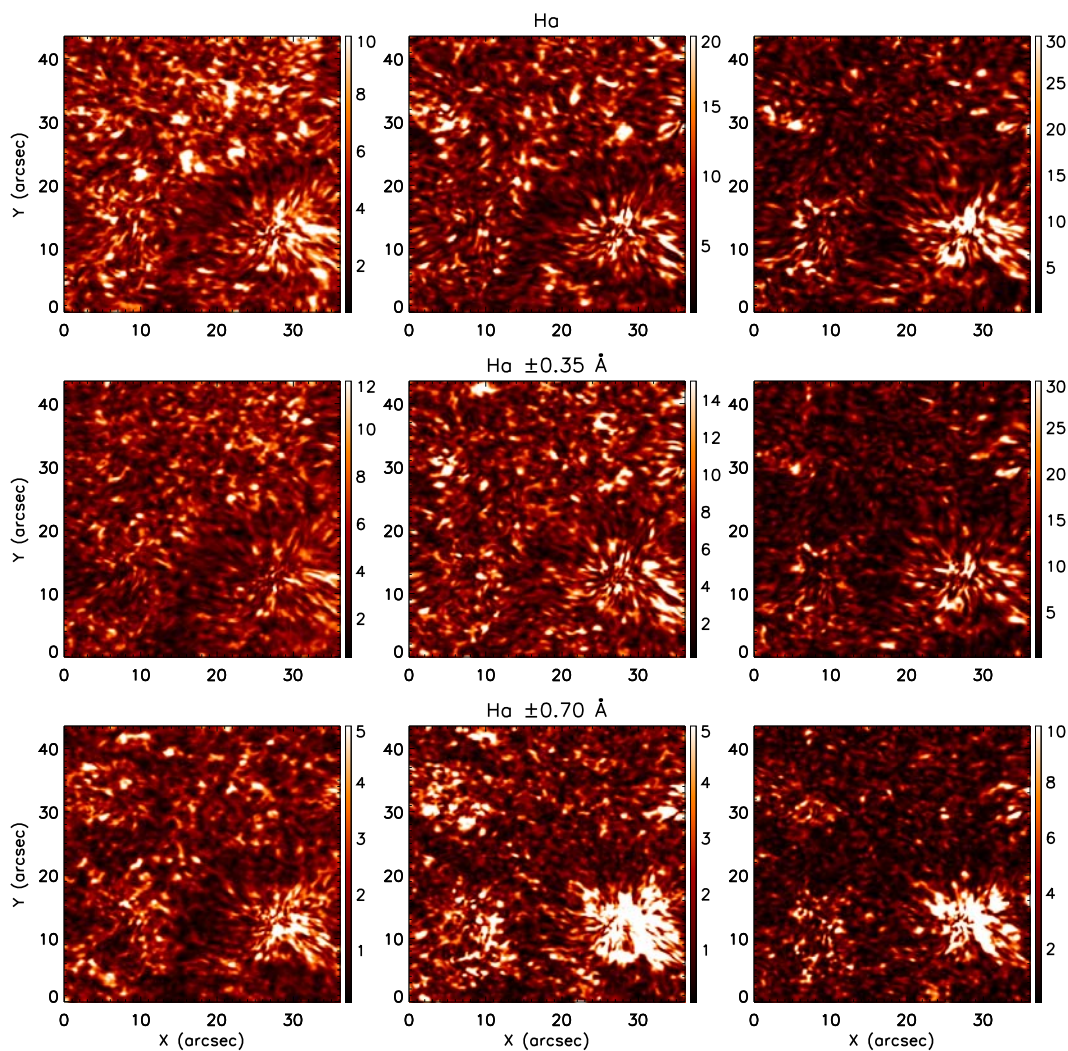
μεσοδίκτυο, διακόπτεται στις περιοχές γύρω από το χρωμοσφαιρικό δίκτυο, όπου παρατηρείται ιδιαίτερα εμφανής μείωση της ισχύος, κυρίως στα 3 min και λιγότερο στα 5 min. Η μείωση αυτή μόλις που είναι ορατή στα 7 min. Η μείωση αυτή είναι πιο εμφανής στην Ca II H, στα 1600 Å και 1550 Å και λιγότερο στα 1700 Å. Αυτές οι περιοχές χαμηλότερης ισχύος είναι οι μαγνητικές σκιές, στις οποίες αναφερθήκαμε στην εισαγωγή της διατριβής (Κεφάλαιο 2.4) και του παρόντος κεφαλαίου και συμπίπτουν με τις ροζέτες.

4.4.3. Κατανομή της ισχύος των ταλαντώσεων σε διάφορα μήκη κύματος κατά μήκος του προφίλ της γραμμής H α

Η γραμμή H α αποτελεί τη σημαντικότερη γραμμή της ηλιακής χρωμόσφαιρας, καθώς μας δίνει μια λεπτομερή εικόνα του μαγνητισμένου πλάσματος, που την απαρτίζει, από τα φωτοσφαιρικά μέχρι τα ανώτερα χρωμοσφαιρικά στρώματα. Για τον ίδιο λόγο, όμως, πρόκειται για μια «δύσκολη» γραμμή, καθώς σχηματίζεται σε ένα πολύ μεγάλο εύρος υψών, ξεκινώντας από τη φωτόσφαιρα και φτάνοντας μέχρι τα 2000 km από τη βάση της, ενώ εμφανίζεται περαιτέρω απορρόφησή της από τις επιμήκεις χρωμοσφαιρικές ψηφίδες. Γενικά, αυτή η απορρόφηση μπορεί να λαμβάνει χώρα σε οποιοδήποτε ύψος πάνω από τη βάση της φωτόσφαιρας και κατά συνέπεια είναι δύσκολο να γνωρίζει κανείς σε ποιο ακριβώς ύψος βρίσκονται οι ψηφίδες.

Οι χάρτες ισχύος των ταλαντώσεων στα 3, 5 και 7 min, που δίνονται στο Σχ. 4.7, έχουν κατασκευαστεί από τις εντάσεις στο κέντρο της H α (πάνω), στα ± 0.35 Å (μέσο) και στα ± 0.70 Å από το κέντρο της γραμμής (κάτω). Μακριά από το δίκτυο, στην περιοχή του μεσοδικτύου, η ισχύς έχει την ίδια περίπου κοκκώδη εμφάνιση, που έχει και στους χάρτες των προηγούμενων σχημάτων (Σχ. 4.4, 4.5 και 4.6). Ωστόσο, σε μια μεγάλη περιοχή που περιβάλλει το δίκτυο, η ισχύς οργανώνεται σε επιμήκεις δομές, που θυμίζουν τις χρωμοσφαιρικές ψηφίδες, οι οποίες παρατηρούνται σε εικόνες της γραμμής H α . Αυτή η νηματοειδής κατανομή της ισχύος των ταλαντώσεων (Σχ. 4.7) είναι το κυριότερο χαρακτηριστικό των χαρτών ισχύος στην H α και καταδεικνύει το ρόλο του μαγνητικού πεδίου στις ταλαντώσεις σε αυτά τα ατμοσφαιρικά στρώματα. Αξίζει να σημειωθεί πως σε παρόμοιους χάρτες

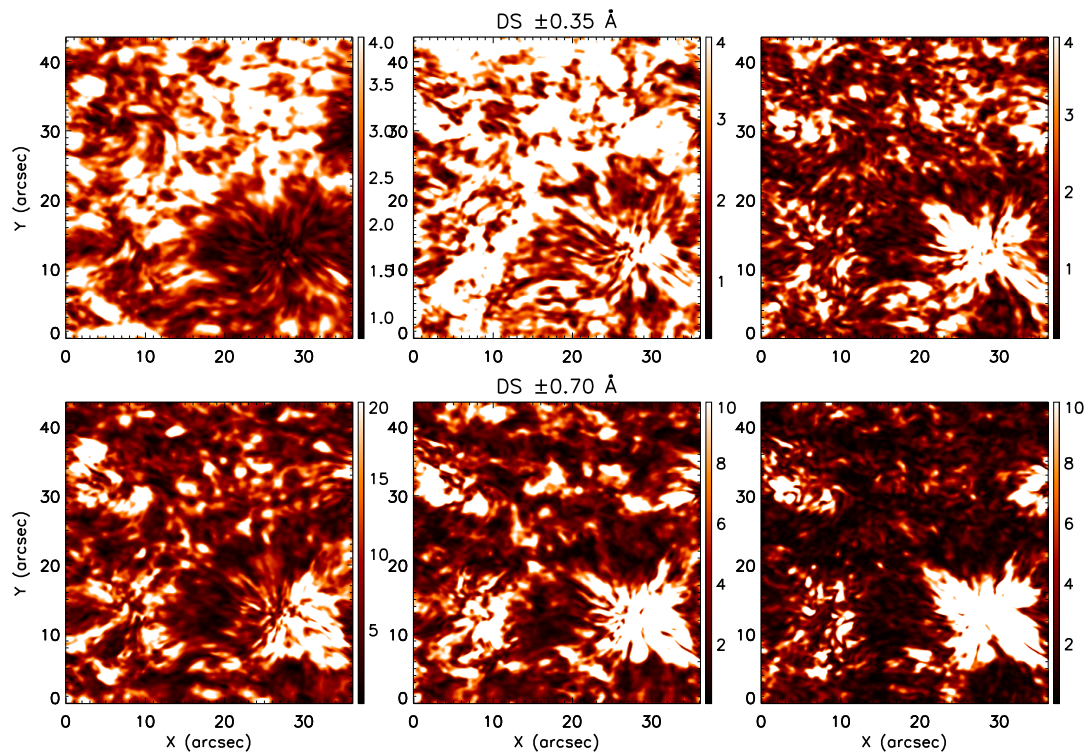
κατασκευασμένους για την υπέρυθη γραμμή του Ca II στα 8542 Å η ισχύς παρουσιάζει ανάλογη συμπεριφορά (Vecchio et al. 2007, Reardon et al. 2009).



Σχήμα 4.7. Ομοίως με το Σχ. 4.4, αλλά για την ένταση στο κέντρο της γραμμής H α (πάνω), τη μέση ένταση στα ± 0.35 Å από το κέντρο της γραμμής (μέσο) και τη μέση ένταση στα ± 0.70 Å από το κέντρο της γραμμής (κάτω).

Πιο συγκεκριμένα, στους χάρτες των 3 min του Σχ. 4.7, σε όλες τις θέσεις κατά μήκος του προφίλ της H α , η ισχύς είναι ελαττωμένη σε μια περιοχή γύρω από τη ροζέτα, ενώ στο εσωτερικό της μέρος, πλησιέστερα στο χρωμοσφαιρικό δίκτυο, είναι αυξημένη. Αυτή η αύξηση είναι μεγαλύτερη στα ± 0.70 Å και στο κέντρο της γραμμής και μικρότερη στα ± 0.35 Å. Η ίδια συμπεριφορά παρατηρείται στους χάρτες ισχύος των ταλαντώσεων των 5 min, στο κέντρο της γραμμής και τα ± 0.35 Å. Στα

$\pm 0.70 \text{ \AA}$, η ισχύς των 5 min είναι συγκεντρωμένη κυρίως γύρω από τη ροζέτα, καθώς και γύρω από τα υπόλοιπα μαγνητικά στοιχεία, που βρίσκονται στα αριστερά της εικόνας. Στους χάρτες των 7 min η ισχύς είναι επίσης συγκεντρωμένη γύρω από τα μαγνητικά στοιχεία του δικτύου και τη ροζέτα. Φαίνεται ότι η ισχύς των 7 min είναι κυρίως συγκεντρωμένη στα όρια του δικτύου, εκεί που βρίσκονται οι ψηφίδες.



Σχήμα 4.8. Ομοίως με το Σχ. 4.4 αλλά για τα σήματα Doppler στα ± 0.35 (πάνω) και $\pm 0.70 \text{ \AA}$ (κάτω) από το κέντρο της γραμμής H α .

Οι χάρτες ισχύος των DS στις δύο θέσεις του προφίλ της H α (Σχ. 4.8) έχουν παρόμοια μορφή με αυτούς της έντασης, παρουσιάζουν ωστόσο κάποιες διαφορές. Η οργάνωση της ισχύος σε επιμήκεις δομές είναι και σε αυτούς τους χάρτες, όχι μόνο εμφανής αλλά και καθαρότερη, με τους νηματοειδείς σχηματισμούς να φαίνονται πιο εκτεταμένοι και ευκρινέστεροι. Στο DS στα $\pm 0.70 \text{ \AA}$, η ισχύς είναι συγκεντρωμένη πάνω από το χρωμοσφαιρικό δίκτυο και στην περιοχή της ροζέτας. Γύρω από αυτή την περιοχή, στα 3 και 5 min ακολουθεί μια περιοχή μειωμένης ισχύος και στη συνέχεια το μεσοδίκτυο με την κοκκώδη εμφάνιση του. Στα 7 min η ισχύς είναι συγκεντρωμένη κυρίως στο δίκτυο και στην περιοχή της ροζέτας, ενώ στο μεσοδίκτυο μειώνεται δραστικά. Στο DS στα $\pm 0.35 \text{ \AA}$, η κατανομή της ισχύος είναι

πολύ διαφορετική. Στα 3 min, στην περιοχή της ροζέτας, η ισχύς είναι μειωμένη, δίνοντας την εντύπωση μιας σκιάς και το μεγαλύτερο μέρος της ισχύος βρίσκεται συγκεντρωμένο στο μεσοδίκτυο. Στα 5 min, αντίστοιχη μείωση παρατηρείται στην περιοχή της ροζέτας, η οποία, όμως, φαίνεται να διακόπτεται από αυξημένη ισχύ κατά μήκος επιμήκων δομών. Στα 7 min χαρακτηριστική είναι η συγκέντρωση της ισχύος στην περιοχή της ροζέτας. Είναι χαρακτηριστικό ότι, ενώ οι χάρτες ισχύος των ταλαντώσεων στις εντάσεις δεν διαφέρουν δραματικά από θέση σε θέση στο προφίλ της Ηα, αυτό δεν ισχύει για τα DS, ειδικά στην περίπτωση των 3 min.

Όπως έχει ήδη αναφερθεί, ελάττωση ή αύξηση της ισχύος έχουν ήδη παρατηρηθεί και ονομάζονται μαγνητική σκιά και άλως ισχύος, αντίστοιχα. Ενώ, όμως, για τα υπεριώδη συνεχή του TRACE και την Ca II H η ύπαρξη μαγνητικών σκιών έχει καταγραφεί στη βιβλιογραφία (Judge et al. 2001, Lawrence & Cadavid 2010), είναι η πρώτη φορά που η ύπαρξή τους παρατηρείται σε χάρτες ισχύος στη γραμμή Ηα. Εξετάζοντας, μάλιστα, προσεκτικά τους χάρτες της ισχύος των 3 min του DS στα $\pm 0.35 \text{ \AA}$, του TRACE και της Ca II H, παρατηρούμε ότι υπάρχει ομοιότητα και ως προς το σχήμα της σκιάς, αλλά και ως προς κάποιες δομές που την απαρτίζουν. Οι ομοιότητες αυτές καταδεικνύουν την κοινή προέλευση του φαινομένου στις διαφορετικές παρατηρήσεις. Άλλωστε, η ευρύτερη ομοιότητα που υπάρχει και στο μεσοδίκτυο (συγκέντρωση ή απουσία ισχύος σε συγκεκριμένες θέσεις στο οπτικό πεδίο) είναι ένδειξη ότι οι περιοχές αυξημένης/μειωμένης ισχύος, οι οποίες παρατηρούνται εκεί, έχουν κοινή προέλευση και δεν αποτελούν ιδιαιτερότητες του κάθε φίλτρου. Στον αντίστοιχο χάρτη ισχύος των 3 min στα 1550 \AA (Σχ. 4.5, κάτω, πρώτος χάρτης), παρά την πολύ χειρότερη χωρική ανάλυση, στη ροζέτα φαίνονται να υπάρχουν περιοχές που θυμίζουν τις επιμήκεις δομές που παρατηρούνται στο DS στα $\pm 0.35 \text{ \AA}$. Στο DS στα $\pm 0.70 \text{ \AA}$, αλλά και στις εντάσεις της Ηα, αυτή η ελάττωση της ισχύος αντικαθίσταται από ενίσχυσή της σχηματίζοντας μια άλω ισχύος. Η νηματοειδής μορφή της κατανομής της ισχύος στην περιοχή αυτή γύρω από το δίκτυο υποδεικνύει την ύπαρξη κάποιας σχέσης ανάμεσα στο μηχανισμό που παράγει τόσο τη μαγνητική σκιά όσο και την άλω ισχύος, ενώ παράλληλα υπογραμμίζει και το ρόλο που μπορεί να παίζουν οι σκοτεινές χρωμοσφαιρικές ψηφίδες σε αυτό το μηχανισμό. Τη σχέση αυτή θα μας δοθεί η ευκαιρία να επανεξετάσουμε στα επόμενα (Κεφάλαια 5 και 7).

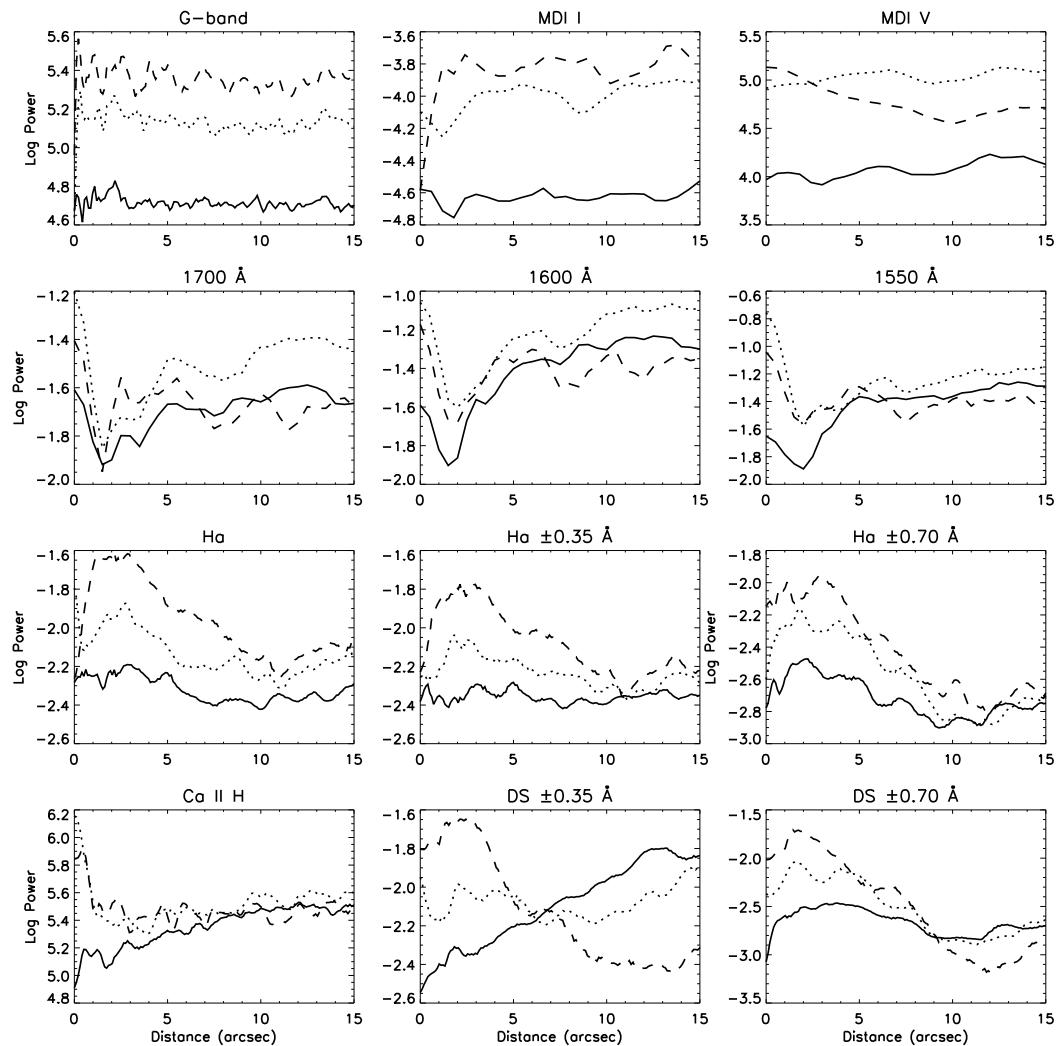
4.4.4. Μεταβολή της ισχύος των ταλαντώσεων σε σχέση με την απόσταση από το μαγνητικό δίκτυο

Συμπληρωματικά με τους χάρτες ισχύος, που παρουσιάστηκαν στην προηγούμενη παράγραφο, εξετάζουμε τη μεταβολή της ισχύος των ταλαντώσεων σαν συνάρτηση της απόστασης από το δίκτυο. Για το σκοπό αυτό, σε κάθε χάρτη ισχύος των σχημάτων 4.4 – 4.8, αθροίσαμε την ισχύ, πάνω σε περιφέρειες ομόκεντρων κύκλων με κέντρο το σημείο του δικτύου, όπου το φωτοσφαιρικό μαγνητικό πεδίο παίρνει τη μέγιστη τιμή του (κέντρο ροζέτας - λευκός σταυρός στην πρώτη εικόνα του Σχ. 4.1). Με αυτό τον τρόπο κατασκευάζουμε τους αζιμουθιακούς μέσους όρους της ισχύος των ταλαντώσεων των 3, 5 και 7 min, σαν συνάρτηση της απόστασης από το δίκτυο (Σχ. 4.9).

Στην πρώτη γραμμή του Σχ. 4.9 δίνονται οι αζιμουθιακοί μέσοι όροι της ισχύος, που υπολογίστηκαν για τη G-band (πρώτο γράφημα), την ένταση του συνεχούς του οργάνου MDI (δεύτερο γράφημα) και την ταχύτητα Doppler της φασματικής γραμμής του Ni I (τρίτο γράφημα). Στην G-band, η ισχύς των ταλαντώσεων των 3, 5 και 7 min είναι σχεδόν σταθερή για κάθε τιμή της απόστασης. Το ίδιο ισχύει και για την ισχύ των 3 min και 5 min της έντασης του συνεχούς του MDI και της ταχύτητας Doppler, αν και η ισχύς των 3 min είναι σχετικά ελαττωμένη κοντά στο δίκτυο. Οι McIntosh et al. (2003) ισχυρίζονται ότι ελαφρώς ελαττωμένη ακουστική ισχύς στην ταχύτητα Doppler σχετίζεται με τις μαγνητικές σκιές του δικτύου, ωστόσο μια τέτοια μείωση είναι δύσκολο να εντοπιστεί στους χάρτες του Σχ. 4.4. Η ισχύς των ταλαντώσεων των 7 min της έντασης του συνεχούς του MDI (δεύτερο γράφημα, διακεκομμένη γραμμή) είναι επίσης σχεδόν σταθερή με την απόσταση από το δίκτυο, για αποστάσεις μεγαλύτερες του 1''. Η ισχύς της ίδιας περιόδου στην ταχύτητα Doppler της γραμμής Ni I είναι ελαφρώς αυξημένη κοντά στο δίκτυο.

Οι αζιμουθιακοί μέσοι όροι, που υπολογίστηκαν για τις εντάσεις συνεχούς στα υπεριώδη, του οργάνου TRACE (Σχ. 4.9, δεύτερη γραμμή) παρουσιάζουν ενδιαφέρον καθώς απεικονίζουν το φαινόμενο της μαγνητικής σκιάς. Η ισχύς όλων των ταλαντώσεων είναι ελαττωμένη μέχρι τα 5'' - 6'' από το χρωμοσφαιρικό δίκτυο και η ελάττωση αυτή είναι πιο έντονη στα 3 min. Μεταξύ των τριών φίλτρων, μικρότερη ένταση του φαινομένου της μαγνητικής σκιάς παρατηρείται στα 1700 Å,

όπου και η ελάττωση της ισχύος είναι μικρότερη. Επιπλέον, και τα τρία φίλτρα παρουσιάζουν αυξημένη ισχύ στα 0'', δηλαδή πάνω στο δίκτυο. Αυξημένη ισχύς στα 7 min στο δίκτυο μπορεί να εξηγηθεί, σε αυτό το ύψος, από τις απώλειες λόγω ακτινοβολίας, οι οποίες έχουν σαν αποτέλεσμα να αυξάνεται η περίοδος που αντιστοιχεί στο ακουστικό κατώφλι και να διευκολύνεται η διάδοση προς τα πάνω, κυμάτων μεγαλύτερων περιόδων (Roberts 1983).



Σχήμα 4.9. Αζιμουθιακοί μέσοι όροι του λογαρίθμου της ισχύος των ταλαντώσεων στα 3 min (συμπαγής γραμμή), 5 min (στικτή γραμμή) και 7 min (διακεκομμένη γραμμή) για τους χάρτες ισχύος των σχημάτων 4.4 – 4.8. Στην πρώτη γραμμή δίνονται για την G-band, την ένταση συνεχούς του MDI και την ταχύτητα Doppler της γραμμής Ni I. Στη δεύτερη γραμμή δίνονται για τις εντάσεις στα φίλτρα του TRACE και στην τρίτη γραμμή για τις εντάσεις κατά μήκος του προφίλ της Ha. Στην τέταρτη γραμμή δίνονται για την ένταση στην Ca II H και για το DS στα $\pm 0.35 \text{ \AA}$ και $\pm 0.70 \text{ \AA}$ από το κέντρο της γραμμής Ha. Το 0'' αντιστοιχεί στο δίκτυο.

Όπως είδαμε, η αυξημένη ισχύς των ταλαντώσεων σε όλες τις περιόδους στην περιοχή της ροζέτας ήταν το χαρακτηριστικό των χαρτών ισχύος των εντάσεων σε όλα τα μήκη κύματος της γραμμής Ηα (Σχ. 4.7). Η αύξηση αυτή φαίνεται και στους αζιμουθιακούς μέσους όρους της τρίτης σειράς του Σχ. 4.9. Η μεγαλύτερη αύξηση παρατηρείται στην καμπύλη των 7 min, ενώ ακολουθεί η αύξηση που παρατηρείται στην ισχύ των ταλαντώσεων των 5 min, και για τα τρία μήκη κύματος κατά μήκος του προφίλ της γραμμής. Αξίζει να σημειωθεί ότι η αύξηση αυτή της ισχύος παρατηρείται μέχρι τα 10'' - 12'' από το χρωμοσφαιρικό δίκτυο. Η απόσταση αυτή συμπίπτει με το τυπικό μήκος των ψηφίδων. Η ισχύς των ταλαντώσεων των 3 min είναι αυξημένη μέχρι τα 9'' περίπου, στην ένταση στα $\pm 0.70 \text{ \AA}$, ενώ στα $\pm 0.35 \text{ \AA}$ είναι σχεδόν σταθερή με την απόσταση από το δίκτυο. Στο κέντρο της γραμμής της Ηα παρατηρείται και πάλι αύξηση της ισχύος των ταλαντώσεων των 3 min, μέχρι τα 7'' περίπου, είναι όμως μικρότερη σε ένταση.

Στην τελευταία γραμμή του Σχ. 4.9 δίνονται οι αζιμουθιακοί μέσοι όροι που υπολογίστηκαν για την ένταση στην Ca II H και τα σήματα Doppler στα ± 0.35 και $\pm 0.70 \text{ \AA}$ από το κέντρο της Ηα. Η μαγνητική σκιά, που φαίνεται στον πρώτο χάρτη του Σχ. 4.6, είναι φανερή ως ελάττωση της ισχύος των ταλαντώσεων των 3 min, μέχρι τα 10'' από το χρωμοσφαιρικό δίκτυο. Η ισχύς των ταλαντώσεων των 5 και 7 min της Ca II H είναι αυξημένη μέχρι τα 1'' - 2'' από το δίκτυο. Γενικά, οι αζιμουθιακοί μέσοι όροι που υπολογίστηκαν για τη γραμμή Ca II H έχουν πολλές ομοιότητες με τους αντίστοιχους των καναλιών του TRACE (βλ. Σχ. 4.9, δεύτερη γραμμή). Διαφέρουν ως προς το ότι δεν εντοπίζεται μείωση της ισχύος των 5 και 7 min κοντά στο δίκτυο, στις αντίστοιχες καμπύλες του Ca II H και, επίσης, δεν παρατηρείται αύξηση της ισχύος των 3 min στο δίκτυο.

Η ισχύς των ταλαντώσεων των 3 min του DS στα $\pm 0.35 \text{ \AA}$ από το κέντρο της Ηα είναι ελάχιστη στα 0'' και αυξάνεται σχεδόν ομαλά μέχρι τα 12''. Όπως βρέθηκε, η έκταση της μαγνητικής σκιάς είναι μεγαλύτερη στο DS στα $\pm 0.35 \text{ \AA}$ από ό,τι στα άλλα φίλτρα στα οποία παρατηρείται. Η μείωση της ισχύος των 5 min, στην ίδια περιοχή, είναι μικρότερη σε έκταση από τη μείωση της ισχύος των 3 min και διακόπτεται από μια περιοχή αυξημένης ισχύος, μεταξύ 2'' και 7''. Η ισχύς των 7 min είναι μεγαλύτερη από αυτή στα 3 και 5 min, μέχρι τα 10'' από το δίκτυο και μετά από αυτή την απόσταση είναι μικρότερη και από τις δύο. Στο DS στα $\pm 0.70 \text{ \AA}$, όπως φαίνεται και στους χάρτες ισχύος του Σχ. 4.8, η ελάττωση της ισχύος δίνει τη θέση

της σε αύξηση στην περιοχή της ροζέτας, δηλαδή μέχρι τα 9'' από το δίκτυο και στις τρεις περιοχές περιόδων.

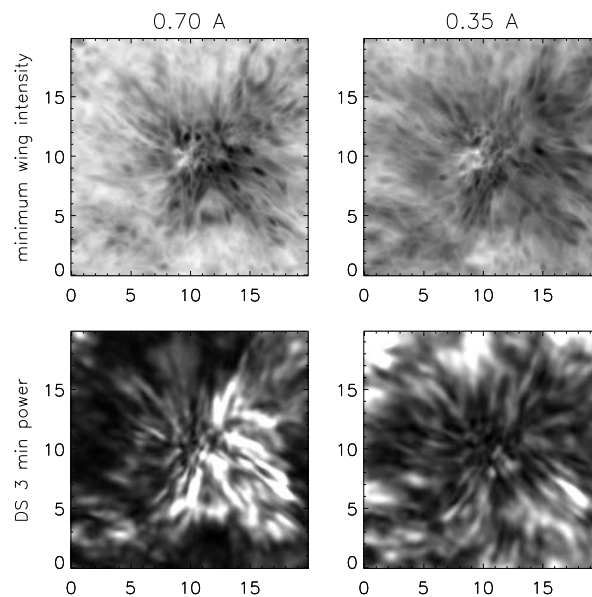
Από τη μελέτη των αζιμουθιακών μέσων όρων της ισχύος στα 3, 5 και 7 min, σαν συνάρτηση της απόστασης συμπεραίνουμε ότι οι μαγνητικές σκιές εμφανίζονται γύρω από το χρωμοσφαιρικό δίκτυο, ψηλότερα από το ύψος ελάχιστης θερμοκρασίας (όπου σχηματίζονται τα υπεριώδη συνεχή 1700, 1600 και 1550 Å). Επίσης, συμπεραίνεται ότι η έκταση της σκιάς μεγαλώνει με το ύψος. Είναι μικρότερη στους χάρτες ισχύος των 1700 Å, πιο εκτεταμένη στα 1600 Å, 1550 Å και Ca II H, αντιστοίχως, και μέγιστη στους χάρτες ισχύος του DS στα ± 0.35 Å από το κέντρο της Ha. Αυτή η παρατήρηση είναι μια ένδειξη του ρόλου του μαγνητικού πεδίου στη δημιουργία της μαγνητικής σκιάς, ο οποίος θα διερευνηθεί στη συνέχεια της διατριβής. Τέλος, η έκταση της περιοχής αυξημένης ακουστικής ισχύος, που παρατηρείται στην ένταση όλων των μηκών κύματος του προφίλ της Ha και του DS ± 0.70 Å, και για τις τρεις περιόδους, η οποία είναι συγκρίσιμη με το τυπικό μήκος των ψηφίδων, είναι άλλη μια ένδειξη του ρόλου αυτών των χρωμοσφαιρικών, επιμήκων δομών στη δημιουργία της άλω ισχύος και της μαγνητικής σκιάς.

4.4.5. Ισχύς των ταλαντώσεων, χρωμοσφαιρική λεπτή υφή και ψηφίδες

Καθώς η ειδοποιός διαφορά ανάμεσα στο μεσοδίκτυο και το δίκτυο είναι το μαγνητικό πεδίο, που αποτελεί στην ουσία τη ραχοκοκαλιά της λεπτής υφής της χρωμόσφαιρας, είναι λογικό οι διαφορές, που παρουσιάζονται στις παρατηρούμενες ταλαντώσεις, να αναζητηθούν σε σχέση με το μαγνητικό πεδίο. Μια οπτική εξέταση των χαρτών ισχύος υποδεικνύει μια σχέση ανάμεσα στη λεπτή υφή (λαμπρά σημεία του δικτύου και χρωμοσφαιρικές ψηφίδες) και την κατανομή της ισχύος (λαμπρές και σκοτεινές κυκλικές ή επιμήκεις δομές).

Οι μαγνητικές σκιές που εντοπίσαμε στους χάρτες των 3 min του TRACE και της Ca II H, αλλά και σε αυτούς του DS ± 0.35 Å, εντοπίζονται γύρω από το δίκτυο και εμφανίζουν πολλές μορφολογικές ομοιότητες, όπως ήδη αναφέρθηκε. Ως προς την έκταση, είναι μεγαλύτερες στην Ca II H και το DS ± 0.35 Å, που, όπως έχει αναφερθεί, περιέχουν συνιστώσες από μεγαλύτερα ύψη από ό,τι οι παρατηρήσεις του TRACE, ειδικά στην περιοχή του δικτύου. Η πιο εκτεταμένη μορφή των σκιών σε

αυτά τα φίλτρα εξηγείται αν ληφθεί υπόψη η διαστολή των σωλήνων μαγνητικής ροής του δικτύου με το ύψος. Ταυτόχρονα, επιβεβαιώσαμε το εύρημα των Krijger et al. (2001), οι οποίοι κάνουν λόγο για άλω ισχύος γύρω από τις μαγνητικές σκιές. Σε αυτές τις περιπτώσεις, η σχέση της κατανομής της ισχύος με τις χρωμοσφαιρικές δομές που παρατηρούμε στα αντίστοιχα φίλτρα είναι προφανής.

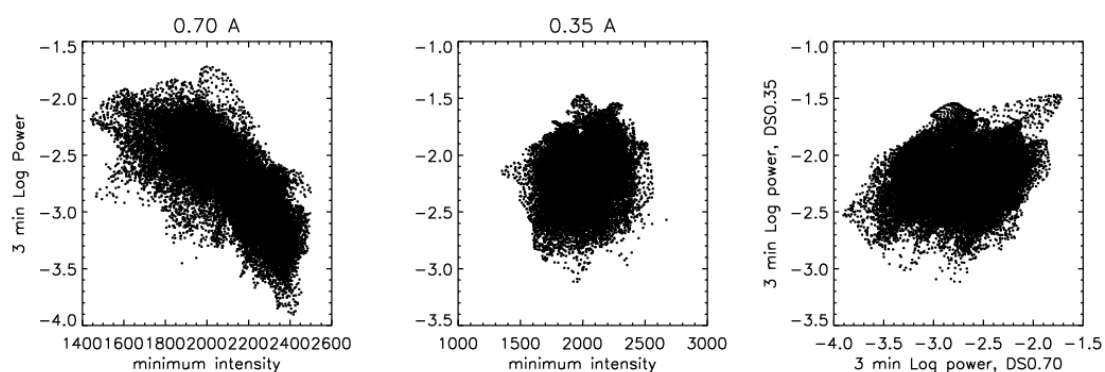


Σχήμα 4.10. Πρώτη γραμμή: η περιοχή της ροζέτας όπως φαίνεται στους χάρτες ελάχιστης έντασης στα ± 0.70 και ± 0.35 Å από το κέντρο της H α (βλ. κείμενο). Δεύτερη γραμμή: η ίδια περιοχή όπως φαίνεται στους χάρτες ισχύος στα αντίστοιχα DS. Οι τιμές στου άξονες είναι σε arcsec.

Προκειμένου να εξετάσουμε αν υπάρχει σχέση μεταξύ των θέσεων όπου εμφανίζονται οι χρωμοσφαιρικές ψηφίδες στη γραμμή H α και της αύξησης ή μείωσης της ισχύος στις ίδιες θέσεις, κατασκευάσαμε τα διαγράμματα διασποράς μεταξύ της ελάχιστης έντασης, σε ολόκληρη τη χρονική σειρά, σε μια θέση του προφίλ (H α ± 0.35 Å και H α ± 0.70 Å) και της ισχύος στο αντίστοιχο DS. Εξετάζουμε την ισχύ των 3 min και τα DS, καθώς σε αυτά η ενίσχυση ή ελάττωση της ισχύος στη ροζέτα είναι χαρακτηριστικές. Οι χάρτες της ελάχιστης έντασης κατασκευάζονται θέτοντας σε κάθε εικονοστοιχείο την ελάχιστη τιμή της έντασης που εμφανίζεται για αυτό το εικονοστοιχείο σε όλη τη χρονοσειρά. Οι χάρτες αυτοί φαίνονται στην πρώτη σειρά του Σχ. 4.10. Οι δομές σε απορρόφηση είναι πιο λεπτές και επιμήκεις από ό,τι οι αντίστοιχες της μέσης έντασης (Σχ. 4.1). Ακόμα και η σύντομη εμφάνιση μιας

ψηφίδας θα αφήσει το αποτύπωμά της σε αυτούς τους χάρτες, ενώ είναι πιθανό η συνεισφορά της στη μέση ένταση να «χαθεί». Χαρακτηριστικό είναι ότι στην Ηα, στα $\pm 0.70 \text{ \AA}$, η αντίθεση μεταξύ των ιχνών των ψηφίδων και του υπόλοιπου πεδίου είναι μεγαλύτερη από αυτή στα $\pm 0.35 \text{ \AA}$. Άλλωστε οι ψηφίδες είναι πιο ευδιάκριτες στις πτέρυγες σε μεγαλύτερες αποστάσεις από το κέντρο της γραμμής (μεγαλύτερες των 0.5 \AA). Συγκρίνοντας την ελάχιστη ένταση στα $\pm 0.70 \text{ \AA}$ με την αντίστοιχη ισχύ του DS στην ίδια θέση, στα 3 min (Σχ. 4.10, δεύτερη σειρά, πρώτη εικόνα) φαίνεται ότι οι περισσότερες σκοτεινές χρωμοσφαιρικές δομές αντιστοιχούν σε αντίστοιχες δομές μεγάλης ισχύος. Αυτή η αντιστοιχία δεν είναι εμφανής στη περίπτωση της Ηα στα $\pm 0.35 \text{ \AA}$, όπου, επιπλέον, η ισχύς εμφανίζεται ελαττωμένη.

Οι πιο πάνω διαπιστώσεις αποτυπώνονται στα διαγράμματα διασποράς του Σχ. 4.11. Στο πρώτο από αυτά διακρίνεται καθαρή αντισυσχέτιση μεταξύ του λογαρίθμου της ισχύος και της ελάχιστης έντασης: οι θέσεις των χρωμοσφαιρικών ψηφίδων στα $\pm 0.70 \text{ \AA}$ από το κέντρο της γραμμής Ηα συνοδεύονται από αυξημένη ισχύ στα 3 min του αντίστοιχου DS. Αντίθετα, στο μεσαίο διάγραμμα, που αναφέρεται στην ένταση στα $\pm 0.35 \text{ \AA}$, φαίνεται να υπάρχει η αντίθετη συμπεριφορά ανάμεσα στις δυο ποσότητες, αν και όχι τόσο έντονη. Στο δεξί διάγραμμα διασποράς του Σχ. 4.11, αυτό μεταξύ της ισχύος των 3 min του DS στα $\pm 0.35 \text{ \AA}$ προς την αντίστοιχη ισχύ του DS στα $\pm 0.70 \text{ \AA}$, φαίνεται ότι υπάρχει συσχέτιση ανάμεσα στις περιοχές μεγάλης ισχύος στους δύο χάρτες. Πράγματι, στο Σχ. 4.11 φαίνεται ότι πολλές από τις δομές (όχι όμως όλες) είναι κοινές στους δύο χάρτες.



Σχήμα 4.11. Αριστερά: διάγραμμα διασποράς μεταξύ του λογαρίθμου της ισχύος των ταλαντώσεων των 3 min του DS στα $\pm 0.70 \text{ \AA}$ και της ελάχιστης έντασης στην ίδια θέση του προφίλ. Κέντρο: το ίδιο, για τα $\pm 0.35 \text{ \AA}$. Δεξιά: διάγραμμα διασποράς του λογαρίθμου της ισχύος των ταλαντώσεων των 3 min του DS στα $\pm 0.35 \text{ \AA}$ προς την αντίστοιχη του DS στα $\pm 0.70 \text{ \AA}$. Τα διαγράμματα έγιναν για τα εικονοστοιχεία της περιοχής της ροζέτας, σε μια επιφάνεια ακτίνας $10''$ από το «κέντρο» της (λευκός σταυρός του Σχ. 4.1).

Δεδομένου ότι η Ηα στα $\pm 0.70 \text{ \AA}$ σχηματίζεται σε χαμηλότερο ύψος από το ύψος στο οποίο σχηματίζεται η Ηα στα $\pm 0.35 \text{ \AA}$, είναι αναμενόμενο να απεικονίζει διαφορετικά τμήματα των σωλήνων μαγνητικής ροής, που αποκλίνουν και συνδέουν το χρωμοσφαιρικό δίκτυο με μαγνητικά στοιχεία σε άλλες θέσεις του δικτύου ή του μεσοδικτύου. Λόγω αυτής της πολύπλοκης συνδεσιμότητας των μαγνητικών συγκεντρώσεων της ήρεμης αυτής περιοχής, είναι εξαιρετικά πιθανό οι περιοχές υψηλότερης ισχύος να απεικονίζουν κατά τόπους τους ίδιους ή διαφορετικούς σωλήνες μαγνητικής ροής ή, αντιστοίχως, μέρη τους. Τονίζουμε πάντως ότι σκοπός των διαγραμμάτων διασποράς του Σχ. 4.11 δεν είναι να προσδιοριστεί μια σχέση που να συνδέει ποσοτικά την απορρόφηση στην Ηα, και επομένως τις ψηφίδες, με την ισχύ, δεν θα είχε άλλωστε φυσικό νόημα. Είναι ωστόσο βέβαιο, από τα αποτελέσματα που παρουσιάστηκαν πιο πάνω, ότι η λεπτή υφή της χρωμόσφαιρας σχετίζεται άμεσα με την παρατηρούμενη κατανομή της ισχύος των ταλαντώσεων. Στο επόμενο κεφάλαιο, θα εξετάσουμε πληρέστερα τη σχέση αυτή, σε συνδυασμό με το ρόλο του μαγνητικού πεδίου της χρωμόσφαιρας.

4.5. Συμπεράσματα και συζήτηση

Στα προηγούμενα διερευνήθηκε η κατανομή της ισχύος των ταλαντώσεων των 3, 5 και 7 min σε σχέση με την απόσταση από το μαγνητικό δίκτυο, αλλά και το ύψος, αφού οι παρατηρήσεις μας καλύπτουν μια περιοχή υψών από τη βάση της φωτόσφαιρας ως την ανώτερη χρωμόσφαιρα, περίπου στα 2000 km. Μέχρι τώρα είχε γίνει γνωστό ότι η ακουστική ισχύς είναι μειωμένη γύρω από συγκεντρώσεις ισχυρών μαγνητικών πεδίων, στη χρωμόσφαιρα, σχηματίζοντας τις μαγνητικές σκιές. Η συμπεριφορά αυτή είχε εντοπιστεί σε διδιάστατους χάρτες της ακουστικής ισχύος τόσο σε εκτεταμένες συγκεντρώσεις λαμπρών εκτάσεων σε ενεργές περιοχές (plages) όσο και στον ήρεμο Ήλιο από τους Judge et al (2001). Τα αποτελέσματα των τελευταίων αμφισβήτησαν οι Krijger et al. (2001) θεωρώντας πως αυτή η ελάττωση στο δίκτυο οφείλεται στον τρόπο με τον οποίο εκείνοι κανονικοποίησαν την ένταση (όπως κάναμε και εμείς, βλ. παράγραφο 4.3). Ωστόσο η ελάττωση αυτή έχει συνδεθεί και στις δύο περιπτώσεις (ήρεμο Ήλιο και ενεργές περιοχές) με το μαγνητικό πεδίο

της χρωμόσφαιρας (McIntosh et al. 2003, Muglach et al. 2005, Moretti et al. 2007) και την έκταση του μαγνητικού θόλου. Ήταν επίσης γνωστό ότι σε χαμηλότερα στρώματα η ισχύς τείνει να αυξάνεται σχηματίζοντας τις άλω ισχύος γύρω από μαγνητικές συγκεντρώσεις σε ενεργές περιοχές, αν και οι Krijger et al. (2001) ισχυρίζονται ότι τις εντοπίζουν και στον Ήρεμο ήλιο, στα υπεριώδη συνεχή του TRACE.

Τα αποτελέσματά μας επιβεβαιώνουν αυτή την εικόνα, της ύπαρξης δηλαδή άλω ισχύος και μαγνητικής σκιάς, και την επεκτείνουν στη χρωμόσφαιρα, όπως αυτή απεικονίζεται στη γραμμή Ηα. Βρήκαμε ότι η μαγνητική σκιά παρατηρείται επίσης στους χάρτες ισχύος των ταλαντώσεων των 3 και 5 min στο DS στα $\pm 0.35 \text{ \AA}$ από το κέντρο της Ηα, το οποίο προέρχεται από ύψη μεγαλύτερα των 800 - 1000 km. Η μαγνητική σκιά αντικαθίσταται από μια άλω ισχύος στους αντίστοιχους χάρτες στο DS στα $\pm 0.70 \text{ \AA}$, το οποίο προέρχεται από χαμηλότερα ύψη (~200 - 500 km). Η αιτία της ύπαρξης των δύο αυτών φαινομένων στην ίδια περιοχή, αλλά σε διαφορετικά ύψη θα πρέπει να αναζητηθεί στο ρόλο που παίζει το μαγνητικό πεδίο του δικτύου, το οποίο επεκτείνεται με το ύψος και γεμίζει όλο τον χρωμοσφαιρικό όγκο, σχηματίζοντας το μαγνητικό θόλο.

Αυτή η σύνδεση έχει γίνει στις μελέτες που αναφέρθηκαν στην προηγούμενη παράγραφο και έχει περιγραφεί και θεωρητικά σε μελέτες προσομοιώσεων της κυματικής διάδοσης στο ανομοιογενές περιβάλλον της χρωμόσφαιρας (Rosenthal et al. 2002, Bogdan et al. 2003, Khomenko et al. 2008b). Η ανάκλαση/διάθλαση των κυμάτων πάνω στο μαγνητικό θόλο και ο μετασχηματισμός τους στα διάφορα είδη μαγνητοϋδροδυναμικών κυμάτων μπορεί να εξηγήσει την ενίσχυση ή μείωση της ισχύος. Το αν θα είναι ανιχνεύσιμη κάποια από τις δύο, αποτελεί πλέον κοινή αντίληψη ότι έχει να κάνει με το ύψος σχηματισμού της ακτινοβολίας, που παρατηρούμε χρησιμοποιώντας συγκεκριμένα φίλτρα, σε σχέση με το ύψος σχηματισμού του μαγνητικού θόλου. Σε ό,τι αφορά τις παρατηρήσεις μας στην Ηα, η σύγκρισή της με τους χάρτες ισχύος των άλλων φίλτρων που παρουσιάστηκαν δείχνουν μέχρι στιγμής ότι η μαγνητική σκιά και η άλω δεν αποτελούν συμπτωματικές παρατηρήσεις, ωστόσο στο επόμενο κεφάλαιο θα τις μελετήσουμε αναλυτικότερα μαζί με μαγνητογράμματα υψηλής ανάλυσης για να βρούμε τη σύνδεσή τους με το μαγνητικό πεδίο.

Άλλο ένα σημαντικό εύρημα της ανάλυσής μας είναι ο ρόλος των χρωμοσφαιρικών ψηφίδων στη διαμόρφωση της κατανομής της ισχύος. Σε

προηγούμενες μελέτες, στις οποίες έχουμε αναφερθεί, δεν υπήρχε πληροφορία για το ρόλο αυτό είτε διότι στα φίλτρα που χρησιμοποιούνταν δεν φαίνονται τέτοιες δομές είτε λόγω χαμηλής ανάλυσης. Στα αποτελέσματα, που παρουσιάσαμε πιο πάνω, φαίνεται ότι η ισχύς ακολουθεί τη νηματοειδή δομή των ψηφίδων και μάλιστα, σε ό,τι αφορά την άλω ισχύος, αυτές αποτελούν το χώρο όπου η ισχύς είναι ενισχυμένη. Εάν πρόκειται για μαγνητο-ακουστικά κύματα, είναι λογικό να περιμένει κανείς ότι οι σωλήνες μαγνητικής ροής, που σκιαγραφούν οι ψηφίδες, να αποτελούν το περιβάλλον στο οποίο διαδίδονται τέτοια κύματα. Αυτό το σενάριο θα εξεταστεί στα επόμενα μελετώντας τη σχέση που ενδεχομένως να έχουν οι ψηφίδες με το μαγνητικό πεδίο της χρωμόσφαιρας.

Τέλος, μένει να εξεταστεί ο λόγος για τον οποίο εντοπίζουμε σημαντική ισχύ ταλαντώσεων μεγάλης περιόδου (5 και 7 min) στη χρωμόσφαιρα. Από τη θεωρία θα αναμενόταν ότι μόνο ακουστικά κύματα με περιόδους μικρότερες από 3 min (συχνότητες μεγαλύτερες από 5.2 mHz) μπορούν να διαδοθούν σε μεγαλύτερα ύψη, ενώ τα υπόλοιπα αποκόπτονται στη φωτόσφαιρα και σχηματίζουν στάσιμα κύματα. Όπως, όμως, αναφέρθηκε στην Εισαγωγή της διατριβής και στην εισαγωγή του κεφαλαίου αυτού, υπάρχει η δυνατότητα κύματα μεγαλύτερης περιόδου να διαδοθούν σε μεγαλύτερα ύψη, μέσω της μείωσης του κατωφλίου ακουστικών συχνοτήτων, που συντελείται όταν υπάρχουν ισχυρά, κεκλιμένα μαγνητικά πεδία (*p-mode leakage*). Ο ρόλος των ψηφίδων, οι οποίες ιχνογραφούν αυτά τα μαγνητικά πεδία, στη διάδοση των κυμάτων θα πρέπει επίσης να εξεταστεί. Σημειώνουμε, επίσης, ότι για να βγάλουμε συμπεράσματα σχετικά με την κυματική διάδοση δεν αρκεί η φασματική ανάλυση που προηγήθηκε, αλλά θα χρειαστεί να εξεταστούν επίσης οι διαφορές φάσεων ανάμεσα στις ανιχνευθείσες ταλαντώσεις στα διάφορα φίλτρα. Αποτελέσματα από μια τέτοια ανάλυση θα παρουσιαστούν στη συνέχεια της μελέτης.

Κεφάλαιο 5

Ταλαντώσεις σε μια περιοχή του δικτύου στη φασματική γραμμή Ηα και η σχέση τους με το μαγνητικό πεδίο

5.1. Εισαγωγή

Στο προηγούμενο κεφάλαιο παρουσιάστηκαν οι διαφορετικές ιδιότητες του χρωμοσφαιρικού δικτύου, των ψηφίδων και του μεσοδικτύου σε ό,τι αφορά την ισχύ των ταλαντώσεων και το φάσμα τους. Σύμφωνα με την παρούσα γνώση είναι λογικό να αναμένει κανείς ότι η φύση των ταλαντώσεων θα αλλάξει, από αμιγώς ακουστικές στο μεσοδίκτυο, όπου η πίεση του αερίου κυριαρχεί, σε μαγνητοακουστικές πάνω από το δίκτυο, όπου κυριαρχεί η μαγνητική πίεση.

Φαίνεται, λοιπόν, πώς θα μπορούσε κανείς να διαμερίσει την ατμόσφαιρα του Ήλιου σε δύο όμορες περιοχές με πλάσμα διαφορετικής δυναμικής συμπεριφοράς. Μια τέτοια διαμέριση μπορεί να γίνει με τη βοήθεια της «παραμέτρου β » του πλάσματος, που εκφράζει το λόγο μεταξύ της πίεσης του αερίου και της μαγνητικής πίεσης. Λόγω της υδροστατικής διαστρωμάτωση της ηλιακής ατμόσφαιρας, η πίεση του αερίου είναι μεγαλύτερη στη βάση της ατμόσφαιρας και μειώνεται με το ύψος. Στη φωτόσφαιρα, τα μαγνητικά πεδία αναγκάζονται να συγκεντρωθούν σε πολύ περιορισμένο όγκο, αφήνοντας σχεδόν «κενό» μαγνητικών πεδίων το μεγαλύτερο όγκο της. Επομένως εκεί το β είναι πολύ μεγαλύτερο της μονάδας και η πίεση του αερίου κυριαρχεί «αναγκάζοντας» το πλάσμα να αποκρίνεται στις όποιες διαταραχές δημιουργώντας ακουστικά κύματα. Σε μεγαλύτερα ύψη, με την ελάττωση της πίεσης του αερίου, οι σωλήνες μαγνητικής ροής διαστέλλονται και το μαγνητικό πεδίο γεμίζει όλο και μεγαλύτερο όγκο με αποτέλεσμα η τιμή της μαγνητικής πίεσης να

αυξάνεται και η παράμετρος β να γίνεται μικρότερη της μονάδας. Εκεί τα κύματα δεν είναι πλέον ακουστικά, αλλά μαγνητο-ακουστικά.

Τα κύματα που παράγονται στη φωτόσφαιρα αλληλεπιδρούν με το οριακό στρώμα, όπου το β είναι της τάξης της μονάδας, που ονομάζεται μαγνητικός θόλος (Κεφάλαιο 1) και το οποίο διαχωρίζει τις περιοχές υψηλού β από αυτές με χαμηλό β . Σε αυτό το οριακό στρώμα, οι φασικές ταχύτητες των ταχέων και αργών μαγνητο-ακουστικών κυμάτων είναι σχεδόν ίσες (Κεφάλαιο 2) με αποτέλεσμα στο μαγνητικό θόλο να μην είναι δυνατή η διάκριση μεταξύ τους. Μάλιστα, τα κύματα υφίστανται μετατροπή (mode conversion), από το ένα είδος στο άλλο, με αποτέλεσμα να μεταφέρεται ενέργεια από τα αργά μαγνητο-ακουστικά κύματα στα ταχέα και αντιστρόφως. Σε μια σειρά από θεωρητικές μελέτες, αλλά και μελέτες που βασίζονται σε πειράματα μαγνητοϋδροδυναμικών προσομοιώσεων, έχουν περιγραφεί πλευρές της συμπεριφοράς των ακουστικών ταλαντώσεων στο περιβάλλον των σωλήνων μαγνητικής ροής (Rosenthal et al. 2002, Bogdan et al. 2003, Carlsson & Bogdan 2006, Cally 2007, Khomenko et al. 2008b). Σε αυτές τις μελέτες υπογραμμίζεται ο ρόλος της γεωμετρίας του μαγνητικού πεδίου και του μαγνητικού θόλου, της επιφάνειας, δηλαδή, που οριοθετεί τις δύο περιοχές διαφορετικής δυναμικής.

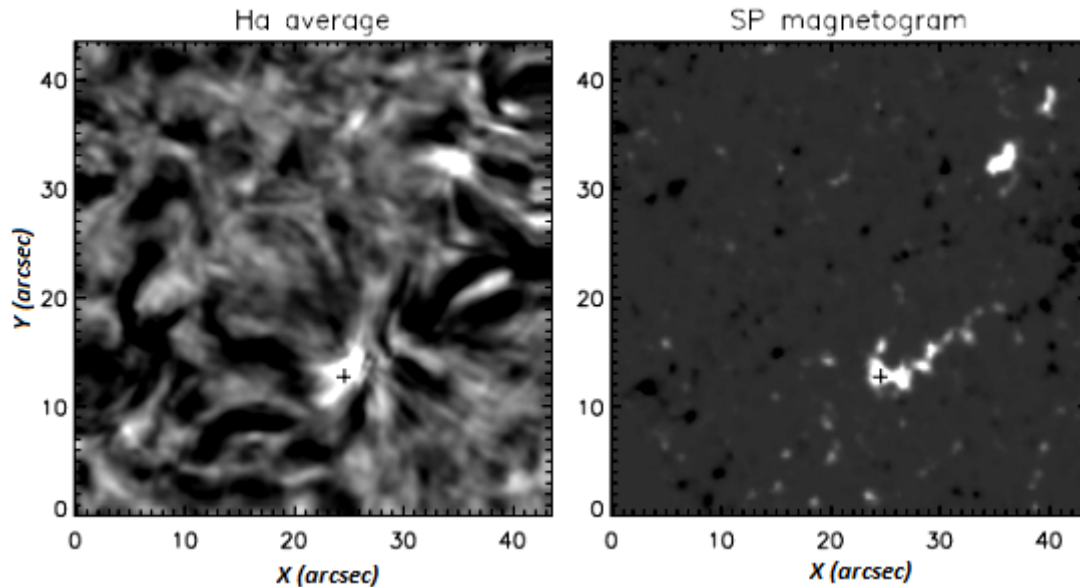
Εκτός από τις θεωρητικές μελέτες και εκείνες που βασίζονται σε πειράματα προσομοίωσης, ένας μεγάλος αριθμός σχετικά πρόσφατων μελετών, οι οποίες βασίζονται σε παρατηρησιακά δεδομένα, έχουν αναδείξει τη σχέση μεταξύ της κατανομής της ισχύος των ταλαντώσεων και της γεωμετρίας του μαγνητικού πεδίου μιας περιοχής του Ήλιου. Σε συνέχεια της εργασίας των Judge et al. (2001) και τον εντοπισμό της μαγνητικής σκιάς σε μια περιοχή του μαγνητικού δικτύου χρησιμοποιώντας δεδομένα του TRACE και του SUMER, οι McIntosh & Judge (2001) έδειξαν πως η μαγνητική σκιά βρίσκεται σε περιοχή όπου τα μαγνητικά πεδία κλείνουν στην παρακείμενη χρωμόσφαιρα, εμποδίζοντας τα μαγνητο-ακουστικά κύματα να κατευθυνθούν προς ανώτερα στρώματα. Αργότερα, οι McIntosh et al (2003), χρησιμοποιώντας δεδομένα από το TRACE σε συνδυασμό με μαγνητογράμματα του MDI, έδειξαν πως οι μαγνητικές σκιές ταυτίζονται με περιοχές, όπου ο μαγνητικός θόλος σχηματίζεται χαμηλότερα. Αντίστοιχη σύνδεση έγινε στο κέντρο δράσης AR9172 από τους Muglach et al. (2005). Στη μελέτη αυτή, συμπεραίνεται ότι τόσο η μείωση όσο και η ενίσχυση της ισχύος των ακουστικών ταλαντώσεων σε δύο περιοχές με διαφορετική μαγνητική τοπολογία οφείλεται στην αλληλεπίδρασή τους με το μαγνητικό θόλο.

Στο κεφάλαιο αυτό θα εξετάσουμε το ρόλο του μαγνητικού πεδίου στη δημιουργία της άλω ισχύος και της μαγνητικής σκιάς. Προς τούτο, θα συγκρίνουμε τις παρατηρήσεις των ταλαντώσεων των DS που υπολογίζονται στα $\pm 0.35 \text{ \AA}$ και $\pm 0.70 \text{ \AA}$ από το κέντρο της γραμμής H α , με τη γεωμετρία του μαγνητικού πεδίου, την οποία υπολογίζουμε από υψηλής ανάλυσης μαγνητογράμματα του SOT/SP. Από τα τελευταία, υπολογίζουμε το διάνυσμα του μαγνητικού πεδίου της χρωμόσφαιρας σε διάφορα ύψη της ατμόσφαιρας βασισμένοι στην απλούστερη παραδοχή, αυτή του μαγνητικού πεδίου χωρίς ηλεκτρικά ρεύματα (*potential* ή *current-free*). Στη συνέχεια θα συνδέσουμε τους διδιάστατους χάρτες ισχύος της γραμμής H α με τη δυναμική του χρωμοσφαιρικού πλάσματος και τη γεωμετρία του μαγνητικού πεδίου. Τα αποτελέσματα του κεφαλαίου έχουν δημοσιευτεί (Kontogiannis et al. 2010b).

5.2. Παρατηρήσεις

Οι παρατηρήσεις που θα χρησιμοποιήσουμε είναι χρονοσειρές εικόνων που λήφθηκαν στις 15 Οκτωβρίου του 2007 από το τηλεσκόπιο DOT στη γραμμή H α και σαρώσεις του φωτοσφαιρικού μαγνητικού πεδίου από το όργανο SOT/SP του δορυφόρου Hinode. Όπως αναφέρεται και στο Κεφάλαιο 3, στο διάστημα μεταξύ 09:00 και 09:30 UT, τα δεδομένα του DOT δεν έχουν διακοπεί και λαμβάνονται με ρυθμό 30 s. Στο ίδιο διάστημα το SOT/SP πραγματοποίησε δύο σαρώσεις της ίδιας περίπου περιοχής (μεταξύ 09:05-09:15 και 09:15-09:25 UT). Η κοινή περιοχή που παρατηρούσαν τα δύο όργανα φαίνεται στο Σχ. 5.1.

Θα πρέπει να σημειωθεί ότι το πεδίο των παρατηρήσεων της H α είναι λίγο μεγαλύτερο από αυτό που παρουσιάστηκε στο προηγούμενο κεφάλαιο ($84'' \times 87''$) έναντι $76'' \times 62''$) και περιλαμβάνει άλλη μια μικρή ροζέτα (πάνω δεξιά στις εικόνες του Σχ. 5.1). Όπως φαίνεται από το μαγνητόγραμμα, το μαγνητικό δίκτυο αποτελείται από δύο συγκεντρώσεις λαμπρών σημείων θετικής πολικότητας ενώ ανάμεσά τους, στο δεξί τμήμα της εικόνας φαίνεται μια σειρά από μαγνητικά στοιχεία αντίθετης πολικότητας.



Σχήμα 5.1. Μέση ένταση στο κέντρο της γραμμής Ηα (αριστερά) μιας ήρεμης περιοχής στο κέντρο του ηλιακού δίσκου και το αντίστοιχο μαγνητόγραμμα του φωτοσφαιρικού μαγνητικού πεδίου (δεξιά). Ο σταυρός υποδηλώνει τη θέση ως προς την οποία υπολογίστηκαν οι καμπύλες του Σχ. 5.3 (βλέπε κείμενο).

5.3. Ανάλυση των παρατηρήσεων

Η τρισδιάστατη γεωμετρία του χρωμοσφαιρικού μαγνητικού πεδίου μπορεί να κατασκευαστεί με μια μέθοδο παρέκτασης (Κεφάλαιο 1) χρησιμοποιώντας την προσέγγιση του μαγνητικού πεδίου χωρίς ηλεκτρικά ρεύματα (*potential field* ή *current-free approximation*). Στην περίπτωση που σε μια περιοχή όλα τα ρεύματα μηδενίζονται, τότε από τις εξισώσεις του Maxwell μπορεί ναδειχθεί ότι το μαγνητικό πεδίο προέρχεται από ένα βαθμωτό δυναμικό, το οποίο ικανοποιεί την εξίσωση Laplace. Ως εκ τούτου η λύση του προβλήματος ανάγεται στην επίλυση ενός ελλειπτικού προβλήματος συνοριακών τιμών, γνωρίζοντας το μαγνητικό πεδίο στην οριακή επιφάνεια του όγκου παρέκτασης. Η προσέγγιση των μηδενικών ηλεκτρικών ρευμάτων για το μαγνητικό πεδίο είναι η απλούστερη δυνατή για τον υπολογισμό του μαγνητικού πεδίου γιατί οδηγεί σε κατάσταση ελάχιστης μαγνητικής ενέργειας. Αποτελεί μια λογική επιλογή για τον ήρεμο Ήλιο, όπου δεν υπάρχουν εμφανείς

γραμμές αναστροφής πολικότητας (συμβαίνει τυπικά σε μια ενεργή περιοχή) οπότε και η ανιχνευόμενη μαγνητική ροή μπορεί να θεωρηθεί σε κατάσταση μηδενικού ρεύματος. Στον αντίλογο, αξίζει να σημειωθεί ότι σε μια σειρά από μελέτες επισημαίνεται η ύπαρξη σημαντικής μαγνητικής ροής σε χωρικές κλίμακες μικρότερες από το όριο των οργάνων παρατήρησης που διαθέτουμε σήμερα (Trujillo Bueno et al. 2004, Dominguez Cerdena et al. 2006, Lites et al. 2008, Martinez Gonzalez et al. 2010). Ωστόσο, χωρίς γνώση αυτής της μαγνητικής ροής, αυτή η πληροφορία δεν μπορεί να συμπεριληφθεί στη μέθοδο παρέκτασης του μαγνητικού πεδίου. Εξάλλου, μικρής κλίμακας και μικτής πολικότητας μαγνητικά στοιχεία, που βρίσκονται κάτω από το όριο της χωρικής ανάλυσης που διαθέτουμε, θα συνδέονται με επίσης μικρής κλίμακας σωλήνες μαγνητικής ροής, σε πολύ χαμηλά ύψη που με τη σειρά τους θα έχουν μικρή επίπτωση στον υπολογισμό του πεδίου στον όγκο παρέκτασης. Επίσης, δεν είναι πολύ ξεκάθαρο κατά πόσο τέτοια μικρά μαγνητικά στοιχεία προκαλούν κάποια εμφανή αλλαγή παρατηρούμενη δομή της χρωμόσφαιρας (και το μαγνητικό της πεδίο), όπως αυτή φαίνεται στη γραμμή H α (με την οποία θα συγκρίνουμε στη συνέχεια).

Για τον υπολογισμό του τρισδιάστατου μαγνητικού πεδίου χρησιμοποιήθηκε η μέθοδος του Schmidt (1964) με την οποία προσδιορίζεται το διάνυσμα του πεδίου χρησιμοποιώντας συναρτήσεις Green. Συγκρινόμενη με την πολύ ταχύτερη μέθοδο που χρησιμοποιεί μετασχηματισμούς Fourier (Alissandrakis 1981), η μέθοδος του Schmidt είναι αναλυτική και κατά συνέπεια πολύ πιο ακριβής οδηγώντας σε μηδενική πυκνότητα ρεύματος εξαντλώντας την υπολογιστική ακρίβεια. Για την εφαρμογή της μεθόδου απαιτείται η γνώση της κατακόρυφης συνιστώσας του μαγνητικού πεδίου στο κατώτατο όριο (φωτόσφαιρα), το οποίο στην παρούσα περίπτωση τοποθετείται στο ύψος σχηματισμού της γραμμής FeI στην οποία γίνονται οι παρατηρήσεις του SOT/SP, δηλαδή περίπου στα 250 km (Shchukina & Trujillo Buenno, 2001).

Υπολογίζονται, λοιπόν, οι συνιστώσες B_x , B_y και B_z του μαγνητικού πεδίου σε ισαπέχοντα ύψη από τη φωτόσφαιρα ως τη χρωμόσφαιρα, στα 2000 km περίπου, με βήμα ίσο με τη χωρική ανάλυση του φωτοσφαιρικού μαγνητογράμματος (0.32'' ή 235 km για το SOT/SP). Δεδομένου ότι παρατηρούμε στο κέντρο του ηλιακού δίσκου και ότι η υπό μελέτη περιοχή δεν έχει μεγάλη χωρική έκταση, η διαμήκης συνιστώσα του μαγνητικού πεδίου σχεδόν ταυτίζεται με την κατακόρυφη συνιστώσα

$$B_{LOS} = B_z \quad (5.1)$$

ενώ η εγκάρσια δίνεται από

$$B_{TRANS} = \sqrt{B_x^2 + B_y^2} \quad (5.2)$$

Σε αντίθετη περίπτωση θα ήταν απαραίτητος ο μετασχηματισμός των συνιστωσών λαμβάνοντας υπόψη τις ηλιοκεντρικές συντεταγμένες του πεδίου. Επίσης υπολογίζεται η κλίση του μαγνητικού πεδίου σε σχέση με την κατακόρυφο:

$$\theta = \arctan(B_{TRANS}/B_{LOS}) \quad (5.3)$$

Ωστόσο, για να έχουμε εποπτεία της δυναμικής του πλάσματος, είναι απαραίτητη η γνώση της παραμέτρου β . Η παράμετρος αυτή δίνεται από το λόγο της πίεσης του αερίου προς τη μαγνητική πίεση,

$$\beta = P_{gas} / P_{mag} \quad (5.4)$$

όπου P_{gas} η πίεση του πλάσματος και P_{mag} η μαγνητική πίεση και καθορίζει το συσχετισμό των πιέσεων στο πλάσμα. Η πίεση του ηλιακού ατμοσφαιρικού πλάσματος δίνεται από ατμοσφαιρικά μοντέλα όπως π.χ. το VAL C (Vernazza, Avrett & Loeser, 1981), το οποίο χρησιμοποιούμε εδώ, ενώ η μαγνητική πίεση υπολογίζεται από τη σχέση:

$$P_{mag} = \frac{B^2}{2\mu_0} \quad (5.5)$$

όπου B η ένταση του μαγνητικού πεδίου και μ_0 η μαγνητική διαπερατότητα του κενού. Έχοντας υπολογίσει τις δύο αυτές πιέσεις μπορεί να εκτιμηθεί το ύψος σχηματισμού του μαγνητικού θόλου, που εξ ορισμού είναι το ύψος στο οποίο οι δύο πιέσεις είναι περίπου ίσες. Θα συμβολίζουμε αυτό το ύψος με β_{TH} (β Transition Height). Στο ύψος αυτό, η παράμετρος β του πλάσματος είναι της τάξης του 1 και σε

αυτό γίνεται η μετάβαση από το ένα δυναμικό καθεστώς, όπου κυριαρχεί η πίεση του αερίου, στο άλλο όπου κυριαρχεί η πίεση του μαγνητικού πεδίου.

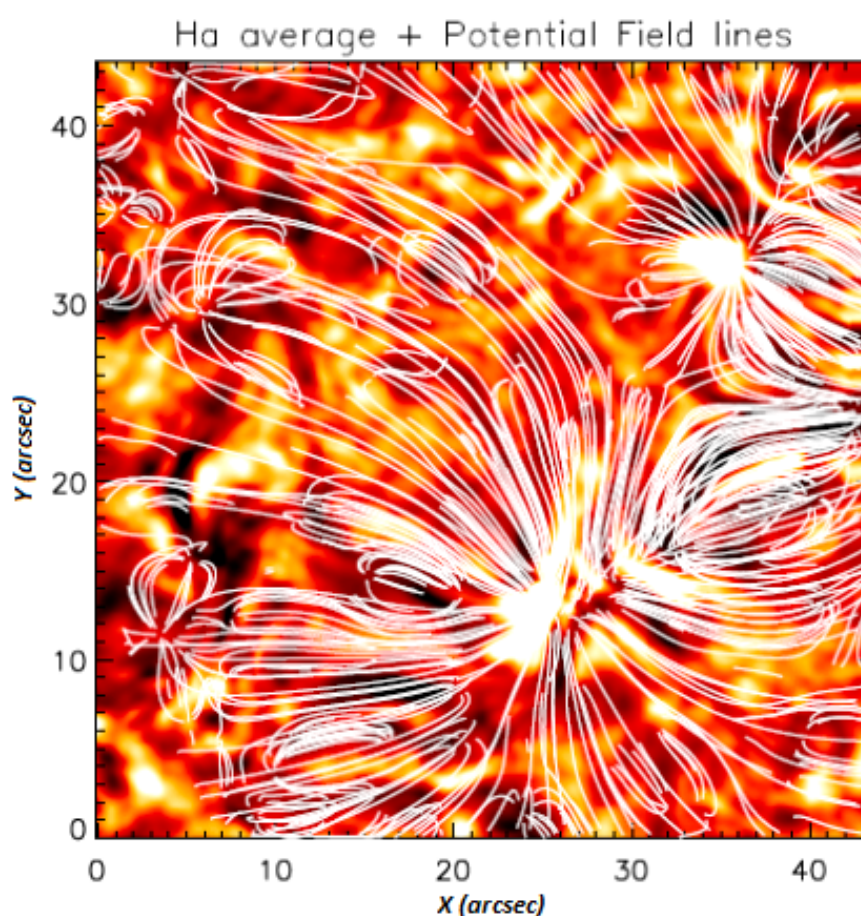
5.4. Αποτελέσματα

5.4.1. Το φωτοσφαιρικό και χρωμοσφαιρικό μαγνητικό πεδίο

Στο μαγνητόγραμμα του Σχ. 5.1 διακρίνονται δύο ομάδες λαμπρών σημείων, που σηματοδοτούν το μαγνητικό δίκτυο και κυριαρχούνται από θετικής πολικότητας μαγνητικά πεδία. Στη θέση (25'', 13'') εντοπίζεται η μεγαλύτερη ομάδα και στη θέση (34'', 32'') η μικρότερη. Στις δύο αυτές χαρακτηριστικές περιοχές η ένταση του μαγνητικού πεδίου φτάνει τα 1000 G. Διάσπαρτες στο οπτικό πεδίο βρίσκονται μικρότερης κλίμακας μαγνητικές συγκεντρώσεις μικτής πολικότητας. Στην Ηα, φαίνεται ότι σε αυτές τις δύο περιοχές του δικτύου είναι σχηματισμένες δύο ροζέτες, ομάδες, δηλαδή, επιμήκων σκοτεινών ψηφίδων που εκτείνονται ακτινικά προς το μεσοδίκτυο.

Είναι γενικά αποδεκτό ότι οι χρωμοσφαιρικές ψηφίδες σκιαγραφούν το μεγάλης κλίμακας μαγνητικό πεδίο της χρωμόσφαιρας. Μια μορφολογική σύγκριση της μέσης χρονικά εικόνας στο κέντρο της γραμμής Ηα με το μαγνητικό πεδίο της χρωμόσφαιρας που υπολογίσαμε, δικαιολογεί αυτή την παραδοχή. Στο Σχ. 5.2 έχουν σχεδιαστεί οι μαγνητικές δυναμικές γραμμές, που υπολογίστηκαν μέσω παρέκτασης πάνω στη μέση, χρονικά, εικόνα στο κέντρο της γραμμής Ηα κατά τη διάρκεια των δέκα λεπτών που διήρκησε η πρώτη σάρωση του SOT/SP (μεταξύ δηλαδή 09:05 - 09:15 UT). Μερικά από τα θετικής πολικότητας λαμπρά σημεία του δικτύου, που ανήκουν και στις δύο ομάδες συνδέονται με τα αρνητικής πολικότητας στοιχεία, που βρίσκονται στα δεξιά του οπτικού πεδίου, όπως φαίνεται στο Σχ. 5.1, στην περιοχή (40'' - 43'', 19'' - 25''), σχηματίζοντας δομές που θυμίζουν κλειστούς μαγνητικούς βρόχους. Σε αυτή την περιοχή, η ταύτιση των προσανατολισμών των σκοτεινών δομών της Ηα με τις δυναμικές γραμμές είναι αρκετά ικανοποιητική. Πολλές δυναμικές γραμμές συνδέουν τη μεγάλη ομάδα των λαμπρών σημείων του δικτύου με μαγνητικά στοιχεία του μεσοδικτύου. Αυτό ισχύει σε μικρότερο βαθμό για τη μικρότερη περιοχή του δικτύου επάνω δεξιά. Πολλές από τις δυναμικές γραμμές που

ξεκινούν από εκεί καταλήγουν εκτός του οπτικού πεδίου. Όλη αυτή η περιγραφή φαίνεται να ταιριάζει πολύ καλά με την εικόνα της χρωμόσφαιρας, όπως αυτή απεικονίζεται στην ένταση του κέντρου της γραμμής H α . Οι δυναμικές γραμμές ταυτίζονται με τις θέσεις και τον προσανατολισμό των χρωμοσφαιρικών ψηφίδων και στις περισσότερες περιπτώσεις οι τελευταίες βρίσκονται σε περιοχές όπου οι δυναμικές γραμμές είναι πυκνότερες. Αυτό είναι εμφανές τόσο στη ροζέτα κοντά στο κέντρο του πεδίου όσο και στην «αλυσίδα» από ψηφίδες στην κάτω αριστερή πλευρά του πεδίου, όπου οι μαγνητικές γραμμές συνδέουν αντίθετης πολικότητας μαγνητικά στοιχεία.



Σχήμα 5.2. Η υπό μελέτη περιοχή όπως φαίνεται στη μέση ένταση του κέντρου της γραμμής H α . Οι λευκές γραμμές αναπαριστούν τις δυναμικές γραμμές του μαγνητικού πεδίου που υπολογίστηκε με βάση την προσέγγιση του δυναμικού μαγνητικού πεδίου.

Σημειώνεται ότι αφενός το μαγνητόγραμμα που χρησιμοποιήθηκε για τον υπολογισμό του μαγνητικού πεδίου της χρωμόσφαιρας λήφθηκε σε ένα διάστημα

δέκα λεπτών, αφετέρου η υπόθεση που υιοθετήθηκε, αυτή δηλαδή του μαγνητικού πεδίου χωρίς ηλεκτρικά ρεύματα, είναι η απλούστερη δυνατή. Λαμβάνοντας υπόψη αυτές τις παραδοχές, η ταύτιση ανάμεσα στη γεωμετρία του μαγνητικού πεδίου, όπως υπολογίστηκε από τη διαδικασία της παρέκτασης, με την εμφάνιση της χρωμόσφαιρας, όπως προκύπτει από τη μέση εικόνα της Ηα, είναι αξιοσημείωτη.

Στη συνέχεια εστιάζουμε την προσοχή μας στη μεγάλη ροζέτα που καλύπτει το κάτω μισό του οπτικού πεδίου. Θα μελετήσουμε τις ποσότητες που υπολογίστηκαν εξετάζοντας τη μεταβολή τους με την απόσταση από το μαγνητικό δίκτυο, αλλά και με το ύψος. Για τη μελέτη αυτή ακολουθήσαμε την εξής μέθοδο: από ένα σημείο αναφοράς στο δίκτυο, εκεί όπου βρίσκουμε τη μέγιστη τιμή του φωτοσφαιρικού μαγνητικού πεδίου (μαύρος σταυρός στο Σχ. 5.1), υπολογίζουμε τη μέση τιμή των ποσοτήτων που εξετάζουμε (διαμήκης και εγκάρσια συνιστώσα του μαγνητικού πεδίου, κλίση και παράμετρος β του πλάσματος) πάνω σε περιφέρειες κύκλων αυξανόμενης ακτίνας. Με αυτό τον τρόπο κατασκευάζουμε τα προφίλ των αζιμουθιακών μέσων όρων των ποσοτήτων αυτών που, στην ουσία, δίνουν τη μεταβολή τους με την απόσταση από το δίκτυο. Αυτή η διαδικασία επαναλαμβάνεται για κάθε ύψος μέχρι τα 2365 km, που είναι το τελευταίο ύψος στο οποίο υπολογίζεται το μαγνητικό πεδίο (Σχ. 5.3). Οι συνεχείς γραμμές αντιστοιχούν στα προφίλ που έχουν υπολογιστεί στη φωτόσφαιρα ενώ οι στικτές στα υπόλοιπα ύψη.

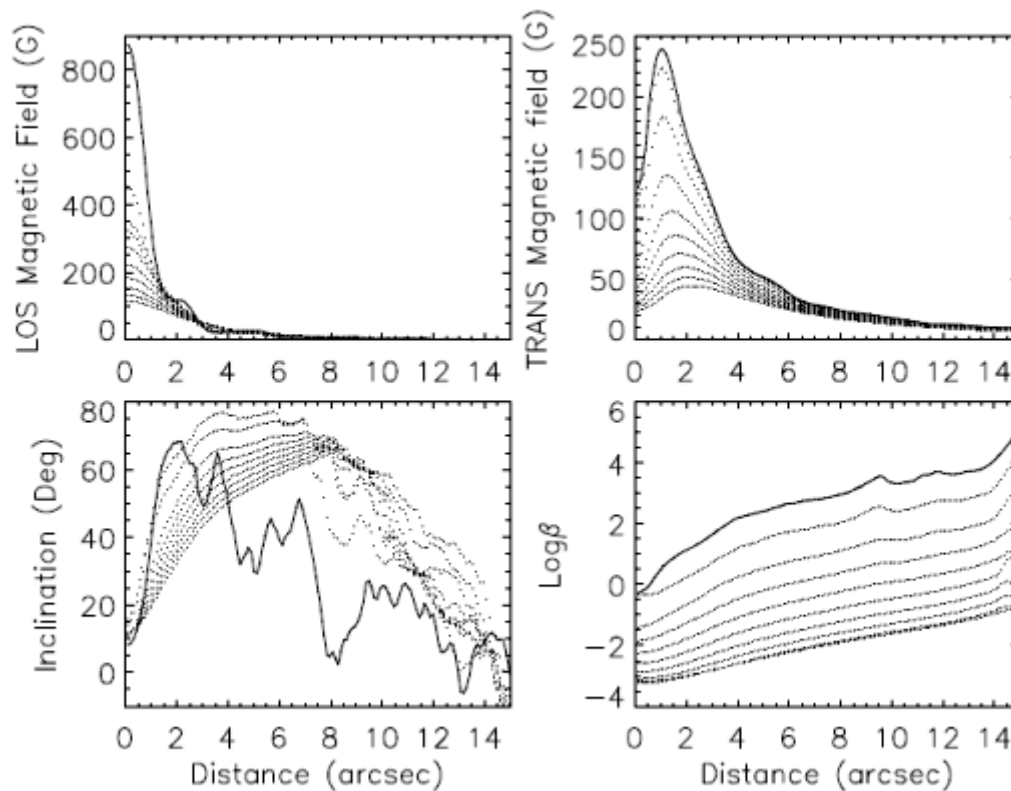
Η διαμήκης συνιστώσα του μαγνητικού πεδίου (Σχ. 5.3, πρώτη γραμμή, πρώτη στήλη) είναι μέγιστη στα 0'', στο μαγνητικό δίκτυο δηλαδή, και μειώνεται γρήγορα όσο απομακρυνόμαστε προς το μεσοδίκτυο. Αντίθετα, η εγκάρσια συνιστώσα αυξάνεται μέχρι τα 2'' και στη συνέχεια μειώνεται και αυτή. Αυτή η συμπεριφορά είναι αναμενόμενη για κατακόρυφους σωλήνες μαγνητικής ροής, που διαστέλλονται και αποκλίνουν με το ύψος, έτσι ώστε η κάθετη συνιστώσα να είναι μικρή στο κέντρο τους και να αυξάνεται στην περιφέρεια. Όπως είναι επίσης αναμενόμενο, το μέγεθος και των δύο συνιστωσών μειώνεται με το ύψος, όπως δείχνουν και οι υπολογισμοί μας.

Αντίστοιχα, η κλίση του μαγνητικού πεδίου (Σχ. 5.3, δεύτερη γραμμή, πρώτη στήλη) είναι ελάχιστη στο κέντρο του δικτύου, ενδεικτικό του σχεδόν κάθετου προσανατολισμού του μαγνητικού πεδίου εκεί και αυξάνεται γρήγορα με την απόσταση υποδηλώνοντας μαγνητικά πεδία με ισχυρές οριζόντιες συνιστώσες προς τα εξωτερικά όρια της ροζέτας. Στη φωτόσφαιρα (συνεχής γραμμή) το προφίλ, μετά τα 4'', κυριαρχείται από έντονες διακυμάνσεις και η τιμή της κλίσης μειώνεται καθώς

υπολογίζεται ως ο αζιμουθιακός μέσος όρος σε περιοχή της ροζέτας όπου υπάρχουν και σημεία με ασθενή μαγνητικά πεδία και επομένως κυριαρχεί ο θόρυβος του μαγνητογράμματος. Η απόσταση από το δίκτυο στην οποία οι στικτές γραμμές εμφανίζουν την ίδια συμπεριφορά (κυριαρχούνται δηλαδή από το θόρυβο του μαγνητογράμματος) αυξάνεται με το ύψος. Αυτό συμβαίνει διότι η διάμετρος των σωλήνων μαγνητικής ροής του δικτύου αυξάνεται με το ύψος και αυτοί «γεμίζουν» όλο και μεγαλύτερο όγκο με αποτέλεσμα να απομένει όλο και λιγότερο μεσοδίκτυο κενό μαγνητικού πεδίου. Τέλος, με εξαίρεση την συμπαγή καμπύλη, η οποία αναφέρεται στη φωτόσφαιρα, καθώς αυξάνεται το ύψος, τα μέγιστα των αντίστοιχων καμπύλων των αζιμουθιακών μέσων όρων της κλίσης είναι χαμηλότερα σε τιμή, ενδεικτικό της τάσης του μαγνητικού πεδίου να είναι ολοένα και λιγότερο κεκλιμένο ψηλότερα στη χρωμόσφαιρα. Σύμφωνα με τη θεωρία, οι σωλήνες μαγνητικής ροής του ήρεμου Ήλιου τείνουν να γεμίσουν όλο το διαθέσιμο ατμοσφαιρικό όγκο, καθώς αυξάνεται η διατομή τους με το ύψος και τελικά το μαγνητικό πεδίο τείνει να γίνει ομογενές και κατακόρυφο.

Η παράμετρος β του πλάσματος (Σχ. 5.3, δεύτερη γραμμή, δεύτερη στήλη) αυξάνεται σταθερά με την απόσταση από το δίκτυο, καθώς σταδιακά κυριαρχεί η πίεση του αερίου έναντι της πίεσης του μαγνητικού πεδίου, ενώ αντιστοίχως μειώνεται με το ύψος. Αυτή η συμπεριφορά είναι πράγματι η αναμενόμενη, καθώς η ένταση του μαγνητικού πεδίου (επομένως και η μαγνητική πίεση) μειώνεται γρήγορα όσο απομακρυνόμαστε από το δίκτυο, ενώ η πίεση του πλάσματος μειώνεται με το ύψος λόγω της στρωμάτωσης της ατμόσφαιρας. Στην ήρεμη φωτόσφαιρα είναι $\beta > 1$ μετά τα $1''$, ενώ στα μεγαλύτερα ύψη είναι πάντοτε $\beta < 1$. Οι πολύ υψηλές τιμές του β σε μεγάλες αποστάσεις από το δίκτυο στη φωτόσφαιρα, οφείλονται στην έλλειψη σημαντικών μαγνητικών πεδίων, γεγονός που οφείλεται εν μέρει στην περιορισμένη (αν και υψηλή) χωρική ανάλυση των παρατηρήσεων. Οι τιμές αυτές, λοιπόν, προέρχονται από περιοχές υψηλού θορύβου.

Συμπερασματικά, θα μπορούσε να σημειωθεί ότι οι παράμετροι του χρωμοσφαιρικού μαγνητικού πεδίου, που υπολογίσαμε, επιδεικνύουν την αναμενόμενη φυσική συμπεριφορά.



Σχήμα 5.3. Αξιμουθιακοί μέσοι όροι συναρτήσεων της απόστασης από το δίκτυο (βλ. Σχ. 5.1), της διαμήκουσ και εγκάρσιας συνιστώσας του μαγνητικού πεδίου (πάνω αριστερά και δεξιά αντιστοίχως), της κλίσης του μαγνητικού πεδίου και του λογαρίθμου της παραμέτρου β του πλάσματος (κάτω αριστερά και δεξιά αντιστοίχως). Σε όλα τα σχήματα η συμπαγής γραμμή αντιστοιχεί στο ύψος των 250 km. Οι στικτές γραμμές αντιστοιχούν στα ύψη στα οποία έγινε η παρέκταση του μαγνητικού πεδίου που αυξάνονται με βήμα 235 km από την υψηλότερη στη χαμηλότερη καμπύλη. Η θέση 0'' αντιστοιχεί στο κέντρο περίπου της ροζέτας.

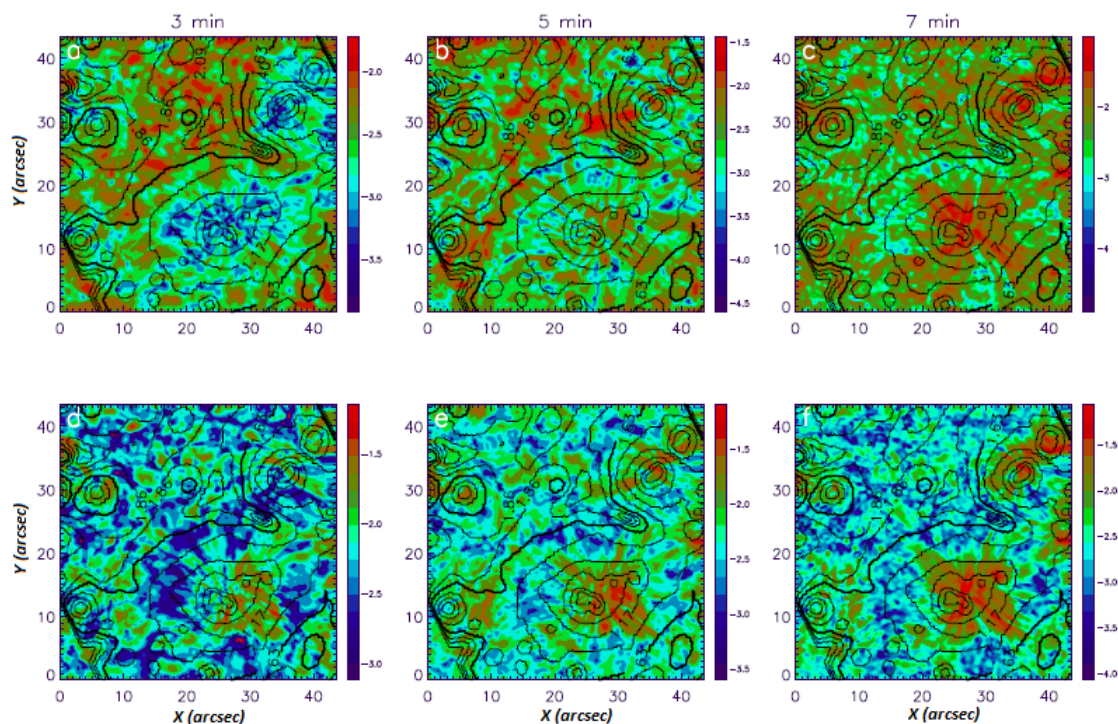
5.4.2. Η ισχύς των ταλαντώσεων και το ύψος του μαγνητικού θόλου

Χρησιμοποιώντας τη μεθοδολογία που παρουσιάστηκε στο Κεφάλαιο 4, κατασκευάσαμε τους διδιάστατους χάρτες της ισχύος των ταλαντώσεων στα 3, 5 και 7 min για τα DS στα $\pm 0.35 \text{ \AA}$ και $\pm 0.70 \text{ \AA}$ από το κέντρο της γραμμής H α , στα οποία και παρατηρήσαμε τη μαγνητική σκιά και την άλω ισχύος. Οι χάρτες δίνονται στο Σχ. 5.4 σε λογαριθμική κλίμακα και η μορφή τους σχολιάστηκε στο προηγούμενο κεφάλαιο. Επίσης έχουν σχεδιαστεί επάνω στους χάρτες οι ισοϋνείς καμπύλες του μαγνητικού θόλου, δηλαδή το ύψος στο οποίο $\beta \approx 1$. Αυτές οι καμπύλες έχουν

ελάχιστη τιμή τα 0.485 Mm (κυρίως πάνω από τα λαμπρά σημεία του μαγνητικού δικτύου) και βήμα 0.235 Mm.

Για να εξηγήσει κανείς το ρόλο του μαγνητικού πεδίου στην κατανομή της ισχύος στο πεδίο παρατήρησης, θα πρέπει να αναζητήσει απαντήσεις στα εξής ερωτήματα: ποια είναι η αιτία της συγκέντρωσης υψηλής ισχύος στις χαμηλές περιόδους κοντά στα ισχυρά μαγνητικά πεδία του δικτύου στη φωτόσφαιρα; Γιατί η ισχύς των ίδιων περιόδων είναι μειωμένη γύρω από το χρωμοσφαιρικό δίκτυο; Πώς είναι δυνατό να ανιχνεύονται ταλαντώσεις με περιόδους υψηλότερες (5 min και υψηλότερων) από το ακουστικό κατώφλι στη χρωμόσφαιρα, το οποίο είναι περίπου 3 min. Επίσης, χρησιμοποιώντας υψηλής ανάλυσης παρατηρήσεις είναι αναγκαίο να προσδιοριστεί ο ρόλος της λεπτής υφής (χρωμοσφαιρικές ψηφίδες) στη διαμόρφωση της ισχύος. Είναι εμφανές ότι το μαγνητικό πεδίο και οι μεταβολές του στο χώρο (κυρίως), αλλά και στο χρόνο, παίζουν σημαντικό ρόλο στην κυματική διάδοση και γι αυτό το λόγο άλλωστε είναι ένα σημαντικό συστατικό των μοντέλων, που έχουν χρησιμοποιηθεί ως τώρα.

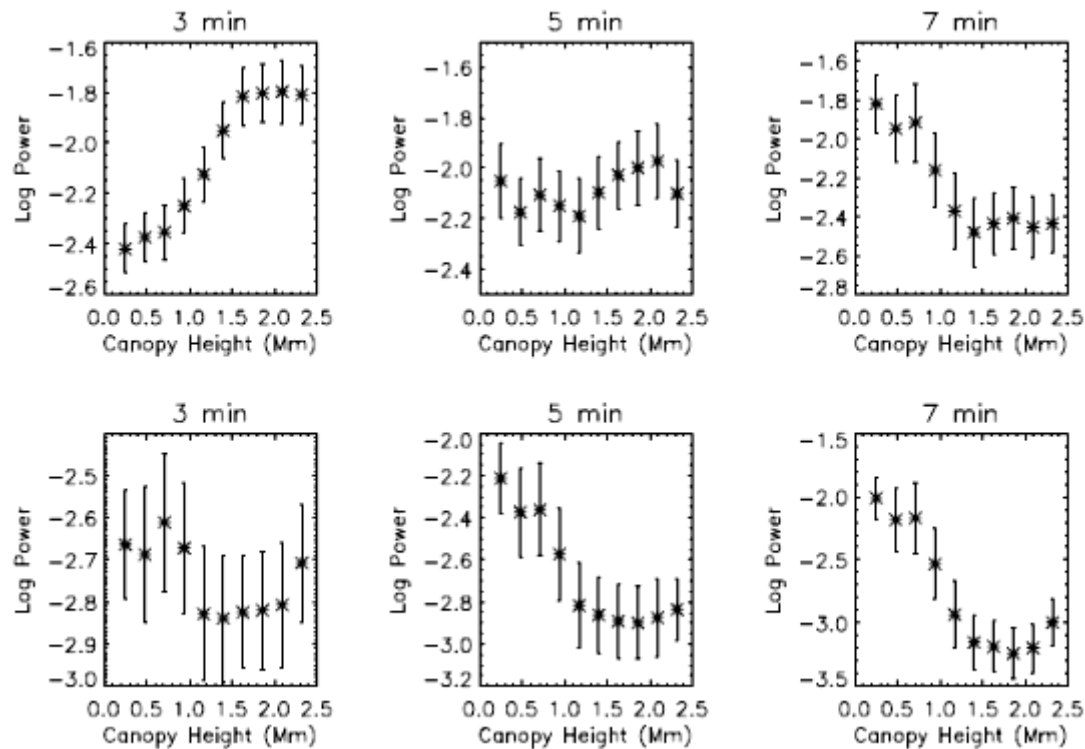
Σε αρκετές πρόσφατες έρευνες έχει μελετηθεί πώς τα ακουστικά κύματα που παράγονται στη ζώνη μεταφοράς αλληλεπιδρούν με το μαγνητικό πεδίο καθώς διαδίδονται προς τα ανώτερα στρώματα της ηλιακής ατμόσφαιρας. Έχει μάλιστα δειχθεί ότι όταν τα ακουστικά κύματα φτάνουν στο ύψος στο οποίο η ταχύτητα Alfven είναι περίπου ίση με την ταχύτητα του ήχου (ουσιαστικά εκεί δηλαδή που δημιουργείται ο μαγνητικός θόλος) τα κύματα υφίστανται μετατροπή, ανάκλαση και διάθλαση. Η αλληλεπίδραση αυτή μεταξύ των κυμάτων και του μαγνητικού θόλου εξαρτάται από τη γωνία πρόσπτωσης, η οποία ορίζεται ως η γωνία που σχηματίζεται μεταξύ του διανύσματος του μαγνητικού πεδίου και του κυματανύσματος (βλέπε Carlsson & Bogdan 2006, Cally 2007). Για μικρές γωνίες πρόσπτωσης αναμένεται τα γρήγορα ακουστικά κύματα να μετατραπούν κυρίως σε αργά μαγνητο-ακουστικά και να διαδοθούν κατά μήκος των μαγνητικών γραμμών, ενώ όσο μεγαλώνει η γωνία πρόσπτωσης, τα κύματα είναι δυνατόν να ανακλαστούν (Κεφάλαιο 2). Με τον τρόπο αυτό αυξάνεται η ισχύς κάτω από το μαγνητικό θόλο. Συμπεραίνουμε λοιπόν πως το αν θα παρατηρήσουμε αυξημένη ή μειωμένη ισχύ και το πώς θα είναι αυτή κατανεμημένη στο χώρο εξαρτάται από το ύψος σχηματισμού του μαγνητικού θόλου, του ύψους σχηματισμού της φασματικής γραμμής ή του φίλτρου στο οποίο γίνεται η παρατήρηση και τη μεταξύ τους σχέση.



Σχήμα 5.4. Χάρτες ισχύος (σε λογαριθμική κλίμακα) των ταλαντώσεων στα 3, 5 και 7 min (από αριστερά προς τα δεξιά), των DS στα 0.35 Å (πάνω) και 0.70 Å (κάτω). Σχεδιάζονται επίσης οι ισοϋψείς καμπύλες του ύψους του μαγνητικού θόλου β_{TH} . Η έντονη καμπύλη αντιστοιχεί στα 1.6 Mm και η διαφορά μεταξύ διαδοχικών καμπυλών είναι 0.235 Mm. Τα διάφορα επιμέρους σχήματα έχουν αριθμηθεί με τα γράμματα a-f.

Πρόσφατες μελέτες έχουν αναδείξει την ύπαρξη κυμάτων στη χρωμόσφαιρα με περιόδους μεγαλύτερες των 3 min. Η περίοδος των 3 min αντιστοιχεί στην ανώτερη περίοδο ακουστικών κυμάτων των οποίων επιτρέπεται η διάδοση. Από τη θεωρία αναμένεται ότι κύματα με μεγαλύτερες περιόδους είναι αποσβεννυόμενα στη χαμηλή φωτόσφαιρα και επομένως δεν θα έπρεπε να διαδίδονται και να παρατηρούνται στα υψηλότερα στρώματα της ηλιακής ατμόσφαιρας. Σχετικά πρόσφατα, οι De Pontieu et al. (2004) έκαναν την παραδοχή ότι στα κεκλιμένα μαγνητικά πεδία του χρωμοσφαιρικού δικτύου, σε περιοχές όπου η παράμετρος β του πλάσματος έχει τιμές κοντά στο 1, οι ακουστικές ταλαντώσεις με μεγάλη περίοδο μπορούν να διαδοθούν, να «διαρρεύσουν» όπως συχνά λέγεται (*p-mode leakage*) σε ανώτερα στρώματα, αν η κλίση του μαγνητικού πεδίου είναι μεγάλη. Η παραδοχή αυτή έφερε στο προσκήνιο και παλαιότερες εργασίες, σχετικές με το θέμα της διάδοσης κυμάτων με μεγαλύτερες των 3 min περιόδους και το ρόλο του μαγνητικού πεδίου (Michalitsanos 1973, Bel & Leroy 1977, Suematsu 1990). Ισοδύναμη είναι και η πρόταση των Jefferies et al. (2006) σχετικά με τη δημιουργία «μαγνητο-

ακουστικών» πυλών (*magneto-acoustic portals*), κοντά στο δίκτυο, μέσω των οποίων διοχετεύονται μαγνητο-ακουστικά κύματα με περιόδους 5 min και μεγαλύτερες, στη χρωμόσφαιρα.



Σχήμα 5.5. Μέση λογαριθμική ισχύς του DS στα $\pm 0.35 \text{ \AA}$ (πάνω) και $\pm 0.70 \text{ \AA}$ (κάτω) που περιέχεται μεταξύ δύο διαδοχικών ισοϋψών του Σχ. 5.4, για τις τρεις περιόδους των 3, 5 και 7 min, μαζί με τα αντίστοιχα σφάλματα (1σ). Κάθε επιμέρους σχήμα αντιστοιχεί στα αντίστοιχα a-f του Σχ. 5.4.

Στηριζόμενοι στους παραπάνω μηχανισμούς μπορούμε να εξηγήσουμε τη μορφή των χαρτών ισχύος του Σχ. 5.4. Για να το κάνουμε αυτό, έχουμε υπολογίσει για κάθε β_{TH} τη μέση (λογαριθμική) ισχύ που περιέχεται μεταξύ διαδοχικών ισοϋψών, για κάθε περίοδο. Τα αντίστοιχα διαγράμματα της ισχύος προς το ύψος του μαγνητικού θόλου, μαζί με τα αντίστοιχα σφάλματα (1σ) δίνονται στο Σχ. 5.5. Θα πρέπει επίσης να λάβουμε υπόψη ότι η πτέρυγα της Ηα στα $\pm 0.70 \text{ \AA}$ σχηματίζεται στη φωτόσφαιρα, στο ύψος των 500 km περίπου, όπου στο μεγαλύτερο μέρος του πεδίου το β είναι μεγαλύτερο του 1, ενώ η πτέρυγα στα $\pm 0.35 \text{ \AA}$ σχηματίζεται στη χρωμόσφαιρα, σε ύψη μεταξύ 900 - 1500 km (Vernazza et al. 1981, Leenaarts et al. 2006). Συχνά θα αναφερόμαστε στα επόμενα, χάριν απλότητας, σε αυτές τις περιοχές

ως «φωτόσφαιρα» και «χρωμόσφαιρα», αν και θα πρέπει να σημειωθεί ότι η αντιστοίχιση φίλτρων και φασματικών γραμμών σε συγκεκριμένα ύψη στην ηλιακή ατμόσφαιρα μπορεί να απέχει, σε πολλές περιπτώσεις, αρκετά από την πραγματικότητα.

Στη χρωμόσφαιρα λοιπόν, η ισχύς στα 3 min (Σχ. 5.4a) είναι μειωμένη πάνω από τις δύο ροζέτες που υπάρχουν στο πεδίο. Στο Σχ. 5.4 φαίνεται πως η ισοϋψής των 1.6 Mm (συμπαγής γραμμή) ταυτίζεται με αυτές τις περιοχές. Όπως μάλιστα φαίνεται και από το Σχ. 5.5 (πάνω δεξιά), όσο χαμηλότερο είναι το β_{TH} , τόσο μικρότερη είναι και η ισχύς των ταλαντώσεων των 3 min. Αυτή η σύμπτωση είναι ιδιαίτερα αξιοσημείωτη και μας οδηγεί στο συμπέρασμα ότι η μείωση της ισχύος που παρατηρούμε οφείλεται στην ύπαρξη του μαγνητικού πεδίου του δικτύου. Η τιμή των 1.6 Mm δεν είναι τυχαία, αλλά δείχνει ότι η μείωση της ισχύος παρατηρείται όσο ο μαγνητικός θόλος σχηματίζεται χαμηλότερα ή μέχρι το ύψος σχηματισμού της πτέρυγας της H α στα $\pm 0.35 \text{ \AA}$. Αυστηρά μέσα σε αυτή την περιοχή εντοπίζουμε και την νηματοειδή μορφή της κατανομής της ισχύος, που δίνει τη θέση της, έξω από αυτή σε μια πιο ακανόνιστη κατανομή από εναλλασσόμενες περιοχές μεγαλύτερης και μικρότερης ισχύος, ενδεικτική της μορφολογίας του μεσοδικτύου. Δεδομένης της σχέσης μεταξύ της κατανομής της ισχύος και της θέσης των χρωμοσφαιρικών ψηφίδων, που παρουσιάστηκε στο Κεφάλαιο 4, συμπεραίνουμε ότι οι ψηφίδες (κάποιες από αυτές ή μέρη τους) παίζουν μείζονα ρόλο στο σχηματισμό του μαγνητικού θόλου.

Αντίστοιχη μείωση της ισχύος παρατηρείται, όπως έχουμε ήδη αναφέρει, και για τις ταλαντώσεις των 5 min (Σχ. 5.4b), αλλά σε μικρότερο βαθμό ενώ η ισχύς φαίνεται να αυξάνεται στη ροζέτα πλησιέστερα στο χρωμοσφαιρικό δίκτυο (Σχ. 5.4b και 5.5b). Στα 7 min, η ισχύς είναι αυξημένη μέσα στην περιοχή της ροζέτας σε σχέση με το μεσοδίκτυο. Και στις δύο πιο πάνω περιπτώσεις, όπως και στα 3 min, η ισοϋψής των 1.6 Mm φαίνεται να οριοθετεί μια περιοχή με διαφορετικές ιδιότητες από το υπόλοιπο πεδίο. Δεδομένου ότι στη χρωμόσφαιρα «βλέπει» κανείς μεγαλύτερο μέρος των κεκλιμένων σωλήνων μαγνητικής ροής (που σκιαγραφούν οι ψηφίδες), αναμένουμε μεγαλύτερη επίδραση του φαινομένου της «διαρροής» των ακουστικών ταλαντώσεων προς ανώτερα ύψη λόγω της αύξησης της τιμής της περιόδου του ακουστικού κατωφλίου. Αυτές οι ταλαντώσεις μεγάλης περιόδου (5 - 7 min) διαφεύγουν από την ακουστική κοιλότητα της ηλιακής ατμόσφαιρας και διαδίδονται ακολουθώντας τις χρωμοσφαιρικές ψηφίδες, αυξάνοντας με τον τρόπο

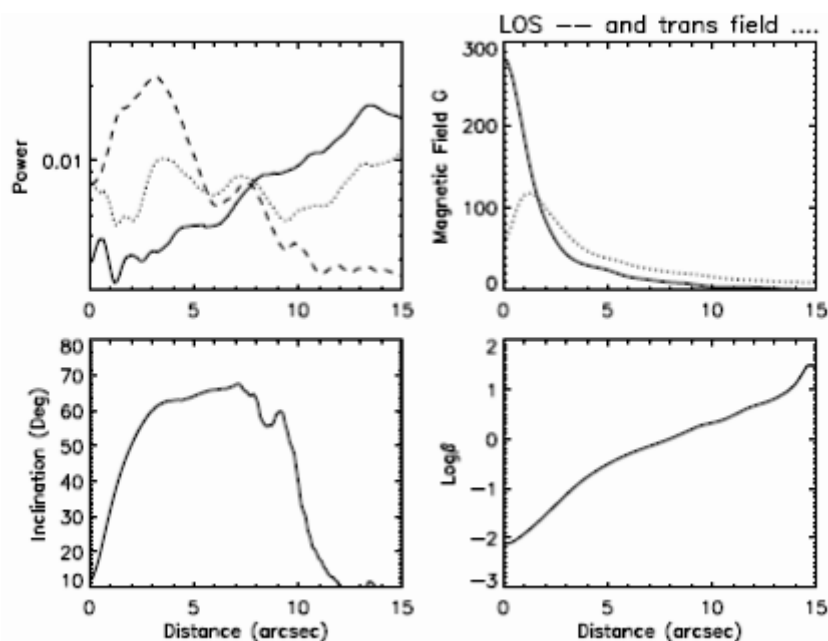
αυτό την ισχύ στη χρωμόσφαιρα στις περιόδους αυτές. Σε μεγαλύτερες αποστάσεις από το κέντρο της ροζέτας, το φαινόμενο αυτό φθίνει. Πρέπει να σημειώσουμε βέβαια ότι, στην περίπτωση των ταλαντώσεων των 7 min, δεν μπορεί να αποκλειστεί η πιθανότητα να οφείλεται ένα μέρος της αυξημένης ισχύος στο χρόνο ζωής των χρωμοσφαιρικών ψηφίδων, ο οποίος είναι της ίδιας τάξης μεγέθους.

Στη φωτόσφαιρα, οι χάρτες στα 3, 5 και 7 min (Σχ. 5.4d - f) εμφανίζουν αυξημένη ισχύ, δηλαδή άλω ισχύος, γύρω από το δίκτυο και στην εσωτερική περιοχή της ροζέτας, η οποία είναι πιο έντονη στην περίπτωση των 7 min. Την ομοιότητα αυτή αναδεικνύουν και τα αντίστοιχα γραφήματα του Σχ. 5.5 (δεύτερη γραμμή). Στα τελευταία φαίνεται πως αυτή η ισχύς αυξάνει μέχρι τα 0.9 Mm και στη συνέχεια φθίνει για μεγαλύτερα β_{TH} . Η συμπεριφορά αυτή εξηγείται αν θεωρήσουμε ότι τα ακουστικά κύματα ανακλώνται πάνω στο μαγνητικό θόλο και κατευθύνονται προς τα κάτω, αυξάνοντας την ισχύ στη φωτόσφαιρα. Προφανώς, για ύψη του μαγνητικού θόλου μεγαλύτερα των 1.2 Mm, αυτό το φαινόμενο δεν έχει παρατηρούμενο αντίκτυπο στο φωτοσφαιρικό ύψος όπου παρατηρούμε. Τονίζουμε, πάντως, πως για να καταλήξει κανείς σε συμπεράσματα που αφορούν την κυματική διάδοση είναι απαραίτητη η μελέτη των διαφορών φάσεων των ταλαντώσεων, με την οποία θα ασχοληθούμε στο Κεφάλαιο 7.

5.4.3. Η ισχύς των ταλαντώσεων και οι παράμετροι του μαγνητικού πεδίου

Υπολογίσαμε τους αζιμουθιακούς μέσους όρους της ισχύος στα 3, 5 και 7 min σαν συνάρτηση της απόστασης από το κέντρο της ροζέτας, όπως κάναμε και προηγουμένως για τη μελέτη των παραμέτρων του μαγνητικού πεδίου. Στα προηγούμενα αναφερθήκαμε σε ισχύουσες παραδοχές σχετικά με το ύψος σχηματισμού των πτερύγων της γραμμής H α και βάσει αυτών θα συγκρίνουμε τις μεταβολές της ισχύος, που υπολογίσαμε, με τις αντίστοιχες μεταβολές των παραμέτρων του μαγνητικού πεδίου (διαμήκης και εγκάρσια συνιστώσα, κλίση και παράμετρος β). Πιο συγκεκριμένα, θα συγκρίνουμε τις μεταβολές της ισχύος στα $\pm 0.70 \text{ \AA}$ με τις μεταβολές των παραμέτρων στο ύψος των 485 km (Σχ. 5.7), το οποίο θεωρούμε φωτόσφαιρα, και αυτές της ισχύος στα $\pm 0.35 \text{ \AA}$ με τις αντίστοιχες των

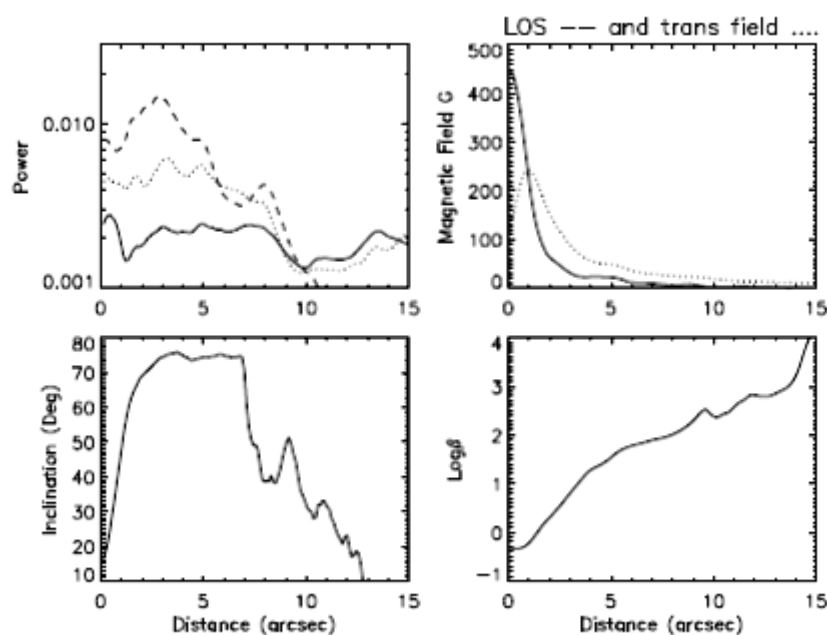
παραμέτρων, οι οποίες έχουν προκύψει υπολογίζοντας τον μέσο όρο στα ύψη μεταξύ 940 km, 1170 km και 1400 km (Σχ. 5.6), τα οποία βρίσκονται στη χρωμόσφαιρα.



Σχήμα 5.6. Αξιμουθιακοί μέσο όροι συναρτήσεων της απόστασης από το δίκτυο (βλ. Σχ. 5.1), της ισχύος των ταλαντώσεων στα 3, 5 και 7 min στη χρωμόσφαιρα (πάνω αριστερά, συμπαγής, στικτή και διακεκομμένη γραμμές αντίστοιχα), της κατακόρυφης και κάθετης συνιστώσας του μαγνητικού πεδίου (πάνω δεξιά), της κλίσης του μαγνητικού πεδίου ως προς την κατακόρυφη (κάτω αριστερά) και της παραμέτρου β (κάτω δεξιά). Η απόσταση $0''$ αντιστοιχεί στο κέντρο της ροζέτας (βλ. Σχ. 5.1).

Η ισχύς των 3 min, στη χρωμόσφαιρα (Σχ. 5.6, πρώτη γραμμή, πρώτη στήλη, συμπαγής γραμμή) έχει μια χαμηλή κορυφή κοντά στη ροζέτα (μέχρι το $1''$). Εκεί η γωνία κλίσης είναι μικρότερη των 25° και τα κύματα διαδίδονται προς τα πάνω ακολουθώντας τις σχεδόν κάθετες δυναμικές γραμμές του μαγνητικού πεδίου (Roberts 1983, Khomenko et al. 2008a). Το β είναι μικρότερο της μονάδας μέχρι περίπου τα $8''$ υποδηλώνοντας ότι η πτέρυγα της $H\alpha$ στα $\pm 0.35 \text{ \AA}$ σχηματίζεται πάνω από το μαγνητικό θόλο στην περιοχή της ροζέτας. Επομένως φαίνεται και με αυτό τον τρόπο ότι η μείωση της ισχύος, δηλαδή η «μαγνητική σκιά», σχετίζεται με το περιβάλλον χαμηλού β , όπως συμβαίνει και με την ισχύ στα 5 min. Στα 5 min, μεταξύ $3'' - 8''$ υπάρχει μια περιοχή αυξημένης ισχύος. Στα προηγούμενα αποδώσαμε αυτή την αύξηση της ισχύος μέσα στην περιοχή της ροζέτας στη «διαρροή» των

ακουστικών κυμάτων, η οποία έχει άμεση σχέση με την αυξανόμενη κλίση του μαγνητικού πεδίου. Πράγματι, όπως φαίνεται στο Σχ. 5.6 (δεύτερη σειρά, πρώτη στήλη), η κλίση του μαγνητικού πεδίου στην περιοχή αυξημένης ισχύος είναι της τάξης των $60^\circ - 65^\circ$. Η ισχύς των ταλαντώσεων των 7 min είναι αυξημένη στο εσωτερικό τμήμα της ροζέτας, με μέγιστο στα $3''$ (όπου η κλίση του μαγνητικού πεδίου είναι περίπου 60°). Η αυξημένη αυτή ισχύς μπορεί να εξηγηθεί επίσης μέσω της διαρροής των ακουστικών ταλαντώσεων λόγω της κλίσης του μαγνητικού πεδίου, αν και δεν μπορεί να αποκλειστεί το ενδεχόμενο μέρος αυτής της ισχύος να σχετίζεται με το χρόνο ζωής των ψηφιδών.



Σχήμα 5.7. Ομοίως με το Σχ. 5.6, αλλά για τη φωτόσφαιρα.

Στη φωτόσφαιρα (Σχ. 5.7) η κατανομή της ισχύος διαφέρει σημαντικά από αυτή της χρωμόσφαιρας. Η περιοχή κοντά στο δίκτυο περιέχει πολλή περισσότερη ισχύ από ό,τι το μεσοδίκτυο. Η ύπαρξη των κατακόρυφων μαγνητικών πεδίων επιτρέπει στα ακουστικά κύματα να οδεύουν προς τα πάνω. Ταυτόχρονα, απώλειες λόγω ακτινοβολίας μπορούν να συντελέσουν στην αύξηση της περιόδου κατωφλίου (Roberts 1983, Khomenko et al. 2008a). Το β είναι μικρότερο του 1 μέχρι το $1''$ από το δίκτυο και στη συνέχεια συνεχώς μεγαλύτερο από το 1, που μας οδηγεί στο συμπέρασμα ότι το DS στα $\pm 0.70 \text{ \AA}$ στο μεγαλύτερο μέρος της ροζέτας σχηματίζεται χαμηλότερα από το μαγνητικό θόλο. Η ισχύς και στις τρεις περιόδους είναι αυξημένη

μεταξύ 2'' και 10'' και τα μέγιστα τους αντιστοιχούν σε κλίσεις μεταξύ 65° - 75°. Η ενίσχυση της ισχύος των ταλαντώσεων και στις τρεις περιόδους, που εξετάσαμε, μπορεί να αποδοθεί στην ανάκλαση των κυμάτων στο μαγνητικό θόλο, ο οποίος τα κατευθύνει προς τη φωτόσφαιρα αυξάνοντας εκεί την ισχύ. Ο μηχανισμός της διαρροής των ακουστικών ταλαντώσεων μπορεί να εξηγήσει και εδώ την κορυφή στα 2.5'' μόνο που εδώ αναμένεται αυτός ο μηχανισμός να συμβάλλει σε μικρότερο βαθμό στην αύξηση της ισχύος από ό,τι στη χρωμόσφαιρα δεδομένου ότι «βλέπουμε» μικρότερο τμήμα των κεκλιμένων σωλήνων μαγνητικής ροής.

5.5. Συμπεράσματα και συζήτηση

Στη μελέτη που παρουσιάστηκε, υψηλής ανάλυσης παρατηρήσεις στη γραμμή Ha συνδυάστηκαν με επίσης υψηλής ανάλυσης φωτοσφαιρικά μαγνητογράμματα με σκοπό την καλύτερη κατανόηση του μηχανισμού της αλληλεπίδρασης των ακουστικών κυμάτων με το μαγνητικό πεδίο.

Μέχρι πρόσφατα, παρόμοιες μελέτες είχαν εστιάσει σε ενεργές περιοχές του Ήλιου, όπου οι συγκεντρώσεις των μαγνητικών πεδίων είναι εκτεταμένες. Εκεί, η εξάρτηση διαφόρων παραμέτρων από την ένταση του μαγνητικού πεδίου και την κλίση είναι ευκολότερο να προσδιοριστεί (βλ. π.χ.: McIntosh & Smilie 2004, Bloomfield et al. 2006). Ωστόσο η χρήση οργάνων υψηλής ανάλυσης και ακρίβειας, όπως το SOT/SP του Hinode, μας δίνει τη δυνατότητα να επεκτείνουμε τέτοιες μελέτες και σε ήρεμες περιοχές. Όλο και πιο μικρές μαγνητικές δομές στην ηλιακή ατμόσφαιρα παρατηρούνται από αυτά τα όργανα με αποτέλεσμα οι γνώσεις μας για το μαγνητισμό του δικτύου και του μεσοδικτύου και τις ιδιότητές του να αυξάνονται δραματικά (π.χ. Lites et al. 2008).

Τα μικρής κλίμακας μαγνητικά στοιχεία, που συγκεντρώνονται στο δίκτυο, φαίνεται πως παίζουν σημαντικό ρόλο στο να διοχετεύεται μέρος του τεράστιου ενεργειακού αποθέματος που είναι κρυμμένο στις κινήσεις μεταφοράς σε ανώτερα στρώματα της ατμόσφαιρας. Κάτι τέτοιο γίνεται είτε μέσω κυματικής διάδοσης, λόγω των πολλών ειδών κυμάτων που μπορούν να εμφανιστούν στο μαγνητικό δίκτυο ή μέσω της διάχυσης που συντελείται κατά τη διαδικασία της μαγνητικής

επανασύνδεσης. Επομένως, είναι αυτονόητο ότι η γνώση της τρισδιάστατης γεωμετρίας του μαγνητικού πεδίου, που βασίζεται σε παρατηρήσεις του φωτοσφαιρικού μαγνητικού πεδίου και επιτυγχάνεται κυρίως μέσω αριθμητικών μεθόδων παρέκτασης, είναι ζωτικής σημασίας για την κατανόηση της σύνδεσης μεταξύ χαμηλότερων και υψηλότερων ατμοσφαιρικών στρωμάτων.

Τα αποτελέσματα των υπολογισμών μας για το μαγνητικό πεδίο της χρωμόσφαιρας, όπως αυτό προκύπτει μέσω παρέκτασης, δείχνουν μια αξιοσημείωτη ταύτιση με τη θέση και τον προσανατολισμό των ψηφίδων καθώς και τη συνδεσιμότητα μεταξύ των λαμπρών σημείων του δικτύου και του μεσοδικτύου, όπως αυτή συνάγεται από τη μέση ένταση στη γραμμή Ηα. Παρόμοια συμφωνία μεταξύ ενός μαγνητικού πεδίου χωρίς ηλεκτρικά ρεύματα και εικόνων ακτίνων X ενός λαμπρού σημείου στο στέμμα βρέθηκε πρόσφατα από τους Pérez-Suárez et al. (2008). Βέβαια, πουθενά στον Ήλιο δεν μπορεί να ισχυριστεί κανείς ότι ισχύει στην πράξη η προσέγγιση των μηδενικών ηλεκτρικών ρευμάτων για το μαγνητικό πεδίο. Μάλιστα μελέτες προφίλ Stokes στον ήρεμο Ήλιο δείχνουν ότι η ύπαρξη ρευμάτων είναι απαραίτητη για το διαχωρισμό των σωλήνων μαγνητικής ροής από το μη μαγνητισμένο περιβάλλον τους (Rezaei et al. 2007). Πάντως για ένα χρονικό διάστημα 30 min (όση η διάρκεια των χρησιμοποιούμενων παρατηρήσεών μας) μπορούμε να θεωρήσουμε ότι η ανάδυση ροής και τα ηλεκτρικά ρεύματα δεν θα αλλάξουν τη μέση ολική εικόνα του μαγνητικού πεδίου στον ήρεμο Ήλιο. Ειδικά όταν θέλουμε να συγκρίνουμε μια μέση κατάσταση του μαγνητικού πεδίου, όπου δεν περιλαμβάνονται διαδικασίες διάχυσης, με την κατανομή της ισχύος των ταλαντώσεων, η προσέγγιση των μηδενικών ρευμάτων φαίνεται να είναι η πιο κατάλληλη.

Προσδιορίζοντας το γεωμετρικό τόπο των σημείων όπου η παράμετρος β του πλάσματος είναι ίση με τη μονάδα, δηλαδή την επιφάνεια που ορίζει το μαγνητικό θόλο της χρωμόσφαιρας, βρήκαμε ότι το σχήμα του ταυτίζεται με αυτό της μαγνητικής σκιάς, η οποία οριοθετείται από την ισοϋψή των 1.6 Mm. Κάτι τέτοιο δείχνει ότι η μείωση της ισχύος στο DS στα $\pm 0.35 \text{ \AA}$ από το κέντρο της γραμμής Ηα είναι μαγνητικής προέλευσης, καθώς εντοπίζεται στην περιοχή χαμηλού β . Το ύψος σχηματισμού της αντίστοιχης πτέρυγας στην περιοχή της ροζέτας είναι μεγαλύτερο από το ύψος του μαγνητικού θόλου με αποτέλεσμα να παρατηρούμε αυτή τη μείωση, σε αντίθεση με ό,τι συμβαίνει στο DS στα $\pm 0.70 \text{ \AA}$ από το κέντρο της γραμμής Ηα. Αυτό σχηματίζεται χαμηλότερα από το μαγνητικό θόλο, όσο όμως το τελευταίο

βρίσκεται σε ύψος κάτω του 1 Mm, παρατηρούμε την αύξηση της ισχύος στη φωτόσφαιρα, σαν αποτέλεσμα της ανάκλασης των ακουστικών κυμάτων πάνω σε αυτόν. Η αυξημένη χρωμοσφαιρική (και εν μέρει φωτοσφαιρική) ισχύς των 5 και 7 min μπορεί να αποδοθεί στη διαρροή των p-modes λόγω της κλίσης του μαγνητικού πεδίου.

Η περιοχή της ροζέτας βρίσκεται όλη μέσα στην ισοϋψή των 1.6 Mm, όπου η κατανομή της ισχύος ακολουθεί νηματοειδή δομή. Ταυτόχρονα έχουμε δείξει ότι η δομή αυτή συσχετίζεται με τις χρωμοσφαιρικές ψηφίδες, οι οποίες με τη σειρά τους ακολουθούν τις μαγνητικές δυναμικές γραμμές, όπως δείξαμε στο κεφάλαιο αυτό. Συμπεραίνουμε πως οι χρωμοσφαιρικές ψηφίδες σκιαγραφούν τους κεκλιμένους σωλήνες μαγνητικής ροής, οι οποίοι σχηματίζουν το χρωμοσφαιρικό θόλο. Γι' αυτό το λόγο αποτελούν τις θέσεις όπου η ανάκλαση και η διάθλαση των κυμάτων λαμβάνει χώρα δίνοντας στους χάρτες ισχύος τη νηματοειδή δομή τους και μεταβάλλοντας την ισχύ στη φωτόσφαιρα και τη χρωμόσφαιρα. Θυμίζουμε άλλωστε πως το μαγνητικό πεδίο του ήρεμου Ήλιου είναι στην πραγματικότητα ιδιαίτερα ανομοιογενές και η περιγραφή μέσω της υπόθεσης των μηδενικών ρευμάτων μια απλούστευση. Η περιγραφή του μαγνητικού θόλου ως μιας ομαλής επιφάνειας θα πρέπει να αντικατασταθεί από μια άλλη, όπου αυτός θα θεωρείται κατακερματισμένος σε διάφορους σωλήνες μαγνητικής ροής. Σε αυτές τις επιμέρους περιοχές, υποπευόμαστε ότι θα συμβαίνει η σύζευξη των διαφόρων ειδών μαγνητοϋδροδυναμικών κυμάτων και η μετατροπή τους από το ένα είδος στο άλλο και θα αναζητήσουμε περισσότερες ενδείξεις γι' αυτό κεφάλαιο 7.

Κεφάλαιο 6

Υπολογισμός του μαγνητικού πεδίου της χρωμόσφαιρας και προσδιορισμός του ύψους του μαγνητικού θόλου από μαγνητογράμματα του MDI και του SOT/SP

6.1. Εισαγωγή

Παρουσιάσαμε στα προηγούμενα κεφάλαια, τις διαφορετικές ιδιότητες των ταλαντώσεων που εμφανίζονται στο δίκτυο, στο μεσοδίκτυο και στη λεπτή υφή. Έγινε φανερός ο ρόλος του μαγνητικού πεδίου και πώς αυτό επιδρά στη διαμόρφωση της ισχύος των ταλαντώσεων στις διάφορες περιοχές του ήρεμου Ήλιου. Σε μια πρώτη προσπάθεια να περιγράψουμε το μηχανισμό που είναι υπεύθυνος για την εμφάνιση περιοχών αυξημένης και μειωμένης ισχύος (άλως ισχύος και μαγνητική σκιά αντίστοιχα), επικαλεστήκαμε την αλληλεπίδραση των μαγνητο-ακουστικών κυμάτων με το μαγνητικό θόλο. Έχει δειχθεί σε σχετικές μελέτες ότι σε αυτή την οριακή επιφάνεια εμφανίζεται σύζευξη μεταξύ των διαφορετικών τρόπων ταλάντωσης, που συναντώνται στο πλάσμα, και τα κύματα υφίστανται μετατροπή (mode conversion), ανάκλαση και διάθλαση (Rosenthal et al. 2002 Bogdan et al. 2003, Carlsson & Bogdan 2006, Cally 2007, Khomenko et al. 2008b). Από τις μελέτες αυτές, συνάγεται ότι είναι απαραίτητη η γνώση του ύψους σχηματισμού του μαγνητικού θόλου, ώστε να μπορεί κανείς να καταλήξει στο είδος των αλληλεπιδράσεων των εμπλεκόμενων κυμάτων με το οριακό αυτό στρώμα και τον τρόπο δημιουργίας περιοχών αυξημένης ή μειωμένης ισχύος των ταλαντώσεων (άλω ισχύος ή μαγνητική σκιά αντίστοιχα). Επιπλέον, τονίζεται ότι στην αλληλεπίδραση μεταξύ των μαγνητο-ακουστικών κυμάτων και του μαγνητικού θόλου παίζει

σημαντικό ρόλο η γωνία πρόσπτωσης των κυμάτων, η οποία με τη σειρά της συνδέεται με την κλίση του μαγνητικού πεδίου. Τα ακουστικά κύματα μεταφέρουν από τη ζώνη μεταφοράς ενέργεια, η οποία, παρουσία μαγνητισμένης ατμόσφαιρας, μπορεί να διοχετευθεί στα ανώτερα στρώματα μέσω «μαγνητο-ακουστικών πυλών» (magneto-acoustic portals) κάνοντας τα κύματα αυτά πιθανούς υποψήφιους για τη θέρμανση της ηλιακής ατμόσφαιρας (Jefferies et al. 2006). Επομένως η ακριβής γνώση του διανύσματος του μαγνητικού πεδίου του ήρεμου Ήλιου και του ύψους σχηματισμού του μαγνητικού θόλου είναι πολύ σημαντικά στοιχεία σε ένα μοντέλο κυματικής διάδοσης.

Το ύψος σχηματισμού του μαγνητικού θόλου καθορίζεται από την ισορροπία μεταξύ της πίεσης του πλάσματος και της μαγνητικής πίεσης. Επομένως, ο ακριβής προσδιορισμός της θέσης του εξαρτάται από δύο παράγοντες: την ακριβή μέτρηση του φωτοσφαιρικού μαγνητικού πεδίου και τη γνώση των μεταβολών των θερμοδυναμικών παραμέτρων της ηλιακής ατμόσφαιρας με το ύψος (δηλαδή ένα ακριβές ατμοσφαιρικό μοντέλο).

Η σύγκριση μεταξύ των διαφόρων μαγνητογράφων και των φασματικών γραμμών που αυτά χρησιμοποιούν για τη μέτρηση του φωτοσφαιρικού μαγνητικού πεδίου έχει αποτελέσει αντικείμενο πολλών μελετών. Αυτό συμβαίνει αφ' ενός μεν, επειδή η γνώση του φωτοσφαιρικού μαγνητικού πεδίου είναι θεμελιώδης για όλα σχεδόν τα πεδία της ηλιακής φυσικής, αλλά και της φυσικής του διαστήματος, αφ' ετέρου δε, διότι για τη μέτρηση του μαγνητικού πεδίου χρησιμοποιούνται διάφορες φασματικές γραμμές (π.χ. του Fe I στα 6301.5 Å, 6302.5 Å, 5250 Å, 5233 Å, του Ni I στα 6767.8 Å, του Na I στα 5896 Å κ.α.), διαφορετικές για κάθε όργανο. Η πολυπλοκότητα της ηλιακής ατμόσφαιρας, και κατά συνέπεια ο σχηματισμός των φασματικών γραμμών, έχει σαν αποτέλεσμα, σε γενικές γραμμές, οι τιμές του μαγνητικού πεδίου που δίνει η κάθε φασματική γραμμή/όργανο να διαφέρουν. Θεωρείται, λοιπόν, αναγκαία η σύγκριση μεταξύ των δεδομένων που λαμβάνονται από διαφορετικά όργανα και πολλοί ερευνητές έχουν ασχοληθεί με αυτό το θέμα σε πολλές μελέτες (Berger & Lites 2002, 2003, Moon et al. 2007, Socas Navarro et al. 2008, Demidov & Balthasar 2009, Wang et al. 2009, Ulrich et al. 2009). Στις περισσότερες από αυτές τις μελέτες οι συγκρίσεις έχουν γίνει για ενεργές περιοχές.

Στην περίπτωση του ήρεμου Ήλιου, η αντικειμενική δυσκολία στη μέτρηση του μαγνητικού πεδίου έγκειται στη μικρή κλίμακα των μαγνητικών συγκεντρώσεων, η οποία είναι, συνήθως, συγκρίσιμη με τη διακριτική ικανότητα του οργάνου. Με τη

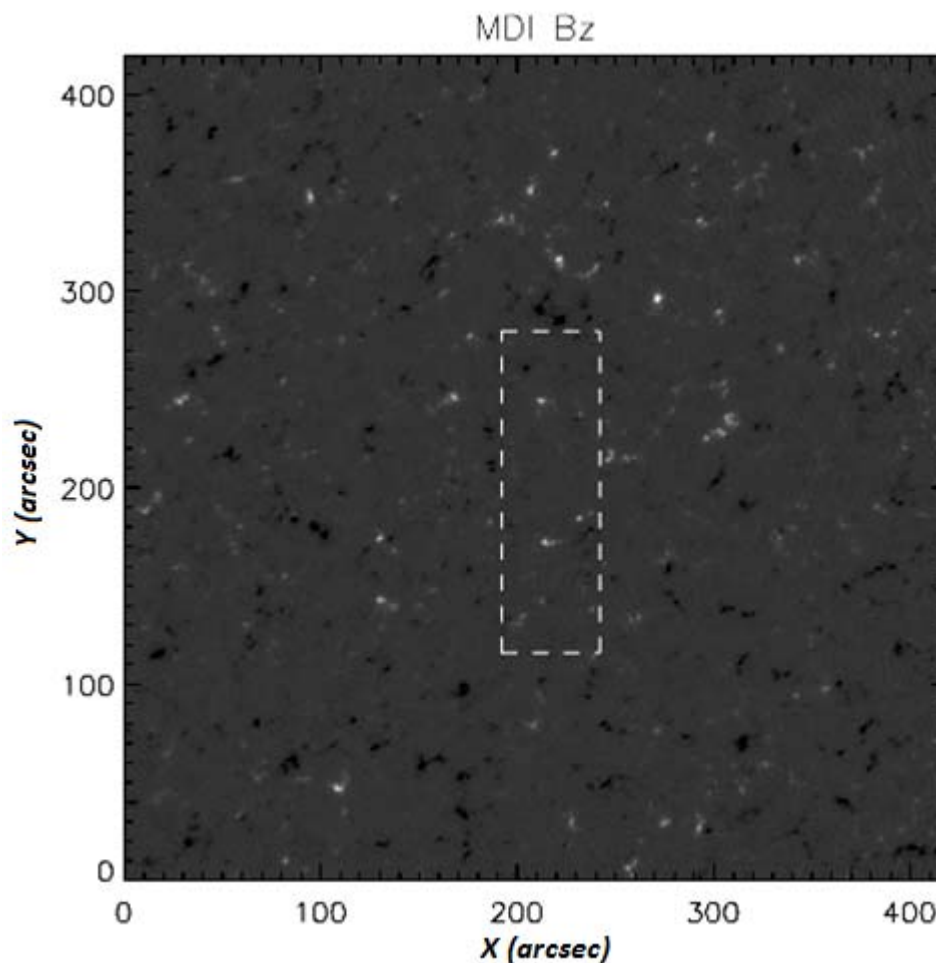
χρήση ολοένα και καλύτερων οργάνων, η μέτρηση του μαγνητικού πεδίου στον ήρεμο Ήλιο με μεγαλύτερη ακρίβεια είναι, πλέον, εφικτή. Είναι όμως ακόμα αντικείμενο μελέτης το κατά πόσο οι φασματικές γραμμές που χρησιμοποιούνται έχουν την απαραίτητη ευαισθησία και κατά πόσο οι μέθοδοι αναστροφής των δεδομένων παρέχουν αξιόπιστα αποτελέσματα για τις παραμέτρους του μαγνητικού πεδίου μικρής κλίμακας (π.χ. Martinez Gonzalez et al. 2006, Orozco Suárez et al. 2007, Viticchié & Sánchez Almeida 2011, Viticchié et al. 2011).

Δεδομένης της σημασίας του ύψους σχηματισμού του μαγνητικού θόλου στη διάδοση των κυμάτων, στην οποία έχουμε ήδη αναφερθεί, πριν προχωρήσουμε σε περαιτέρω μελέτη των κυματικών φαινομένων στην περιοχή του μαγνητικού δίκτυο, θα εξετάσουμε, στο κεφάλαιο αυτό, αν και κατά πόσο αλλάζουν ποιοτικά αλλά και ποσοτικά, τα συμπεράσματα στα οποία έχουμε καταλήξει στα κεφάλαια 4 και 5, εάν για την παρέκταση του μαγνητικού πεδίου χρησιμοποιήσουμε παρατηρήσεις από όργανα με διαφορετική διακριτική ικανότητα και ευαισθησία. Επίσης, θα εξεταστεί η επίδραση που μπορεί να έχει σε αυτά τα αποτελέσματα το χρησιμοποιούμενο ατμοσφαιρικό μοντέλο. Για το λόγο αυτό, θα υπολογίσουμε το ύψος και τη μορφή του μαγνητικού θόλου χρησιμοποιώντας μαγνητογράμματα, τα οποία έχουν ληφθεί από δύο όργανα, το MDI του SoHO και το SOT/SP του Hinode, καθώς και τρία ατμοσφαιρικά μοντέλα και θα συγκρίνουμε τα αποτελέσματα. Μέρη του κεφαλαίου έχουν δημοσιευτεί (Kontogiannis et al. 2011).

6.2. Παρατηρήσεις

Για την μελέτη που ακολουθεί, έχουν χρησιμοποιηθεί παρατηρήσεις του φωτοσφαιρικού μαγνητικού πεδίου από δύο διαφορετικά όργανα: το MDI του δορυφόρου SoHO καθώς επίσης και του SOT/SP του δορυφόρου HINODE (Σχ. 6.1). Λεπτομέρειες σχετικά με τα δεδομένα του MDI και του SOT/SP αναφέρονται στο Κεφάλαιο 3. Υπενθυμίζουμε ότι το όργανο SOT/SP παρατηρούσε στο κέντρο του ηλιακού δίσκου μεταξύ 9:00 και 9:25 UT πραγματοποιώντας δύο διαδοχικές σαρώσεις της ίδιας περιοχής, διάρκειας 10 min η κάθε μια. Η λευκή, ορθογώνια,

διακεκομμένη περιοχή στο Σχ. 6.1. απεικονίζει τη θέση του οπτικού πεδίου του SOT/SP μέσα στο μεγαλύτερο πεδίο του MDI.



Σχήμα 6.1. Το πεδίο παρατήρησης του MDI, καθώς επίσης και αυτό του SOT/SP (λευκό ορθογώνιο). Το κέντρο της περιοχής που μελετήσαμε στα προηγούμενα κεφάλαια βρίσκεται περίπου στο $(X,Y) = (210'',170'')$.

6.3. Ανάλυση των παρατηρήσεων

Τα μαγνητογράμματα των δύο οργάνων ευθυγραμμίστηκαν και στη συνέχεια επιλέχθηκε το κοινό οπτικό πεδίο (Σχ. 6.1). Εκτός από τη σαφώς καλύτερη χωρική ανάλυση του SOT/SP, οι παρατηρήσεις των δύο οργάνων έχουν άλλη μια θεμελιώδη διαφορά: τα δεδομένα του SOT/SP δεν είναι προϊόν μιας μοναδικής έκθεσης, αλλά

έχουν προκύψει από τη σάρωση της περιοχής. Αυτό σημαίνει ότι κάθε κατακόρυφη στήλη πάχους 0.32'' της εικόνας που μας παρέχει το SOT/SP έχει ληφθεί σε διαφορετικό χρόνο. Το ίδιο χρονικό διάστημα λήφθηκαν από το MDI 11 μαγνητογράμματα. Προκειμένου να συγκριθούν τα μαγνητογράμματα από τα δύο όργανα κατασκευάστηκε ένα μέσο (χρονικά) μαγνητόγραμμα από τα 11 του MDI, καθώς επίσης και ένα συνθετικό μαγνητόγραμμα σάρωσης. Σημειώνεται ότι η άθροιση αρκετών συνεχόμενων μαγνητογραμμάτων είναι μια συχνά χρησιμοποιούμενη μέθοδος, καθώς στον εξαγόμενο μέσο όρο αυξάνεται ο λόγος σήματος προς θόρυβο (signal-to-noise ratio) και βελτιώνεται η ευκρίνεια των μαγνητικών στοιχείων μικρής κλίμακας. Η κατασκευή του συνθετικού μαγνητογράμματος σάρωσης έγινε ως εξής: επιλέχθηκαν οι 11 εικόνες του MDI, που λήφθηκαν κατά τη διάρκεια λήψης της σάρωσης του SOT/SP, και επιλέχθηκε το κοινό οπτικό πεδίο. Στη συνέχεια το πεδίο χωρίστηκε σε 11 ισοπαχείς λωρίδες, πάχους 4.5'', και η κάθε μια λωρίδα συμπληρώθηκε από το αντίστοιχο τμήμα κάθε ενός από τα διαδοχικά μαγνητογράμματα του MDI.

Για την περαιτέρω ανάλυση επιλέχθηκε μια μικρότερη περιοχή, μεταξύ 20'' και 100'' στην κατακόρυφη διεύθυνση, στο σύστημα συντεταγμένων του Σχ. 6.2, που περιέχει μέρος του μαγνητικού δικτύου και του περιβάλλοντος μεσοδικτύου. Για αυτή την περιοχή, υπολογίστηκε το διάνυσμα του μαγνητικού πεδίου μέχρι το ύψος των 2365 km ακολουθώντας τη μεθοδολογία του προηγούμενου κεφαλαίου. Με την ίδια μεθοδολογία, υπολογίστηκαν επίσης η διαμήκης και εγκάρσια συνιστώσες του μαγνητικού πεδίου, η κλίση του και η παράμετρος β του πλάσματος. Η διαδικασία εκτελέστηκε για τέσσερις περιπτώσεις φωτοσφαιρικού μαγνητογράμματος: το συνθετικό μαγνητόγραμμα σάρωσης του MDI, το αντίστοιχο μέσο μαγνητόγραμμα και το μαγνητόγραμμα του SOT/SP στην αυθεντική χωρική ανάλυση (0.32'') και μειωμένη στην ανάλυση του MDI (0.6'', υπολογίζοντας το μέσο όρο 2×2 εικονοκυψελίδων).

6.4. Αποτελέσματα

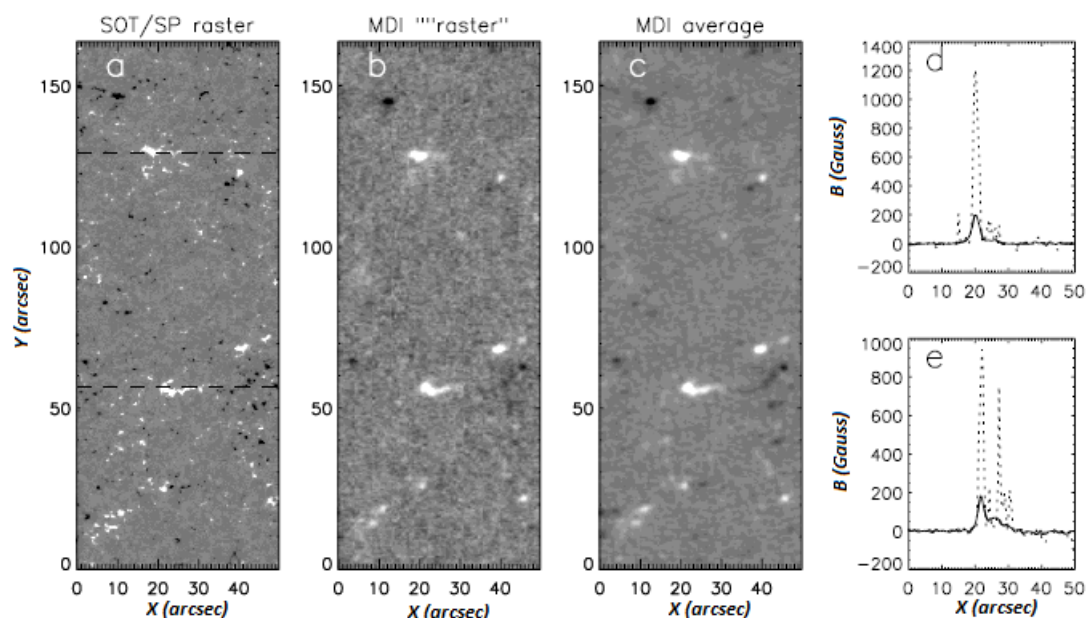
6.4.1. Σύγκριση των παραμέτρων του φωτοσφαιρικού και χρωμοσφαιρικού μαγνητικού πεδίου που υπολογίζονται από παρατηρήσεις των MDI και SOT/SP

Στο Σχ. 6.2 φαίνεται η υπό μελέτη περιοχή του ήρεμου Ήλιου, η οποία βρίσκεται στο κέντρο του ηλιακού δίσκου, οι συντεταγμένες του οποίου πάνω στην εικόνα είναι $(X_0, Y_0) = (20'', 65'')$. Η περιοχή περιέχει τρία συμπλέγματα λαμπρών σημείων του δικτύου, θετικής πολικότητας, στα $(20'', 55'')$, $(35'', 68'')$ και $(18'', 129'')$, καθώς επίσης και αρκετές μαγνητικές συγκεντρώσεις μικτής πολικότητας στο μεσοδίκτυο. Η χαμηλότερη ανάλυση του MDI έχει σαν αποτέλεσμα τα μαγνητικά στοιχεία του μεσοδικτύου να χάνονται λόγω του θορύβου του οργάνου και το δίκτυο να φαίνεται με μικρότερη ευκρίνεια. (Σχ. 6.2b). Πάντως στη μέση εικόνα του MDI (Σχ. 6.2c), κάποια μαγνητικά στοιχεία του μεσοδικτύου φαίνονται με βελτιωμένη ευκρίνεια.

Στα σχήματα (d) και (e) του Σχ. 6.2. φαίνεται το μαγνητικό πεδίο κατά μήκος των δύο διακεκομμένων γραμμών του σχήματος (α) όπως μετρείται από το SOT/SP (στικτή γραμμή) και το MDI, τόσο στην μέση εικόνα (διακεκομμένη) όσο και στη συνθετική εικόνα σάρωσης (συνεχής). Είναι χαρακτηριστική η διαφορά των τιμών που μας δίνουν τα δύο όργανα. Το MDI δίνει ως και τέσσερις με πέντε φορές χαμηλότερη ένταση μαγνητικού πεδίου (πυκνότητα μαγνητικής ροής, ακριβέστερα). Ας σημειωθεί ότι τόσο η μέση όσο και η εικόνα σάρωσης του MDI δίνουν τις ίδιες τιμές για το μαγνητικό πεδίο, χωρίς να παρουσιάζεται κάποια διαφορά.

Το παραπάνω εύρημα, ότι δηλαδή το MDI δίνει χαμηλότερες τιμές για το μαγνητικό πεδίο σε σχέση με το SOT/SP έχει αναφερθεί σε παλαιότερες μελέτες, οι οποίες είχαν γίνει για ενεργές περιοχές. Οι Moon et al. (2007) έχουν βρει έως και 2 φορές χαμηλότερες τιμές στο MDI (στη λειτουργία υψηλής ανάλυσης) σε σχέση με το SOT/SP (στη λειτουργία “normal mode”). Παρόμοια αποτελέσματα αναφέρονται και από τους Wang et al. (2009) που, μελετώντας ένα δείγμα 45 ενεργών περιοχών συγκρίνοντας ωστόσο το SOT/SP με χαμηλής ανάλυσης MDI μαγνητογράμματα ολόκληρου του ηλιακού δίσκου, διαπίστωσαν ότι οι τιμές του MDI φτάνουν στο 70-

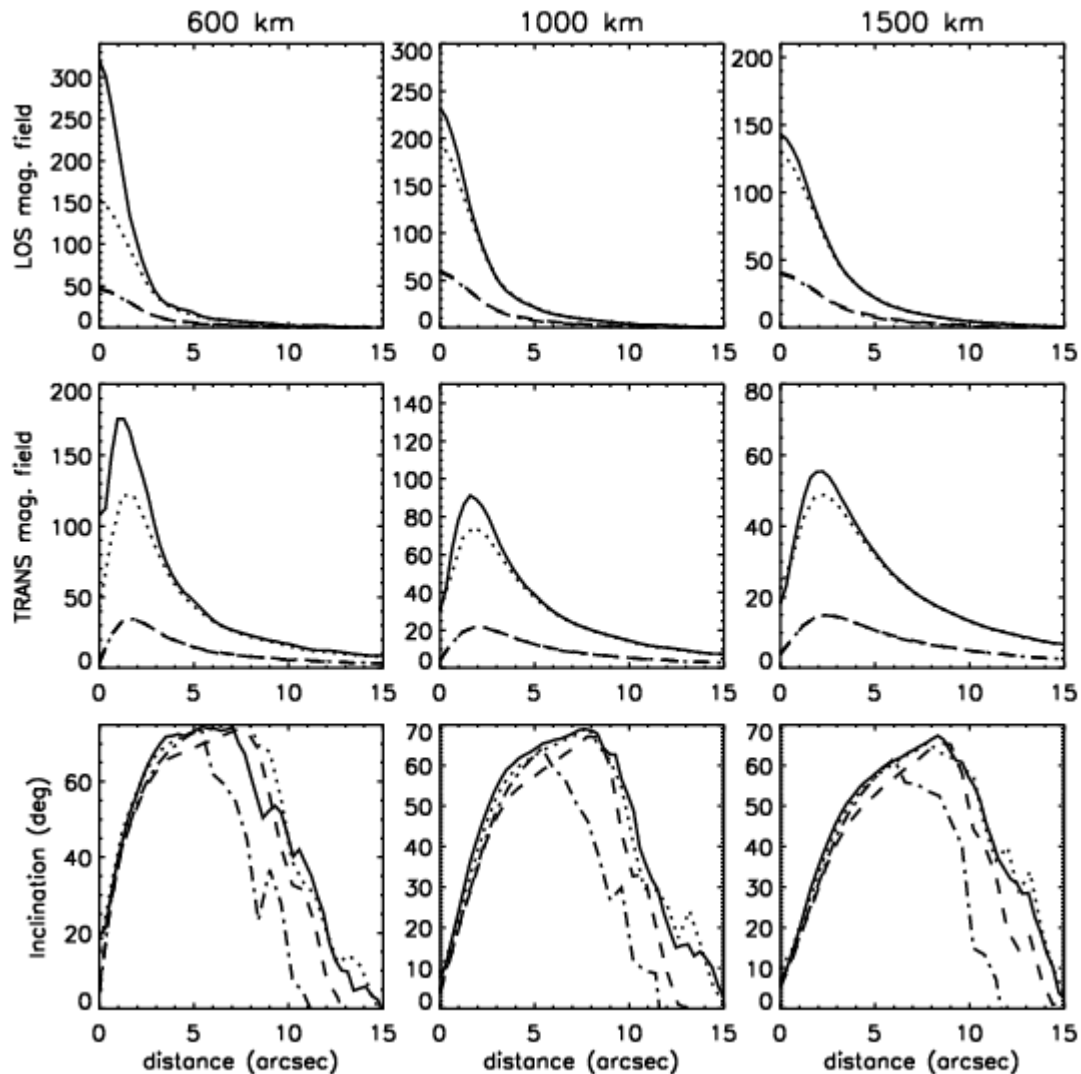
80% αυτών του SOT/SP. Το γεγονός ότι οι παρατηρήσεις μάς δίνουν μια διαφορά η οποία είναι αρκετά μεγαλύτερη στον ήρεμο Ήλιο, μπορεί να εξηγηθεί από τη διαφορά στην ανάλυση μεταξύ των δύο οργάνων. Το γραμμικό μέγεθος του εικονοστοιχείου του MDI είναι περίπου διπλάσιο από αυτό του SOT (συνεπώς με τετραπλάσιο εμβαδόν) και, επομένως, ο συντελεστής πλήρωσης για ένα εικονοστοιχείο του MDI είναι κατά πολύ χαμηλότερος. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα το όργανο να μετράει χαμηλότερη ένταση του μαγνητικού πεδίου. Το γεγονός αυτό ενισχύεται από το ότι οι μαγνητικές δομές του ήρεμου Ήλιου είναι κατά κανόνα πολύ μικρές, στα όρια της ανάλυσης πολλών οργάνων, επομένως το αντίστοιχο πεδίο «μοιράζεται» στο εμβαδόν ενός εικονοστοιχείου και, κατά συνέπεια, μετρείται μια τιμή αρκετά χαμηλότερη από την πραγματική.



Σχήμα 6.2. Το μαγνητόγραμμα του SOT/SP (a), το αντίστοιχο συνθετικό μαγνητόγραμμα σάρωσης του MDI (b) καθώς και το μέσο μαγνητόγραμμα του τελευταίου (c). Στα γραφήματα της δεξιάς στήλης (d και e) φαίνονται οι τιμές του μαγνητικού πεδίου κατά μήκος των δύο διακεκομμένων οριζόντιων γραμμών, οι οποίες έχουν χαραχτεί στο αριστερό μαγνητόγραμμα. Η συνεχής και διακεκομμένη γραμμές αντιστοιχούν στις τιμές του συνθετικού και μέσου μαγνητογράμματος MDI αντίστοιχα, ενώ η στικτή στις τιμές του SOT/SP.

Η αιτία αυτής της διαφοράς θα μπορούσε να αναζητηθεί και στο ότι τα δύο όργανα χρησιμοποιούν διαφορετικές φασματικές γραμμές για τον υπολογισμό των μαγνητικών πεδίων, οι οποίες έχουν διαφορετικό ύψος σχηματισμού. Πράγματι, οι

δύο γραμμές σχηματίζονται σε ύψη που απέχουν μεταξύ τους 50 km. Ωστόσο η απόσταση αυτή είναι πολύ μικρή για να προκαλέσει την παρατηρούμενη διαφορά (Berger & Lites 2003).



Σχήμα 6.3. Οι αζιμουθιακοί μέσοι όροι των παραμέτρων του μαγνητικού πεδίου συναρτήσει της απόστασης από το δίκτυο σε τρία ύψη: στα 600 (αριστερή στήλη), 1000 (μεσαία στήλη) και 1500 km (δεξιά στήλη). Στην πρώτη και δεύτερη γραμμή δίνονται τα γραφήματα της κατακόρυφης και οριζόντιας συνιστώσας αντίστοιχα, ενώ στην τρίτη γραμμή τα αντίστοιχα της κλίσης. Η συνεχής γραμμή αναφέρεται στο SOT/SP, η στικτή στο SOT/SP στη χωρική ανάλυση του MDI και η διακεκομμένη και διακεκομμένη-στικτή στο MDI (μέση και συνθετική εικόνα σάρωσης αντίστοιχα). Το 0'' αντιστοιχεί στο μαγνητικό δίκτυο, στο σημείο με συντεταγμένες (X, Y) = (20'', 55'') στο Σχ. 6.2.

Η διαφορά τιμών που δίνουν τα δύο όργανα για το φωτοσφαιρικό μαγνητικό πεδίο αναμένουμε να έχει συνέπειες και στον υπολογισμό των τιμών του χρωμοσφαιρικού πεδίου με τη διαδικασία της παρέκτασης. Επιλέξαμε να μελετήσουμε αυτές τις διαφορές σε τρία ατμοσφαιρικά ύψη, στα 600, 1000 και 1500 km από τη βάση της φωτόσφαιρας ($\tau_{5000} = 1$), στα οποία θα εξετάσουμε τη μεταβολή της διαμήκουσ και εγκάρσιας συνιστώσας του μαγνητικού πεδίου, όπως επίσης και της κλίσης του σαν συνάρτηση της απόστασης από το δίκτυο, από το σημείο με συντεταγμένες $(X, Y) = (20'', 55'')$ στο Σχ. 6.2. Αυτό θα γίνει υπολογίζοντας, όπως και στο προηγούμενο κεφάλαιο, τους αζιμουθιακούς μέσους όρους σαν συνάρτηση της απόστασης από το μαγνητικό δίκτυο. Στο Σχ. 6.3 παρουσιάζονται τα αντίστοιχα γραφήματα. Η μορφή των αζιμουθιακών μέσων όρων συναρτήσει της απόστασης από το δίκτυο για τις παραμέτρους του μαγνητικού πεδίου, που υπολογίστηκε από τη διαδικασία της παρέκτασης, σχολιάστηκε εκτενώς στο προηγούμενο κεφάλαιο.

Τόσο το μέσο όσο και το συνθετικό μαγνητόγραμμα του MDI δίνουν σχεδόν τις ίδιες τιμές για την εγκάρσια και διαμήκη συνιστώσα του μαγνητικού πεδίου, αφού, όπως μπορεί να φανεί από το Σχ. 6.3 η διακεκομμένη και η στικτή-διακεκομμένη γραμμή σχεδόν συμπίπτουν σε όλα τα ύψη και για όλες τις αποστάσεις. Για το λόγο αυτό, στη συνέχεια θα αναφερόμαστε στο μαγνητικό πεδίο που προκύπτει από το MDI εννοώντας οποιοδήποτε από τα δύο. Σε όλα τα ύψη οι δύο συνιστώσες του μαγνητικού πεδίου έχουν χαμηλότερες τιμές για το MDI από ό,τι για το SOT/SP τόσο στην κανονική του ανάλυση (συνεχής γραμμή) όσο και στην ανάλυση του MDI (στικτή γραμμή). Από τα γραφήματα φαίνεται ότι ο λόγος μεταξύ των τιμών των δύο οργάνων κοντά στο δίκτυο μειώνεται όσο μεγαλώνει το ύψος.

Μεταξύ των δύο καμπύλων του SOT/SP οι διαφορές είναι μεγαλύτερες στα 600 km, ενώ στα 1500 km οι δύο καμπύλες σχεδόν συμπίπτουν. Μειώνοντας την ανάλυση στο μαγνητόγραμμα του SOT/SP μειώνονται, όπως είναι αναμενόμενο, οι τιμές του μαγνητικού πεδίου. Ωστόσο το υπολογιζόμενο χρωμοσφαιρικό μαγνητικό πεδίο δεν επηρεάζεται σημαντικά από αυτή τη μεταβολή στη χωρική ανάλυση. Συμπεραίνουμε, λοιπόν, ότι οι τιμές του φωτοσφαιρικού μαγνητικού πεδίου επηρεάζουν περισσότερο τις τιμές του χρωμοσφαιρικού πεδίου από ό,τι η χωρική ανάλυση. Αν θεωρήσει, επομένως, κανείς ότι το μαγνητικό πεδίο της ανώτερης χρωμόσφαιρας βρίσκεται σε μια κατάσταση ελάχιστης ενέργειας, όπως είναι το μαγνητικό πεδίο απουσία ηλεκτρικών ρευμάτων, η ύπαρξη λεπτής υφής στις

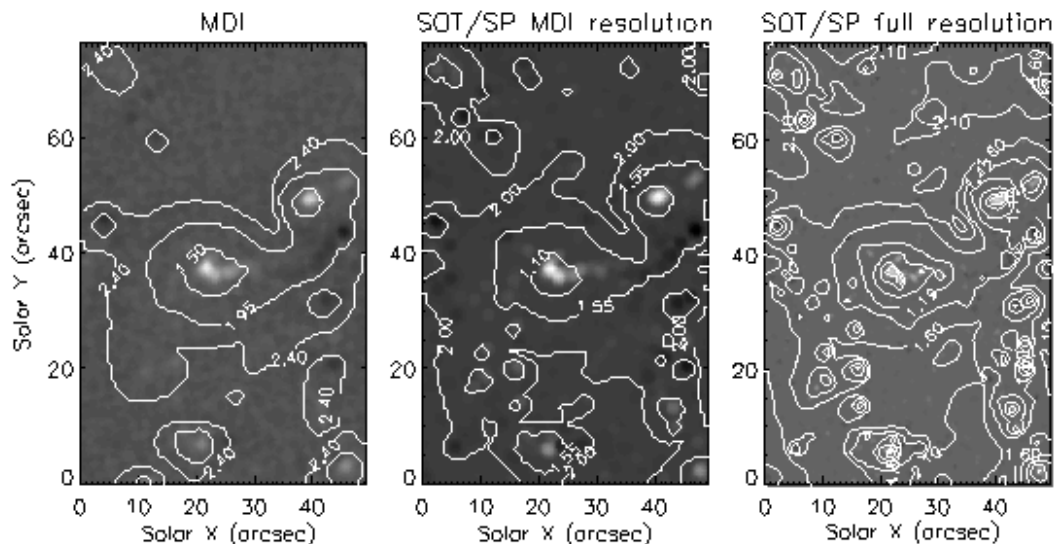
μαγνητικές συγκεντρώσεις του δικτύου στη φωτόσφαιρα φαίνεται να μην επηρεάζει τη μορφή του μαγνητικού πεδίου σε ύψη μεγαλύτερα από 1500 km.

Στα γραφήματα της τελευταίας γραμμής του Σχ. 6.3 φαίνεται ότι οι τέσσερις περιπτώσεις φωτοσφαιρικού μαγνητικού πεδίου που εξετάσαμε, δεν οδηγούν σε σημαντικές διαφορές στην υπολογιζόμενη κλίση του μαγνητικού πεδίου. Σημειώνουμε, παρ' όλα αυτά, ότι η καμπύλη που αναφέρεται στην κλίση του μαγνητικού πεδίου, που υπολογίστηκε από το συνθετικό μαγνητόγραμμα του MDI (στικτή - διακεκομμένη), μειώνεται πιο κοντά στο δίκτυο σε σχέση με όλες τις άλλες περιπτώσεις. Αυτό συμβαίνει διότι στα άλλα μαγνητογράμματα, είτε ο λόγος του σήματος προς το θόρυβο είναι βελτιωμένος λόγω της άθροισης των έντεκα μαγνητογραμμάτων (μέσο μαγνητόγραμμα του MDI) ή έχουν μεγαλύτερη ακρίβεια. Συμπεραίνουμε, πάντως, ότι σε γενικές γραμμές, η γεωμετρία του μαγνητικού πεδίου είναι η ίδια για όλες τις περιπτώσεις ανεξάρτητα από τις διαφορετικές τιμές των συνιστωσών του.

6.4.2. Η μορφή και το ύψος σχηματισμού του μαγνητικού θόλου

6.4.2.1. Εξάρτηση από το όργανο παρατήρησης

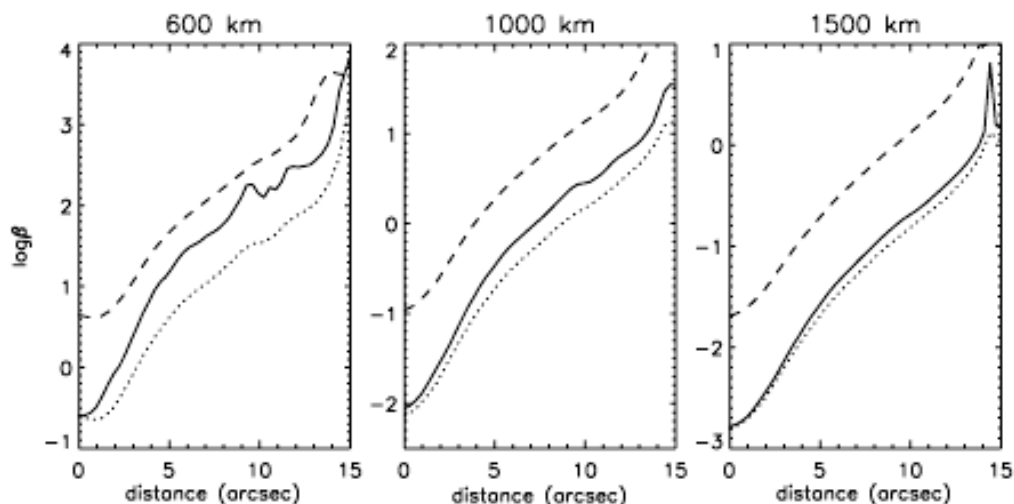
Στο Σχ. 6.4 φαίνεται η υπο-περιοχή του Σχ. 6.1 για την οποία υπολογίστηκε το χρωμοσφαιρικό μαγνητικό πεδίο. Έχουν επίσης χαραχτεί οι ισοϋψείς (λευκές καμπύλες) που δίνουν το ύψος β_{TH} του μαγνητικού θόλου, το ύψος δηλαδή όπου η παράμετρος β είναι περίπου ίση με τη μονάδα. Για το MDI παρουσιάζονται οι υπολογισμοί που έγιναν χρησιμοποιώντας το μέσο φωτοσφαιρικό μαγνητικό πεδίο (τα αποτελέσματα είναι ίδια αν χρησιμοποιηθεί το συνθετικό μαγνητόγραμμα σάρωσης).



Σχήμα 6.4. Οι ισοϋψείς του μαγνητικού θόλου για τα τρία διαφορετικά μαγνητογράμματα. Αριστερά: όπως προκύπτει από το μέσο μαγνητόγραμμα του MDI. Κέντρο: όπως προκύπτει από το μαγνητόγραμμα του SOT/SP στην ανάλυση του MDI. Δεξιά: όπως προκύπτει από το μαγνητόγραμμα του SOT/SP στην κανονική του ανάλυση.

Οι ισοϋψείς του Σχ. 6.4, ενδεικτικές της μορφής του μαγνητικού θόλου, περιβάλλουν τις μαγνητικές συγκεντρώσεις του δικτύου και εκτείνονται προς το μεσοδίκτυο. Η διαφορά ανάμεσα στις ισοϋψείς είναι ίση με το βήμα του ύψους, από τη βάση της φωτόσφαιρας, στο οποίο υπολογίστηκε το μαγνητικό πεδίο και ίσο σε κάθε περίπτωση με τη χωρική ανάλυση των παρατηρήσεων. Γι' αυτό το λόγο οι καμπύλες είναι πιο πυκνές στο δεξί σχήμα, όπου το βήμα είναι 235 km και πιο αραιές στα άλλα δύο, όπου το βήμα είναι σχεδόν διπλάσιο (450 km). Από τις τιμές των ισοϋψών είναι φανερό πώς το ύψος σχηματισμού του μαγνητικού θόλου αυξάνεται όσο μεγαλώνει η απόσταση από το δίκτυο. Σε γενικές γραμμές, η μορφή του μαγνητικού θόλου είναι όμοια και στις τρεις περιπτώσεις, υπάρχει ωστόσο σημαντική διαφορά στα ύψη σχηματισμού του. Για παράδειγμα, η καμπύλη που αντιστοιχεί στα 1.95 Mm στο πρώτο σχήμα (όπου το μαγνητικό πεδίο υπολογίστηκε από το μαγνητόγραμμα του MDI) αντιστοιχεί περίπου σε αυτή των 1.55 Mm του δεύτερου (που υπολογίστηκε από το μαγνητόγραμμα του SOT/SP στη χωρική ανάλυση του MDI) και σε αυτή των 1.42 Mm του τρίτου (που υπολογίστηκε από το μαγνητόγραμμα του SOT/SP στην πλήρη ανάλυση). Έτσι, στη συγκεκριμένη περιοχή του μαγνητικού δικτύου, ο μαγνητικός θόλος, που υπολογίστηκε από το MDI, βρίσκεται περίπου 400 km ψηλότερα από ό,τι αυτός που υπολογίστηκε από το

SOT/SP στην ανάλυση του MDI και περίπου 530 km από αυτό του SOT/SP στην πλήρη ανάλυση. Επομένως η χρήση των φωτοσφαιρικών μαγνητογράμμων του MDI οδηγεί σε σημαντικά μεγαλύτερες τιμές του ύψους του μαγνητικού θόλου, οι οποίες είναι της τάξης των 500 km.



Σχήμα 6.5. Οι αξιμουθιακοί μέσοι όροι της παραμέτρου β του πλάσματος συναρτήσει της απόστασης από το δίκτυο στα 600 (αριστερά), 1000 (κέντρο) και 1500 km (δεξιά). Η συνεχής γραμμή έχει υπολογιστεί από τις παρατηρήσεις του SOT/SP, η στικτή του SOT/SP στη χωρική ανάλυση του MDI και η διακεκομμένη από το μέσο μαγνητόγραμμα του MDI. Τα 0'' αντιστοιχούν στο μαγνητικό δίκτυο.

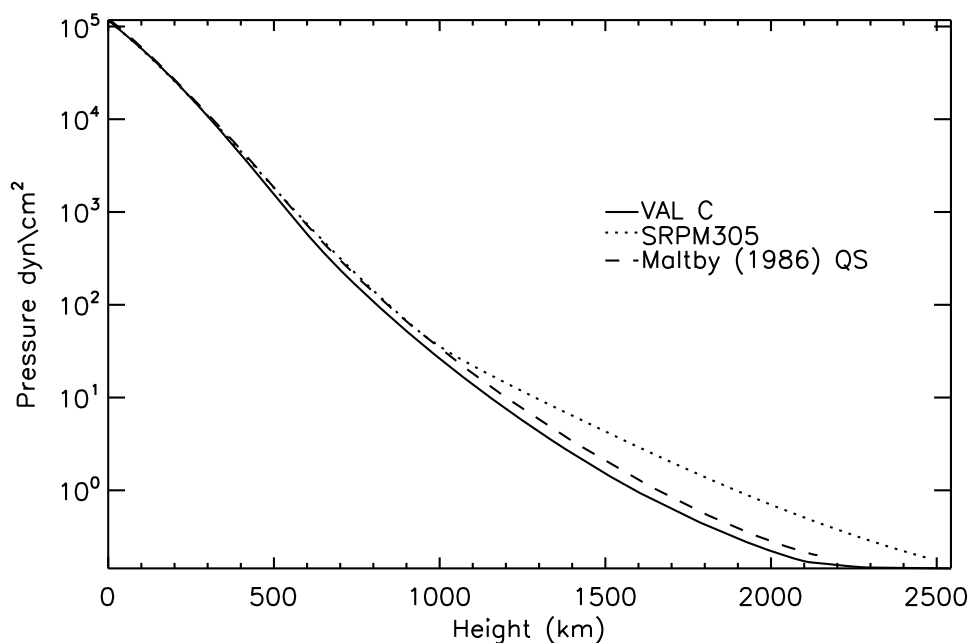
Στο Σχ. 6.5 φαίνονται οι αξιμουθιακοί μέσοι όροι της παραμέτρου β του πλάσματος συναρτήσει της απόστασης από το μαγνητικό δίκτυο (όπως έγινε και για το Σχ. 6.4), υπολογισμένοι για τα ύψη 600, 1000 και 1500 km από τη βάση της φωτόσφαιρας. Όπως και στην περίπτωση των ισοϋψών του Σχ. 6.4, οι αξιμουθιακοί μέσοι όροι της παραμέτρου β είναι ίδιοι για το μέσο και το συνθετικό μαγνητόγραμμα του MDI. Οι δύο καμπύλες του SOT/SP (συμπαγής και στικτή γραμμές), παρόλο που έχουν υπολογιστεί για διαφορετική χωρική ανάλυση, σχεδόν συμπίπτουν στα 1000 και 1500 km (Σχ. 6.5 κέντρο και δεξιά). Διαφέρουν κυρίως στα 600 km (Σχ. 6.5 αριστερά) και για αποστάσεις μεγαλύτερες από 2''. Σε γενικές γραμμές, η καμπύλη της παραμέτρου β , που προέκυψε από το μαγνητόγραμμα του SOT/SP στην ανάλυση του MDI, είναι ομαλότερη και μοιάζει με εκείνη που προέκυψε από το MDI και είναι μετατοπισμένη προς χαμηλότερες τιμές του β . Οι τιμές του β , που υπολογίστηκαν χρησιμοποιώντας το μέσο μαγνητόγραμμα του MDI, είναι μεγαλύτερες σε όλα τα

ύψη και αποστάσεις. Είναι αξιοσημείωτο ότι στα 600 km η τιμή του β , που υπολογίστηκε από το MDI είναι μεγαλύτερη της μονάδας ($\log \beta > 0$) ακόμα και πάνω από το μαγνητικό δίκτυο. Αυτό δεν ισχύει στα 1000 και 1500 km αλλά, ακόμα και εκεί, η απόσταση στην οποία το β γίνεται ίσο με τη μονάδα ($\log \beta \approx 0$), η οποία είναι ενδεικτική της οριζόντιας έκτασης του μαγνητικού θόλου σε εκείνο το ύψος, διαφέρει σημαντικά από αυτή των άλλων δύο καμπυλών. Στα 1000 km, η απόσταση στην οποία η καμπύλη του MDI τέμνει το μηδέν είναι η μισή της αντίστοιχης των καμπυλών του SOT/SP. Από την άλλη, στα 1500 km, η παράμετρος β του πλάσματος για το SOT/SP είναι μικρότερη της μονάδας ($\log \beta < 0$) μέχρι τα 15''. Επομένως, οι τιμές του β , που υπολογίστηκαν χρησιμοποιώντας τα μαγνητογράμματα του SOT/SP, οδηγούν στο συμπέρασμα ότι η χρωμόσφαιρα στα 1500 km είναι σχεδόν εξ' ολοκλήρου μαγνητισμένη. Οι υπολογισμοί που έγιναν χρησιμοποιώντας το MDI δεν οδηγούν σε αυτό το συμπέρασμα. Προφανώς, χρησιμοποιώντας τα μαγνητογράμματα του MDI, τα οποία δίνουν χαμηλότερες τιμές των φωτοσφαιρικών μαγνητικών πεδίων, υπολογίζουμε μεγαλύτερες τιμές της παραμέτρου β και επομένως μεγαλύτερο ύψος για το μαγνητικό θόλο. Το αποτέλεσμα αυτό φανερώνει ότι, όταν χρησιμοποιούνται παρατηρήσεις του MDI για την παρέκταση του μαγνητικού πεδίου, αλλοιώνεται η εικόνα που σχηματίζουμε για τη δυναμική του χρωμοσφαιρικού πλάσματος.

6.4.2.2. Εξάρτηση από το ατμοσφαιρικό μοντέλο

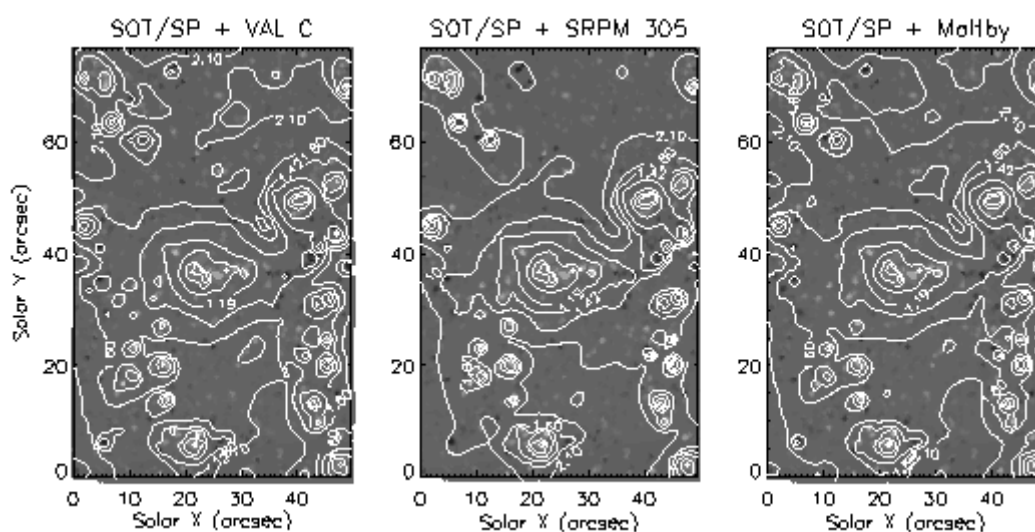
Στη συνέχεια εξετάζουμε την εξάρτηση του θέσης του μαγνητικού θόλου από το χρησιμοποιούμενο ατμοσφαιρικό μοντέλο. Θα πρέπει να σημειωθεί ότι το μοντέλο C των Vernazza, Avrett & Loeser (VAL, 1981), που χρησιμοποιήσαμε για τους υπολογισμούς διαφόρων παραμέτρων (κεφάλαιο 5 και 7), είναι σχετικά παλιό μοντέλο της ήρεμης ηλιακής χρωμόσφαιρας, αν και το πιο συχνά χρησιμοποιούμενο. Στην πράξη, τα νεώτερα μοντέλα, αν και περιέχουν περισσότερες και ακριβέστερες φυσικές παραδοχές (βλ. Κεφάλαιο 1) δεν έχουν ριζικές διαφορές ως προς τις τιμές. Ωστόσο θα εξετάσουμε την επίδραση που μπορεί να έχουν στον υπολογισμό του ύψους του μαγνητικού θόλου.

Στο Σχ. 6.6 φαίνεται η μεταβολή της ατμοσφαιρικής πίεσης με το ύψος, όπως δίνεται από τρία ατμοσφαιρικά μοντέλα: το μοντέλο C των Vernazza et al. (1981), το μοντέλο για τον ήρεμο Ήλιο των Maltby et al. (1986), καθώς και ένα νεότερο μοντέλο, το SRPM305 των Fontenla et al. (2007). Το τελευταίο μοντέλο δίνει γενικότερα λίγο μεγαλύτερες τιμές πίεσης, ειδικά ψηλότερα στην ηλιακή ατμόσφαιρα. Τα τρία αυτά μοντέλα, αν και είναι μοντέλα του ήρεμου Ήλιου, έχουν μια βασική διαφορά: τα δύο πρώτα αναφέρονται στον «μέσο ήρεμο Ήλιο» ενώ το SRPM305 στο μεσοδίκτυο του ήρεμου Ήλιου. Εξετάζουμε τα συγκεκριμένα μοντέλα διότι το μοντέλο των Maltby et al. είναι μια εξέλιξη του VAL C, το οποίο έχει χρησιμοποιηθεί εκτενέστατα ενώ και το SRPM305 έχει χρησιμοποιηθεί σε μελέτες κυματικής διάδοσης (Vecchio et al. 2009, Haberreiter & Finsterle 2010). Πάντως, δεδομένης της παραδοχής της υδροστατικής ισορροπίας στην ηλιακή ατμόσφαιρα, η μεταβολή της πίεσης με το ύψος δεν αναμένεται να διαφέρει σημαντικά από μοντέλο σε μοντέλο καθώς ακολουθεί μια σχεδόν εκθετική μείωση. Αυτό φαίνεται στο Σχ. 6.6

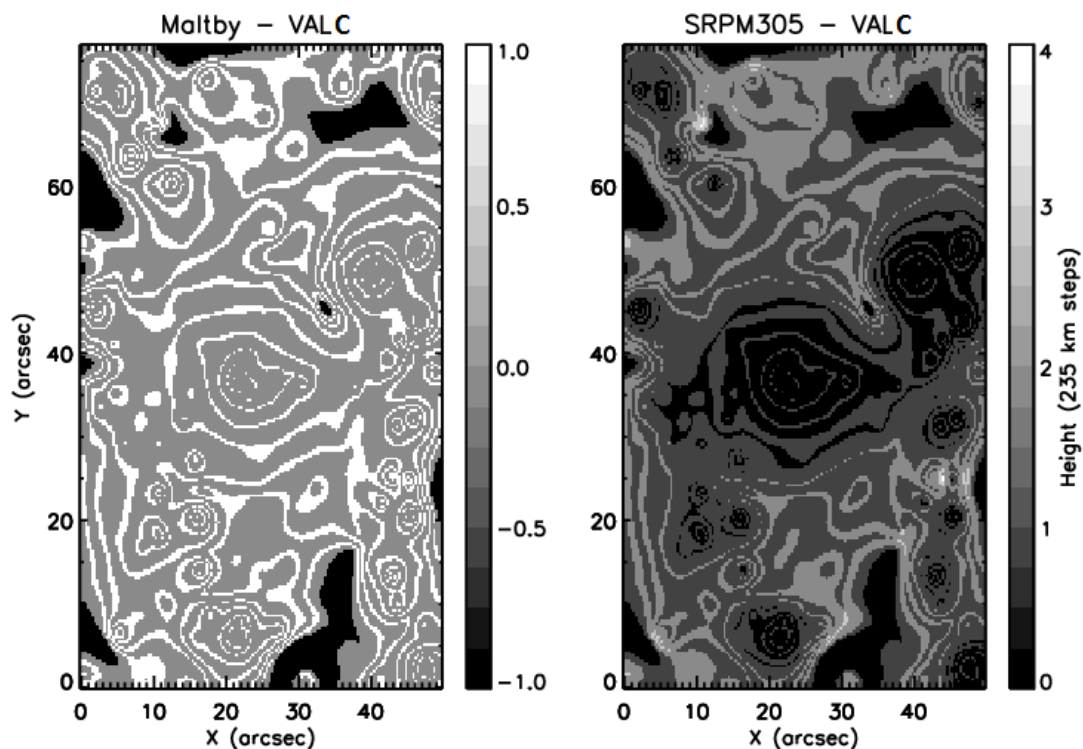


Σχήμα 6.6. Μεταβολή της πίεσης συναρτήσει του ύψους σε τρία ατμοσφαιρικά μοντέλα, το VAL C των Vernazza et al. (1981), το μοντέλο αναφοράς του ήρεμου Ήλιου των Maltby et al. (1986) και το SRPM305 των Fontenla et al (2007).

Χρησιμοποιώντας τα τρία ατμοσφαιρικά μοντέλα, υπολογίστηκε το ύψος του μαγνητικού θόλου για όλο το πεδίο που μελετάται. Οι αντίστοιχες ισοϋψείς έχουν χαραχτεί στο μαγνητόγραμμα του SOT/SP (Σχ. 6.7). Παρατηρούμε ότι οι διαφορές που παρουσιάζουν τα τρία σχήματα δεν είναι σημαντικές. Αυτό ήταν άλλωστε αναμενόμενο λόγω των μικρών διαφορών των τιμών της πίεσης. Στο Σχ. 6.8 έχουμε σχεδιάσει τη διαφορά του ύψους του μαγνητικού θόλου, όπως υπολογίζεται από το μοντέλο των Maltby et al. (αντίστοιχα για το SRPM305), και του αντίστοιχου που υπολογίζεται από το VAL C (αριστερά) και τη διαφορά που υπολογίζεται από το SRPM 305 και το VAL C (δεξιά). Οι διαφορές στο ύψος στην πρώτη περίπτωση είναι πρακτικά μηδενικές σε όλο σχεδόν το πεδίο και φτάνουν μέχρι το ένα βήμα ύψους (235 km). Στο δεξιό σχήμα οι διαφορές αυτές είναι αντιστοίχως ένα βήμα ύψους σε όλο σχεδόν το πεδίο και δεν ξεπερνούν τα δύο βήματα σε περιορισμένες περιοχές στο μεσοδίκτυο. Όπως είναι αναμενόμενο, η χρήση του μοντέλου SRPM 305 οδηγεί σε λίγο μεγαλύτερα ύψη σχηματισμού του μαγνητικού θόλου, ωστόσο η γενική εικόνα είναι ότι η διαφορά αυτή είναι της τάξης της ακρίβειας της μεθόδου.



Σχήμα 6.7. Οι ισοϋψείς του μαγνητικού θόλου υπολογισμένες με βάση τα τρία ατμοσφαιρικά μοντέλα του Σχ. 6.6, χαραγμένες στο μαγνητόγραμμα SOT/SP στην πλήρη ανάλυση.



Σχήμα 6.8. Οι διαφορές στο ύψος των μαγνητικών θόλων μεταξύ των Maltby – VALC (αριστερά) και SRPM305 – VAL C (δεξιά).

6.5. Συμπεράσματα και σχόλια

6.5.1. Σχετικά με τη μέθοδο Milne – Eddington

Κριτική στην παρούσα μελέτη θα μπορούσε να ασκηθεί στην χρήση της μεθόδου Milne-Eddington, η οποία χρησιμοποιείται για τον υπολογισμό του μαγνητικού πεδίου από τις αρχικές παρατηρήσεις του SOT/SP. Η προσέγγιση αυτή επιτρέπει μια σχετικά γρήγορη επεξεργασία των παρατηρήσεων, που είναι ιδιαίτερα χρήσιμη, όταν πρόκειται για μεγάλα σύνολα δεδομένων. Η ακρίβεια και αξιοπιστία της μεθόδου βρίσκονται υπό διαρκή έλεγχο και έχουν οδηγήσει, ειδικά τα τελευταία χρόνια, σε δεκάδες δημοσιευμένες μελέτες. Οι Lites et al. (2008) σε μια από τις πρώτες μελέτες δεδομένων ήρεμου Ήλιου από το SOT/SP, καταλήγουν στο ότι η διαδικασία αντιστροφής των φασμάτων με τη μέθοδο αυτή είναι γενικά αξιόπιστη,

αλλά μπορεί να αποκλίνει για ασθενή μαγνητικά πεδία. Για να αποφευχθεί κάτι τέτοιο κατά την επεξεργασία των φασμάτων, πολύ συχνά χρησιμοποιείται ένα κατώφλι στο σήμα της πόλωσης κάτω από το οποίο οι αντίστοιχες εικονοκυψελίδες αγνοούνται κατά την προσαρμογή (Orozco Suárez et al. 2007, Jin et al. 2009). Στην περίπτωση των δεδομένων που εξετάσαμε, όλα τα λαμπρά σημεία του μαγνητικού δικτύου του πεδίου μας χαρακτηρίζονται από ισχυρό σήμα και βρίσκονται αρκετές φορές πάνω από το όριο του θορύβου, ενώ το ίδιο ισχύει και για πολλά σημεία του μεσοδικτύου. Επομένως, δεχόμαστε ότι η διαδικασία της προσαρμογής των προφίλ των παραμέτρων πόλωσης είναι επιτυχής και δίνει αποδεκτά αποτελέσματα.

Παραμένει, βέβαια, το πρόβλημα της ακρίβειας της ίδιας της μεθόδου, το οποίο έχει να κάνει, κυρίως, με τις υποθέσεις στις οποίες στηρίζεται. Η παραδοχή ότι οι διάφορες παράμετροι, οι οποίες υπολογίζονται από τη μέθοδο, δεν μεταβάλλονται κατά μήκος της οπτικής διαδρομής είναι στην ουσία μια απλούστευση, που στις περισσότερες περιπτώσεις της ηλιακής ατμόσφαιρας δεν ισχύει. Οι περισσότερες φασματικές γραμμές περιέχουν συνεισφορές από διάφορα στρώματα της ηλιακής ατμόσφαιρας και, όπως είναι αναμενόμενο το μαγνητικό πεδίο, ο συντελεστής πλήρωσης κλπ., προφανώς, αλλάζουν από ύψος σε ύψος. Επομένως καθώς σχηματίζεται το προφίλ περιέχεται η συνεισφορά από όλα αυτά τα στρώματα και το ποια παραδοχή θα υιοθετηθεί *a priori* για τη μεταβολή αυτών των παραμέτρων κατά μήκος της οπτικής διαδρομής είναι ένα ανοιχτό θέμα. Πάντως είναι γενικά αποδεκτό ότι η προσέγγιση M-E δίνει καλές προσεγγίσεις για τις αντίστοιχες παραμέτρους στην περιοχή σχηματισμού των χρησιμοποιούμενων φασματικών γραμμών (Westendorp Plaza et al. 1998) και όχι μόνο στις ενεργές περιοχές, αλλά και σε περιπτώσεις μικρότερων μαγνητικών συγκεντρώσεων, όπως είναι το μαγνητικό δίκτυο, όπως έχει αποδειχτεί πρόσφατα από τους Orozco-Suárez et al. (2010). Σε αυτή τη μελέτη, με τη χρήση μαγνητοϋδροδυναμικών προσομοιώσεων οι συγγραφείς βρήκαν ότι η μαγνητική ροή, που προσδιορίζεται από τις γραμμές Fe I, είναι μια καλή προσέγγιση της μαγνητικής ροής στο ύψος $\tau = -1$. Αν χρησιμοποιήσουμε το μοντέλο VAL C, τότε η διαφορά αυτού του (γεωμετρικού) ύψους με το ύψος σχηματισμού της γραμμής είναι γύρω στα 100 km. Δεδομένης της μεταβολής της πίεσης με το ύψος όπως προβλέπεται από το μοντέλο αυτό (Σχ. 6.6), η μικρή αυτή διαφορά δεν επιδρά στα αποτελέσματά μας.

6.5.2. Συζήτηση – Συμπεράσματα

Στο κεφάλαιο αυτό εξετάσαμε το ρόλο του μαγνητικού πεδίου, όταν υπολογίζεται από διαφορετικά όργανα, όπως και το ρόλο των ατμοσφαιρικών μοντέλων στον υπολογισμό του ύψους του μαγνητικού θόλου. Για το σκοπό αυτό μελετήθηκαν ταυτόχρονες παρατηρήσεις του φωτοσφαιρικού μαγνητικού πεδίου μιας ήρεμης ηλιακής περιοχής, που είχαν ληφθεί από τα όργανα MDI και SOT/SP. Συγκρίναμε τις τιμές των μαγνητικών πεδίων του δικτύου, που δίνουν τα δύο όργανα, καθώς επίσης και τα αντίστοιχα χρωμοσφαιρικά μαγνητικά πεδία, που προκύπτουν από τις παρατηρήσεις του κάθε οργάνου, χρησιμοποιώντας μια μέθοδο παρέκτασης, η οποία βασίζεται στην υπόθεση του μαγνητικού πεδίου απουσία ηλεκτρικών ρευμάτων. Επίσης υπολογίστηκε η παράμετρος β του ηλιακού πλάσματος σε τρεις διαστάσεις και το ύψος σχηματισμού του μαγνητικού θόλου, θεωρώντας ότι η ατμοσφαιρική πίεση ακολουθεί τις τιμές του μοντέλου VAL C (Vernazza et al. 1981). Τέλος εξετάστηκε η επίδραση διαφόρων ατμοσφαιρικών μοντέλων στους πιο πάνω υπολογισμούς. Συνοψίζοντας τα αποτελέσματά μας, θα λέγαμε ότι το MDI δίνει μέχρι και πέντε φορές χαμηλότερες τιμές για τα κατακόρυφα μαγνητικά πεδία του δικτύου, τα οποία σύμφωνα με τη βιβλιογραφία θα πρέπει να είναι της τάξης των 1-2 kG. Αντίστοιχα, λοιπόν, χαμηλότερες είναι και οι τιμές του μαγνητικού πεδίου της χρωμόσφαιρας το οποίο υπολογίζεται από τις τιμές του MDI με τη μέθοδο της παρέκτασης.

Ωστόσο, η γεωμετρία του μαγνητικού πεδίου της χρωμόσφαιρας, που υπολογίζεται από τα δύο όργανα, είναι σχεδόν ίδια. Δείξαμε ότι, γενικά, η μορφή του μαγνητικού θόλου είναι ποιοτικά σχεδόν ανεξάρτητη από το όργανο με το οποίο παρατηρείται το φωτοσφαιρικό μαγνητικό πεδίο, αλλά και από την χωρική του ανάλυση. Αυτό είναι φανερό από το ότι οι μεταβολές της κλίσης που παρουσιάζονται στο Σχ. 6.3 είναι σχεδόν ίδιες σε όλες τις περιπτώσεις. Φαίνεται πως η διαφορετική χωρική ανάλυση των παρατηρήσεων του φωτοσφαιρικού μαγνητικού πεδίου (από μόνη της) δεν προκαλεί δραματικές διαφορές στα αντίστοιχα χρωμοσφαιρικά μαγνητικά πεδία, τόσο ως προς την ένταση όσο και ως προς τη γεωμετρία. Θα μπορούσε κάτι τέτοιο να σημαίνει ότι οποιαδήποτε λεπτή υφή χαρακτηρίζει το φωτοσφαιρικό μαγνητικό πεδίο και βρίσκεται κοντά στο διακριτικό όριο των σύγχρονων παρατηρήσεων δεν θα «επιβιώσει», δεν θα προκαλέσει δηλαδή διαφορές

στο μαγνητικό πεδίο, ψηλότερα από τα 1000 km (θεωρώντας βέβαια ότι το μαγνητικό πεδίο βρίσκεται σε μια κατάσταση ελάχιστης ενέργειας, όπως συμβαίνει στην περίπτωση που αγνοούνται τα ηλεκτρικά ρεύματα). Αυτό άλλωστε είναι σε συμφωνία με το σχόλιο που προηγήθηκε, ότι οποιαδήποτε «κρυμμένη» μαγνητική ροή, που δεν ανιχνεύεται από τα όργανα που χρησιμοποιούμε, θα επηρεάσει το μαγνητικό πεδίο χαμηλά, πλησιέστερα στα φωτοσφαιρικά στρώματα. Οι Longcope et al. (2009), οι οποίοι σύγκριναν μαγνητογράμματα του MDI (στη λειτουργία full disk) με αυτά του SOT/NFI, οδηγήθηκαν σε ένα παρόμοιο συμπέρασμα. Βασισμένοι στο γεγονός ότι οι παρατηρήσεις του SOT/NFI έχουν μεγαλύτερη χωρική διακριτική ικανότητα, αναζήτησαν την ύπαρξη περισσότερων τοπολογικών σημείων μηδενικού μαγνητικού πεδίου (null points). Τελικά συμπέραναν ότι η μορφή του μαγνητικού πεδίου δεν επηρεάζεται από τη μεγαλύτερη χωρική διακριτική ικανότητα σε ύψη μεγαλύτερα των 1500 km. Σχετικά με το κατά πόσο το δυναμικό μαγνητικό πεδίο προσεγγίζει ικανοποιητικά το «πραγματικό» χρωμοσφαιρικό πεδίο μπορούμε να επικαλεστούμε μια σειρά από μελέτες, στις οποίες συγκρίνεται η τοπολογία του μαγνητικού πεδίου με αυτή που εξάγεται εμμέσως από εικόνες στην Η α , την Ca II ή στις ακτίνες X (Pérez-Suárez, et al. 2008, Vecchio et al. 2009, Kontogiannis et al. 2010b, βλ. και Κεφάλαιο 5).

Ένα ακόμα αποτέλεσμα, που προκύπτει από τις υψηλής ανάλυσης παρατηρήσεις που χρησιμοποιήθηκαν, είναι ότι το μεσοδίκτυο, κάθε άλλο παρά κενό ισχυρών μαγνητικών πεδίων είναι. Επιτυγχάνοντας ολοένα και μεγαλύτερη διακριτική ικανότητα αποκαλύπτονται συνεχώς τα μυστικά του σε ό,τι αφορά το μέγεθος των μαγνητικών συγκεντρώσεων και τη δυναμική τους. Οι μελέτες των Lites et al. (2008) και de Wijn et al., (2008) αποτελούν χαρακτηριστικά και πρόσφατα παραδείγματα. Η χρήση υψηλής ανάλυσης παρατηρήσεων και τα εξαγόμενα αποτελέσματά δείχνουν ότι η παρουσία σχετικά ισχυρών μαγνητικών στοιχείων στο μεσοδίκτυο θα έχει σαν συνέπεια τοπικά χαμηλότερο β και επακόλουθα την ύπαρξη μικρής έκτασης μαγνητικού θόλου, ο οποίος θα βρίσκεται σε χαμηλότερο ύψος σ' αυτές τις μικρές μαγνητικές συγκεντρώσεις. Η επίδραση που μπορεί να έχουν τέτοιες μαγνητικές συγκεντρώσεις στην κυματική διάδοση δεν έχει ακόμα εξεταστεί, πιθανότατα λόγω του μικρού τους μεγέθους, το οποίο είναι συγκρίσιμο ή μικρότερο από τη χωρική ανάλυση των παρατηρήσεων. Επιπλέον, είναι συνήθης πρακτική να θεωρείται το μεσοδίκτυο ως μια ομογενής, κενή μαγνητικών πεδίων περιοχή, όπου κυριαρχούν τα ακουστικά κύματα. Οποιαδήποτε παρουσία μικρής κλίμακας

μαγνητικών συγκεντρώσεων συχνά εξαλείφεται από τις διαδικασίες συγκερασμού (averaging), που χρησιμοποιούνται για τη μελέτη τέτοιων περιοχών. Αξίζει, ωστόσο, να αναφέρουμε ότι η κατανομή της ισχύος των ταλαντώσεων στο μεσοδίκτυο δεν είναι ομοιόμορφη και αναμένεται στο εγγύς μέλλον, υψηλότερης ανάλυσης παρατηρήσεις να αναδείξουν το ρόλο των μικρής κλίμακας μαγνητικών πεδίων του μεσοδικτύου στην κυματική διάδοση και στο ενεργειακό ισοζύγιο της ηλιακής ατμόσφαιρας. Ήδη φαίνεται, άλλωστε, πως η εμφάνιση ακουστικών κρουστικών κυμάτων στο μεσοδίκτυο «αποφεύγει» τις περιοχές όπου υπάρχει έστω και μικρή μαγνητική ροή (Vecchio et al. 2009).

Οι υπολογισμοί μας έδειξαν, επίσης, ότι ο μαγνητικός θόλος που προκύπτει από τις παρατηρήσεις του SOT/SP έχει, στο ύψος των 1000 km, σχεδόν τη διπλάσια οριζόντια έκταση από αυτή που προκύπτει από το MDI. Ήδη από το ύψος όπου βρίσκεται περίπου το ελάχιστο της θερμοκρασίας (δηλαδή στα 500 km περίπου από τη βάση της φωτόσφαιρας), ο μαγνητικός θόλος εκτείνεται κατά μέσο όρο στα 2'' από το δίκτυο, δηλαδή περί τα 1400 km μέσα στο μεσοδίκτυο, ενώ με τις παρατηρήσεις του MDI ο μαγνητικός θόλος τοποθετείται πάνω από τα 1500 km ακόμα και πάνω από τα λαμπρά σημεία του δικτύου. Το αποτέλεσμα αυτό μπορεί να χρησιμοποιηθεί άμεσα για την εξήγηση της μείωσης της ισχύος, που δείξαμε στα προηγούμενα κεφάλαια ότι εντοπίζεται γύρω από το δίκτυο στις παρατηρήσεις του TRACE (Judge et al. 2001, Krijger et al. 2001), όχι επειδή απλώς ο μαγνητικός θόλος βρίσκεται χαμηλότερα εκεί από ό,τι στο μεσοδίκτυο, όπως ισχυρίζονται οι McIntosh et al. (2003), αλλά επειδή ενδεχομένως, κατά τόπους, να βρίσκεται χαμηλότερα και από το ύψος σχηματισμού των υπεριωδών συνεχών των 1600, 1700 και 1550 Å. Η χρωμόσφαιρα φαίνεται να είναι σχεδόν εξ' ολοκλήρου μαγνητισμένη από το ύψος των 1500 km και πάνω και αυτό θα πρέπει να λαμβάνεται υπόψη όταν επιχειρείται η ερμηνεία κυματικών κινήσεων σε γραμμές όπως η H α ή οι γραμμές του Ca II στο υπέρυθρο.

Τέλος, στον προσδιορισμό του ύψους σχηματισμού του μαγνητικού θόλου φαίνεται να επιδρά σημαντικά η ποιότητα των φωτοσφαιρικών μαγνητογραμμάτων, που χρησιμοποιούνται για την υπολογισμού του διανύσματος του χρωμοσφαιρικού μαγνητικού πεδίου. Η ποιότητα αυτή μεταφράζεται στην ανάγκη για μεγαλύτερη, κατά το δυνατό, χωρική ανάλυση, αλλά και ακρίβεια, ώστε να μπορούν να μετρηθούν τα μεγάλα, αλλά χωρικά εντοπισμένα μαγνητικά πεδία του ήρεμου Ήλιου. Αντίστοιχα, το ποιο ατμοσφαιρικό μοντέλο θα χρησιμοποιηθεί για τον προσδιορισμό

της πίεσης του πλάσματος, δεν φαίνεται να προκαλεί σημαντική διαφορά στους υπολογισμούς.

Κεφάλαιο 7

Διάδοση κυμάτων στο περιβάλλον του μαγνητικού θόλου

7.1. Εισαγωγή

Στα Κεφάλαια 4 και 5 είδαμε πώς κατανέμεται η ισχύς των ταλαντώσεων σε μια περιοχή του ήρεμου Ήλιου και σε διάφορα ύψη της ηλιακής ατμόσφαιρας, καθώς και πώς επιδρά η ύπαρξη του μαγνητικού πεδίου του δικτύου σε αυτή την κατανομή. Έχει γίνει φανερό ότι οι ταλαντώσεις αυτές οφείλονται στην ύπαρξη κυμάτων και στην αλληλεπίδρασή τους με το μαγνητικό πεδίο, το οποίο ιχνογραφεί η χρωμοσφαιρική λεπτή υφή. Στο παρόν κεφάλαιο θα παρουσιαστεί με μεγαλύτερη λεπτομέρεια ο φυσικός μηχανισμός πίσω από μια τέτοια αλληλεπίδραση και πώς αυτός έρχεται σε συμφωνία με τις παρατηρήσεις.

Από την ανακάλυψη των ταλαντώσεων των 5 min από τον Leighton (1962) και την παρατήρηση και μελέτη του φάσματος των *p-modes* σε διαγράμματα “*k- ω* ” από τους Deubner (1975) και Deubner et al. (1979) μέχρι σήμερα ένας μεγάλος αριθμός μελετών έχει επικεντρωθεί στη διάδοση κυμάτων στην ηλιακή ατμόσφαιρα (π.χ. Mein & Mein 1976, Lites & Chipman 1979, Lites et al. 1982, Kneer & von Uexklüll 1985, Deubner & Fleck 1989, Fleck & Deubner 1989, Deubner & Fleck 1990, Deubner et al. 1990, Lites et al. 1993). Έχει γίνει αποδεκτό ότι τα κύματα με περιόδους μεγαλύτερες των 3 min (δηλαδή με συχνότητες μικρότερες των 5.2 mHz) δεν διαδίδονται στα ανώτερα στρώματα, αλλά παρουσιάζουν συμπεριφορά αποσβεννυόμενων (*evanescent*) κυμάτων. Το συμπέρασμα αυτό συνάγεται από τη μέτρηση μικρών διαφορών φάσης μεταξύ ταλαντώσεων σε διαφορετικά ύψη. Αντίθετα, η μέτρηση μεγάλων διαφορών φάσης ανάμεσα σε δύο ύψη είναι ένδειξη κυματικής διάδοσης. Όπως, όμως, έχει προκύψει από διάφορες μελέτες και αναφέρθηκε στα προηγούμενα κεφάλαια, η γενική αυτή εικόνα, η οποία θα ήταν συμβατή με ένα σχεδόν ομογενές περιβάλλον, διαφοροποιείται από την ύπαρξη του μαγνητικού πεδίου. Τόσο στα λαμπρά σημεία του χρωμοσφαιρικού δικτύου όσο και

στις χρωμοσφαιρικές ψηφίδες, οι ιδιότητες των κυμάτων που ανιχνεύονται διαφέρουν από αυτές του μεσοδικτύου. Τα ακουστικά κύματα αλληλεπιδρούν με το μαγνητικό πεδίο του δικτύου δημιουργώντας τα διάφορα είδη των μαγνητοϋδροδυναμικών κυμάτων που είναι γνωστά από τη βιβλιογραφία.

Σε θεωρητικό επίπεδο, το κέντρο βάρους της μελέτης των κυμάτων στην ηλιακή ατμόσφαιρα έχει μετατοπιστεί από τις αναλυτικές περιγραφές στα πειράματα προσομοίωσης. Τα πειράματα αυτά μελετούν την εξέλιξη των κυματικών φαινομένων σε ολοένα πιο ρεαλιστικές περιπτώσεις, που συγκλίνουν σταδιακά στο πολύπλοκο περιβάλλον της ηλιακής ατμόσφαιρας. Ένα πρώιμο παράδειγμα των δυνατοτήτων των προσομοιώσεων είναι η εργασία των Carlsson & Stein (1997). Στη μελέτη αυτή συμπεραίνεται ότι οι λαμπροί κόκκοι του μεσοδικτύου στις γραμμές Ca II H και K είναι αποτέλεσμα της εξέλιξης των κυμάτων υψηλής συχνότητας σε κύματα κρούσης. Οι Rosenthal et al. (2002) και Bogdan et al. (2003) ξεκινώντας από τη μελέτη απλών διδιάστατων περιπτώσεων αναδεικνύουν την αλληλεπίδραση των ακουστικών κυμάτων με το οριακό στρώμα του μαγνητικού θόλου, όπου εμφανίζονται τα ταχέα και αργά μαγνητο-ακουστικά κύματα. Η κλίση του διανύσματος του μαγνητικού πεδίου σε σχέση με τη διεύθυνση του κυματανύσματος είναι η βασική παράμετρος που καθορίζει τον τρόπο με τον οποίο η προσπίπτουσα στο μαγνητικό θόλο ακουστική διαταραχή θα συνεχίσει τη διάδοσή της (Carlsson & Bogdan 2006).

Η βασική φυσική διεργασία που συντελείται στο οριακό στρώμα του μαγνητικού θόλου είναι η μετατροπή των μαγνητοϋδροδυναμικών κυμάτων από ένα είδος σε ένα άλλο (*mode conversion*). Οι Schunker & Cally (2006) και Cally (2007) χρησιμοποιούν τη θεωρία των ακτίνων (*ray theory*) στη μελέτη της μετατροπής των μαγνητοϋδροδυναμικών κυμάτων, συνδυάζοντας αναλυτικές λύσεις των εξισώσεων της μαγνητοϋδροδυναμικής με αρχές της γεωμετρικής οπτικής για να περιγράψουν τη διάδοση των κυμάτων. Καταλήγουν στον υπολογισμό ενός συντελεστή που περιγράφει το βαθμό στον οποίο τα ακουστικά κύματα, που προσπίπτουν στο μαγνητικό θόλο, μετατρέπονται σε αργά ή σε ταχέα μαγνητοακουστικά κύματα. Οι Nutto et al. (2010) επιβεβαιώνουν τις προβλέψεις της θεωρίας των ακτίνων συγκρίνοντας τα αποτελέσματά της με αυτά μαγνητοϋδροδυναμικών προσομοιώσεων, ενώ μια πρώτη εφαρμογή της θεωρίας φαίνεται να εξηγεί με επιτυχία την κατανομή της ισχύος των ταλαντώσεων των 3 και 5 min σε μια ενεργό περιοχή (Stangalini et al 2011). Στο κεφάλαιο αυτό θα αναζητήσουμε αποδείξεις για το μηχανισμό της μετατροπής των κυμάτων στο μαγνητικό θόλο, όπως περιγράφεται

από τη θεωρία των ακτίνων. Θα εξετάσουμε τη συμφωνία μεταξύ της ισχύος των ταλαντώσεων των 3, 5 και 7 min που υπολογίσαμε στο τέταρτο και πέμπτο κεφάλαιο, με αυτή που προβλέπεται από τους συντελεστές μετατροπής και μετάδοσης των Schunker & Cally (βλ κεφάλαιο 2). Επιπλέον, προκειμένου να βγάλουμε συμπεράσματα για την κυματική διάδοση και πώς αυτή επηρεάζεται από την αλληλεπίδραση με το μαγνητικό θόλο, θα εξετάσουμε τις διαφορές φάσης μεταξύ των ταλαντώσεων σε διαφορετικά ύψη στη φωτόσφαιρα και τη χρωμόσφαιρα.

7.2. Ανάλυση

7.2.1. Διαφορές φάσης με το μετασχηματισμό κυματιδίου

Ο εντοπισμός κυμάτων μεταξύ διαφορετικών σημείων στην ηλιακή ατμόσφαιρα, κατά κανόνα καθ' ύψος, γίνεται με την ανάλυση των διαφορών φάσης (*phase differences*) των περιοδικοτήτων που εμφανίζονται στα αντίστοιχα σήματα. Στο ίδιο σημείο του πεδίου παρατήρησης, παρατηρούμενο σε διαφορετικά ύψη, μπορεί να γίνει μια τέτοια ανάλυση, η οποία ως αποτέλεσμα θα έχει τρία μεγέθη: το σταυρωτό γινόμενο (*cross-power*) της ισχύος των ταλαντώσεων σε δύο ύψη, το βαθμό της συμφωνίας μεταξύ των ταλαντώσεων της ίδιας περιόδου (*coherence*) και τη διαφορά φάσης (*phase difference*) με την οποία εμφανίζονται αυτές μέσα στο σήμα. Οι ποσότητες αυτές δίνονται ως συνάρτηση της περιόδου/συχνότητας.

Αυτό είναι εφικτό, καθώς ο μετασχηματισμός κυματιδίου (όπως και ο μετασχηματισμός *Fourier*) είναι μιγαδικός, δίνοντας όχι μόνο την ισχύ μιας ταλάντωσης, αλλά και την φάση της. Για δύο σήματα x και y των οποίων οι μετασχηματισμοί wavelet είναι W_x και W_y , ο σταυρωτός μετασχηματισμός κυματιδίου είναι το γινόμενο $W_x W_y^*$, όπου ο αστερίσκος υποδηλώνει μιγαδικό συζυγές. Η σταυρωτή ισχύς είναι το μέτρο της πιο πάνω ποσότητας, ενώ ο λόγος του φανταστικού προς το πραγματικό μέρος του σταυρωτού μετασχηματισμού δίνει την εφαπτομένη της διαφοράς φάσης. Επομένως, η διαφορά φάσης δίνεται από τη σχέση:

$$\delta\phi(s) = \arctan\left(\frac{\text{Im}\{s^{-1}W_{XY}(s)\}}{\text{Re}\{s^{-1}W_{XY}(s)\}}\right) \quad (7.1)$$

όπου W_{XY} ο σταυρωτός μετασχηματισμός και s η κλίμακα του μετασχηματισμού (για τη συνάρτηση Morlet ισχύει ότι $s = 1.03P$, P η περίοδος). Τα σύμβολα « $\langle \rangle$ » συμβολίζουν ομαλοποίηση (smoothing) του μετασχηματισμού ως προς το χρόνο και την περίοδο (βλ. Bloomfield et al. 2004).

Με τη βοήθεια της σταυρωτής ισχύος, αλλά και της ισχύος των απλών μετασχηματισμών κυματιδίου για το κάθε σήμα, γίνεται ο υπολογισμός της συμφωνίας των περιοδικοτήτων:

$$R^2(s) = \frac{|\langle s^{-1}W_{XY}(s) \rangle|^2}{\langle s^{-1}|W_X(s)|^2 \rangle \langle s^{-1}|W_Y(s)|^2 \rangle} \quad (7.2)$$

Αναλυτική περιγραφή της διαδικασίας μπορεί να αναζητηθεί στην εργασία των Bloomfield et al. (2004), οι οποίοι εφαρμόζουν την ανάλυση σε χρωμοσφαιρικές παρατηρήσεις και συγκρίνουν τα αποτελέσματα με αυτά που προκύπτουν από την αντίστοιχη ανάλυση, που βασίζεται στο μετασχηματισμό *Fourier*. Στο μετασχηματισμό κυματιδίου, για κάθε περίοδο υπολογίζονται οι πιο πάνω ποσότητες για κάθε χρονική στιγμή. Ο υπολογισμός μιας μέσης (χρονικά) διαφοράς φάσης για κάθε περίοδο γίνεται αθροίζοντας τις επιμέρους διαφορές φάσεων διανυσματικά, λαμβάνοντας υπόψη και την σταυρωτή ισχύ που συνοδεύει την κάθε φάση.

Στην ανάλυσή μας θα ακολουθήσουμε τη μεθοδολογία των Lites & Chipman (1979) σύμφωνα με την οποία εξετάζεται η σταυρωτή ισχύς των περιοδικοτήτων και σε ποιους συνδυασμούς συχνότητας-διαφοράς φάσης αυτή συγκεντρώνεται. Η μέθοδος των Lites & Chipman είναι ιδανική για την επεξεργασία μεγάλου αριθμού μετασχηματισμών, όπως συμβαίνει στην περίπτωση παρατηρήσεων που καλύπτουν εκτεταμένα πεδία και έχει χρησιμοποιηθεί σε μεγάλο αριθμό μελετών σχετικών με την κυματική διάδοση στη φωτόσφαιρα και τη χρωμόσφαιρα (Lites & Chipman 1979, Lites et al. 1982, Lites et al. 1993, Krijger et al. 2001, Rutten & Krijger 2003, Rutten et al. 2004b, de Wijn et al. 2005). Σύμφωνα με αυτή τη μέθοδο, οι διαφορές φάσεων, που κυμαίνονται από -180° έως 180° , χωρίζονται σε κλάσεις πλάτους μιας μοίρας. Για κάθε συχνότητα αθροίζουμε τη σταυρωτή ισχύ που περιέχεται μέσα σε κάθε κλάση σε όλα τα σημεία του πεδίου (ή μέρους αυτού), κατασκευάζοντας μια διδιάστατη εικόνα της οποίας οι στήλες αντιστοιχούν στις συχνότητες και οι γραμμές στις διαφορές φάσης. Η τιμή κάθε εικονοστοιχείου της τελευταίας αντιπροσωπεύει τη

συνολική σταυρωτή ισχύ, που είναι συγκεντρωμένη στο συνδυασμό συχνότητα-διαφορά φάσης σε όλο η μέρος του οπτικού πεδίου. Καθώς σε κάθε συχνότητα η ισχύς του σταυρωτού μετασχηματισμού κυματιδίου μπορεί να διαφέρει σημαντικά, κάθε στήλη της εικόνας κανονικοποιείται ως προς τη μέγιστη ισχύ που περιέχεται σε αυτή τη συχνότητα.

Όταν μελετάμε τις διαφορές φάσεων ανάμεσα σε τιμές εντάσεων ή ταχυτήτων τότε, αν υποθεθεί ότι οι δύο εντάσεις (ή ταχύτητες) σχηματίζονται σε ύψη στην ατμόσφαιρα που διαφέρουν κατά Δh , ισχύει η σχέση:

$$\delta\phi(f) = \frac{2\pi f \Delta h}{v_{ph}} \quad (7.3)$$

όπου f η συχνότητα και v_{ph} η φασική ταχύτητα του κύματος. Εν γένει, το πρόσημο της διαφοράς φάσης καθορίζει την κατεύθυνση του κύματος. Στους υπολογισμούς μας, θετική διαφορά φάσης οφείλεται σε διάδοση προς τα πάνω (από το μικρότερο προς το μεγαλύτερο ύψος), ενώ αρνητική διαφορά το αντίστροφο. Από τη σχέση 7.3 μπορεί κανείς να υπολογίσει την ταχύτητα με την οποία διαδίδεται ένα κύμα συχνότητας f , αν γνωρίζει την αντίστοιχη διαφορά φάσης $\delta\phi$.

Σε ένα ομογενές περιβάλλον, τα διάφορα είδη κυμάτων ικανοποιούν συγκεκριμένες σχέσεις διασποράς με αποτέλεσμα η φασική ταχύτητα, v_{ph} , να εξαρτάται από τη συχνότητα. Μια τέτοια σχέση διασποράς θα έχει επιπτώσεις και στη μορφή της συνάρτησης $\delta\phi(f)$. Πιο συγκεκριμένα, στην περίπτωση ακουστικών κυμάτων η φασική ταχύτητα, σαν συνάρτηση της συχνότητας, δίνεται από τη σχέση:

$$v_{ph}(f) = \frac{c_s}{\sqrt{1 - \frac{f}{f_0}}} \quad (7.4)$$

όπου c_s η ταχύτητα του ήχου και f_0 το ακουστικό κατώφλι συχνοτήτων. Όπως έχει ήδη αναφερθεί, δεν προβλέπεται κατακόρυφη διάδοση ακουστικών κυμάτων πάνω από τη φωτόσφαιρα με συχνότητα μικρότερη του ακουστικού κατωφλίου, το οποίο θεωρείται ότι είναι 5.2 mHz στην ηλιακή ατμόσφαιρα.

Ανάλυση διαφοράς φάσεων μπορεί να γίνει επιπλέον και μεταξύ σημάτων ταχύτητας και έντασης της ίδιας φασματικής γραμμής. Από τη μια, αυτό είναι εφικτό, επειδή μπορεί για κάποιες γραμμές η ταχύτητα και η ένταση να προέρχονται από διαφορετικό ύψος. Από την άλλη (που είναι και το πιο σύνηθες), επειδή οι δύο αυτές ποσότητες συνδέονται με διαφορετικές φυσικές παραμέτρους η καθεμία, καθώς η ένταση είναι συνάρτηση κυρίως της θερμοκρασίας ενώ η ταχύτητα της πίεσης (δηλαδή πυκνότητας), οι οποίες δεν βρίσκονται απαραίτητα σε φάση κατά τη διάδοση των μαγνητοϋδροδυναμικών κυμάτων στο ηλιακό πλάσμα. Γενικά, βέβαια η πολυπλοκότητα στη διάδοση της ακτινοβολίας και το σχηματισμό του προφίλ των φασματικών γραμμών, κυρίως στη χρωμόσφαιρα, κάνει την ερμηνεία των διαφορών φάσεων ιδιαίτερα δύσκολη.

7.2.2. Υπολογισμός παραμέτρων του πλάσματος

Για να συνδέσουμε ποσοτικά τις παρατηρήσεις μας των διαφορών φάσεων με τις ιδιότητες του ηλιακού πλάσματος και του μαγνητικού πεδίου της υπό μελέτη περιοχής είναι απαραίτητος ο υπολογισμός της τοπικής ταχύτητας του ήχου, της ταχύτητας Alfvén και του ακουστικού κατωφλίου συχνοτήτων. Υπενθυμίζεται ότι έχουν ήδη υπολογιστεί το διάνυσμα του μαγνητικού πεδίου σε κάθε σημείο του πεδίου μέχρι το ύψος των 2000 km, καθώς επίσης και το ύψος του μαγνητικού θόλου.

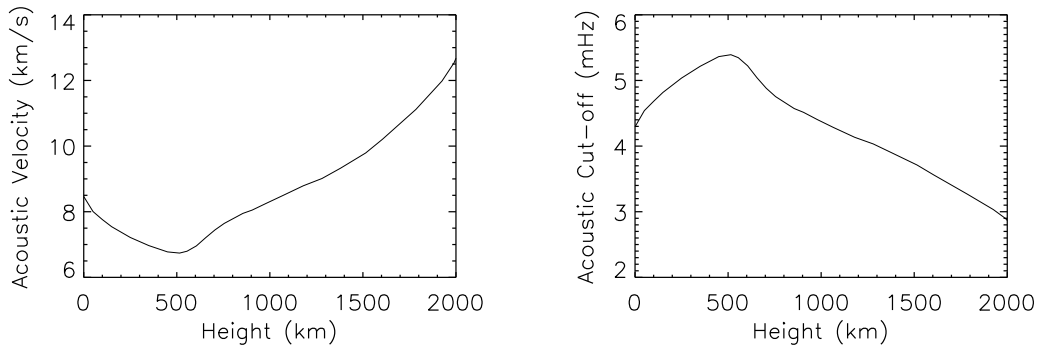
Για τις τιμές της πίεσης και της πυκνότητας της ηλιακής ατμόσφαιρας καθ' ύψος έγινε χρήση του μονοδιάστατου μοντέλου VAL C (Vernazza et al. 1981), όπως και στα προηγούμενα κεφάλαια. Υπενθυμίζεται ότι η ακουστική ταχύτητα στο ηλιακό πλάσμα δίνεται από τη σχέση:

$$c_s = \sqrt{\frac{\gamma P}{\rho}} \quad (7.5)$$

όπου $\gamma = 5/3$, η αδιαβατική σταθερά και P, ρ η πίεση και πυκνότητα του αερίου αντίστοιχα. Το κατώφλι ακουστικών συχνοτήτων δίνεται από τη σχέση:

$$f_0 = \frac{\gamma g}{4\pi c_s} \quad (7.6)$$

όπου g η επιτάχυνση της βαρύτητας στην ηλιακή ατμόσφαιρα, η οποία θεωρήθηκε σταθερή με το ύψος και ίση με 274 m/s^2 . Στο σχήμα 7.1 φαίνονται οι μεταβολές των c_s (αριστερά) και f_0 (δεξιά) σαν συνάρτηση του ύψους. Δεδομένου ότι πρόκειται για μονοδιάστατο μοντέλο, για κάθε ύψος, οι τιμές αυτές είναι οι ίδιες σε κάθε σημείο του οπτικού πεδίου.



Σχήμα 7.1. Η ακουστική ταχύτητα και το κατώφλι ακουστικών συχνοτήτων σαν συνάρτηση του ύψους όπως υπολογίζονται χρησιμοποιώντας τις τιμές του μοντέλου C των Vernazza et al. (1981).

Έχοντας υπολογίσει το διάνυσμα του μαγνητικού πεδίου σε κάθε σημείο του οπτικού πεδίου μέχρι το ύψος των 2000 km, είναι δυνατόν επίσης να υπολογιστούν η ταχύτητα Alfvén και οι ταχύτητες των αργών και ταχέων μαγνητοακουστικών κυμάτων, οι οποίες εξαρτώνται όχι μόνο από τις παραμέτρους του πλάσματος, αλλά και από το μέτρο και την κλίση του μαγνητικού πεδίου. Η ταχύτητα Alfvén, v_A , υπολογίζεται συναρτήσει του μέτρου του μαγνητικού πεδίου:

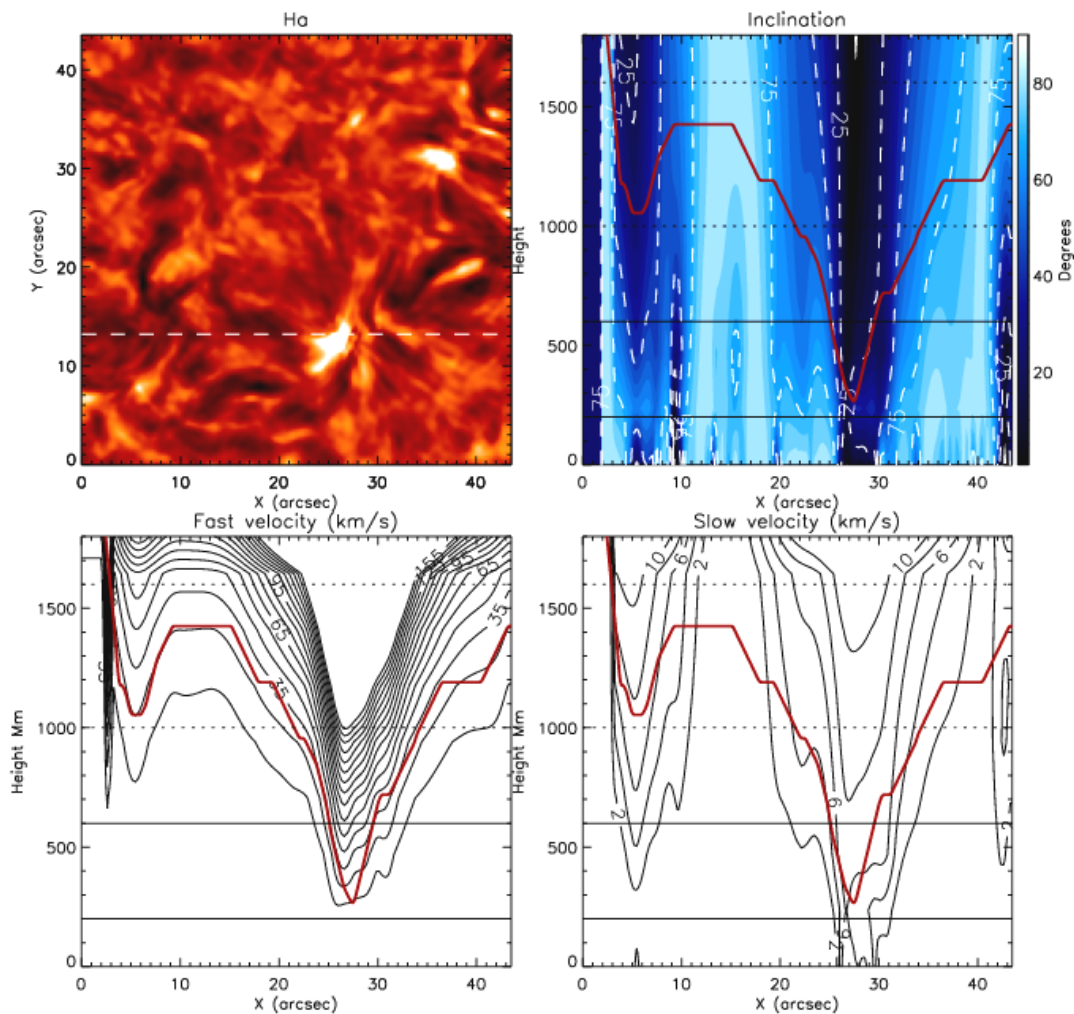
$$v_A = \frac{B}{\sqrt{\mu\rho}} \quad (7.7)$$

όπου $\mu = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ N/A}^2$, η μαγνητική διαπερατότητα του κενού. Οι ταχύτητες v_f και v_s των ταχέων και αργών μαγνητο-ακουστικών κυμάτων υπολογίζονται από τις σχέσεις 2.28 και 2.29, αντίστοιχα, του κεφαλαίου 2:

$$v_f = \sqrt{\frac{1}{2}(v_A^2 + c_s^2) + \frac{1}{2}\sqrt{(v_A^2 + c_s^2)^2 - 4v_A^2 c_s^2 \cos^2 \vartheta}}$$

$$v_s = \sqrt{\frac{1}{2}(v_A^2 + c_s^2) - \frac{1}{2}\sqrt{(v_A^2 + c_s^2)^2 - 4v_A^2 c_s^2 \cos^2 \theta}}$$

όπου θ η γωνία μεταξύ του μαγνητικού πεδίου και του κυματάριθμου k του κύματος. Στην περίπτωση της κατακόρυφης διάδοσης, η γωνία θ ταυτίζεται με την κλίση του μαγνητικού πεδίου ως προς την κατακόρυφο.



Σχήμα 7.2. Μεταβολή με το ύψος της κλίσης του μαγνητικού πεδίου (πάνω δεξιά) και της ταχύτητας των ταχέων (κάτω αριστερά) και αργών (κάτω δεξιά) μαγνητο-ακουστικών κυμάτων, κατά μήκος της διακεκομμένης γραμμής στην εικόνα της H α (πάνω αριστερά). Οι διαδοχικές ισοκλινείς στο δεξιό γράφημα της πρώτης γραμμής απέχουν 50° ενώ οι ισοταχείς στα γραφήματα της δεύτερης γραμμής κατά 10 km/s και 2 km/s για το αριστερό και δεξιό γράφημα αντιστοίχως. Με κόκκινο χρώμα (χοντρή γραμμή) είναι σημειωμένο το ύψος του μαγνητικού θόλου. Οι οριζόντιες στικτές γραμμές υποδηλώνουν την περιοχή σχηματισμού τις πτέρυγας της H α στα $\pm 0.35 \text{ \AA}$, ενώ οι οριζόντιες συνεχείς γραμμές την περιοχή σχηματισμού της πτέρυγας της H α στα $\pm 0.70 \text{ \AA}$.

Στα γραφήματα του Σχ. 7.2 έχουν σχεδιαστεί η κατακόρυφη διατομή της κλίσης (πρώτη γραμμή, δεξιό γράφημα) και της ταχύτητας των ταχέων και αργών μαγνητο-ακουστικών κυμάτων (δεύτερη γραμμή, αριστερό και δεξιό γράφημα αντιστοίχως) που υπολογίστηκαν κατά μήκος της διακεκομμένης ευθείας της αριστερής εικόνας της πρώτης γραμμής. Επίσης, έχει σχεδιαστεί η θέση του μαγνητικού θόλου (κόκκινη χοντρή γραμμή). Από το δεξιό γράφημα της πρώτης γραμμής είναι φανερό ότι η κλίση του μαγνητικού πεδίου κατά μήκος του μαγνητικού θόλου αυξάνεται με την απόσταση από το χρωμοσφαιρικό δίκτυο, το οποίο βρίσκεται περίπου στη θέση $X \approx 27''$. Επιπλέον, η τιμή της v_f αυξάνεται ραγδαία ψηλότερα από το μαγνητικό θόλο, όπως φαίνεται από το αριστερό γράφημα της δεύτερης γραμμής του Σχ. 7.2, όπου οι ισοταχείς πυκνώνουν.

Τέλος, από τη σχέση 2.31 του κεφαλαίου 2 υπολογίζουμε το συντελεστή μετάδοσης T πάνω στο μαγνητικό θόλο (όπου $v_A = c_s$):

$$T = \exp(-\pi k h_s \sin^2 \alpha)$$

όπου k ο κυματάριθμος του κύματος, h_s το πάχος του μαγνητικού θόλου, όπως το «βλέπει» η προσπίπτουσα ακτίνα και α η γωνία μεταξύ του κύματος και του μαγνητικού πεδίου στο μαγνητικό θόλο (*attack angle*), η οποία, όπως αναφέρθηκε και προηγουμένως, για κατακόρυφη διάδοση ισούται με την κλίση του μαγνητικού πεδίου. Για το συντελεστή μετατροπής C ισχύει, όπως είδαμε στο κεφάλαιο 2:

$$C = 1 - T \quad (7.8)$$

Λαμβάνοντας υπόψη τη διόρθωση των Stangalini et al. (2011) ο νέος συντελεστής μετάδοσης T' θα δίνεται από τη σχέση:

$$T' = T[1 - \exp(-\theta/\theta_0)] \cdot \cos \theta \quad (7.9)$$

όπου θ_0 η γωνία στην οποία το ακουστικό κατώφλι έχει μειωθεί αρκετά ώστε να επιτρέπει τη διάδοση των κυμάτων που μελετάμε. Η θ_0 μπορεί να υπολογιστεί από τη σχέση

$$\theta_0 = \arccos(f/f_0) \quad (\text{Σχ. 7.10})$$

όπου f η συχνότητα του κύματος που εξετάζουμε και f_0 το ακουστικό κατώφλι συχνοτήτων, το οποίο είναι ίσο με 5.2 mHz. Στην εξίσωση 7.9, ο δεύτερος παράγοντας εκφράζει τη μείωση του ακουστικού κατωφλίου, η οποία επιτρέπει τη μετάδοση αργών μαγνητο-ακουστικών κυμάτων με μεγάλη περίοδο (μεγαλύτερη των 3 min). Σύμφωνα με τον Stangalini (προσωπική επικοινωνία), η μορφή του παράγοντα επιλέχθηκε ώστε να μοιάζει με μια συνάρτηση βήματος, αλλά η μετάβαση από τη μη-μετάδοση στη μετάδοση να είναι ομαλή. Ο τρίτος παράγοντας οφείλει την ύπαρξή του στο ότι η διάδοση των αργών μαγνητο-ακουστικών κυμάτων γίνεται κατά μήκος των μαγνητικών γραμμών, οι οποίες σχηματίζουν γωνία με την γραμμή παρατήρησης ίση με την κλίση. Για το συντελεστή C δεν θα γίνουν οι πιο πάνω διορθώσεις διότι η διάδοσή τους γίνεται σχεδόν κάθετα στο μαγνητικό πεδίο.

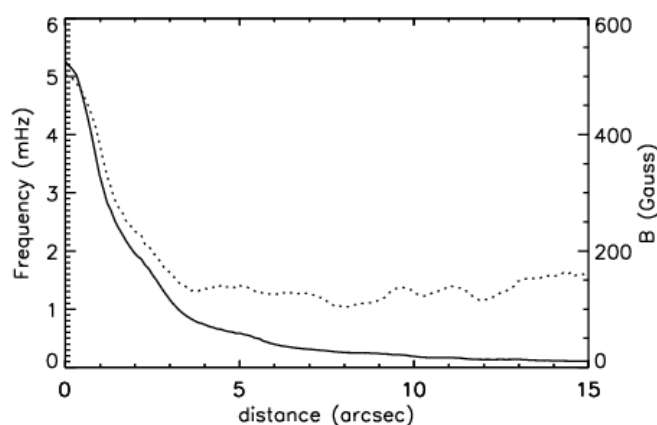
Σημειώνουμε ότι οι υπολογισμοί έγιναν στο σύστημα μονάδων S.I.

7.2.3. Παραδοχές

Για την ανάλυση που θα ακολουθήσει θεωρούμε ότι τα προς τα πάνω διαδιδόμενα κύματα προέρχονται από το μεσοδίκτυο και είναι μέρος του φάσματος των p-modes. Επομένως, η διέγερση αυτών των κυμάτων δεν γίνεται μέσα στους μαγνητικούς σωλήνες ροής, αλλά στη μη-μαγνητισμένη ατμόσφαιρα που τους περιβάλλει. Επιπλέον, τα κύματα με συχνότητα μεγαλύτερη των 5.2 mHz (τα οποία έχουν περιόδους μικρότερες των 3 min), που είναι το κατώφλι ακουστικών συχνοτήτων, μπορούν να διαδίδονται κατακόρυφα προς τα πάνω σε αντίθεση με τα κύματα χαμηλότερης συχνότητας (3.3 mHz και 2.4 mHz που αντιστοιχούν σε κύματα των 5 και 7 min αντιστοίχως), τα οποία είναι εν γένει παγιδευμένα στη φωτόσφαιρα. Κύματα αυτών των περιόδων μπορούν να διαφύγουν μόνο λόγω της μείωσης του ακουστικού κατωφλίου παρουσία κεκλιμένου μαγνητικού πεδίου. Αυτή η προϋπόθεση ισχύει κυρίως κοντά στο μαγνητικό δίκτυο, αλλά είναι πιθανό να ισχύει και στο μεσοδίκτυο, σε σημεία όπου εμφανίζονται σχετικά ισχυροί, σταθεροί μαγνητικοί σχηματισμοί. Στο ύψος σχηματισμού του DS στα $\pm 0.70 \text{ \AA}$, η περίοδος κατωφλίου έχει φτάσει τα 5 min σε απόσταση περίπου $1''$ από το δίκτυο και τα 7 min, περίπου στα $2''$ (Σχ. 7.3). Επομένως κοντά στο χρωμοσφαιρικό δίκτυο τα κύματα των 5 και 7 min μπορούν να φτάσουν σε χρωμοσφαιρικά ύψη, αλλά η ισχύς

του φαινομένου αυτού φθίνει όσο μεγαλώνει η απόσταση από το δίκτυο και μειώνεται το μαγνητικό πεδίο (Σχ. 7.3). Σε μεγαλύτερες αποστάσεις δεν περιμένουμε στην κατακόρυφη διάδοση ακουστικών κυμάτων μεγάλης περιόδου.

Σχετικά με την ανάλυση μας, θα πρέπει να σημειώσουμε ότι εξετάζεται μόνο η περίπτωση της κατακόρυφης διάδοσης. Η ισχύς των ταλαντώσεων αποδίδεται είτε στις κατακόρυφες διαταραχές της ταχύτητας ή στην προβολή των διαταραχών επί της γραμμής παρατήρησης. Κατ' επέκταση, επειδή στην ανάλυση διαφορών φάσης εξετάζεται η συμφωνία των ταλαντώσεων σε δύο ύψη στην ατμόσφαιρα, μεταξύ δύο εικονοστοιχείων που βρίσκονται στην ίδια θέση του πεδίου, τα αποτελέσματα αφορούν την κατακόρυφη διάδοση κυμάτων από το ένα ατμοσφαιρικό στρώμα στο άλλο.



Σχήμα 7.3. Αξιμουθιακοί μέσοι όροι συναρτήσει της απόστασης από το μαγνητικό δίκτυο, της συχνότητας κατοφλίου (στικτή γραμμή) και του συνολικού μαγνητικού πεδίου στη φωτόσφαιρα (συνεχής γραμμή).

Τέλος, υπενθυμίζεται ότι η διαδικασία μετατροπής/μετάδοσης των μαγνητουδροδυναμικών κυμάτων στο μαγνητικό θόλο, όπως περιγράφεται από τους Schunker & Cally (2006), Cally (2007) και Nutto et al. (2012), θα πρέπει να είναι παρατηρήσιμη με δύο τρόπους:

- μέσω της εξάρτησης της ισχύος των ταλαντώσεων που ανιχνεύουμε από την κλίση του μαγνητικού πεδίου με τρόπο που περιγράφεται από τη μορφή των συντελεστών T και C. Γι' αυτό το λόγο θα μελετήσουμε την ισχύ των ταλαντώσεων στην περιοχή της ροζέτας συναρτήσει της κλίσης του μαγνητικού πεδίου στο ύψος σχηματισμού του μαγνητικού θόλου.
- μέσω της μείωσης του χρόνου που απαιτείται για να ταξιδέψουν τα κύματα ανάμεσα σε δύο ύψη, στα οποία παρεμβάλλεται ο μαγνητικός

θόλος και, κατά συνέπεια, της μείωσης των διαφορών φάσης μεταξύ των ταλαντώσεων στα δύο ύψη.

7.3. Αποτελέσματα

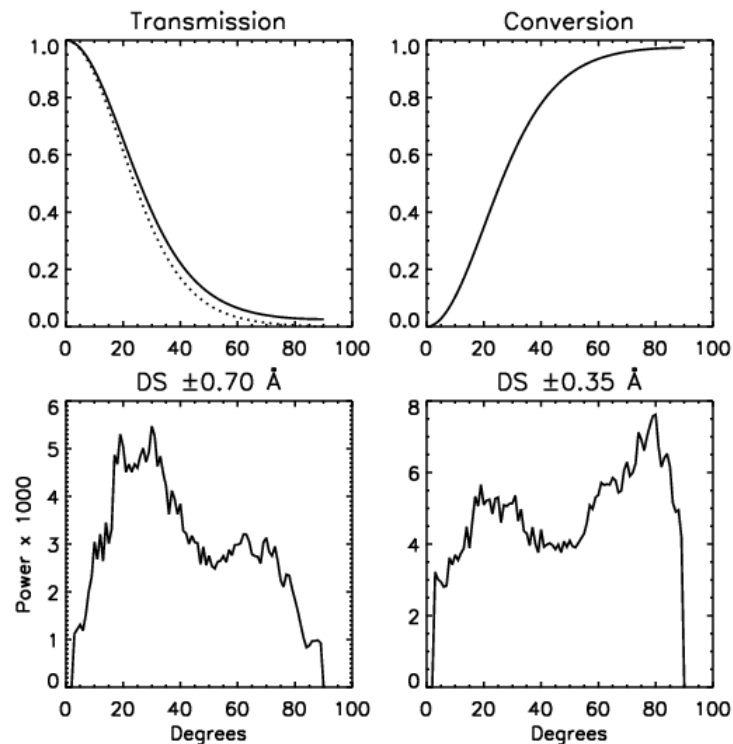
7.3.1. Μετατροπή και μετάδοση κυμάτων στο μαγνητικό θόλο

7.3.1.1. Διάδοση των κυμάτων των 3 min.

Στο Σχ. 7.4 δίνονται οι συντελεστές T και C , καθώς επίσης και η φωτοσφαιρική και χρωμοσφαιρική ισχύς στην περιοχή της ροζέτας, σαν συνάρτηση της γωνίας κλίσης του μαγνητικού πεδίου στο μαγνητικό θόλο. Στο ύψος σχηματισμού της $H\alpha \pm 0.70 \text{ \AA}$, που τοποθετείται μέχρι τα 500 km περίπου, ο μαγνητικός θόλος εκτείνεται μέχρι τα $2''$ από το χρωμοσφαιρικό δίκτυο και η κλίση του μαγνητικού πεδίου φτάνει τις 60° (βλ. Κεφάλαιο 5, Σχ. 5.7).

Η κορυφή της ισχύος που παρατηρείται μεταξύ $20^\circ - 30^\circ$ (Σχ. 7.4, δεύτερη γραμμή, αριστερό διάγραμμα) οφείλεται στη υψηλή τιμή του συντελεστή μετάδοσης των ταχέων ακουστικών κυμάτων, σε αργά μαγνητο-ακουστικά κύματα, πάνω από το μαγνητικό θόλο. Οι τιμές του T είναι μεγαλύτερες του 0.5 για τιμές της γωνίας κλίσης μικρότερες των 25° (Σχ. 7.4, πρώτη γραμμή, αριστερό διάγραμμα). Για μεγαλύτερες τιμές της κλίσης ευνοείται η μετατροπή σε ταχέα μαγνητο-ακουστικά κύματα τα οποία, σύμφωνα με τη θεωρία, θα ανακλαστούν ψηλότερα από το μαγνητικό θόλο συναντώντας μέσο με μεγάλη βαθμίδα ταχύτητας Alfvén (όπως φαίνεται και στο Σχ. 7.2, δεύτερη σειρά, αριστερό διάγραμμα). Θα κατευθυνθούν, επομένως, προς τα χαμηλότερα ατμοσφαιρικά στρώματα (τη φωτόσφαιρα), αφού μετατραπούν εκ νέου σε ακουστικά κύματα διασχίζοντας το μαγνητικό θόλο, αυτή τη φορά με αντίθετη κατεύθυνση. Επομένως, η κορυφή της ισχύος στις 65° θα οφείλεται στο μηχανισμό που μόλις περιγράφηκε. Η κορυφή αυτή είναι χαμηλότερη από ό,τι θα προέβλεπε η τιμή του C για δύο λόγους: αφ' ενός μεν μέρος των κυμάτων θα μετατραπεί και πάλι σε αργά μαγνητο-ακουστικά κύματα στο μαγνητικό θόλο, αφ' ετέρου δε, καθώς μεγαλώνει η κλίση, ο μαγνητικός θόλος απομακρύνεται από το ύψος σχηματισμού

της $H\alpha \pm 0.70 \text{ \AA}$ με αποτέλεσμα το αντίστοιχο DS, προοδευτικά, να περιέχει περισσότερο σήμα από την «αδιατάραχτη φωτόσφαιρα».



Σχήμα 7.4. Πάνω αριστερά: οι συντελεστές μετάδοσης T (συνεχής γραμμή) και T' (στιγμιαία γραμμή) υπολογισμένοι για ταλαντώσεις 3 min, συναρτήσει της κλίσης του μαγνητικού πεδίου στο μαγνητικό θόλο. Πάνω δεξιά: ομοίως για το συντελεστή μετατροπής C . Κάτω: η ισχύς των ταλαντώσεων των 3 min των DS στα $\pm 0.70 \text{ \AA}$ (αριστερά) και $\pm 0.35 \text{ \AA}$ (δεξιά) από το κέντρο της γραμμής $H\alpha$, στην περιοχή της ροζέτας, συναρτήσει της κλίσης του μαγνητικού πεδίου.

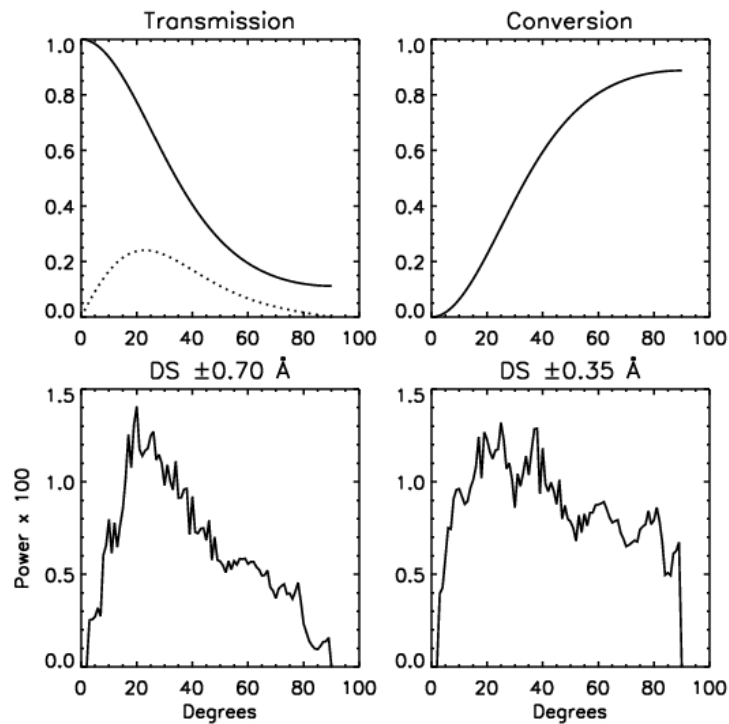
Το μεγαλύτερο μέρος του μαγνητικού θόλου σχηματίζεται χαμηλότερα από το ατμοσφαιρικό στρώμα όπου σχηματίζεται το DS στα $\pm 0.35 \text{ \AA}$ και, ως εκ τούτου, η εικόνα της ισχύος είναι διαφορετική (Σχ. 7.4, δεύτερη σειρά, δεξιό διάγραμμα). Η ισχύς είναι μέγιστη στις 80° περίπου, επειδή εκεί ευνοείται η μετατροπή των ακουστικών κυμάτων σε ταχέα μαγνητο-ακουστικά, όπως φαίνεται και από τις πολύ υψηλές τιμές του συντελεστή C . Λόγω του ύψους του μαγνητικού θόλου, το μεγαλύτερο μέρος της ισχύος των ταχέων κυμάτων ανιχνεύεται σε αυτό το ύψος. Στις 20° σχηματίζεται μια χαμηλότερη κορυφή, η οποία οφείλεται στη μετάδοση των ακουστικών κυμάτων, που φτάνουν στο μαγνητικό θόλο, ως αργά μαγνητο-ακουστικά. Τα κύματα αυτά ακολουθούν τη διεύθυνση των μαγνητικών δυναμικών γραμμών και, επομένως, η ισχύς τους μειώνεται σημαντικά λόγω της προβολής της

ταχύτητας στη γραμμή παρατήρησης. Γι' αυτό το λόγο, άλλωστε, οι τιμές του συντελεστή T' (Σχ. 7.4, πρώτη γραμμή, αριστερό διάγραμμα, στικτή γραμμή) είναι λίγο μικρότερες από τις τιμές του συντελεστή T , για τον οποίο δεν έχει γίνει τέτοια διόρθωση.

7.3.1.2. Διάδοση των κυμάτων των 5 και 7 min

Η εξάρτηση της ισχύος των 5 min από την κλίση του μαγνητικού πεδίου ακολουθεί πιστά το συντελεστή μετάδοσης, λαμβάνοντας υπόψη το φαινόμενο της μείωσης του ακουστικού κατωφλίου (*ramp effect*) και τη διάδοση των κυμάτων κατά μήκος των μαγνητικών γραμμών. Η παρατηρούμενη ισχύς και στα δύο ύψη ακολουθεί πιστά τη μορφή του συντελεστή μετάδοσης T' (Σχ.7.5, πρώτη γραμμή, αριστερό διάγραμμα, στικτή γραμμή). Στο ύψος σχηματισμού της $H_{\alpha} \pm 0.70 \text{ \AA}$, η ισχύς των 5 min μειώνεται πιο απότομα από ό,τι προβλέπεται από τη μορφή του συντελεστή T' . Αυτό οφείλεται και πάλι στο ύψος του μαγνητικού θόλου σε σχέση με το ύψος σχηματισμού της H_{α} στα $\pm 0.70 \text{ \AA}$ από το κέντρο της γραμμής. Για μεγαλύτερες τιμές της κλίσης, δηλαδή σε μεγαλύτερες αποστάσεις από το δίκτυο, ο μαγνητικός θόλος σχηματίζεται ψηλότερα. Εκεί η μεταδιδόμενη ισχύς μειώνεται, καθώς οι ταλαντώσεις που ανιχνεύονται είναι κυρίως φωτοσφαιρικής προέλευσης.

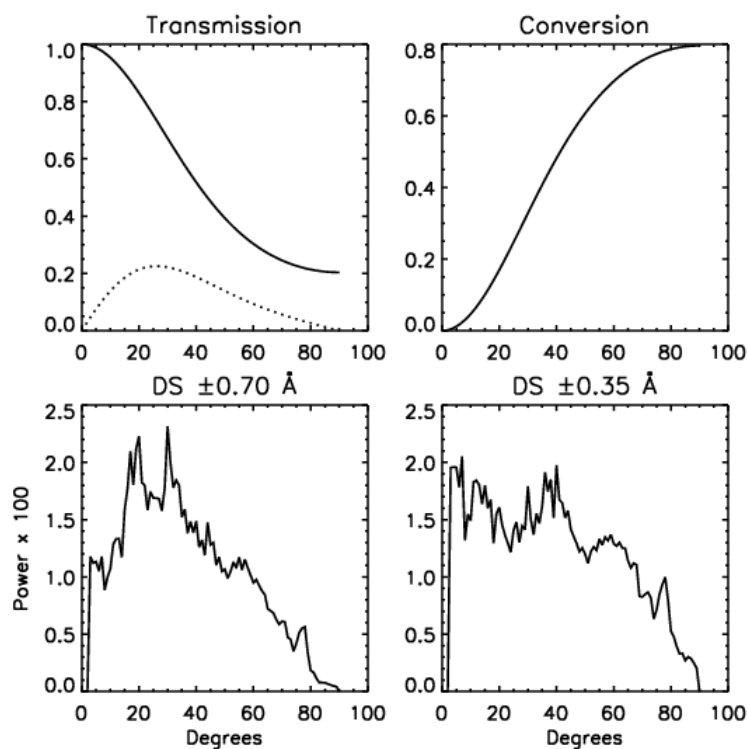
Για τις ταλαντώσεις των 5 min στη χρωμόσφαιρα θα πρέπει να ληφθεί υπόψη ότι δεν προβλέπεται κυματική διάδοση στα χρωμοσφαιρικά ύψη, εκτός από τις περιπτώσεις όπου υπάρχει παρουσία μαγνητικού πεδίου του οποίου το διάνυσμα θα σχηματίζει γωνία κατάλληλης κλίσης (βλ. Σχ. 7.3). Για ακόμα μεγαλύτερες τιμές της κλίσης, οι οποίες προέρχονται από περιοχές που βρίσκονται μακριά από το μαγνητικό δίκτυο, κύματα των 5 min δεν φτάνουν στο μαγνητικό θόλο από τη φωτόσφαιρα. Επομένως δεν αναμένεται μετατροπή των κυμάτων αυτών σε ταχέα μαγνητο-ακουστικά κύματα. Με αυτό τον τρόπο εξηγείται η πλήρης συμφωνία μεταξύ της μορφής της καμπύλης της ισχύος στη χρωμόσφαιρα (Σχ. 7.5, δεύτερη γραμμή, δεξιό διάγραμμα) και του συντελεστή T' .



Σχήμα 7.5. Ομοίως με το Σχ. 7.4, για τις ταλαντώσεις των 5 min.

Για την κατανομή της ισχύος των ταλαντώσεων των 7 min ισχύουν όσα αναφέρθηκαν στην προηγούμενη παράγραφο για τα κύματα των 5 min. Για την διάδοση των κυμάτων αυτών σε μεγαλύτερα ύψη απαιτείται λίγο μεγαλύτερη γωνία κλίσης, ώστε το κατώφλι των ακουστικών συχνοτήτων να μειωθεί κατάλληλα. Και εδώ, η μείωση της ισχύος των 7 min στην φωτόσφαιρα είναι πιο απότομη από ό,τι προβλέπει ο συντελεστής T. Στη χρωμόσφαιρα, απόκλιση από την αναμενόμενη συμπεριφορά αποτελεί η αυξανόμενη ισχύς, όταν η κλίση είναι μικρότερη των 20° . Οι περιοχές αυτές βρίσκονται πάνω στο χρωμοσφαιρικό δίκτυο, όπου το μαγνητικό πεδίο είναι σχεδόν κατακόρυφο. Μια εξήγηση για την αυξημένη ισχύ των 7 min στο δίκτυο, όπου το μαγνητικό πεδίο είναι σχεδόν κατακόρυφο, θα μπορούσε να αναζητηθεί στην επίδραση των απωλειών λόγω ακτινοβολίας που έχει ως αποτέλεσμα την αύξηση της περιόδου κατωφλίου (Khomenko et al. 2008a). Αυτός όμως ο μηχανισμός θα έπρεπε να είναι ανιχνεύσιμος τόσο στη φωτόσφαιρα για τις ταλαντώσεις των 7 min, όσο και για τις ταλαντώσεις των 5 min. Κάτι τέτοιο δεν επιβεβαιώνεται από τις αντίστοιχες καμπύλες των Σχ. 7.4 και 7.5. Επομένως η αιτία της αυξημένης ισχύος των 7 min θα πρέπει να αναζητηθεί αλλού. Θα μπορούσαμε, σε αυτό εδώ το σημείο, να επικαλεστούμε την επίδραση του χρόνου ζωής των χρωμοσφαιρικών ψηφίδων, όπως αναφέρθηκε στο κεφάλαιο 5. Εξάλλου, ταλαντώσεις

με χαμηλές συχνότητες, μεταξύ 1 – 3 mHz που αντιστοιχούν σε περιόδους 5-15 min έχουν βρεθεί συστηματικά σε λαμπρά σημεία του δικτύου στη φασματική γραμμή Ηα και αποδίδονται σε ταλαντώσεις των σωλήνων μαγνητικής ροής που τα αποτελούν (McAteer et al. 2002, 2003).



Σχήμα 7.6. Ομοίως με το Σχ. 7.4 για τις ταλαντώσεις των 7 min.

7.3.1.3. Σχόλια

Τα αποτελέσματά μας είναι σε απόλυτη συμφωνία με αυτά των Nutto et al. (2012) και αποτελούν την πρώτη εφαρμογή του μηχανισμού της μετατροπής/μετάδοσης κυμάτων στο μαγνητικό θόλο, σε παρατηρήσεις του ήρεμου Ήλιου, στη γραμμή Ηα. Επεκτείνουν, επιπλέον, τα συμπεράσματα των θεωρητικών περιγραφών και των πειραμάτων αριθμητικών προσομοιώσεων (Schunker & Cally 2006, Cally 2007, Nutto et al. 2010, Nutto et al. 2012) στη διάδοση κυμάτων μεγάλων περιόδων (5 και 7 min) στη χρωμόσφαιρα. Επιβεβαιώνουν δε την προηγούμενη εκτίμησή μας, ότι η διαμόρφωση της ισχύος στην περιοχή της ροζέτας και ο σχηματισμός της μαγνητικής σκιάς και της άλω ισχύος αποτελούν όψεις του ίδιου

μηχανισμού αλληλεπίδρασης, μεταξύ των ακουστικών κυμάτων και του μαγνητικού θόλου.

Σημειώνουμε ότι οι Stangalini et al. (2011) ερμήνευσαν, χρησιμοποιώντας τον ίδιο μηχανισμό, παρατηρήσεις ενός κέντρου δράσης. Εκεί ο μαγνητικός θόλος σχηματίζεται εξ' ολοκλήρου πολύ χαμηλότερα από το ύψος της γραμμής του Ca II που χρησιμοποιούν, λόγω της μεγάλης συγκέντρωσης μαγνητικής ροής. Έτσι, η ανάκλαση των ταχέων μαγνητο-ακουστικών κυμάτων σε όλο το πεδίο, δεν τους επιτρέπει να φτάσουν στο ύψος σχηματισμού της γραμμής του Ca II. Επομένως, η ισχύς των ταλαντώσεων, στη μελέτη των Stangalini et al. (2011), προέρχεται εξ' ολοκλήρου από τα αργά μαγνητο-ακουστικά κύματα και η μεταβολή της ισχύος συναρτήσει της κλίσης του μαγνητικού πεδίου περιγράφεται πλήρως από τη μορφή του συντελεστή T' .

Τέλος, σημειώνουμε ότι στην περίπτωση περιοχών με εκτεταμένα και ισχυρά μαγνητικά πεδία, το περιβάλλον μπορεί να χαρακτηριστεί με πολύ καλύτερη προσέγγιση ομογενές από ό,τι στην περίπτωση του ήρεμου Ήλιου. Στις παρατηρήσεις μας, οι πτέρυγες της H α απεικονίζουν στο ίδιο πεδίο, περιοχές πάνω και κάτω από το μαγνητικό θόλο περιπλέκοντας την ερμηνεία των αποτελεσμάτων. Δίνεται όμως, με αυτόν τον τρόπο, η δυνατότητα να παρατηρήσουμε στο ίδιο πεδίο, τόσο τη μετάδοση, όσο και τη μετατροπή που υφίστανται τα κύματα στο μαγνητικό θόλο. Σε αντίθεση με ό,τι θα συνέβαινε σε ένα κέντρο δράσης, όπου η κλίση του μαγνητικού πεδίου, σε συνδυασμό με τη μεγάλη έκτασή του και τη χωρική του κατανομή θα επέτρεπε στα κύματα μεγάλων περιόδων να φτάσουν το μαγνητικό θόλο, στον ήρεμο Ήλιο κάτι τέτοιο είναι εφικτό μόνο κοντά στο μαγνητικό δίκτυο. Αυτό εξηγεί και τις μικρές αποκλίσεις της ισχύος των ταλαντώσεων των 5 και 7 min από τις προβλεπόμενες από το συντελεστή μετάδοσης.

7.3.2. Διαφορές φάσης

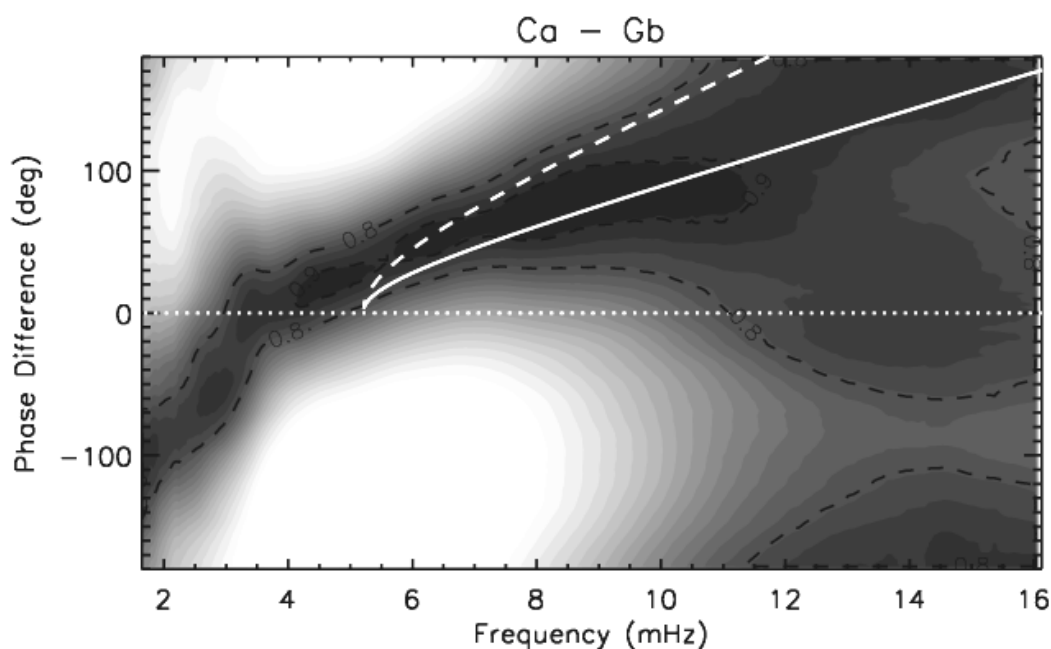
7.3.2.1. Κυματική διάδοση μεταξύ της φασματικής περιοχής Ca II H και της G-band.

Στο Σχ. 7.7 φαίνεται η κατανομή των διαφορών φάσεων μεταξύ της έντασης στις φασματικές περιοχές Ca II H και G-band για όλο το κοινό πεδίο. Οι διαφορές

φάσης σε αυτές τις φωτοσφαιρικές περιοχές έχουν ήδη μελετηθεί από τους Rutten et al. (2004b), οι οποίοι βασίστηκαν σε παρατηρήσεις του DOT, όπως αυτές που παρουσιάζονται εδώ, για να μελετήσουν την αντεστραμμένη κοκκίαση που κυριαρχεί σε εικόνες της γραμμής Ca II H. Εν γένει, η μελέτη διαφορών φάσεων μεταξύ εντάσεων μπορεί να δώσει παραπλανητικά αποτελέσματα. Από τη μια, το προφίλ μιας φασματικής γραμμής μπορεί να περιέχει συνεισφορές από ένα μεγάλο εύρος υψών της ηλιακής ατμόσφαιρας, καθιστώντας δύσκολο τον προσδιορισμό του ύψους από το οποίο προέρχεται το μεγαλύτερο μέρος της ακτινοβολίας. Από την άλλη, η μεταβολή της έντασης της ακτινοβολίας που απομονώνεται από το φίλτρο μπορεί να οφείλεται τόσο σε μεταβολή της πυκνότητας ή της θερμοκρασίας του πλάσματος όσο και σε μετατόπιση της γραμμής λόγω φαινομένου Doppler. Ωστόσο η συγκεκριμένη περίπτωση έχει μεγάλο ενδιαφέρον, καθώς στη φασματική κατανομή των διαφορών φάσης εμφανίζεται η υδροδυναμική συμπεριφορά της φωτόσφαιρας και της κατώτερης χρωμόσφαιρας. Η αντεστραμμένη κοκκίαση, η οποία εμφανίζεται στην Ca II και μορφολογικά μοιάζει με την αρνητική εικόνα της κοκκίασης έχει ως αποτέλεσμα τις αρνητικές διαφορές φάσεων στις χαμηλές συχνότητες (<3 mHz), λόγω της αντισυσχέτισης μεταξύ των εντάσεων στα δύο φίλτρα. Συχνά οι αρνητικές διαφορές φάσεων ερμηνεύονται ως βαρυτικά κύματα καθώς αυτά εμφανίζονται σε ύψη μεγαλύτερα της κοκκίασης, όταν το υλικό που ανέρχεται από τα ρεύματα μεταφοράς συναντά τη σχετικά σταθερά στρωματοποιημένη υπερκείμενη ατμόσφαιρα. Σύμφωνα με τους Rutten et al. (2004b) η αντεστραμμένη κοκκίαση και τα βαρυτικά κύματα είναι φαινόμενα αλληλένδετα, στο ύψος σχηματισμού της φασματικής περιοχής της Ca II H, το οποίο τοποθετείται στις μερικές εκατοντάδες χιλιόμετρα από τη βάση της φωτόσφαιρας.

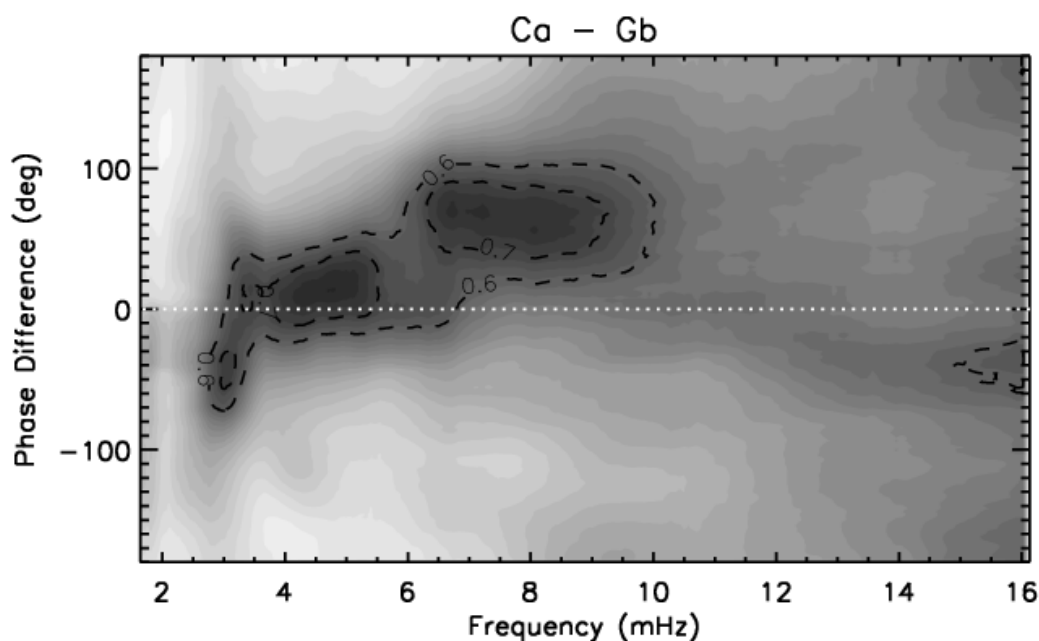
Η περιοχή συχνοτήτων μεταξύ 3 – 5 mHz χαρακτηρίζεται συνήθως ως η περιοχή των στάσιμων ή αποσβεννόμενων κυμάτων, καθώς τα κύματα αυτά δεν διαδίδονται προς τα πάνω. Χαρακτηριστικό τους λοιπόν, όπως φαίνεται και στο Σχ. 7.7, είναι οι μικρές, σχεδόν μηδενικές διαφορές φάσης. Η διαφορά φάσης ανάμεσα στα δύο φίλτρα αποκτά σημαντικές τιμές μετά τα 5 mHz οπότε και αυξάνεται μονοτονικά με τη συχνότητα. Η συμπεριφορά αυτή είναι χαρακτηριστική των διαδιδόμενων προς τα πάνω ακουστικών κυμάτων. Στο Σχ. 7.7 έχουν επίσης σχεδιαστεί ενδεικτικά, χρησιμοποιώντας τις σχέσεις 7.3 και 7.4, οι αναμενόμενες θεωρητικά διαφορές φάσεων για διάδοση ακουστικών κυμάτων ανάμεσα σε δύο στρώματα με διαφορά ύψους 250 και 400 km (συνεχής και διακεκομμένη γραμμές

αντίστοιχα) θεωρώντας τυπικές τιμές ακουστικής ταχύτητας και κατώφλιου συχνοτήτων 7 km/s και 5.2 mHz. Οι τιμές αυτές της διαφοράς ύψους επιλέχθηκαν επειδή μεταξύ αυτών τοποθετούν οι Rutten et al. (2004b) το ύψος σχηματισμού της έντασης στην Ca II H, από τη βάση της φωτόσφαιρας. Το πάχος της κατανομής των παρατηρούμενων διαφορών φάσεων και η σχετικά ικανοποιητική ταύτισή της με θεωρητικές κατανομές, που προκύπτουν για μια ποικιλία παραμέτρων, είναι ενδεικτικά της ανομοιογένειας του περιβάλλοντος της ηλιακής ατμόσφαιρας. Εναλλακτικά, θα μπορούσε να θεωρηθεί ότι η κυματική διάδοση ξεκινά από χαμηλότερη συχνότητα, όπως αυτή των 4 mHz, ακόμα και απουσία μαγνητικού πεδίου. Αυτό είναι δυνατόν αν η τιμή του λόγου γ ήταν 1 αντί των 5/3, που ισχύει για την αδιαβατική περίπτωση (Worrall 2002). Σημαντικό μέρος της ισχύος συγκεντρώνεται στις υψηλές συχνότητες σε μηδενικές διαφορές φάσεων. Σύμφωνα με τους Endler & Deubner (1983) αυτό είναι αποτέλεσμα της ατμοσφαιρικής διαταραχής (seeing), αν και είναι πιθανό να είναι και ηλιακής προέλευσης (Krijger et al. 2001).



Σχήμα 7.7. Κατανομή των διαφορών φάσης μεταξύ της φασματικής περιοχής Ca II H και της G-band. Οι μαύρες διακεκομμένες γραμμές ορίζουν τις περιοχές όπου είναι συγκεντρωμένο το 80% και 90% της μέγιστης σταυρωτής ισχύος για κάθε συχνότητα. Η οριζόντια στικτή γραμμή αντιστοιχεί σε διαφορά φάσης 0° και δίνεται για καλύτερη σύγκριση. Η συμπαγής και διακεκομμένη γραμμές είναι οι θεωρητικά αναμενόμενες διαφορές φάσης για ακουστική ταχύτητα 7 km/s, κατώφλι ακουστικών συχνοτήτων 5.2 mHz και διαφορά υψών 250 km και 400 km, αντίστοιχα.

Με σκοπό να εξακριβωθεί αν η σχέση διασποράς μεταβάλλεται στην περιοχή της μαγνητικής σκιάς έχουμε σχεδιάσει στο Σχ. 7.8 την κατανομή των διαφορών φάσης, υπολογισμένη μόνο για τα εικονοστοιχεία του πεδίου, στα οποία ο μαγνητικός θόλος σχηματίζεται μεταξύ 600 – 1000 km. Η περιοχή αυτή συμπίπτει με τη μαγνητική σκιά των χαρτών ισχύος των 3 min της έντασης στην περιοχή της Ca II H.



Σχήμα 7.8. Ομοίως με το Σχ. 7.7, για τα εικονοστοιχεία του πεδίου όπου ο μαγνητικός θόλος σχηματίζεται μεταξύ 600 – 1000 km. Η περιοχή αυτή βρίσκεται μέσα στα όρια της μαγνητικής σκιάς του Σχ. 4.6.

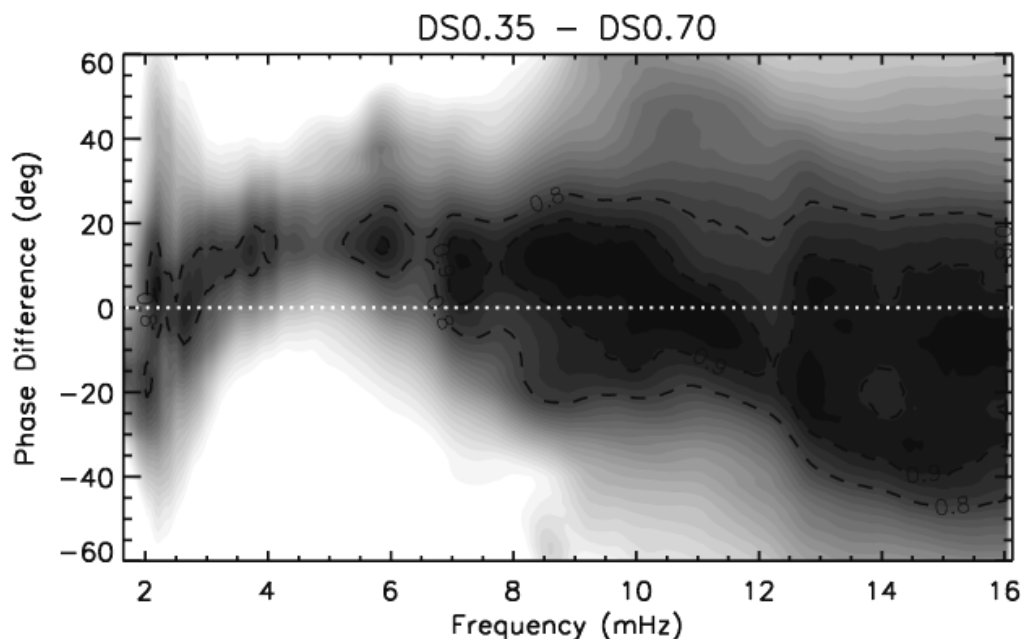
Η κατανομή του Σχ. 7.8 παρουσιάζει κάποιες διαφορές σε σχέση με αυτή του Σχ. 7.7. Η μείωση της ισχύος στη μαγνητική σκιά (βλ Σχ. 4.6) έχει σαν συνέπεια τη μείωση της σταυρωτής ισχύος μεταξύ Ca II H και G-band. Για αυτό το λόγο σε πολύ μικρό μέρος του Σχ. 7.8 η σταυρωτή ισχύς ξεπερνά το 80% του μεγίστου. Το μεγαλύτερο μέρος της σταυρωτής ισχύος εντοπίζεται σε δύο περιοχές: στις συχνότητες των 3 – 5 mHz σε πολύ μικρές διαφορές φάσης (10° - 20°), όπως και στο Σχ. 7.7 και στις συχνότητες μεταξύ 6.5 – 9 mHz, γύρω από τις 60° . Χαρακτηριστική, επίσης, είναι η απουσία ισχύος στο τμήμα όπου ξεκινά η κυματική διάδοση (στα 5.2 mHz). Παρατηρούμε ότι, σε αντίθεση με ό,τι συμβαίνει για την κατανομή των διαφορών φάσης για το πλήρες πεδίο, στην περιοχή της μαγνητικής σκιάς, η συμπεριφορά των ακουστικών κυμάτων φαίνεται να αποκλίνει από την εξίσωση διασποράς, που προβλέπει αύξηση της διαφοράς φάσης με τη συχνότητα. Σταθερή

διαφορά φάσης συναρτήσει της συχνότητας είναι ένδειξη στάσιμων ή αποσβεννυόμενων κυμάτων. Συμπεραίνουμε λοιπόν πώς στην περιοχή της μαγνητικής σκιάς, η «κανονική» διάδοση των ακουστικών κυμάτων του μεσοδικτύου δίνει τη θέση της σε στάσιμα κύματα. Παρόλο που ο μαγνητικός θόλος βρίσκεται ψηλότερα από το ύψος σχηματισμού της Ca II H, η κυματική διάδοση επηρεάζεται από το γεγονός ότι βρίσκεται σε χαμηλότερο ύψος στην περιοχή της μαγνητικής σκιάς, πλησιέστερα στο ύψος σχηματισμού της Ca II H.

7.3.2.2 Κυματική διάδοση μεταξύ των DS της Ha στα $\pm 0.70 \text{ \AA}$ και $\pm 0.35 \text{ \AA}$.

Στο Σχ. 7.9 φαίνεται η κατανομή των διαφορών φάσης συναρτήσει της συχνότητας, μεταξύ των DS της Ha στα $\pm 0.70 \text{ \AA}$ και $\pm 0.35 \text{ \AA}$ για το τμήμα του οπτικού πεδίου όπου ο μαγνητικός θόλος σχηματίζεται σε ύψη μεγαλύτερα των 1600 km. Το τμήμα αυτό συμπίπτει με το μεσοδίκτυο, όπου ο μαγνητικός θόλος δεν παρεμβάλλεται μεταξύ των υψών σχηματισμού των δύο DS αφού, όπως είδαμε στο κεφάλαιο 5, η ισοϋψής των 1600 km οριοθετεί την περιοχή της μαγνητικής σκιάς.

Παρατηρούμε ότι τόσο στις πολύ χαμηλές όσο και στις πολύ υψηλές συχνότητες, η διασπορά των διαφορών φάσης είναι μεγάλη, τόσο στις αρνητικές όσο και στις θετικές τιμές. Αυτή η διασπορά συχνά αποδίδεται στην ατμοσφαιρική διαταραχή και, σε ό,τι αφορά τις χαμηλές συχνότητες, στις μακροσκοπικές κινήσεις του υλικού, όπως η κοκκίαση και στα βαρυτικά κύματα που θεωρείται ότι χαρακτηρίζονται από αρνητικές διαφορές φάσης. Στην περιοχή συχνοτήτων μεταξύ 3-6.5 mHz, οι διαφορές φάσης συγκεντρώνονται γύρω από τις 15° και είναι σχεδόν σταθερές. Για μεγαλύτερες συχνότητες, οι διαφορές φάσης μειώνονται και συγκεντρώνονται γύρω από το μηδέν, παρουσιάζοντας μεγάλη διασπορά, κυρίως προς τις αρνητικές τιμές.



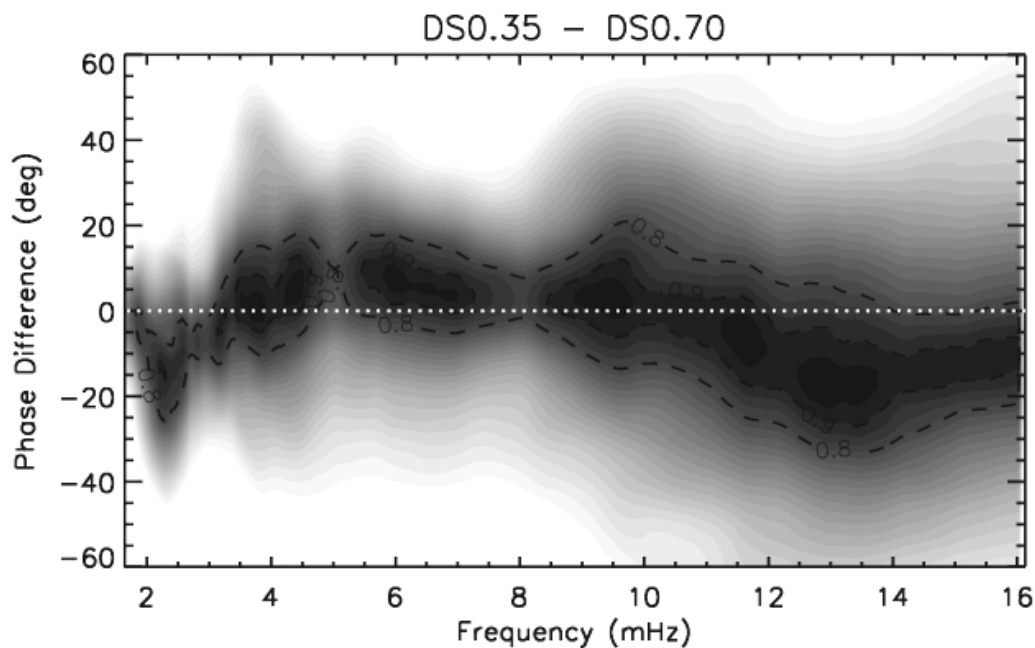
Σχήμα 7.9. Ομοίως με το Σχ. 7.7 μεταξύ των DS στα $\pm 0.35 \text{ \AA}$ και $\pm 0.70 \text{ \AA}$ από το κέντρο της γραμμής H α . Για τον υπολογισμό της κατανομής έχουν ληφθεί υπόψη μόνο τα εικονοστοιχεία που ανήκουν στο μεσοδίκτυο, εκεί δηλαδή όπου ο μαγνητικός θόλος σχηματίζεται ψηλότερα από 1600 km.

Είναι χαρακτηριστικό ότι στην «ακουστική» περιοχή των συχνοτήτων (5-10 mHz) οι διαφορές φάσης δεν φαίνεται να ικανοποιούν μια αναμενόμενη σχέση διασποράς, αυξανόμενες με τη συχνότητα. Η διαφορετική αυτή συμπεριφορά είναι, ωστόσο, τυπική για κυματική διάδοση μεταξύ χρωμοσφαιρικών ταχυτήτων και υποδηλώνει το στάσιμο χαρακτήρα των ακουστικών κυμάτων στη χρωμόσφαιρα. Μικρές τιμές διαφορών φάσης που επιβεβαιώνουν αυτό το χαρακτήρα έχουν βρεθεί και από παλαιότερες μελέτες (π.χ. Mein & Mein 1976, Lites & Chipman 1979, Fleck & Deubner, 1989).

Στο Σχ. 7.10 φαίνεται η αντίστοιχη κατανομή για το μέρος του πεδίου, όπου ο μαγνητικός θόλος σχηματίζεται μέχρι τα 1600 km. Η περιοχή αυτή συμπίπτει με τη ροζέτα, όπου παρατηρήσαμε τη μαγνητική σκιά και την άλω ισχύος και εκεί ο μαγνητικός θόλος παρεμβάλλεται μεταξύ των υψών σχηματισμού των δύο φίλτρων. Στις χαμηλές συχνότητες βρίσκουμε αρνητικές διαφορές φάσης που αποδίδονται σε βαρυτικά κύματα, ενώ στις υψηλές συχνότητες βλέπουμε και πάλι την επίδραση της ατμοσφαιρικής διαταραχής. Η σημαντική διαφορά του Σχ. 7.10 σε σχέση με το Σχ. 7.9 είναι οι μικρότερες διαφορές φάσης στις συχνότητες μεταξύ 3.5 – 8 mHz, όπου η σταυρωτή ισχύς είναι συγκεντρωμένη μεταξύ $0^\circ - 15^\circ$. Η μείωση αυτή των διαφορών φάσης σε συνδυασμό με το στάσιμο χαρακτήρα των κυμάτων (σταθερές διαφορές

φάσης με τη συχνότητα) επιβεβαιώνουν τις προβλέψεις των Cally (2007) και Nutto et al. (2012) για τη μετατροπή των ακουστικών κυμάτων σε ταχέα μαγνητο-ακουστικά κύματα στο μαγνητικό θόλο. Όπως έχει αναφερθεί, τα κύματα αυτά διαθλώνται, όταν συναντούν την πολύ μεγάλη βαθμίδα της ταχύτητας v_f (Σχ.7.2, δεύτερη γραμμή, πρώτο διάγραμμα) και επιστρέφουν στα χαμηλότερα ατμοσφαιρικά στρώματα. Οι προσομοιώσεις των Nutto et al. προβλέπουν ότι λόγω της παραμόρφωσης του μετώπου των κυμάτων αυτών, αυτά διαδίδονται σχεδόν παράλληλα στο μαγνητικό θόλο με αποτέλεσμα οι ταλαντώσεις σε ένα μεγάλο εύρος υψών στην παρακείμενη ατμόσφαιρα να είναι σε φάση.

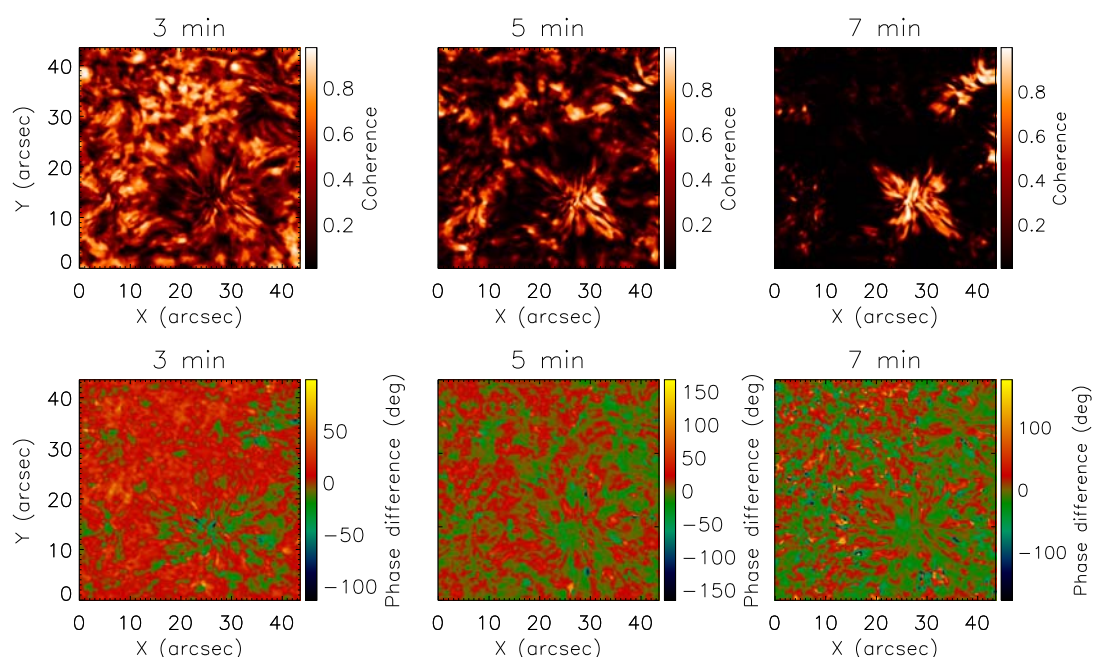
Εναλλακτικά, εξετάζουμε την κατανομή των διαφορών φάσης και της συμφωνίας των ταλαντώσεων στο οπτικό πεδίο κατασκευάζοντας διδιάστατους χάρτες, όπως ακριβώς στο κεφάλαιο 4. Σε κάθε περιοχή περιόδου (3, 5 και 7 min), εύρους 1 min, υπολογίζουμε σε κάθε εικονοστοιχείο τη μέση διαφορά φάσης και τη μέση συμφωνία. Τα αποτελέσματα συνοψίζονται στο Σχ. 7.11



Σχήμα 7.10. Ομοίως με το Σχ. 7.9 αλλά η κατανομή έχει υπολογιστεί για τα εικονοστοιχεία που βρίσκονται στην περιοχή της μαγνητικής σκιάς και άνω ισχύος, όπου ο μαγνητικός θόλος σχηματίζεται χαμηλότερα από 1600 km.

Στα 3 min (Σχ. 7.11, πρώτη στήλη), οι ταλαντώσεις έχουν υψηλή συμφωνία, μεγαλύτερη από 0.7, στο μεσοδίκτυο και σε ένα τμήμα της ροζέτας. Στο μεσοδίκτυο, οι φάσεις είναι κυρίως θετικές, ενώ στην περιοχή της ροζέτας, κατά μήκος των

επιμήκων δομών οι περιοχές θετικών και αρνητικών τιμών εναλλάσσονται. Σύμφωνα με τους Khomenko & Cally (2012) αυτό είναι ένδειξη της μετατροπής σε ταχεία μαγνητο-ακουστικά κύματα στο μαγνητικό θόλο. Οι ταλαντώσεις των 5 min (Σχ. 7.11, δεύτερη στήλη) εμφανίζουν υψηλή συμφωνία κυρίως σε κάποια μέρη των ψηφίδων στη ροζέτα και λιγότερο στο μεσοδίκτυο, όπως είναι αναμενόμενο. Οι διαφορές φάσης τους έχουν τιμές κυρίως μηδενικές και θετικές. Τέλος, οι ταλαντώσεις των 7 min (Σχ. 7.11, τρίτη στήλη) έχουν υψηλή συμφωνία αποκλειστικά στις ροζέτες του πεδίου. Οι τιμές των διαφορών φάσης σε αυτές τις περιοχές είναι κυρίως μηδενικές και μικρές αρνητικές.



Σχήμα 7.11. Χάρτες της συμφωνίας (πρώτη σειρά) και της διαφοράς φάσης (δεύτερη σειρά) μεταξύ των ταλαντώσεων των DS στα $\pm 0.35 \text{ \AA}$ και $\pm 0.70 \text{ \AA}$ από το κέντρο της γραμμής Ηα.

Όπως έχει ήδη αναφερθεί, αυτού του είδους η ανάλυση προϋποθέτει την ύπαρξη κατακόρυφα διαδιδόμενων κυμάτων, το οποίο στην περίπτωση των ταλαντώσεων των 5 και 7 min δεν ισχύει. Αυτό συμβαίνει διότι τα κύματα αυτά στη χρωμόσφαιρα είναι τα αργά μαγνητο-ακουστικά, που διαδίδονται κατά μήκος των μαγνητικών δυναμικών γραμμών, οι οποίες, στο μεγαλύτερο μέρος του πεδίου, δεν είναι κατακόρυφες (πλην, ενδεχομένως πάνω από το χρωμοσφαιρικό δίκτυο). Επομένως η συμφωνία μεταξύ του φωτοσφαιρικού και χρωμοσφαιρικού σήματος σε αυτή την περίπτωση αναμένεται να είναι μειωμένη.

7.4. Συμπεράσματα και συζήτηση

Στο κεφάλαιο αυτό παρουσιάστηκαν, για πρώτη φορά σε παρατηρήσεις του ήρεμου Ήλιου, ενδείξεις της ισχύος του μηχανισμού της μετατροπής των ακουστικών κυμάτων σε ταχεία και αργά μαγνητο-ακουστικά στο μαγνητικό θόλο όπως περιγράφεται από τη θεωρία και πιο συγκεκριμένα από το μοντέλο των Schunker & Cally (2006) και Cally (2007). Ο μηχανισμός αυτός εξηγεί πλήρως τα αποτελέσματα της ανάλυσης των παρατηρήσεών μας.

Πιο συγκεκριμένα, οι παρατηρήσεις μας επιβεβαιώνουν ότι για μικρές γωνίες κλίσης του μαγνητικού πεδίου (δηλαδή κοντά στο μαγνητικό δίκτυο), ευνοείται η μετατροπή των ακουστικών κυμάτων σε αργά μαγνητο-ακουστικά κύματα που διαδίδονται κατά μήκος των μαγνητικών δυναμικών γραμμών. Για μεγαλύτερες γωνίες κλίσης (σε μεγαλύτερες αποστάσεις από το μαγνητικό δίκτυο), ευνοείται η μετατροπή σε ταχεία μαγνητο-ακουστικά κύματα τα οποία ανακλώνται σχεδόν αμέσως. Οι Nutto et al. (2012) δείχνουν πώς αυτή η ανάκλαση συμβαίνει, λόγω της παραμόρφωσης του μετώπου του κύματος από τη μεγάλη βαθμίδα της ταχύτητας των ταχέων μαγνητο-ακουστικών κυμάτων. Στην περιοχή που μελετάμε, η μεγάλη αυτή βαθμίδα της ταχύτητας φαίνεται στο Σχ. 7.2 (δεύτερη γραμμή, αριστερό γράφημα), αμέσως πάνω από το μαγνητικό θόλο. Επομένως, με την περιγραφή αυτή, γίνεται κατανοητό ότι ο μαγνητικός θόλος λειτουργεί σαν ένα φίλτρο, το οποίο επιτρέπει να περάσουν στην ανώτερη χρωμόσφαιρα μόνο οι διαταραχές της ταχύτητας που είναι παράλληλες στο μαγνητικό πεδίο. Ο μηχανισμός αυτός μπορεί να εξηγήσει το λόγο ύπαρξης της μαγνητικής σκιάς και της άλω ισχύος.

Το DS στα $\pm 0.35 \text{ \AA}$ σχηματίζεται σε ύψη πάνω από τα 800 – 1000 km, μέχρι τα 1600 - 1800 km περίπου. Στην περιοχή της ροζέτας, το σήμα προέρχεται, όχι από ένα παράλληλο στρώμα της ηλιακής ατμόσφαιρας, όπως στο μεσοδίκτυο, αλλά από τους σωλήνες μαγνητικής ροής που πηγάζουν από το μαγνητικό δίκτυο, των οποίων, μάλιστα, η κλίση είναι σημαντική. Σε αυτό το ανομοιογενές περιβάλλον, το οποίο βρίσκεται ψηλότερα από το μαγνητικό θόλο, τα αργά μαγνητο-ακουστικά κύματα διαδίδονται κατά μήκος των μαγνητικών γραμμών και κατευθύνονται στην περιφέρεια της ροζέτας, απομακρυνόμενα από το δίκτυο. Γι' αυτό το λόγο, η ελάττωση της ισχύος στη μαγνητική σκιά είναι εντονότερη κοντά στο δίκτυο. Επίσης, στην περιφέρεια της ροζέτας, καθώς το ύψος του μαγνητικού θόλου μεγαλώνει, η συνεισφορά των ταχέων κυμάτων γίνεται σημαντικότερη, καθώς εκεί το φίλτρο

«βλέπει» τα μέρη των σωλήνων μαγνητικής ροής που βρίσκονται κάτω από το μαγνητικό θόλο. Το DS στα $\pm 0.70 \text{ \AA}$ σχηματίζεται, όπως έχουμε αναφέρει, μέχρι τα 500 km περίπου. Στην περιοχή της ροζέτας, το σήμα προέρχεται και πάλι από τους κεκλιμένους σωλήνες ροής, αλλά από χαμηλότερο ύψος, χαμηλότερα από το μαγνητικό θόλο. Επομένως, κυρίαρχο ρόλο στη διαμόρφωση της ισχύος παίζουν τα ταχεία κύματα, που δημιουργούν την άλω ισχύος.

Γίνεται εμμέσως αντιληπτό ότι η επιφάνεια του μαγνητικού θόλου δεν είναι, όπως έχουμε άλλωστε αναφέρει ήδη και στο κεφάλαιο 5, μια ομαλή επιφάνεια. Το αντίθετο, το στρώμα αυτό δημιουργείται από την ύπαρξη των χρωμοσφαιρικών ψηφίδων. Η αλληλεπίδραση που περιγράψαμε πιο πάνω ότι συμβαίνει μεταξύ του μαγνητικού πεδίου και των μαγνητο-ακουστικών κυμάτων πάνω στο μαγνητικό θόλο, και συμπίπτει, ουσιαστικά, με τις σκοτεινές ψηφίδες. Γι' αυτό το λόγο, η ισχύς των ακουστικών ταλαντώσεων στην περιοχή της ροζέτας έχει νηματοειδή μορφή, η οποία μάλιστα παραμένει η ίδια τόσο ψηλότερα όσο και χαμηλότερα από το μαγνητικό θόλο, όπως φαίνεται και από τα διαγράμματα διασποράς του Σχ.4.10 του κεφαλαίου 4.

Στην Ca II H και στις φασματικές περιοχές του TRACE εμφανίζεται το φαινόμενο της μαγνητικής σκιάς, ωστόσο, επειδή τα φίλτρα αυτά δεν «βλέπουν» τις χρωμοσφαιρικές ψηφίδες, παρατηρείται απλώς η ελάττωση της ισχύος σε σχέση με αυτή του μεσοδικτύου. Τα μαγνητο-ακουστικά κύματα, που διαδίδονται στις ψηφίδες, δεν αφήνουν το «αποτύπωμά» τους στους χάρτες ισχύος σε αυτές τις φασματικές περιοχές και για αυτό δεν εμφανίζεται σε αυτές η νηματοειδής οργάνωση της ισχύος.

Η ανάλυση διαφορών φάσης μεταξύ της G-band και της Ca II H έδειξε ότι στην περιοχή της ροζέτας, όπου ο μαγνητικός θόλος σχηματίζεται χαμηλότερα, δεν παρατηρείται η σχέση διασποράς που προβλέπεται για τη διάδοση των ακουστικών κυμάτων. Αντίθετα, στο μεσοδίκτυο, όπου ο μαγνητικός θόλος σχηματίζεται ψηλότερα από τα 1000 km, παρατηρούμε τη σχέση διασποράς, η οποία προβλέπει αύξηση της διαφοράς φάσης συναρτήσει της συχνότητας. Επιπλέον, επιβεβαιώνουμε τα αποτελέσματα προηγούμενων μελετών, σχετικά με την ύπαρξη στάσιμων κυμάτων στη χρωμόσφαιρα. Μεταξύ των DS στα $\pm 0.35 \text{ \AA}$ και $\pm 0.70 \text{ \AA}$, στην περιοχή της ροζέτας, οι διαφορές φάσης είναι μικρότερες από ό,τι στο μεσοδίκτυο, κάτι που προβλέπεται από το μοντέλο των Schunker & Cally (2007). Χαρακτηριστικό της μη κατακόρυφης διάδοσης στην περιοχή της ροζέτας είναι η μειωμένη συμφωνία μεταξύ των ταλαντώσεων. Δεδομένου, λοιπόν, ότι δεν εξετάζουμε διαφορές φάσης κατά

μήκος της (μη-κατακόρυφης) διαδρομής των διαφόρων κυμάτων, δεν καταλήγουμε σε κάποια σαφή εξίσωση διασποράς από τις παρατηρήσεις μας για το χρωμοσφαιρικό περιβάλλον.

Τέλος, σχετικά με την ανάλυση διαφοράς φάσεων, θα πρέπει να σημειωθεί ότι αυτού του είδους η ανάλυση, με τον τρόπο που χρησιμοποιείται συνήθως, είναι κατάλληλη μόνο για κατακόρυφη διάδοση. Έχει, ωστόσο, γίνει αντιληπτό ότι η κατακόρυφη διάδοση δεν αναμένεται, εν γένει, στην περιοχή της ροζέτας. Για την εξαγωγή συμπερασμάτων σχετικά με την κυματική διάδοση κατά μήκος των μαγνητικών δυναμικών γραμμών, οι Bloomfield et al (2007) μελέτησαν τις διαφορές φάσης ανάμεσα σε σημεία που συνδέονταν με την ίδια δυναμική γραμμή και διαπίστωσαν την ύπαρξη κυμάτων στην παρασκία μιας ηλιακής κηλίδας. Τα αποτελέσματα μιας τέτοιας προσέγγισης, ωστόσο, είναι αμφίβολα καθώς για να γίνει αντιστοίχιση μεταξύ σημείων στο οπτικό πεδίο με τη βοήθεια του μαγνητικού πεδίου απαιτείται ακριβής γνώση του ύψους σχηματισμού του κάθε φίλτρου και ακριβής προσδιορισμός του μαγνητικού πεδίου της χρωμόσφαιρας. Τα δύο αυτά προαπαιτούμενα δεν είναι εφικτά μέχρι στιγμής.

Κεφάλαιο 8

Σύνοψη και μελλοντικές κατευθύνσεις

8.1. Σύνοψη της διατριβής

Η μελέτη της ηλιακής ατμόσφαιρας με ταυτόχρονες παρατηρήσεις σε πολλά μήκη κύματος και φασματικές περιοχές μπορεί να οδηγήσει σε πολύ ενδιαφέροντα συμπεράσματα σχετικά με τα φαινόμενα και τους φυσικούς μηχανισμούς που επικρατούν στο ηλιακό πλάσμα. Μας δίνει τη δυνατότητα να εξετάσουμε τη συσχέτιση μεταξύ των φαινομένων που παρατηρούνται στα διάφορα στρώματα της ηλιακής ατμόσφαιρας. Επιπλέον, μας επιτρέπει τη διερεύνηση των ταλαντώσεων και της κυματικής διάδοσης καθώς και την αλληλεπίδρασή τους με τα φαινόμενα μικρής κλίμακας και το μαγνητικό πεδίο που τις ιχνογραφεί.

Ειδικότερα, μέσω της φασματικής γραμμής $H\alpha$ μας δίνεται η μοναδική δυνατότητα να μελετήσουμε ταυτόχρονα ένα μεγάλο εύρος υψών, από τη φωτόσφαιρα ως την ανώτερη χρωμόσφαιρα. Επιπλέον, λόγω του γεγονότος ότι στην $H\alpha$ είναι ορατές οι χρωμοσφαιρικές ψηφίδες, εμπεριέχεται στις παρατηρήσεις και έμμεση πληροφορία για το ιδιαίτερα ανομοιογενές μαγνητικό περιβάλλον της χρωμόσφαιρας. Κάτι τέτοιο δεν είναι δυνατό να γίνει μέσω της γραμμής $Ca II H$ ή των εντάσεων στα συνεχή του υπεριώδους του TRACE, που προέρχονται κυρίως από το ύψος γύρω από το ελάχιστο της θερμοκρασίας.

Στην παρούσα διατριβή χρησιμοποιήσαμε παρατηρήσεις μιας περιοχής του ήρεμου Ήλιου, στη φασματική γραμμή $H\alpha$, μαζί με ταυτόχρονες παρατηρήσεις στα υποκείμενα στρώματα ($Ca II H$, G-band και στις εντάσεις συνεχούς στα υπεριώδη φίλτρα του TRACE), καθώς και υψηλής ανάλυσης μαγνητογράμματα. Οι παρατηρήσεις μας στην $H\alpha$ περιελάμβαναν χρονοσειρές εικόνων που λήφθηκαν σε πέντε μήκη κύματος κατά μήκος του προφίλ της φασματικής αυτής γραμμής επιτρέποντάς μας την ταυτόχρονη μελέτη των στρωμάτων της ανώτερης φωτόσφαιρας, της χρωμόσφαιρας και των χρωμοσφαιρικών ψηφίδων. Εξάλλου, από τα μαγνητογράμματα, χρησιμοποιώντας μια μέθοδο παρέκτασης του μαγνητικού πεδίου, υπολογίσαμε το χρωμοσφαιρικό μαγνητικό πεδίο και μια σειρά από

παραμέτρους, όπως την παράμετρο β του πλάσματος, καθώς επίσης και το ύψος του μαγνητικού θόλου, χρησιμοποιώντας το ατμοσφαιρικό μοντέλο των Vernazza et al. (1981). Τα αποτελέσματα της φασματικής ανάλυσης και της ανάλυσης διαφορών φάσης των περιοδικοτήτων, μεταξύ διαφόρων υψών της ηλιακής ατμόσφαιρας, συγκρίθηκαν με τις ποσοτικές προβλέψεις του μοντέλου των Schunker & Cally (2006). Από την μελέτη και επεξεργασία αυτών των παρατηρήσεων προέκυψε μια σειρά από πολύ ενδιαφέροντα αποτελέσματα:

- Για πρώτη φορά εντοπίσαμε σε παρατηρήσεις στη φασματική γραμμή H α τα φαινόμενα της μαγνητικής σκιάς και της άλως ισχύος σε μια περιοχή του μαγνητικού δικτύου. Στα μήκη κύματος του προφίλ της γραμμής αυτής, που σχηματίζονται στη χρωμόσφαιρα ($\pm 0.35 \text{ \AA}$), η ισχύς των ταλαντώσεων των 3 και 5 min του σήματος Doppler είναι ελαττωμένη στην περιοχή της ροζέτας, υποδηλώνοντας την ύπαρξη μαγνητικής σκιάς. Η μαγνητική σκιά εντοπίστηκε και σε παρατηρήσεις εντάσεων στη φασματική περιοχή της Ca II H και στα 1700, 1600 και 1550 \AA , επιβεβαιώνοντας προηγούμενες μελέτες (Krijger et al. 2001, McIntosh et al. 2003). Η έκταση της σκιάς είναι μεγαλύτερη όσο αυξάνεται το ύψος σχηματισμού της γραμμής στην οποία γίνεται η παρατήρηση, υποδεικνύοντας σύνδεση με το μαγνητικό πεδίο του δικτύου. Αντίθετα, στο σήμα Doppler στα $\pm 0.70 \text{ \AA}$ από το κέντρο της γραμμής, το οποίο σχηματίζεται στη φωτόσφαιρα, η μαγνητική σκιά δίνει τη θέση της σε μια άλως ισχύος, στα 3, 5 και 7 min. **Οι περιοχές ελαττωμένης και αυξημένης ισχύος (μαγνητική σκιά και άλως ισχύος αντίστοιχα), οι οποίες παρατηρούνται γύρω από το χρωμοσφαιρικό δίκτυο οφείλονται στο μαγνητικό πεδίο.**
- Ένα σημαντικό συμπέρασμα, που προέκυψε από την παρέκταση του μαγνητικού πεδίου και τη σύγκρισή του με εικόνες στο κέντρο της γραμμής H α , στο κεφάλαιο 5, είναι ότι η γεωμετρία του χρωμοσφαιρικού μαγνητικού πεδίου, μορφολογικά, ταιριάζει στον προσανατολισμό και τις θέσεις των χρωμοσφαιρικών ψηφίδων. Ακόμα και με τη μέθοδο παρέκτασης που στηρίζεται στην υπόθεση των μηδενικών ηλεκτρικών ρευμάτων (current-free ή potential), η οποία είναι η απλούστερη δυνατή, η ταύτιση των μαγνητικών

δυναμικών γραμμών με τις θέσεις των χρωμοσφαιρικών ψηφίδων είναι εντυπωσιακή. **Η υπόθεση ότι οι χρωμοσφαιρικές ψηφίδες ιχνογραφούν σωλήνες μαγνητικής ροής επιβεβαιώνεται από τα αποτελέσματά μας.**

- Χρησιμοποιώντας το ατμοσφαιρικό μοντέλο C των Vernazza et al. (1981) υπολογίσαμε το ύψος στο οποίο η μαγνητική πίεση εξισώνεται με την πίεση του πλάσματος, δηλαδή το ύψος σχηματισμού του μαγνητικού θόλου. **Ο μαγνητικός θόλος σε περιοχή του ήρεμου Ήλιου γύρω από το μαγνητικό δίκτυο σχηματίζεται χαμηλότερα από τα 1600 km μέχρι μια απόσταση 10'' - 12'' από το δίκτυο.**
- Η περιοχή στην οποία παρατηρείται η ελάττωση της ισχύος των ταλαντώσεων των 3 και 5 min στο σήμα Doppler της H α στα $\pm 0.35 \text{ \AA}$ συμπίπτει με την περιοχή όπου ο μαγνητικός θόλος σχηματίζεται χαμηλότερα από τα 1600 km, δηλαδή χαμηλότερα από το ύψος στο οποίο σχηματίζονται αυτά τα μήκη κύματος του προφίλ της H α (Leenaarts et al. 2006). Αντίθετα, στο σήμα Doppler στα $\pm 0.70 \text{ \AA}$ από το κέντρο της γραμμής, το οποίο σχηματίζεται χαμηλότερα από το μαγνητικό θόλο, μέχρι τα 500 km από τη βάση της φωτόσφαιρας, παρατηρούμε την άλω ισχύος. Η αύξηση της ισχύος παρατηρείται στις περιοχές όπου ο μαγνητικός θόλος σχηματίζεται χαμηλότερα από 1000 km περίπου. **Η παρατήρησή της μαγνητικής σκιάς ή της άλω ισχύος εξαρτάται από τη σχετική θέση του ύψους σχηματισμού του μήκους κύματος στο οποίο γίνεται η παρατήρηση ως προς το ύψος του μαγνητικού θόλου.**
- Η ισχύς των ταλαντώσεων στην περιοχή της ροζέτας είναι κατανεμημένη σε νηματοειδείς δομές, οι οποίες, όπως δείξαμε στο κεφάλαιο 4, συσχετίζονται με τις θέσεις των χρωμοσφαιρικών ψηφίδων. Η νηματοειδής κατανομή της ισχύος εντοπίζεται στις περιοχές όπου ο μαγνητικός θόλος σχηματίζεται χαμηλότερα από το ύψος των 1600 km, από τη βάση της χρωμόσφαιρας. **Ο μαγνητικός θόλος δεν είναι μια ομαλή και συνεχής επιφάνεια, αλλά οριοθετείται από**

τους κεκλιμένους σωλήνες μαγνητικής ροής των ψηφίδων. Πάνω σε αυτούς τους σωλήνες γίνεται η αλληλεπίδραση των ακουστικών κυμάτων με το μαγνητικό πεδίο.

- Στην ανάλυσή μας συγκρίναμε φωτοσφαιρικά μαγνητογράμματα από τα όργανα SOT/SP και MDI, τα οποία έχουν διαφορετική χωρική ανάλυση και ακρίβεια. Διαπιστώθηκε ότι το MDI δίνει χαμηλότερες τιμές για το μαγνητικό πεδίο του δικτύου. Αντιθέτως το SOT/SP δίνει τιμές της τάξης των kG. Χρησιμοποιώντας τα μαγνητογράμματα των δύο οργάνων, υπολογίστηκε το χρωμοσφαιρικό μαγνητικό πεδίο, με τη μέθοδο παρέκτασης που στηρίζεται στην υπόθεση των μηδενικών ηλεκτρικών ρευμάτων. Παρατηρήσαμε ότι οι διαφορές μεταξύ των τιμών που δίνουν τα δύο όργανα στο επίπεδο της φωτόσφαιρας διαδίδονται και στις τιμές του χρωμοσφαιρικού μαγνητικού πεδίου, ενώ η γεωμετρία του είναι η ίδια και στις δύο περιπτώσεις. Το ύψος σχηματισμού του μαγνητικού θόλου, που υπολογίστηκε από το μαγνητόγραμμα του MDI, είναι μεγαλύτερο από αυτό που υπολογίστηκε από το SOT/SP μέχρι και 500 km. Σύμφωνα και με τα προηγούμενα συμπεράσματα, αυτή η διαφορά μπορεί να έχει σημαντικές επιπτώσεις στην ερμηνεία αποτελεσμάτων σχετικά με τη διάδοση των κυμάτων και την αλληλεπίδρασή τους με το μαγνητικό θόλο. **Ο προσδιορισμός της θέσης του μαγνητικού θόλου εξαρτάται από την ακρίβεια με την οποία μετράται το φωτοσφαιρικό μαγνητικό πεδίο. Το ύψος του μπορεί να είναι μέχρι και 500 km ψηλότερα, αν χρησιμοποιηθούν μαγνητογράμματα του, χαμηλότερης χωρικής ανάλυσης, MDI, αντί των μαγνητογραμμάτων του SOT/SP.**
- Μελετώντας την επίδραση που μπορεί να έχει η χρήση διαφορετικών ατμοσφαιρικών μοντέλων στους υπολογισμούς του ύψους σχηματισμού του μαγνητικού θόλου, καταλήξαμε στο συμπέρασμα ότι **το ύψος του μαγνητικού θόλου δεν αλλάζει σημαντικά, αν υποθεθεί διαφορετικό ατμοσφαιρικό μοντέλο ήρεμου Ήλιου, καθώς οι τιμές της πίεσης του πλάσματος, που δίνουν τα μοντέλα αυτά τα μοντέλα δεν διαφέρουν σημαντικά.**

- Χρησιμοποιώντας τις ποσοτικές προβλέψεις του μοντέλου των Schunker & Cally (2006) και Cally (2007), βρήκαμε ότι η ισχύς που παρατηρείται στα 3 min στη χρωμόσφαιρα μπορεί να αποδοθεί στη μετατροπή των ακουστικών κυμάτων σε αργά μαγνητο-ακουστικά, όταν η κλίση του μαγνητικού πεδίου στο μαγνητικό θόλο είναι μικρότερη από 40° . Όταν η κλίση του μαγνητικού πεδίου είναι μεγαλύτερη των 40° , η ισχύς που παρατηρείται στη χρωμόσφαιρα οφείλεται στα ταχέα μαγνητο-ακουστικά κύματα, τα οποία τελικά ανακλώνται και διαδίδονται προς τα κάτω. Η αύξηση της ισχύος στα 3 min στη φωτόσφαιρα αποδίδεται σε αυτά τα ανακλώμενα κύματα. Τα κύματα με περιόδους 5 και 7 min, φτάνουν στο ύψος του μαγνητικού θόλου λόγω της αύξησης της περιόδου που αντιστοιχεί στο ακουστικό κατώφλι, η οποία συντελείται κοντά στο μαγνητικό δίκτυο, όπου η κλίση του μαγνητικού πεδίου είναι κατάλληλη. Στο μαγνητικό θόλο μετατρέπονται σε αργά μαγνητο-ακουστικά κύματα που διαδίδονται κατά μήκος των δυναμικών γραμμών του μαγνητικού πεδίου. **Συναντώντας το μαγνητικό θόλο, τα κάθετα διαδιδόμενα ακουστικά κύματα μετατρέπονται είτε σε αργά μαγνητο-ακουστικά, σε περιοχές όπου η κλίση του μαγνητικού πεδίου είναι μικρή, ή σε ταχέα μαγνητο-ακουστικά κύματα, όπου η κλίση του μαγνητικού πεδίου είναι μεγάλη. Τα πρώτα διαδίδονται κατά μήκος του μαγνητικού πεδίου, ενώ τα δεύτερα κάθετα στο μαγνητικό πεδίο και τελικά ανακλώνται, λόγω της ραγδαίας αύξησης της φασικής τους ταχύτητας, ψηλότερα από το μαγνητικό θόλο.**
- Η διάδοση των αργών μαγνητο-ακουστικών κυμάτων κατά μήκος των κεκλιμένων μαγνητικών δυναμικών γραμμών, έχει ως αποτέλεσμα, λόγω φαινομένων προβολής στη γραμμή παρατήρησης, την ελάττωση της παρατηρούμενης ισχύος στη χρωμόσφαιρα. Για τα κύματα των 3 min, η ελάττωση είναι μεγαλύτερη λόγω και της ενισχυμένης μετατροπής τους σε ταχέα μαγνητο-ακουστικά κύματα, τα οποία ανακλώνται πριν φτάσουν το ύψος σχηματισμού του σήματος Doppler στα $\pm 0.35 \text{ \AA}$ από το κέντρο της Ηα. Τα κύματα αυτά δημιουργούν την άλω ισχύος στη φωτόσφαιρα. Τα κύματα των 5 και 7 min, τα οποία είναι αποσβεννυόμενα στη χρωμόσφαιρα, «ευνοούνται»

από τη μετατροπή τους σε αργά μαγνητο-ακουστικά κύματα και για αυτό το λόγο η ισχύς των κυμάτων αυτών είναι αυξημένη στη χρωμόσφαιρα αλλά και στη φωτόσφαιρα, στην περιοχή της ροζέτας. **Εν γένει, η μαγνητική σκιά στην Ηα είναι αποτέλεσμα της μη κατακόρυφης διάδοσης των αργών μαγνητο-ακουστικών κυμάτων, τα οποία διαδίδονται κατά μήκος των κεκλιμένων μαγνητικών γραμμών, ενώ η άλω ισχύος οφείλεται στην ανάκλαση των ταχέων μαγνητο-ακουστικών κυμάτων στο μαγνητικό θόλο. Λόγω της καμπυλότητας του μαγνητικού θόλου, τα αποτελέσματα αυτά είναι δυνατόν να παρατηρούνται ταυτόχρονα στο ίδιο φίλτρο ανάλογα με τη θέση στο οπτικό πεδίο, σε σχέση με το μαγνητικό δίκτυο.**

- Η επίδραση του μαγνητικού θόλου στα μαγνητο-ακουστικά κύματα εντοπίστηκε και στην ανάλυση διαφορών φάσης. Μεταξύ των εντάσεων στην G-band και την Ca II H, στην περιοχή της ροζέτας, εμφανίζονται στάσιμα κύματα. Εκεί, παρόλο που ο μαγνητικός θόλος δεν παρεμβάλλεται στη διάδοση των κυμάτων ανάμεσα στα ύψη σχηματισμού των δύο φασματικών περιοχών, ωστόσο σχηματίζεται πολύ χαμηλότερα από ό,τι στο μεσοδίκτυο. Η ανάκλαση των κυμάτων πάνω στο μαγνητικό θόλο έχει ως αποτέλεσμα τη δημιουργία των στάσιμων κυμάτων που παρατηρήσαμε. Από την άλλη, ο μαγνητικός θόλος, στην περιοχή της ροζέτας, παρεμβάλλεται μεταξύ των υψών σχηματισμού των σημάτων Doppler της γραμμής Ηα. Η μετατροπή των ακουστικών κυμάτων σε ταχέα μαγνητο-ακουστικά, τα οποία έχουν μεγαλύτερη φασική ταχύτητα από τα ακουστικά. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα να μειώνεται ο χρόνος που χρειάζεται το κύμα να διασχίσει την απόσταση μεταξύ των υψών σχηματισμού των σημάτων Doppler της Ηα. Η μείωση αυτή συνεπάγεται τη μείωση της διαφοράς φάσης. **Επομένως, η μετατροπή των ακουστικών κυμάτων σε ταχέα μαγνητο-ακουστικά έχει ως συνέπεια τη δημιουργία στάσιμων κυμάτων κάτω από το μαγνητικό θόλο. Η μεγάλη φασική ταχύτητα των κυμάτων αυτών εξηγεί τις πολύ μικρές διαφορές φάσης που παρατηρούνται στη χρωμόσφαιρα.**

8.2. Θέματα προς διερεύνηση στο μέλλον

Η διάδοση κυμάτων στις χρωμοσφαιρικές ψηφίδες έχει ιδιαίτερο ενδιαφέρον καθώς αυτές στην ουσία αποτελούν το χρωμοσφαιρικό περιβάλλον. Μπορεί με κάποια προσέγγιση η φωτόσφαιρα να θεωρηθεί ένα σφαιρικό ατμοσφαιρικό κέλυφος αλλά κάτι τέτοιο είναι πολύ μακριά από την πραγματικότητα για τη χρωμόσφαιρα. Επομένως, η τυπική θεώρηση των κυμάτων σε ένα ομογενές περιβάλλον χρήζει αναθεώρησης.

Η, κατά το δυνατόν, ακριβής περιγραφή του μηχανισμού που μετατρέπει τα ακουστικά κύματα, τα οποία παράγονται στη ζώνη μεταφοράς, στα διάφορα είδη μαγνητοϋδροδυναμικών κυμάτων, καθώς αυτά διαδίδονται στα ανώτερα στρώματα της ατμόσφαιρας, είναι ένα πρώτο βήμα προς την κατανόηση της δυναμικής του χρωμοσφαιρικού πλάσματος. Ο μηχανισμός που περιγράψαμε βασίστηκε σε ένα διδιάστατο μοντέλο και περιελάμβανε μόνο τα μαγνητο-ακουστικά κύματα. Σε θεωρητικό επίπεδο, η μελέτη συμπεριλαμβάνει και τη μετατροπή σε κύματα Alfvén, σε τρισδιάστατα πλέον μοντέλα (Cally & Goossens 2007, Cally & Hansen 2011, Khomenko & Cally 2012), αλλά και τα βαρυτικά κύματα (Newington & Cally 2010, 2011). Πρόσφατες μελέτες βασισμένες σε υψηλής ανάλυσης παρατηρήσεις έχουν εντοπίσει κύματα Alfvén σε χρωμοσφαιρικές ψηφίδες (Jess et al. 2012) και σε ακίδες, στο χείλος του ηλιακού δίσκου (De Pontieu et al. 2007, He et al. 2009). Μάλιστα, σε μια πολύ ενδιαφέρουσα μελέτη, οι Kim et al. (2008) υπολογίζουν το μαγνητικό πεδίο των ακίδων, βασισμένοι στα κύματα Alfvén που ανιχνεύουν σε αυτά. Στο μέλλον είναι απαραίτητο να συμπεριληφθούν τα κύματα Alfvén και τα βαρυτικά κύματα ώστε να έχουμε μια πλήρη εικόνα της διάδοσης των κυμάτων στη χρωμόσφαιρα και των μετατροπών που αυτά υφίστανται. Ένα πρώτο βήμα προς την κατεύθυνση αυτή είναι η μελέτη υψηλής χωρικής και χρονικής ανάλυσης παρατηρήσεων του ήρεμου Ήλιου στη γραμμή H α , καθώς αυτή απεικονίζει το ανομοιογενές περιβάλλον της χρωμόσφαιρας.

Η μελέτη διαφορών φάσης μεταξύ των περιοδικοτήτων που εμφανίζονται σε δύο φίλτρα οδηγεί σε συμπεράσματα που αφορούν στην κυματική διάδοση ανάμεσα σε δύο στρώματα της ηλιακής ατμόσφαιρας. Στην παρούσα διατριβή μελετήσαμε μόνο τις διαφορές φάσης μεταξύ των σημάτων Doppler της H α και μεταξύ των εντάσεων στην G-band και την Ca II H. Περισσότερα συμπεράσματα μπορούν να προκύψουν όταν συμπεριληφθούν στη μελέτη οι εντάσεις στα συνεχή των 1550, 1600

και 1700 Å, που σχηματίζονται στο ύψος ελάχιστης θερμοκρασίας και η φωτοσφαιρική ταχύτητα Doppler της γραμμής Ni I. Επιπλέον, για τις παρατηρήσεις της Ηα, είναι δυνατή η μελέτη των διαφορών φάσης μεταξύ των εντάσεων και των σημάτων Doppler, η ερμηνεία των οποίων, αν και πολύπλοκη, μπορεί να οδηγήσει σε συμπεράσματα για το είδος των κυμάτων που παρατηρούνται.

Όπως είδαμε, στο ιδιαίτερα ανομοιογενές περιβάλλον της χρωμόσφαιρας, η κατακόρυφη διάδοση των κυμάτων δεν είναι αναμενόμενη. Το μαγνητικό πεδίο που πηγάζει από το δίκτυο, όπως αναφέρθηκε, λειτουργεί σαν ένα κατευθυνσιακό φίλτρο, επιτρέποντας τελικά να διαδοθούν στα ανώτερα ατμοσφαιρικά στρώματα τα αργά μαγνητο-ακουστικά κύματα, τα οποία διαδίδονται κατά μήκος των μαγνητικών δυναμικών γραμμών. Η μελέτη των διαφορών φάσης όχι κατακόρυφα, αλλά οριζόντια κατά μήκος των χρωμοσφαιρικών ψηφίδων σε διευθύνσεις που θα ορίζονται από το διάνυσμα του μαγνητικού πεδίου μπορεί να δώσει ενδιαφέροντα αποτελέσματα. Μια τέτοια μελέτη έχει γίνει από τους Bloomfield et al. (2007) στην παρασκία μιας ενεργού περιοχής. Κατέληξαν στην εύρεση διαφορών φάσης συμβατών με τη σχέση διασποράς των αργών μαγνητο-ακουστικών κυμάτων κατά μήκος κεκλιμένων μαγνητικών δυναμικών γραμμών. Αν και υπάρχουν δυσκολίες στην αντιστοίχιση υψών σχηματισμού και επιλογής των κατάλληλων διευθύνσεων, μια τέτοια μελέτη για τις χρωμοσφαιρικές ψηφίδες θα είχε ιδιαίτερο ενδιαφέρον.

Ιδιαίτερο ενδιαφέρον παρουσιάζει και η μελέτη των ταλαντώσεων στις μαγνητικές δομές του ήρεμου Ήλιου και σε ανώτερα ατμοσφαιρικά στρώματα. Μέρος των συντονισμένων παρατηρήσεων, που έχουμε στη διάθεσή μας, περιλαμβάνει παρατηρήσεις από το όργανο EIS του Hinode, το οποίο παρατηρεί σε φασματικές περιοχές στις οποίες εκπέμπει η μεταβατική περιοχή και το χαμηλό στέμμα. Η σύνδεση των χρωμοσφαιρικών ψηφίδων και του μαγνητικού πεδίου με τις δομές που παρατηρούνται στα ψηλότερα στρώματα, καθώς επίσης και τυχόν ταλαντώσεις που ανιχνεύονται σε αυτά τα ύψη, είναι μια φυσική εξέλιξη της παρούσας διατριβής.

Ένα άλλο ενδιαφέρον ερευνητικό αντικείμενο είναι η μελέτη της δυναμικής των χρωμοσφαιρικών ψηφίδων και η σχέση τους με τα υποκείμενα και υπερκείμενα ατμοσφαιρικά στρώματα και το μαγνητικό πεδίο. Ειδικότερα, παρατηρήσεις στην Ηα μπορούν να αξιοποιηθούν ώστε να υπολογιστούν φυσικές παράμετροι, όπως τιμές ταχυτήτων και θερμοκρασιών, η ηλεκτρονική πυκνότητα κλπ (Tsiropoula & Schmieder 1997, Tsiropoula & Tziotziou 2004). Η σύγκρισή τους με τις παραμέτρους

που προκύπτουν από τα φάσματα που έλαβε ταυτόχρονα το όργανο EIS και με τη γεωμετρία του μαγνητικού πεδίου της χρωμόσφαιρας και των ανώτερων στρωμάτων, η οποία μπορεί να υπολογιστεί με κάποια μέθοδο παρέκτασης, ίσως βελτιώσουν την εικόνα που έχουμε για τη φύση των χρωμοσφαιρικών ψηφίδων και τη δυναμική του υλικού στη χρωμόσφαιρα και τη μεταβατική περιοχή του ήρεμου Ήλιου.

Πιστεύεται ότι τα μαγνητο-ακουστικά κύματα μεταφέρουν ενέργεια από τη ζώνη μεταφοράς στα ανώτερα στρώματα της ατμόσφαιρας. Σχετικά, βέβαια, με το πρόβλημα της θέρμανσης του στέμματος και της χρωμόσφαιρας δεν έχει διαπιστωθεί αν η ενέργεια που μεταφέρεται μέσω κυμάτων είναι αρκετή. Η μελέτη, λοιπόν, της κυματικής διάδοσης στις χρωμοσφαιρικές ψηφίδες θα πρέπει να καταλήγει και στην εκτίμηση της ροής ενέργειας που αυτά μεταφέρουν. Επιπλέον, αν ο σχηματισμός των ψηφίδων οφείλεται στην επανασύνδεση των μαγνητικών δυναμικών γραμμών κοντά στο δίκτυο, τότε είναι πιθανό, ένα μέρος της ενέργειας που απελευθερώνεται στις ψηφίδες να συνεισφέρει στη θέρμανση της χρωμόσφαιρας (Tsiropoula & Tziotziou 2004). Η μελέτη παρατηρήσεων στην Ηα και σε άλλες γραμμές, όπου εμφανίζονται τα φαινόμενα λεπτής υφής της χρωμόσφαιρας, με σκοπό την εκτίμηση της ροής ενέργειας που οφείλεται τόσο στην επανασύνδεση των δυναμικών γραμμών όσο και στα μαγνητο-ακουστικά κύματα, πιθανόν να οδηγήσει σε ενδιαφέροντα συμπεράσματα σχετικά με το ενεργειακό ισοζύγιο της ανώτερης ατμόσφαιρας του Ήλιου.

Τέλος, τα αποτελέσματα των παρατηρήσεων είναι απαραίτητο να συγκριθούν με αυτά των πειραμάτων προσομοίωσης. Τα τελευταία χρόνια, η πρόοδος στον τομέα των προσομοιώσεων είναι αλματώδης και έχει οδηγήσει στην αναπαραγωγή φαινομένων, σε όλο και πιο πολύπλοκες και ρεαλιστικές περιπτώσεις. Είναι, λοιπόν, απαραίτητο τα αποτελέσματα των παρατηρησιακών μελετών να τροφοδοτήσουν τις θεωρητικές μελέτες αλλά και το αντίθετο, να εξεταστεί, δηλαδή, κατά πόσο ρεαλιστικά είναι τα αποτελέσματα των τελευταίων.

Αναφορές

1. Aiouaz, T., Rast, M. P., 2006, *The Astrophysical Journal*, 647, L183
2. Alissandrakis, C. E. 1981, *Astronomy & Astrophysics*, 100, 197
3. Anzer, U., Galloway, D. J., 1983, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 203,
4. Athay, R. G., “The solar chromosphere and corona: quiet Sun”, 1976, Reidel Publishing Company, Dordrecht – Holland / Boston – USA.
5. Avrett, E. H., Loeser, R., 2008, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 175, 229
6. Babcock, H. W., 1961, *The Astrophysical Journal*, 133, 572
7. Barnes, G., & Cally, P. S., 2001, *Publications of the Astronomical Society of Australia*, 18, 243
8. Baumann, I., Schmitt, D., Schüssler, M., & Solanki., S. K., 2004, *Astronomy & Astrophysics*, 426, 1075
9. Beckers, J. M., 1968, *Solar Physics*, 3, 367
10. Beckers, J. M., 1972, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 10, 73
11. Bel, N., & Leroy, B., 1977, *Astronomy & Astrophysics*, 55, 239
12. Berger, T. E., & Lites, B. W. 2003, *Solar Physics*, 213, 213
13. Bloomfield, D. S., McAteer, R. T. J., Mathioudakis, M., & Keenan, F. P., 2006, *The Astrophysical Journal*, 652, 812
14. Bloomfield, D. S., McAteer, R. T. J., Lites, B. W., et al., 2004, *The Astrophysical Journal*, 617, 623
15. Bloomfield, D.S., Lagg, A., Solanki, S. K., 2007, *The Astrophysical Journal*, 671, 1005
16. Bogdan, T. J., Carlsson, M., Hansteen, V., et al. 2003, *The Astrophysical Journal*, 599, 626
17. Braun, D. C., Duvall, T. L., Jr., Labonte, B. J., et al. 1992, *The Astrophysical Journal* , 391,
18. L113
19. Brown T. M. 1991, *The Astrophysical Journal*, 371, 396

20. Brown, T. M., Bogdan, T. J., Lites, B. W., & Thomas, J. H. 1992, *The Astrophysical Journal*, 394, L65
21. Cadavid, A. C., Lawrence, J. K., Berger, T. E., & Ruzmaikin, A., 2003, *The Astrophysical Journal*, 586, 1409
22. Cally, P. S., 2006, *Philosophical Transactions of the Royal Society*, 364, 333
23. Cally, P. S., 2007, *Astronomische Nachrichten*, 328, 286
24. Cally, P. S., Goossens, M., 2007, *Solar Physics*, 251, 251
25. Cally, P. S., Hansen, S. C., 2011, *The Astrophysical Journal*, 738, 119
26. Carlsson, M., & Bogdan, T. J., 2006, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A*, 364, 395
27. Carlsson, M., Stein, R. F., 1997, *The Astrophysical Journal*, 481, 500
28. Carlsson, M., Stein, R. F., Nordlund, Å., & Scharmer, G. B. 2004, *The Astrophysical Journal*, 610, L137
29. Cauzzi, G., Falchi, A., Falciani, R., 2000, *Astronomy & Astrophysics*, 357, 1093
30. Cram, L. E., 1978, *Astronomy & Astrophysics*, 70, 345
31. Demidov, M. L., & Balthasar, H. 2009, *Solar Physics*, 260, 261
32. de Pontieu, B., Erdélyi, R., & James, S. P. 2004, *Nature*, 430, 536
33. de Pontieu, B. McIntosh, S. W., Carlsson, M., et al. 2007, *Science*, 318, 1574
34. Deubner, F.-L., 1974, *Solar Physics*, 39, 31
35. Deubner, F.L., 1975, *Astronomy & Astrophysics*, 44, 371
36. Deubner, F.-L., Ulrich, R. K., Rhodes, E. J. Jr., 1979, *Astronomy & Astrophysics*, 72, 177
37. Deubner, F.-L., & Fleck, B., 1989, *Astronomy & Astrophysics*, 213, 423
38. Deubner, F.-L., Fleck, B., 1990, *Astronomy & Astrophysics*, 228, 506
39. Deubner, F.-L., Fleck, B., Marmolino, C., Severino, G., 1990, *Astronomy & Astrophysics*, 236, 509
40. de Wijn, A. G., Lites, B. W., Berger, T. E., et al. 2008, *Astrophysical Journal*, 684, 1469
41. de Wijn, A. G., Rutten, R. J., Tarbell, T. D., 2005, *Astronomy & Astrophysics*, 430, 1119
42. de Wijn, A.G., Stenflo, J.O., Solanki, S.K., Tsuneta, S., 2009, *Space Science Reviews*, 144, 275

43. Dominguez Cerdena, I., Sanchez Almeida, J., & Kneer, F. 2006, *Astrophysical Journal*, 636, 496
44. Dowdy, J. F. Jr., Rabin, D., Moore, R. L., 1986, *Solar Physics*, 105, 35
45. Duvall, T. L. Jr., Harvey, J. W., Libbrecht, K. G., et al. 1988, *The Astrophysical Journal*, 324, 1158
46. Endler, F., & Deubner, F.-L, 1983, *Astronomy & Astrophysics*, 121, 291
47. Fleck, B., Deubner, F.-L., 1989, *Astronomy & Astrophysics*, 224, 245
48. Fontenla J. M., Avrett E. H., Loeser R., 1990, *The Astrophysical Journal* 355, 700
49. Fontenla J. M., Avrett E. H., Loeser R., 1991, *The Astrophysical Journal* 277, 712
50. Fontenla J. M., Avrett E. H., Loeser R., 1993, *The Astrophysical Journal* 406, 319
51. Fontenla J. M., Avrett E. H., Loeser R., 2002, *The Astrophysical Journal* 572, 636
52. Fontenla, J. M., Balasubramaniam, K. S. , & Harder, J., 2007, *The Astrophysical Journal*, 667, 1243
53. Fontenla, J. M., Curdt, W., Haberreiter, M., Harder, J., & Tian, H., 2009, *The Astrophysical Journal*, 707, 482
54. Foukal, P.V., “Solar Astrophysics”, 2004, Willey-VCH Verlag GmbH & co. KGaA, Weinheim
55. Gabriel, A.H., 1976, *Royal Society of London Philosophical Transactions Series A* 281, 339
56. Gingerich O., de Jager C., 1968, *Solar Physics* 3, 5
57. Gingerich O., Noyes R. W., Kalkofen W., Cuny Y., 1971, *Solar Physics* 18, 347
58. Giovanelli, R. G., 1980, *Solar Physics*, 68, 49
59. Giovanelli, R. G., Jones, H. P., 1982, *Solar Physics*, 79, 267
60. Goedbloed, H., & Poedts, S., “Principles of Magnetohydrodynamics”, 2004, Cambridge University Press
61. Haberreiter, M., & Finsterle, W., 2010, *Solar Physics*, 263, 51
62. Handy, B. N., Bruner, M. E., Tarbell, T. D., et al. 1998, *Solar Physics*, 183, 29
63. He, J.-S., Tu, C.-Y., Marsch, E., et al., 2009, *Astronomy & Astrophysics*, 497, 525

64. Heintze J. R.W., Hubenet H., de Jager C., 1964, Bulletin of the Astronomical Institutes of the Netherlands, 17, 442
65. Hindman, B. W., & Brown, T. M. 1998, The Astrophysical Journal, 504, 1029
66. Hoekzema, N. M., & Rutten, R. J., 1998, Astronomy & Astrophysics, 329, 725
67. Hoekzema, N. M., Rutten, R. J., Brandt, P. N., & Shine, R. A., 1997, Astronomy & Astrophysics, 329, 276
68. Jain, R., & Haber, D. 2002, Astronomy & Astrophysics, 387, 1092
69. Jefferies, S. M., McIntosh, S. W., Armstrong, J. D., et al., 2006, The Astrophysical Journal, 648, L151
70. Jess, D. B., Pascoe, D. J., Christian, D. J., et al., 2012, The Astrophysical Journal Letters, 744, L5
71. Jin, C., Wang, J., & Zhao, M., 2009, The Astrophysical Journal, 690, 279
72. Judge, P. G., 2006, Solar MHD Theory and Observations: A High Spatial Resolution Perspective, ASP Conference Series, Vol. 354, Uitenbroek, Leibacher, and Stein
73. Judge, P. G., Tarbell, T. D., & Wilhelm, K. 2001, The Astrophysical Journal, 554, 424
74. Keller, C. U., Schüssler, M., Vögler, A., & Zakharov, V. 2004, The Astrophysical Journal, 607, L59
75. Kim, Y.-H., Bong, S.-C., Park, Y.-D., et al., 2008, Journal of the Korean Astronomical Society, 41, 173
76. Khomenko, E., & Cally, P. S., 2012, The Astrophysical Journal, 746, 68
77. Khomenko, E., Centeno, R., Collados, M., & Trujillo Bueno, J. 2008a, The Astrophysical Journal, 676, L85
78. Khomenko, E., & Collados, R. 2006, The Astrophysical Journal, 653, 739
79. Khomenko, E., Collados, M., Felipe, T., 2008b, Solar Physics. **251**, 589–611
80. Kneer, F., von Uexküll, M., 1986, Astronomy & Astrophysics, 155, 178
81. Kneer, F., & von Uexküll, M., 1985, Astronomy & Astrophysics, 144, 443
82. Kontogiannis, I., Tsiropoula, G., & Tziotziou, K., 2010a, Astronomy & Astrophysics, 510 A41
83. Kontogiannis, I., Tsiropoula, G., Tziotziou, K., & Georgoulis, M.K., 2010b, Astronomy & Astrophysics, 524, A12

84. Kontogiannis I., Tsiropoula, G., & Tziotziou, K., 2011, *Astronomy & Astrophysics*, 531, A66
85. Kopp, R. A., Kuperus, M., 1968, *Solar Physics* 4, 212
86. Kosugi, T., Matsuzaki, K., Sakao, T., et al., 2007, *Solar Physics*, 243, 3
87. Krijger, J. M., Rutten, R. J., Lites, B. W. et al. 2001, *Astronomy & Astrophysics*, 379, 1052
88. Lawrence, J. K., & Cadavid, A. C., 2010, *Solar Physics*, 261, 35
89. Leenaarts, J., Rutten, R. J., Sütterlin, P., Carlsson, M., Uitenbroek, H., 2006, *Astronomy & Astrophysics*, 449, 1209
90. Leibacher, J. & Stein, R. F., 1971, *Astrophysical Letters*, 7, 191
91. Leighton, R. B., Noyes, R. W., Simon, G. W., 1962, *The Astrophysical Journal*, 135, 474
92. Lites, B. W., Chipman, E. G., 1979, *The Astrophysical Journal*, 231, 570
93. Lites, B. W., Chipman, E. G., White, O. R., 1982, *The Astrophysical Journal*, 253, 367
94. Lites, B. W., Kubo, M., Socas-Navarro, H., et al. 2008, *ApJ*, 672, 1237
95. Lites, B. W., Rutten, R. J., & Kalkofen, W. 1993, *ApJ*, 414, 345L
96. Longcope, D., Parnell, C., & DeForest, C. 2009, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, 415, 178
97. Maltby P., Avrett E. H., Carlsson M., et al., 1986, *The Astrophysical Journal*, 306, 284
98. Martínez González, M. J., Collados, M., Ruiz Cobo, B., 2006, *Astronomy & Astrophysics*, 456, 1159
99. Martinez Gonzalez, M. J., Manso Sainz, R., Asensio Ramos, A., et al. 2010, *Astrophysical Journal*, 711, L57
100. McAteer. R. T. J., Gallagher, P. T., Williams, D. R., et al., 2002, *The Astrophysical Journal*, 567, L165
101. McAteer. R. T. J., Gallagher, P. T., Williams, D. R., et al., 2003, *The Astrophysical Journal*, 587, 806
102. McAteer, R. T. J., Gallagher, P. T., Bloomfield, D. S., et al., 2004, *The Astrophysical Journal*, 602, 436
103. McIntosh, S. W., Fleck, B., & Judge, P. G. 2003, *A&A*, 405, 769
104. McIntosh, S. W., & Judge, P. G. 2001, *The Astrophysical Journal*, 561, 420
105. McIntosh, S. W., & Smillie, D. G., 2004, *The Astrophysical Journal*, 604, 924

- 106.Mein, N., 1977, Solar Physics, 52, 283
- 107.Mein N. & Mein P., 1976, Solar Physics, 49, 231,
- 108.Michalitsanos, A. G., 1973, Solar Physics, 30, 47
- 109.Moon, Y.-J., Kim, Y.-H., Park, Y.-D., et al. 2007, Publications of the
Astronomical Society of Japan, 59, S625
- 110.Moretti, P. F., Jefferies, S. M., Armstrong, J. D. et al., 2007, Astronomy &
Astrophysics, 471, 961
- 111.Muglach, K., 2003, Astronomy & Astrophysics, 401, 685
- 112.Muglach, K., Hofmann, A., & Staude, J. 2005, Astronomy & Astrophysics,
437, 1055
- 113.Newington, M. E., & Cally, P. S., 2010, Monthly Notices of the Royal
Astronomical Society, 402, 386
- 114.Newington, M. E., & Cally, P.S., 2011, Monthly Notices of the Royal
Astronomical Society, 417, 1162
- 115.Nutto, C., Steiner, O., Roth, M., 2010, Astronomische Nachrichten, 331, 915
- 116.Nutto, C., Steiner, O., Schaffenberger, W., Roth, M., 2012, Astronomy &
Astrophysics, 538, 79
- 117.Orozco Suárez, D., Bellot Rubio, L. R., del Toro Iniesta, J. C., et al. 2007, The
Astrophysical Journal, 670, L61
- 118.Orozco Suárez, D., Bellot Rubio, L. R., Vögler, A., et al. 2010, Astronomy &
Astrophysics, 518, 2
- 119.Pérez – Suárez, D., Maclean, R. C., Doyle, J. G., & Madjarska, M., 2008,
Astronomy & Astrophysics, 492, 575
- 120.Reardon, K. P., Uitenbroek, H., & Cauzzi, G. 2009, Astronomy &
Astrophysics , 500, 1239
- 121.Rezaei, R., Steiner, O.,Webemeyer-Böhm, S., et al. 2007, Astronomy &
Astrophysics, 476, L33
- 122.Roberts, B. 1983, Solar Physics, 87, 77
- 123.Rosenthal, C. S., Bogdan, T. J., Carlsson, M., et al. 2002, The Astrophysical
Journal, 564, 508
- 124.Roudier T., Malherbe J. M., November L. et al., 1997, Astronomy &
Astrophysics, 320, 605

125. Rutten, R. J., 2006, *Solar MHD Theory and Observations: A High Spatial Resolution Perspective*, ASP Conference Series, Vol. 354, Uitenbroek, Leibacher, and Stein
126. Rutten, R. J., de Wijn, A. G., & Sütterlin, P. 2004b, *Astronomy & Astrophysics*, 416, 333
127. Rutten, R. J., Hammerschlag, R. H., Bettonvil, F. C. M., Sütterlin, P., de Wijn, A. G., 2004a, *Astronomy & Astrophysics*, 413, 1183
128. Rutten, R. J., Krijger, J. M., 2003, *Astronomy & Astrophysics*, 407, 735
129. Scherrer, P. H., Bogart, R. S., Bush, R. I., et al. 1995, *Solar Physics*, 162, 129
130. Schmieder, B., 1976, *Solar Physics*, 47, 435
131. Schmidt, H. U. 1964, in *AAS-NASA Symposium on the Physics of Solar Flares*, ed. W. N. Hess, Washington D.C., NASA SP-50, 107
132. Schrijver, C. J., Title, A. M., 2003, *The Astrophysical Journal*, 597, L165
133. Schrijver, C. J., Title, A. M., van Ballegooijen, A. A., Hagenaar, H. J., Shine, R. A., 1997, *The Astrophysical Journal*, 487, 424
134. Schunker, H., & Cally, P. S., 2006, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 372, 551
135. Shchukina, N., & Trujillo-Bueno, J. 2001, *The Astrophysical Journal*, 550, 970
136. Skartlien, R., Stein, R. F., Nordlund, Å., 2000, *The Astrophysical Journal*, 541, 468
137. Socas – Navarro, H., 2011, *Astronomy & Astrophysics*, 529, 37
138. Socas – Navarro, H., Borrero, J. M., Asensio Ramos, M., et al., 2008, *The Astrophysical Journal*, 674, 596
139. Solanki, S. K., Inhester, B., & Schüssler, M., 2006, *Reports on Progress in Physics*, 69, 563
140. Solanki, S. K., Steiner, O., 1990, *Astronomy & Astrophysics*, 234, 519
141. Spruit, H. C., 1976, *Solar Physics*, 50, 269
142. Staiger, J., 1987, *Astronomy & Astrophysics*, 175, 263
143. Staiger, J., Schmieder, B., Deubner, F.-L., & Mattig, W., 1984, *Società Astronomica Italiana, Memorie*, 55, 147
144. Stangalini, M., Del Moro, D., Berrilli, F., Jefferies, S. M., 2011, *Astronomy & Astrophysics*, 534, 65
145. Sterling, A. C., 2000, *Solar Physics*, 196, 79

146. Stix, M. "The Sun, An Introduction", 1989, Springer-Verlag
147. Suematsu, Y. 1990, Lecture Notes on Physics, 367, 211
148. Suematsu, Y., Shibata, K., Nishikawa, T., and Kitai, R.: 1982, Solar Physics, 75, 99
149. Title, A. M., Schrijver, C. J., 1998, ASP Conf. Ser. 154, The Tenth Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems and the Sun, Edited by R. A. Donahue and J. A. Bookbinder, p.345
150. Thomas, J. H., & Stanchfield, D. C. H. 2000, The Astrophysical Journal, 537, 1086
151. Toner, C. G., LaBonte, B. J., 1993, The Astrophysical Journal, 415, 847
152. Torrence, C., & Compo, G. P. 1998, Bulletin of the American Meteorological Society, 79, 61
153. Trujillo Bueno, J., Shchukina, N., & Asensio Ramos, A. 2004, Nature, 430, 326
154. Tsiropoula, G., 2000, New Astronomy, 5, 1
155. Tsiropoula, G., Alissandrakis, C. E., & Schmieder, B. 1993, A&A, 271, 574
156. Tsiropoula, G., & Schmieder, B., 1997, Astronomy & Astrophysics, 324, 1183
157. Tsiropoula G., & Tziotziou, K., 2004, Astronomy & Astrophysics, 424, 279
158. Tsiropoula, G., Tziotziou, K., Schwartz, P., et al. 2009, A&A, 493, 217
159. Tsuneta, S., Ichimoto, K., Katsukawa, Y., et al. 2008, Solar Physics, 249, 167
160. Tziotziou, K., Tsiropoula, G., Mein, P., 2003, Astronomy & Astrophysics, 402, 361
161. Tziotziou, K., Tsiropoula, G., Mein, P., 2004, Astronomy & Astrophysics, 423, 1133
162. Ulrich, R. K., 1970, The Astrophysical Journal, 162, 993
163. Ulrich, R. K., Bertello, L., Boyden, J. E., et al. 2009, Solar Physics, 255, 53
164. Vecchio, A., Cauzzi, G., Reardon, K. P., et al. 2007, Astronomy & Astrophysics, 461, L1
165. Vecchio, A., Cauzzi, G., Reardon, K. P., et al. 2009, Astronomy & Astrophysics, 494, 269
166. Vernazza J. E., Avrett E. H., Loeser R., 1973, The Astrophysical Journal, 184, 605
167. Vernazza J. E., Avrett E. H., Loeser R., 1976, The Astrophysical Journal Supplement Series, 30, 1

168. Vernazza J. E., Avrett E. H., Loeser R., 1981, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 45, 635
169. Vigeesh, G., Hasan, S. S., Steiner, O., 2009, *Astronomy & Astrophysics*, 508, 951
170. Viticchié, B., & Sánchez Almeida, J., 2011, *Astronomy & Astrophysics*, 530, 14
171. Viticchié, B., Sánchez Almeida, J., Del Moro, D., Berrilli, F., 2011, *Astronomy & Astrophysics*, 526, 60
172. von Uexküll, M., Kneer, F., Malherbe, J. M., & Mein, P., 1989, *Astronomy & Astrophysics*, 208, 290
173. Wang, H., Johannesson, A., Stage, M. , Lee, C. , Zirin, H. , 1998, *Solar Physics*. 178, 55
174. Wang, D., Zhang, M., Li, H., et al. 2009, *Solar Physics*, 260, 233
175. Wedemeyer-Böhm, S., Lagg, A., & Nordlund, Å., 2009, *Space Science Reviews*, 144, 317
176. Westendorp Plaza, C., del Toro Iniesta, J. C., Ruiz Cobo, B., et al., 1998, *The Astrophysical Journal*, 494, 453
177. Worrall, G., 2002, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 335, 628
178. Zhang, M., & Zhang, H., 2000, *Solar Physics*, 194, 29
179. Zirin, H. "Astrophysics of the Sun", 1988, Cambridge University Press