
ΕΘΝΙΚΟ ΚΑΙ ΚΑΠΟΔΙΣΤΡΙΑΚΟ ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΑΘΗΝΩΝ
Σχολή Θετικών Επιστημών
Τμήμα Φυσικής

Μαγνητικές Δομές στον Ήλιο:
Μελέτη Δυναμικής Στεμματικών Βρόχων
&
Εκκίνησης Στεμματικής Εκτινάξεως Μάζας

Συντελής Πέτρος

Επιβλέπων: Καθ. Τσίγκανος Κανάρης

Διπλωματική Εργασία για την απόκτηση Μεταπτυχιακού Διπλώματος
Ειδίκευσης στην “Αστροφυσική, Αστρονομία και Μηχανική”

Αθήνα, Νοέμβριος 2012

ΕΘΝΙΚΟ ΚΑΙ ΚΑΠΟΔΙΣΤΡΙΑΚΟ ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΑΘΗΝΩΝ
Σχολή Θετικών Επιστημών
Τμήμα Φυσικής

Μαγνητικές Δομές στον Ήλιο:
Μελέτη Δυναμικής Στεμματικών Βρόχων
&
Εκκίνησης Στεμματικής Εκτινάξεως Μάζας

Συντελής Πέτρος
ΑΜ: 201121

Επιβλέπων: Καθ. Τσίγκανος Κανάρης

Τριμελής Επιτροπή:

Βλαχάκης Νεκτάριος	Επίκουρος Καθηγητής ΕΚΠΑ
Γοντικάκης Κωστής	Ερευνητής Ακαδημίας Αθηνών
Τσίγκανος Κανάρης	Καθηγητής ΕΚΠΑ

Διπλωματική Εργασία για την απόκτηση Μεταπτυχιακού Διπλώματος
Ειδίκευσης στην “Αστροφυσική, Αστρονομία και Μηχανική”

Λέξεις κλειδιά: Στεμματικοί Βρόχοι, Δυναμική Βρόχων, Ανακατασκευή Βρόχων, Στεμματικές Εκτινάξεις Μάζας, Εκκίνηση και Διάδοση Στεμματικών Εκτινάξεων Μάζας, Μαγνητική Επανάσυνδεση
Keywords: Coronal Loops, Loop Dynamics, Loop Reconstruction, Coronal Mass Ejections, Coronal Mass Ejections Initiation and Propagation, Magnetic Reconnection

Αθήνα, Νοέμβριος 2012

Ευχαριστίες

Θα ήθελα να ευχαριστήσω τον επιβλέποντα καθηγητή μου κ. Κανάρη Τσίγκανο που με καθοδήγησε κατά τη διάρκεια των προπτυχιακών και μεταπτυχιακών σπουδών μου, δίνοντας μου την ευκαιρία να ασχοληθώ με διάφορα θέματα στο χώρο της Ηλιακής Φυσικής.

Θέλω ιδιαίτερα να ευχαριστήσω επίσης τον Δρ. Κωστή Γοντικάκη, ερευνητή του Κέντρου Ερευνών Αστρονομίας και Εφαρμοσμένων Μαθηματικών της Ακαδημίας Αθηνών, ο οποίος με επέβλεψε και με συμβούλεψε κατά τη διάρκεια της μελέτης που διεκπεραιώσαμε μαζί στο αντικείμενο της ανακατασκευής των Στεμματικών Βρόχων.

Τέλος, θέλω να ευχαριστήσω τον ερευνητή του Naval Research Laboratory κ. Άγγελο Βουρλίδα, για τη συνεργασία που είχαμε κατά την μελέτη του αντικειμένου της εκκίνησης μιας Στεμματικής Εκτίναξης Μάζας, για την επιλογή των εξαιρετικής ακρίβειας δεδομένων που χρησιμοποιήθηκαν για την εκπόνηση της παρούσας διπλωματικής εργασίας, καθώς και για τις πολύτιμες συμβουλές του.

Περίληψη

Το παρόν έγγραφο αποτελεί την διπλωματική εργασία του φοιτητή Συντελή Πέτρου του Τμήματος Φυσικής της Σχολής Θετικών Επιστημών του Εθνικού και Καποδιστριακού Πανεπιστημίου Αθηνών, στα πλαίσια της απόκτησης Μεταπτυχιακού Διπλώματος Ειδίκευσης στο αντικείμενο της Αστροφυσικής, Αστρονομίας και Μηχανικής. Επιβλέπων της παρούσης εργασίας είναι ο καθηγητής κ. Τσίγκανος Κανάρης.

Θέμα της εργασίας είναι η μελέτη μαγνητικών δομών στον ήλιο, στα πλαίσια της οποίας πραγματοποιήθηκε έρευνα πάνω στην εκκίνηση μιας Στεμματικής Εκτίναξης Μάζας (CME) και στην μελέτη της δυναμικής και της τρισδιάστατης δομής των Στεμματικών Βρόχων.

Για την μελέτη της δυναμικής και της τρισδιάστατης δομής των στεμματικών βρόχων, αναλύθηκαν τα δεδομένα του Hinode/EIS του κέντρου δράσης NOAA 10926. Από τις φασματοσκοπικές παρατηρήσεις, εξήχθησαν οι χάρτες των ταχυτήτων σε πέντε φασματικές γραμμές, στις οποίες επιλέχθηκαν στεμματικοί βρόχοι. Από τα δεδομένα της θέσης και της ταχύτητας Doppler των βρόχων, με χρήση του μοντέλου των Alissandrakis *et al.*, (2008), πραγματοποιήθηκε η ανακατασκευή των βρόχων στις τρεις διαστάσεις και η εύρεση της ταχύτητας της ροής πλάσματος κατά μήκος των βρόχων. Τα αποτελέσματα αυτά υποδεικνύουν ότι οι βρόχοι παρουσιάζουν διαφορετικές ροές σε διαφορετικά μήκη κύματος, που ποικίλουν από ροές που κινούνται από το ένα πόδι του βρόχου προς το άλλο, σε ροές που κινούνται από την κορυφή των βρόχων προς τα πόδια. Τα αποτελέσματα αυτά υποδηλώνουν ότι οι βρόχοι είναι σύνθετες δομές, που απαρτίζονται από λεπτότερους βρόχους, στους οποίους βρίσκεται πλάσμα διαφορετικών θερμοκρασιών. Για τον έλεγχο της ανακατασκευής της περιοχής, υπολογίστηκε η γραμμική force-free παρέκταση (extrapolation) του μαγνητικού πεδίου του μαγνητογραφήματος του SoHO/MDI με σκοπό τη σύγκριση των δυναμικών γραμμών με τους ανακατασκευασμένους βρόχους. Σε όλες τις περιπτώσεις, οι βέλτιστες δυναμικές γραμμές υπολογίζονται για σταθερά αναλογίας ρεύματος-μαγνητικού πεδίου $\alpha < 0$. Για τον περαιτέρω έλεγχο της ακρίβειας της ανακατασκευής, αναλύθηκαν δύο βρόχοι του κέντρου δράσης NOAA 11193, και υπολογίστηκαν οι κλίσεις των βρόχων ως προς την κάθετο στο τοπικό εφαπτόμενο επίπεδο του ήλιου. Στη συνέχεια, με χρήση παρατηρήσεων του STEREO/EUVI-A και του SDO/AIA, πραγματοποιήθηκε η τριγωνοποίηση των δεδομένων, και βρέθηκε η πραγματική τρισδιάστατη δομή των βρόχων. Η σύγκριση των θεωρητικών κλίσεων του μοντέλου με τις κλίσεις των στερεοσκοπικών παρατηρήσεων βρίσκει τις τιμές σε συμφωνία στα διαστήματα του σφάλματος. Η μελέτη αυτή πραγματοποιήθηκε υπό την επίβλεψη του Δρ. Γοντικάκη Κωστή της Ακαδημίας Αθηνών.

Για τη μελέτη της εκκίνησης μιας CME, αναλύθηκαν τα δεδομένα του κέντρου δράσης NOAA 10980 από παρατηρήσεις των STEREO/EUVI-A/B. Το υπό μελέτη γεγονός παρουσιάζει μια σταδιακή αύξηση του ύψους του, που συνοδεύεται από μια σταδιακή αύξηση της έντασης των SXR λόγω μιας έκλαμψης που λαμβάνει τόπο ταυτόχρονα. Οι καμπύλες ταχύτητας και επιτάχυνσης του μετώπου του CME παρουσιάζουν πολλές μεταβολές που συνοδεύονται από μεταβολές στην καμπύλη των SXR. Κατά την εκκίνηση του CME παρατηρήθηκε η κατάρρευση δύο ομάδων βρόχων στο εσωτερικό της κοιλότητας του CME, κατά τη διάρκεια των οποίων το CME επιταχύνεται και μεγαλώνει σε μέγεθος, και είναι ένδειξη της μαγνητικής έλξης των γειτονικών πεδίων λόγω της ύπαρξης του φύλλου ρεύματος κατά της δημιουργία του σωλήνα ροής. Παρατηρείται επίσης η ύπαρξη του πυρήνα του CME. Κατά μήκος του νήματος που βρίσκεται στην περιοχή, παρατηρούνται κινήσεις υλικού προς τα εξωτερικά του κέντρου δράσης, οι οποίες πιθανώς να σχετίζονται με την διαδικασία της έκρηξης. Τέλος γίνεται σύγκριση των αποτελεσμάτων με το στάνταρ μοντέλο έκλαμψης-CME, και βρίσκεται ότι το μοντέλο αυτό περιγράφει καλώς το υπό μελέτη φαινόμενο. Η μελέτη αυτή έγινε σε συνεργασία με τον Δρ. Βουρλίδα Άγγελο του Naval Research Laboratory.

Abstract

The present document consists the thesis of the MSc student Petros Synelis on the topic of “Astrophysics, Astronomy and Mechanics”. The MSc program is offered by the the National and Kapodestrian University of Athens, in the School of Science, at the Faculty of Physics. Supervisor of the present dissertation is professor Kanaris Tsiganos.

Subject of the dissertation is the study of the solar magnetic structures, by studying the initiation of a coronal mass ejection and the dynamics of three-dimensional reconstructed coronal loops.

For the study of the three-dimensional structure of coronal loops, we analyzed Hinode/EIS data of the solar active region NOAA 10926. From the spectral observations, we computed Dopplergrams in five different spectral lines and two rasters, on which we identified coronal loops. From the loop positions and doppler velocities, we used the Alissandrakis *et al.* (2008), model to reconstruct the three-dimensional shape of the loops, and the flow dynamics along the loops. The results show the presence of different plasma flows along the loops in different spectral lines, that varies from east-to-west footpoint unidirectional flow, west-to-east footpoint unidirectional flow, to draining motions. These results imply that coronal loops are complex structures consisted of smaller loops of different temperatures, rather than being monolithic structures. As a first-order test of the method’s reconstruction capabilities, we performed a force-free magnetic field extrapolation using a SoHO/MDI magnetogram to compare between extrapolated magnetic field lines and the reconstructed loops. In all cases, the best fitted magnetic field lines yields a left-handed twist ($\alpha < 0$). Furthermore, we used triangulation methods between STEREO-A/EUVI and SDO/AIA observations of an other active regions, NOAA 11193, to compare the actual measured loop inclinations with those computed by the reconstruction method. The results between the reconstructed loop inclinations and the triangulated ones match in the error range. This study has been carried out under the supervision of Dr. Costis Gontikakis of the Academy of Athens.

For the study of the initiation of a Coronal Mass Ejection (CME), we analyzed data of the solar active region NOAA 10980, as observed by STEREO/EUVI-A/B. The studied event shows a steady upward motion for at least four hours before the flaring peak, which was accompanied by a steady increase of the Soft X-rays (SXR) intensity. The CME’s front velocity and acceleration profiles exhibit a number of inflections which seem to have a direct counterpart in the GOES SXR light curves. During the initiation phase, we identified the collapse of two loop systems into the CME cavity. At the same time, the CME increased its size and its acceleration, which is an indication of magnetic reconnection due to the presence of a current sheet during a flux rope formation. We also identify the CME core. Along the filament, we observe plasma flowing outwards of the erupting area, that may be linked to the eruption process. We conclude that the standard flare-CME model is a reliable representation of the initial stages of CMEs. This study has been carried out in collaboration with Dr. Angelos Vourlidas of the Naval research Laboratory.

Περιεχόμενα

1	Εισαγωγή	7
1.1	Ο Ήλιος και ο Διαστημικός Καιρός	7
1.2	Το Παρατηρητήριο STEREO	9
1.2.1	Γενικά Στοιχεία	9
1.2.2	Τα όργανα του STEREO	10
1.3	Το παρατηρητήριο SDO	12
1.3.1	Γενικά Στοιχεία	12
1.3.2	Τα όργανα του SDO	13
1.4	Το παρατηρητήριο Hinode	14
1.4.1	Γενικά Στοιχεία	14
1.4.2	Τα όργανα του Hinode	15
1.5	Δομή της Εργασίας	15
I	Στεμματικοί Βρόχοι	17
2	Στεμματικοί Βρόχοι	19
2.1	Εισαγωγικά	19
2.2	Γενικά Χαρακτηριστικά	19
2.3	Μορφολογία	20
2.3.1	Γεωμετρικά	20
2.3.2	Δομή	22
2.4	Θερμική Δομή Βρόχων	23
2.4.1	Μέθοδοι Προσδιορισμού Θερμοκρασίας	23
2.4.2	Θερμική Δομή	25
2.4.3	Χρονικές Μεταβολές Βρόχων	28
2.4.4	Ροές	29
2.5	Μοντελοποίηση Βρόχων	31
2.5.1	Βασικά Στοιχεία	31
2.5.2	Μονολιθικοί Βρόχοι (Στατικοί)	32
2.5.3	Δομημένοι Βρόχοι (Δυναμικοί)	33
2.5.4	Ροές	36
2.5.5	Θέρμανση των Στεμματικών Βρόχων	38
3	Μελέτη της Τρισδιάστατης Δομής και της Δυναμικής των Στεμματικών Βρόχων	41
3.1	Εισαγωγικά	41
3.2	Ανακατασκευή της Γεωμετρίας των Βρόχων	42
3.2.1	Μέθοδος Επιλογής Βέλτιστης κλίσης	45
3.3	Μελέτη της Γεωμετρίας και της Δυναμικής της NOAA AR 10926	45
3.3.1	Περίληψη	45

3.3.2	Οι Παρατηρήσεις	46
3.3.3	Γεωμετρική Ανακατασκευή	46
3.3.4	Αποτελέσματα	48
3.3.5	Σύγκριση Αποτελεσμάτων με Δυναμικές Γραμμές Παρέκτασης Μαγνητικού Πεδίου	55
3.3.6	Συμπεράσματα	58
3.4	Σύγκριση Κλίσεων Βρόχων της NOAA AR 11 193 Μεταξύ της Μεθόδου και Παρατηρήσεων του STEREO/EUVI και SDO/ AIA	59
3.4.1	Περίληψη	59
3.4.2	Παρατηρήσεις και Επεξεργασία Δεδομένων	59
3.4.3	Αποτελέσματα	61
3.4.4	Συμπεράσματα	63
II Στεμματικές Εκτινάξεις Μάζας		67
4	Στεμματικές Εκτινάξεις Μάζας	69
4.1	Εισαγωγικά	69
4.2	Σκέδαση Thomson λευκού φωτός των CMEs	69
4.2.1	Το επίπεδο του ουρανού (plane of the sky)	70
4.2.2	Η σφαίρα Thomson (Thomson Sphere)	70
4.3	Το Φάσμα του Στέμματος	71
4.3.1	Το Ορατό Φάσμα	71
4.3.2	Σύγκριση λαμπροτήτων συνιστωσών στέμματος και CMEs	72
4.4	Στεμματικές Εκτινάξεις Μάζας	72
4.4.1	Κατανομή Πλατών	73
4.4.2	Κατανομή Ηλιογραφικού Πλάτους Εμφάνισης	74
4.4.3	Συχνότητα Εμφάνισης	74
4.4.4	Κινηματική των CMEs	76
4.4.5	Μάζα και Ενέργεια των CMEs	77
4.4.6	Συσχέτιση CMEs με Εκλάμπειες και Εκρήξεις Νημάτων	80
4.4.7	Πληθυσμοί CMEs υψηλών ταχυτήτων	81
4.5	Μηχανισμοί Εκκίνησης CMEs	82
4.5.1	Παρατηρησιακοί Πρόδρομοι	82
4.5.2	Μηχανισμοί Πυροδότησης	83
4.5.3	Το Μοντέλο CSHKP	92
5	Μελέτη της Εκκίνησης μιας Στεμματικής Εκτίναξης Μάζας	95
5.1	Εισαγωγικά	95
5.2	Η Εκκίνηση της CME στις 2 Ιανουαρίου 2008	97
5.2.1	Χρονική Εξέλιξη του Σχηματισμού του CME	97
5.2.2	Χρονική Εξέλιξη του Ύψους του CME	98
5.2.3	Βρόχοι που Καταρρέουν	101
5.2.4	Ανίχνευση του Πυρήνα του Σωλήνα Ροής	103
5.2.5	Ροές Κατά Μήκος του Νήματος	104
5.3	Σύνοψη	106
Παράρτημα		110
A'	Συστήματα συντεταγμένων για Στεμματικούς Βρόχους	111
A'.1	Το Σύστημα του Βρόχου και οι Τοπικές Συντεταγμένες	111
A'.1.1	Μετασχηματισμοί συντεταγμένων	111

Α'.1.2 Εξίσωση του Επιπέδου του Βρόχου	113
Α'.2 Τοπικές Συντεταγμένες και Συντεταγμένες του Ουρανού	113
Α'.2.1 Μετασχηματισμοί Συντεταγμένων	113
Α'.2.2 Μετασχηματισμός Συντεταγμένων του Ουρανού σε Ηλιογραφικές	114
Α'.2.3 Εξίσωση Εφαπτόμενου επιπέδου στο τοπικό σύστημα	115
Α'.3 Σύστημα του Βρόχου και Συντεταγμένες Συστήματος Ουρανού	115
Α'.3.1 Μετασχηματισμοί Συντεταγμένων	115
Α'.3.2 Μοναδιαία Διανύσματα	116
Α'.3.3 Το Επίπεδο του Βρόχου στο Σύστημα του Ουρανού	117
Α'.3.4 Το Διάνυσμα της Ταχύτητας	118
Α'.4 Η Ανακατασκευή του Βρόχου	118
Β' Υπολογισμός Βέλτιστης Κλίσης Στεμματικών Βρόχων	121
Γ' Δημοσιεύσεις	129
Βιβλιογραφία	163

Κεφάλαιο 1

Εισαγωγή

1.1 Ο Ήλιος και ο Διαστημικός Καιρός

Η μελέτη του Ήλιου αποτελούσε αντικείμενο της ανθρώπινης επιστήμης από τα αρχαία χρόνια. Η είσοδος όμως του ανθρώπου στη διαστημική εποχή, ήταν αυτή που επέτρεψε δορυφορικές παρατηρήσεις του ήλιου ικανές να ανοίξουν ένα ολόκληρο επιστημονικό κλάδο της αστροφυσικής, την Ηλιακή Φυσική. Ταυτόχρονα με τη μελέτη του ήλιου ξεκίνησε και η μελέτη της μαγνητόσφαιρας της Γης, της περιοχής δηλαδή που διαμορφώνεται από το γήινο μαγνητικό πεδίο. Η μαγνητόσφαιρα της Γης, βρέθηκε να αλλάζει με βάση τις μεταβολές του ήλιου. Αυτές οι μεταβολές ήταν ικανές να διαλύσουν ολοκληρωτικά τις διαστημικές συσκευές εν μια ριπή. Έτσι, προέκυψε η ανάγκη μελέτης, κατανόησης και πρόβλεψης των φαινομένων που συμβαίνουν στη μαγνητόσφαιρα της Γης, στον Ήλιο, και σε όλο το ηλιακό σύστημα. Προέκυψε δηλαδή, η ανάγκη της πρόβλεψης του Διαστημικού Καιρού.

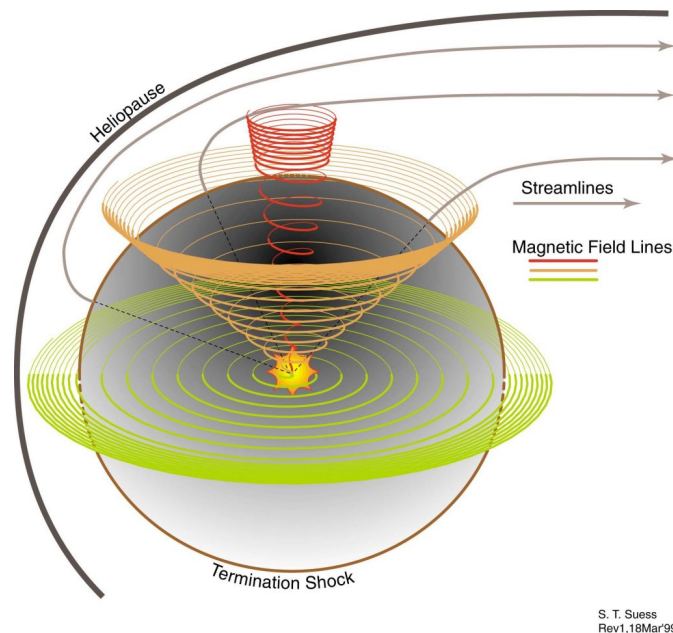
Ο Ήλιος, το κοντινότερο στη Γη άστρο, εφοδιάζει το μεσοπλανητικό χώρο συνεχώς με *πλάσμα*¹ το οποίο προέρχεται από την ατμόσφαιρά του. Το πλάσμα αυτό αποτελείται κατά βάση από Υδρογόνο και πολύ λιγότερο από Ήλιο. Το ηλιακό πλάσμα ρέει συνεχώς από τον Ήλιο μέσω του *ηλιακού ανέμου*² και γεμίζει ολόκληρη την Ηλιόσφαιρα με ύλη και μαγνητικό πεδίο. Η τοπολογία της εκπομπής αυτής είναι μια σπειροειδής δομή που ονομάζεται Έλικα του Parker, και παρουσιάζεται στο σχήμα 1.1.

Η μελέτη του διαστημικού καιρού αποτελείται κατά κύριο λόγο από τη μελέτη του ηλιακού ανέμου και των φαινομένων που τον διαταράσσουν. Τέτοια φαινόμενα είναι οι Στεμματικές Εκτινάξεις Μάζας (Coronal Mass Ejections ή CMEs) και οι Ηλιακές Εκλάμψεις (Solar Flares). Τα φαινόμενα αυτά έχουν ως πηγή τους την ατμόσφαιρα του ήλιου αποτελώντας τα πιο ενεργητικά και βίαια φαινόμενα που συμβαίνουν στην Ηλιακή ατμόσφαιρα.

Η συνεχής μελέτη των φαινομένων αυτών ανέδειξε την πολυπλοκότητα που τα περιβάλλει. Δεν είναι τυχαίο άλλωστε, που το πρόβλημα της θέρμανσης του στέμματος, θεωρείται σήμερα ένα από τα μεγαλύτερα άλυτα μυστήρια της φυσικής. Άρρηκτα συνδεδεμένα με αυτό το πρόβλημα, φαίνεται να είναι πολλά επιμέρους φαινόμενα και προβλήματα. Το πως τελικώς η κινητική ενέργεια των ιόντων ψηλά στο στέμμα είναι τόσο μεγαλύτερη από την ενέργεια χαμηλά στη φωτόσφαιρα δείχνει να αποτελεί τη Λυδία λίθος πίσω από πολλά προβλήματα της κατανόησης του ανθρώπου για τον ήλιο. Γιατί η θερμοκρασία αυξάνει τόσο απότομα στη μεταβατική ζώνη, πως συμπεριφέρεται το μαγνητικό πεδίο και το πλάσμα κατά τη μετάβαση αυτή, πως διαδίδονται οι διαταραχές μέσα στην ηλιακή ατμόσφαιρα, τι είναι οι μαγνητικές δομές που παρατηρούνται στο στέμμα και ονομάζονται μαγνητικοί βρόχοι, πως ξεκινάει ο ηλιακός άνεμος, πως συμβαίνουν και γιατί οι εκλάμψεις, τι

¹ Πλάσμα ονομάζεται ένα αέριο μερικώς ή ολικώς ιονισμένο το οποίο επιδεικνύει συλλογική συμπεριφορά. Χαρακτηριστικό του πλάσματος είναι η μεταφορά μαγνητικών πεδίων.

² Ηλιακός Άνεμος ονομάζεται η συνεχής ροή ηλιακού πλάσματος στο μεσοπλανητικό χώρο που κινείται με ταχύτητες της τάξεως των 400km s^{-1}



Σχήμα 1.1: Στο σχήμα φαίνεται κίνηση του ηλιακού ανέμου που προέρχεται από τρία διαφορετικά ηλιογραφικά πλάτη, στην περίπτωση που ο μαγνητικός ισημερινός ταυτίζεται με τον ηλιογραφικό ισημερινό. Οι γκρι γραμμές (streamlines) δείχνουν την αλληλαγή της κίνησης του πλάσματος λόγω της επίδρασης της σχετικής κίνησης του ήλιου και του μεσοπλανητικού χώρου. Η ηλιόπαυση είναι η περιοχή όπου οι πιέσεις από το ηλιακό πλάσμα ισοούνται με τις πιέσεις από το πλάσμα του μεσοπλανητικού χώρου (RedOrbit.com).

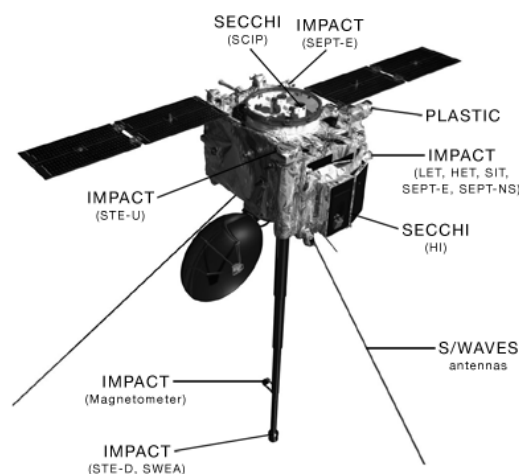
ρόλο διαδραματίζουν οι νανοεκλάμψεις στο στέμμα και πως ξεκινάνε τα CMEs, είναι κάποια από τα ερωτήματα που σχετίζονται με την κατανόηση του ήλιου, και συνεπώς του διαστημικού καιρού.

Ο λόγος που η μελέτη του διαστημικού καιρού αποτελεί αναγκαιότητα σήμερα, είναι οι επιπτώσεις στην σύγχρονη τεχνολογία που έχει ο διαταραγμένος εξαιτίας της έκτακτης ηλιακής δραστηριότητας ηλιακός άνεμος που φτάνει στα όρια της γήινης μαγνητόσφαιρας. Παραδείγματα μερικών προβλημάτων που δημιουργούν τα ενεργητικά φαινόμενα του Ήλιου στη Γη, είναι η καταστροφή των ηλεκτρονικών συστημάτων των δορυφόρων, η δημιουργία προβλημάτων στις ραδιοεπικοινωνίες λόγω διαταραχών της ιονόσφαιρας, ο πιθανός κίνδυνος για τη ζωή των αστροναυτών που βρίσκονται εκτεθειμένοι στα φαινόμενα αυτά, κ.α.. Αξίζει να σημειωθεί, ότι οι επιδράσεις μιας έντονης μαγνητικής καταιγίδας δεν περιορίζονται στον χώρο του διαστήματος, αλλά μπορούν να προκαλέσουν σοβαρές ζημιές σε επίγειες εγκαταστάσεις, όπως συνέβη το 1989 στο Κεμπέκ του Καναδά, όπου ολόκληρη η επαρχία βυθίστηκε στο σκοτάδι για εννέα ώρες λόγω της καταστροφής μετασχηματιστών ηλεκτροδότησης (βλ. σελίδα [NASA](#)).

Πέραν αυτού όμως, όπως κάθε άλλη επιστημονική έρευνα, η μελέτη του ήλιου και του διαστημικού καιρού δεν περιορίζεται μόνο στον τομέα της προστασίας της τεχνολογίας. Νέοι ορίζοντες της ανθρώπινης κατανόησης ανοίγουν με την επίλυση σημαντικών προβλημάτων της φυσικής, νέες τεχνολογίες αναπτύσσονται για το σκοπό αυτό, με απρόσμενες εφαρμογές και επιδράσεις στον πολιτισμό μας, και νέες ιδέες γεννιούνται κάνοντας την επιστημονική φαντασία του σήμερα, την επιστήμη του αύριο.

Για την μελέτη και κατανόηση του διαστημικού καιρού, έχει σταλεί στο διάστημα πληθώρα επιστημονικών οργάνων τις τελευταίες δεκαετίες. Το πλέον σημαντικό δορυφορικό παρατηρητήριο της προηγούμενης δεκαετίας για την μελέτη των ηλιακών φαινομένων, είναι το Solar and Heliospheric Observatory (SoHO), το οποίο παρατηρεί την ηλιακή δραστηριότητα για περισσότερο από έναν ολόκληρο ηλιακό κύκλο³.

³Ο ενδεκαετής κύκλος της ηλιακής δραστηριότητας είναι ένα περιοδικό φαινόμενο κατά το οποίο η δραστηριότητα του



Σχήμα 1.2: Τα παρατηρητήρια STEREO (βλ. ιστοσελίδα [STEREO](#)).

Η μελέτη του ήλιου έδειξε την ανάγκη παρατηρήσεων, με μεγάλη διακριτική ικανότητα, μεγάλη συχνότητα λήψεως εικόνων, σε μεγάλο εύρος φασματικών γραμμών, καθώς σε κάθε φασματική γραμμή μελετάται διαφορετική περιοχή της ηλιακής ατμόσφαιρα διαφορετικής θερμοκρασίας.

Η σύγχρονη γενιά διαστημικών παρατηρητηρίων αποτελείται από πληθώρα τηλεσκοπίων. Τα δίδυμα παρατηρητήρια Solar TERrestrial RELations Observatory (STEREO), αποτελούνται από δύο δορυφόρους που μελετούν τον ήλιο από δύο διαφορετικές οπτικές γωνίες, δίνοντας έτσι την δυνατότητα για την τρισδιάστατη μελέτη των ηλιακών φαινομένων. Το παρατηρητήριο Solar Dynamics Observatory (SDO), που εκτοξεύθηκε το 2010 έχει την μεγαλύτερη ως τώρα διακριτική ικανότητα και συχνότητα λήψης εικόνων για τη μελέτη της δυναμικής των ηλιακών φαινομένων. Περαιτέρω, παρατηρητήρια όπως το Hinode, με όργανα όπως το EIS έχουν τη δυνατότητα της σάρωσης της ηλιακής επιφάνειας και την καταγραφή φασματικών πληροφοριών για κάθε περιοχή πάνω στον ήλιο με πρωτοφανή για την ηλιακή παρατήρηση διακριτική ικανότητα.

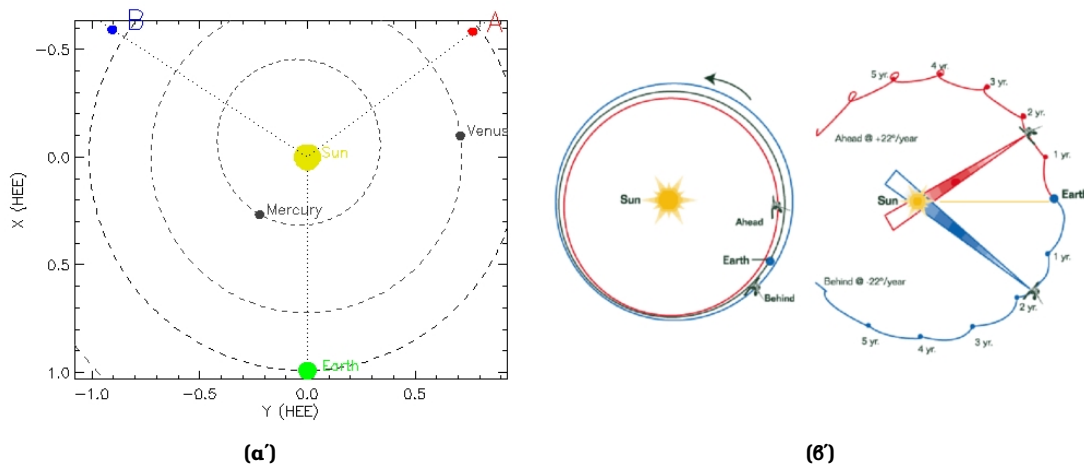
1.2 Το Παρατηρητήριο STEREO

Το διαστημικό παρατηρητήριο Solar TERrestrial RELations Observatory (STEREO) ([Kaiser et al., 2008](#)) αποτελεί την τρίτη αποστολή της NASA στο πρόγραμμα Solar Terrestrial Probes (STP). Η αποστολή αυτή αποτελείται από δύο όμοια παρατηρητήρια, με το ένα να προπορεύεται της Γης στην τροχιά της, και το άλλο να ακολουθεί την Γη στην τροχιά της, που σκοπό έχουν την λήψη στερεοσκοπικών μετρήσεων για τη μελέτη του Ήλιου και της φύσης των CMEs. Οι επιστημονικοί στόχοι του STEREO είναι η κατανόηση των μηχανισμών της δημιουργίας των Στεμματικών Εκπομπών Μάζας, η κατανόηση της διάδοσης των CMEs μέσα στην Ηλιόσφαιρα, η ανακάλυψη των μηχανισμών και των περιοχών της επιτάχυνσης ενεργητικών σωματίων στο χαμηλό στέμμα και στο μεσοπλανητικό χώρο και η βελτίωση του προσδιορισμού της δομής του ήρεμου ηλιακού ανέμου (ambient solar wind)

1.2.1 Γενικά Στοιχεία

Τα δύο παρατηρητήρια του STEREO είναι πανομοιότυπα μεταξύ τους, και η κατασκευή τους έγινε από το Εργαστήριο Εφαρμοσμένης Φυσικής του πανεπιστημίου John Hopkins. Το ένα πα-

¹Ήλιου περνάει από το ελάχιστο της, στο μέγιστο και ξανά στο ελάχιστο της. Ο ενδεκαετής ηλιακός κύκλος συνοδεύεται από αναστροφή της πολικότητας του μαγνητικού πεδίου του Ήλιου.



Σχήμα 1.3: (α) Η τρέχουσα θέση των παρατηρητηρίων του STEREO (βλ. ιστοσελίδα [STEREO](#)). (β) Οι θέσεις των παρατηρητηρίων του STEREO κατά τη διάρκεια της αποστολής (βλ. ιστοσελίδα [PLASTIC](#)).

ρατηρητήριο προπορεύεται της Γης, και ονομάζεται STEREO-A (Ahead), ενώ το άλλο ακολουθεί τη Γη, και ονομάζεται STEREO-B (Behind). Η γωνία παρατηρητηρίου-Ήλιου-Γης αυξάνεται κατά 22.5° τον χρόνο (σχ. 1.3β), και η τρέχουσα θέση των δορυφόρων του STEREO φαίνεται στο σχήμα 1.3α'. Η αυξανόμενη αυτή γωνία είναι που επιτρέπει τη δημιουργία τρισδιάστατων απεικονίσεων των CMEs.

1.2.2 Τα όργανα του STEREO

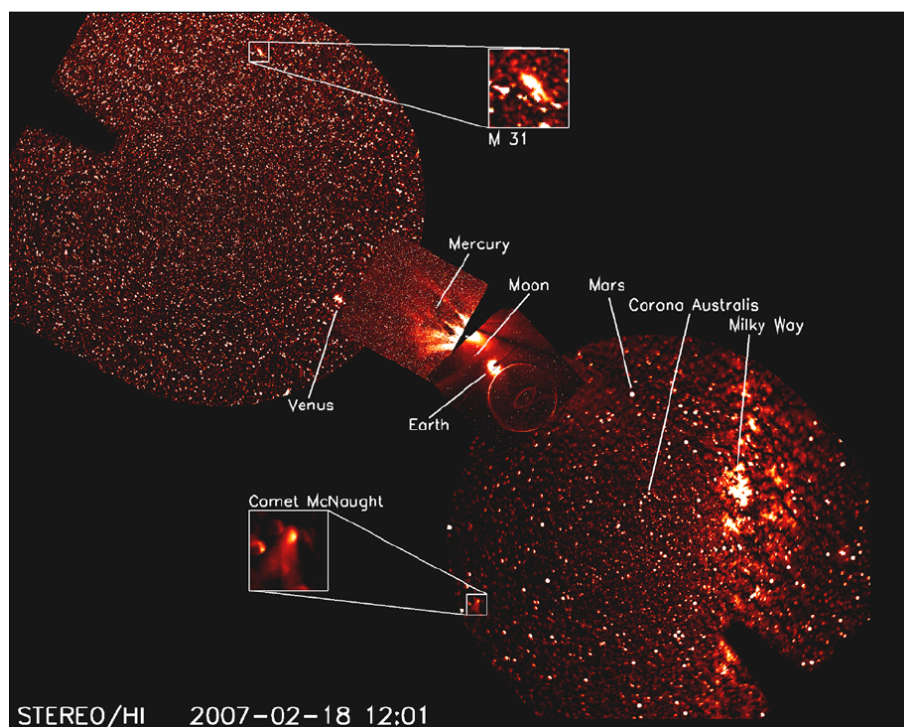
Και τα δύο παρατηρητήρια STEREO-A και B είναι εφοδιασμένα με τα ίδια όργανα παρατήρησης, για να μπορεί να γίνει η στερεοσκοπική σύγκριση των μεγεθών που μετράνε όσο το δυνατόν πανομοιότυπα όργανα. Τα τηλεσκόπια και οι μετρητικές συσκευές που έχουν οι δορυφόροι παρουσιάζονται συνοπτικά παρακάτω:

SECCHI: Sun Earth Connection Coronal and Heliospheric Investigation

Το SECCHI αποτελείται από έναν απεικονιστή στο μακρινό υπεριώδες, το Extreme UltraViolet Imager (EUVI), δύο στεμματογράφους λευκού φωτός, τους Inner (COR1) και Outer Coronagraph (COR2), και ένα ηλιοσφαιρικό απεικονιστή, το Heliospheric Imager (HI). Τα όργανα αυτά μελετούν την τρισδιάστατη εξέλιξη των CMEs από την εμφάνισή τους έως και αποστάσεις μιας αστρονομικής μονάδας. Περισσότερες πληροφορίες για τα όργανα του SECCHI μπορούν να βρεθούν στην ιστοσελίδα του οργάνου ([SECCHI](#)), και στη δημοσίευση που περιγράφει τα βασικά στοιχεία του ([Howard et al., 2008](#)).

Συνοπτικά, δίνονται ορισμένες πληροφορίες για το κάθε όργανο:

EUVI: Το τηλεσκόπιο EUVI έχει κατασκευαστεί για την μελέτη της χρωμόσφαιρας και του χαμηλού στέμματος στις γραμμές He II 304Å, Fe IX 171Å, Fe XII 195Å και Fe XV 284Å. Είναι ένα τηλεσκόπιο που παρατηρεί το δίσκο του ήλιου, και το οπτικό πεδίο παρατήρησης είναι $1.7R_\odot$. Η διακριτική ικανότητά του είναι $1.6''$ /px, και οι χρόνοι έκθεσης που μπορεί να επιτύχει είναι από 60ms έως πάνω από 60sec, που ποικίλουν ανάλογα τη φύση της παρατήρησης. Οι ρυθμοί λήψης εικόνων ποικίλουν ανάλογα το μήκος κύματος και την φύση της παρατήρησης, με το ελάχιστο που μπορούν να έχουν να είναι τα 2.5min.



Σχήμα 1.4: Παράδειγμα των οπτικών πεδίων των τηλεσκοπίων HI. Οι εικόνες έχουν παρθεί στις 18 Φεβρουαρίου 2007. Ο Ήλιος είναι περίπου υπό κλίμακα, και στην εικόνα είναι εντοπισμένα διάφορα αστρονομικά φαινόμενα. Η δακτυλιοειδής δομή δίπλα στη Γη αποτελεί οφείλεται στην μικρή απόσταση του παρατηρητηρίου B από τη Γη κατά τα αρχικά στάδια της αποστολής (Harrison et al., 2008).

COR1: Ο στεμματογράφος COR1 μελετάει το λευκό φως του στέμματος σε αποστάσεις από $1.4R_{\odot}$ έως $4R_{\odot}$. Η διακριτική ικανότητα του οργάνου είναι $3.75''$ /px, με χρόνους έκθεσης το 1sec. Ο ρυθμός λήψεως εικόνων είναι τα 8min

COR2: Ο στεμματογράφος COR2 μελετάει το λευκό φως του στέμματος σε αποστάσεις $2.5R_{\odot}$ έως $15R_{\odot}$ (ή γωνιακή απόσταση στο επίπεδο του ουρανού από το κέντρο του δίσκου, $2.5-4^{\circ}$.) Ο ρυθμός λήψεως των εικόνων είναι 15min, και ο χρόνος έκθεσης είναι μικρότερος των 4sec.

HI: Το τηλεσκόπιο HI αποτελείται από δύο όργανα, το HI-1 και το HI-2. Ο σκοπός του οργάνου είναι η μελέτη του ορατού φωτός από το στέμμα έως το εσωτερικό της ηλιόσφαιρας σε απόσταση έως 1AU. Το οπτικό πεδίο σε γωνιακή απόσταση από το κέντρο του ήλιου είναι $4-24^{\circ}$ και $19-90^{\circ}$ για τα HI-1 και 2 αντίστοιχα. Η διακριτική τους ικανότητα είναι $70''$ /px και $4'$ /px, οι χρόνοι έκθεσης είναι 150sec και 100sec, και ο ρυθμός λήψεως εικόνων είναι 60sec και 120sec αντίστοιχα. Στο σχήμα 1.4 φαίνεται το οπτικό πεδίο των οργάνων HI σε παρατηρήσεις.

Τελικώς το SECCHI είναι ένα σύνολο τηλεσκοπίων που μπορεί να παρατηρεί την διάδοση των CMEs, ή άλλων φαινομένων, από την εκκίνηση τους χαμηλά στο στέμμα (EUVI), στη διάδοσή τους στο υψηλό στέμμα (COR1 και COR2) έως τη διάδοσή τους στον μεσοπλανητικό χώρο, σε απόσταση έως 1AU (HI-1 και HI-2).

SWAVES: STEREO/WAVES

Ο σκοπός του SWAVES (Bougeret et al., 2008; SWAVES) είναι η μελέτη της δημιουργίας και διάδοσης διαταραχών που εκπέμπουν στα ραδιοκύματα. Δηλαδή, το SWAVES έχει ως σκοπό

τη μελέτη των κρουστικών κυμάτων που σχετίζονται με CMEs και εκλάμψεις. Το όργανο αυτό επίσης είναι σε θέση να λαμβάνει μετρήσεις στην τοποθεσία που βρίσκεται για την πυκνότητα των ηλεκτρονίων και τη θερμοκρασία τους, με σκοπό την μελέτη του ηλιακού ανέμου και τη μελέτη της φυσικής των κρουστικών κυμάτων.

Το SWAVES καλύπτει τις φασματικές περιοχές 10-40kHz, 40-160 kHz, 0.125-16.075 MHz και 50 MHz στα ραδιοκύματα. Το ευρύ οπτικό πεδίο του οργάνου επιτρέπει τη ανίχνευση από τη δημιουργία τους στον Ήλιο έως ότου φτάσουν και την τροχιά της Γης.

IMPACT: In-situ Measurements of Particles and CME Transients

Ο σκοπός του οργάνου IMPACT (Luhmann *et al.*, 2008; IMPACT) είναι η μελέτη των σωματιδίων και των πεδίων που προέρχονται από τον ήλιο. Η μελέτη αυτή γίνεται άμεσα στη θέση που βρίσκονται τα STEREO. Το IMPACT μετράει τα ηλιακά ενεργητικά σωμάτια (solar energetic particle ή SEP) για την κατανόηση των μηχανισμών επιτάχυνσης τους, τόσο από εκλάμψεις όσο και από κρουστικά κύματα. Στα πλαίσια αυτά, μελετάει τη δομή του ηλιακού ανέμου καθώς και τη δομή των μεσοπλανητικών κρουστικών κυμάτων, τη σχέση τους και τη διαμόρφωση τους από CMEs και την εξέλιξή τους. Το IMPACT αποτελείται από επτά επιμέρους όργανα.

PLASTIC: PLASMA and SupraThermal Ion Composition

Το όργανο PLASTIC (Galvin *et al.*, 2008; PLASTIC) είναι φασματόμετρο μάζας, που σκοπό έχει τη μελέτη στη θέση που βρίσκονται τα STEREO, της σύνθεσης των ιόντων, τις καταστάσεις ιονισμού και τις παραμέτρους της ροής πλάσματος των ιόντων του ηλιακού ανέμου, για ιόντα από το υδρογόνο έως τα βαρέα ιόντα σιδήρου. Το πείραμα αυτό αποτελεί κλειδί για την μελέτη των χαρακτηριστικών του πλάσματος των CMEs σε σχέση με αυτά του ηλιακού ανέμου.

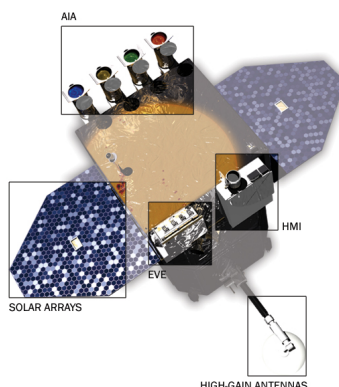
1.3 Το παρατηρητήριο SDO

1.3.1 Γενικά Στοιχεία

Το παρατηρητήριο SDO (Solar Dynamics Observatory) (Pesnell *et al.*, 2012; SDO) είναι ο πρώτος δορυφόρος της NASA στο πρόγραμμα Living with a Star (LWS), και φαίνεται στην εικόνα 1.5. Το πρόγραμμα του SDO έχει σχεδιαστεί να διαρκέσει πέντε χρόνια. Ο δορυφόρος αποτελεί μεγάλο τεχνολογικό επίτευγμα, καθώς σε αντίθεση με οποιονδήποτε προηγούμενο δορυφόρο, έχει τη δυνατότητα να συλλέγει τεράστιο όγκο δεδομένων. Για το λόγο αυτό, το παρατηρητήριο SDO έχει τεθεί σε γεοσύγχρονη τροχιά ώστε να αποστέλλει συνεχώς δεδομένα στην επίγεια βάση του, χωρίς να τα αποθηκεύει αρχικά στα συστήματά του. Η τεχνική αυτή εφαρμόζεται πρώτη φορά από τη NASA.

Μέσω του συστήματος ανάλυσης δεδομένων που αναπτύχθηκε από το STEREO, είναι δυνατόν οι παρατηρήσεις του SDO να χρησιμοποιηθούν σε συνδυασμό με τις παρατηρήσεις των STEREO-A/B για την τριγωνοποίηση των παρατηρήσεων και την εξαγωγή στερεοσκοπικών αποτελεσμάτων.

Οι επιστημονικοί στόχοι του SDO είναι η καταγραφή του ηλιακού φάσματος στο μακρινό υπεριώδες με υψηλούς ρυθμούς μετρήσεων, η μέτρηση των μεταβολών Doppler λόγω των ταλαντώσεων της φωτόσφαιρας, η λήψη υψηλής ανάλυσης μετρήσεων για το διαμήκες και διανυσματικό μαγνητικό πεδίο σε όλη την έκταση του ηλιακού δίσκου, η λήψη εικόνων της χρωμόσφαιρας και του χαμηλού στέμματος σε πολλές θερμοκρασίες με υψηλό ρυθμό μετρήσεων και η λήψη των ανωτέρω μετρήσεων κατά τη διάρκεια ενός σημαντικού τμήματος του ηλιακού κύκλου για την ανίχνευση των μεταβολών που σχετίζονται με τον ηλιακό κύκλο.



Σχήμα 1.5: Το παρατηρητήριο SDO (SDO).

1.3.2 Τα όργανα του SDO

Το SDO αποτελείται από ένα σύνολο οργάνων τα οποία εκτελούν συνεχώς διαφόρων ειδών παρατηρήσεις που αποσκοπούν στην κατανόηση της ηλιακής δραστηριότητας, που προκαλεί μεταβολές στο γήινο περιβάλλον. Τα όργανα που βρίσκονται πάνω στο δορυφορικό παρατηρητήριο SDO είναι τα παρακάτω:

AIA: Atmospheric Imaging Assembly

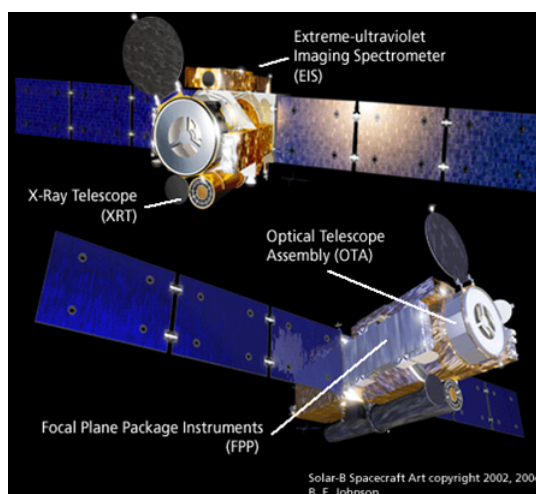
Το AIA (Lemen *et al.*, 2012; AIA), που αποτελείται από τέσσερα τηλεσκόπια, μελετάει ολόκληρο τον ηλιακό δίσκο σε πολλά διαφορετικά μήκη κύματος, και με μεγάλο ρυθμό λήψης εικόνων. Ο σκοπός του AIA είναι η μελέτη της εισροής, αποθήκευσης και απελευθέρωσης ενέργειας στα ηλιακά φαινόμενα, η μελέτη του φαινομένου της επανασύνδεσης και η μελέτη των στεμματικών ρευμάτων. Όλα τα παραπάνω είναι συνιστώσες του προβλήματος της θέρμανσης του στέμματος, που αποτελεί φυσικά επιστημονικό στόχο του AIA. Ακόμα, το AIA έχει σκοπό να μελετήσει της σεισμολογία του ήλιου καθώς και τη σύνδεση των παρατηρούμενων φαινομένων με το μεσοπλανητικό χώρο και την επίδρασή τους στη Γη.

Τα κύρια μήκη κύματος παρατήρησης του AIA είναι το συνεχές στα 4500Å και 1700Å (5,000 K) της φωτόσφαιρας, το He II 304Å (50,000 K) της χρωμόσφαιρας, το C IV 1600Å (0.5MK) της μεταβατικής ζώνης, τα Fe VIII 131Å (0.4MK) και Fe IX 171Å (0.6MK) του χαμηλού στέμματος, και τα Fe XII 193Å (1.6MK), Fe XIV 211Å (2MK), Fe XVI 335Å (2.4MK), Fe XVIII 94Å (6.3MK), που είναι στεμματικές γραμμές και σχετίζονται με εκλάμψεις και ενεργές περιοχές.

Η διακριτική ικανότητα του AIA φτάνει έως και τα 0.6'' /px, οι χρόνοι έκθεσης που μπορεί να εκτελέσει είναι από 0.5-3sec και ο ρυθμός λήψης εικόνων στις περισσότερες φασματικές γραμμές είναι 10-12sec. Το AIA καλύπτει μια περιοχή ακτίνας $1.5R_{\odot}$.

EVE: Extreme UltraViolet Variability Experiment

Το EVE (Woods *et al.*, 2012; EVE) είναι ένα όργανο που αποτελείται από τέσσερις επιμέρους συσκευές. Ο σκοπός του είναι η μέτρηση των μεταβολών της EUV και SXR ακτινοβολίας, στο φασματικό εύρος 10-1050Å και 1216Å, με συχνότητα λήψεως μετρήσεων της τάξης των δεκάτων του δευτερολέπτου. Πολλές από τις φασματικές γραμμές που μελετάει το EVE ταυτίζονται με τις φασματικές γραμμές του AIA, όπως οι Fe VIII 131Å, Fe XII 195Å, Fe XIV 211Å και He II 304Å. Συνεπώς το EVE είναι σε θέση να μελετήσει την δυναμική των στόχων του με πολύ μεγάλη ακρίβεια. Καθώς η EUV ακτινοβολία είναι κατά κύριο λόγο υπεύθυνη για τη θέρμανση της ανώτερης



Σχήμα 1.6: Το παρατηρητήριο Hinode (EIS).

γήινης ατμόσφαιρας, το EVE έχει ως σκοπό την μελέτη της των μεταβολών της ακτινοβολίας του ήλιου λόγω της ηλιακής δραστηριότητας και τη διερεύνηση της αλληλεπίδρασής τους με Γη.

HMI: Helioseismic and Magnetic Imager

Το HMI (Schou *et al.*, 2012; HMI) είναι ένα όργανο που καταγράφει χάρτες του μαγνητικού πεδίου και του πεδίου των ταχυτήτων της επιφάνειας του ήλιου.

Για την μέτρηση της ταχύτητας Doppler, το HMI μετράει τη μετατόπιση της γραμμής Fe I 6173Å που αντιστοιχεί στη φωτόσφαιρα. Αυτές οι μετρήσεις γίνονται με ρυθμό 45sec και με διακριτική ικανότητα 1'' /px. Έτσι, το HMI δημιουργεί συνεχώς ένα χάρτη των ταχυτήτων κατά μήκος της ευθείας παρατήρησης, που χρησιμοποιείται για την ηλιακή σεισμολογία.

Το HMI είναι σε θέση να λαμβάνει δύο μαγνητογράμματα ολόκληρου του ηλιακού δίσκου, μετρώντας το φαινόμενο Zeeman, και υπολογίζοντας τις παραμέτρους Stokes. Το πρώτο μαγνητόγραμμα είναι το διαμήκες, δηλαδή το μαγνητικό πεδίο στην ευθεία της παρατήρησης, και λαμβάνεται με ρυθμό 45sec και με διακριτική ικανότητα 0.5'' /px με ακρίβεια 10G. Το δεύτερο μαγνητόγραμμα είναι διανυσματικό και λαμβάνεται κάθε 12min, με ακρίβεια 18-220G, ανάλογα την παρατήρηση που εκτελείται.

1.4 Το παρατηρητήριο Hinode

1.4.1 Γενικά Στοιχεία

Το παρατηρητήριο Hinode (Kosugi *et al.*, 2007; Hinode), που πριν τεθεί σε τροχιά είχε την κωδική ονομασία Solar-B, είναι ένα παρατηρητήριο που αποτελείται από τρία τηλεσκόπια, το SOT, το EIS και το XRT. Το Hinode έχει κατασκευαστεί για τη μελέτη των μαγνητικών πεδίων ως προς τη δημιουργία τους, τη μεταφορά τους και τη διαμόρφωσή τους (SOT), τη φασματοσκοπική μελέτη των ενεργών περιοχών για τη μελέτη της δυναμικής τους, τη μελέτη της διάδοσης της ενέργειας από τη χρωμόσφαιρα στο στέμμα και τη μελέτη των μηχανισμών που προκαλούν τα εκρηκτικά φαινόμενα στο ήλιο (EIS, XRT). Το παρατηρητήριο Hinode φαίνεται στο σχήμα 1.6

1.4.2 Τα όργανα του Hinode

SOT: Solar Optical Telescope

Το SOT (Tsuneta *et al.*, 2008; SOT) είναι το μεγαλύτερο διαστημικό τηλεσκόπιο για την παρατήρηση του ήλιου. Ο σκοπός του είναι η λήψη εικόνων της φωτόσφαιρας στο ορατό, ο προσδιορισμός των παραμέτρων Stokes της πόλωσης και και τελικώς η μέτρηση του μαγνητικού πεδίου κατά μήκος της ευθείας παρατήρησης και η μέτρηση του διανυσματικού μαγνητικού πεδίου. Το SOT χρησιμοποιεί τρία φίλτρα, που το κάθε ένα έχει διαφορετικό πεδίο παρατήρησης, και έχουν διακριτική ικανότητα 0.05-0.16''/px. Ο ρυθμός λήψης των εικόνων ποικίλει, από δέκατα του δευτερολέπτου για οπτικές παρατηρήσεις έως μία ώρα για τη λήψη του πλήρους προφίλ Stokes. Η ευαισθησία στο διαμήκες μαγνητικό πεδίο είναι 1-5G και στο εγκάρσιο μαγνητικό πεδίο είναι 30-50G.

EIS: EUV Imaging Spectrometer

Το EIS (Culhane *et al.*, 2007; EIS) είναι ένα τηλεσκόπιο που εκτελεί φασματοσκοπικές μετρήσεις στις φασματικές περιοχές 170-210Å και 250-290Å, που αντιστοιχούν στο εύρος των θερμοκρασιών από 0.1MK της χρωμόσφαιρας έως 10MK του στέμματος. Σαν τηλεσκόπιο, περιέχει σχισμές 1'', 2'', 40'' και 266'', για να απομονώνει το φως από την περιοχή του ήλιου που παρατηρεί εκείνη τη στιγμή. Το πεδίο παρατήρησης του EIS είναι έως 590'' × 512'', με το οπτικό πεδίο να μεταβάλλεται ανάλογα τη σχισμή που χρησιμοποιείται. Η μετρήσεις που λαμβάνει το EIS γίνονται μέσω σαρώσεων. Η σχισμή λαμβάνει μετρήσεις διαδοχικά από τα δυτικά προς τα ανατολικά σε όλο το μήκος του οπτικού πεδίου, σαρώνοντας δηλαδή το οπτικό πεδίο ανά διαστήματα που ορίζει η σχισμή, με ρυθμό σάρωσης 1''/0.7sec. Η διακριτική ικανότητα είναι έως 1''/px, και ο ρυθμός λήψης σαρώσεων εξαρτάται από το είδος της παρατήρησης.

Ο σκοπός του EIS είναι η μελέτη του πεδίου των ταχυτήτων από τη φωτόσφαιρα έως το στέμμα, με στόχο τη μελέτη της διάδοσης της ενέργειας μέσα στην ηλιακή ατμόσφαιρα και τη μελέτη της δυναμικής των κέντρων δράσης. Ακόμα, το EIS είναι σε θέση να μελετήσει την εξέλιξη της δυναμικής των βρόχων, όπως επίσης και τη συμπεριφορά του πλάσματος σε εκλάμψεις και επανασυνδέσεις.

XRT: X-Ray Telescope

Το XRT (Golub *et al.*, 2007; XRT), είναι ένα τηλεσκόπιο που μετράει την ένταση της ακτινοβολίας στις φασματικές περιοχές των 2-200Å, που αντιστοιχούν σε εύρος θερμοκρασιών 1.2MK έως 12.6MK. Η διακριτική του ικανότητα είναι 1''/px και λαμβάνει εικόνες πεδίου έως και 2048'' × 2048''. Ο ρυθμός λήψης εικόνων είναι έως 2sec.

Μαζί με το EIS και το SOT, το XRT συμπληρώνει τη μελέτη της δυναμικής του ηλιακού πλάσματος σε υψηλότερες θερμοκρασίες.

1.5 Δομή της Εργασίας

Η παρούσα εργασία αποτελεί την διπλωματική εργασία για την απόκτηση του Μεταπτυχιακού Διπλώματος Ειδίκευσης στις Αστροφυσική, Αστρονομία και Μηχανική του Πανεπιστημίου Αθηνών. Η εργασία αυτή πραγματεύεται τη μελέτη μαγνητικών δομών στο ηλιακό στέμμα, και στα πλαίσια της μελέτης αυτής πραγματοποιήθηκε έρευνα πάνω στην εκκίνηση μιας Στεμματικής Εκτίναξης Μάζας και στην μελέτη της δυναμικής και της τριδιάστατης δομής των Στεμματικών Βρόχων.

Η εργασία χωρίζεται σε δύο μέρη. Το πρώτο μέρος ασχολείται με τους στεμματικούς βρόχους και αποτελείται από δύο κεφάλαια. Στο κεφάλαιο 2 γίνεται μια παρουσίαση των παρατηρήσεων

και των θεωρητικών μοντέλων των στεμματικών βρόχων. Στο κεφάλαιο 3 παρουσιάζονται τα αποτελέσματα του ερευνητικού τμήματος της εργασίας πάνω στη μελέτη των στεμματικών βρόχων. Η μελέτη αυτή πραγματεύεται την εφαρμογή του μοντέλου της τρισδιάστατης ανακατασκευής των βρόχων από παρατηρήσεις έντασης και ταχύτητα Doppler των [Alissandrakis et al. \(2008\)](#) σε παρατηρήσεις του Hinode/EIS του κέντρου δράσης NOAA 10926. Στο κεφάλαιο αυτό επίσης, έγινε προσπάθεια σύγκρισης των αποτελεσμάτων της μεθόδου για ένα άλλο κέντρο δράσης, του NOAA 11193, με τα αποτελέσματα της τριγωνοποίησης παρατηρήσεων μεταξύ του STEREO-A και του SDO. Στα παραρτήματα Α' και Β' δίνεται αναλυτικά η μέθοδος της ανακατασκευής των βρόχων και ο προγραμματισμός αυτής στη γλώσσα προγραμματισμού IDL.

Το δεύτερο μέρος της εργασίας ασχολείται με τις στεμματικές εκτινάξεις μάζας και αποτελείται και αυτό από δύο κεφάλαια. Στο κεφάλαιο 4 γίνεται αναφορά στις ιδιότητες των CMEs όπως προκύπτουν από τις παρατηρήσεις του SoHO/LASCO για έναν ολόκληρο ηλιακό κύκλο, καθώς επίσης γίνεται αναφορά στους διάφορους μηχανισμούς με τους οποίους μπορεί μια δομή υποψήφια για CME να πυροδοτηθεί και να εξελιχθεί σε CME. Τέλος, στο κεφάλαιο 5, παρουσιάζονται τα αποτελέσματα της μελέτης της εκκίνησης της CME του κέντρου δράσης NOAA 10980. Στην μελέτη αυτή, έγινε προσπάθεια ανίχνευσης των φαινομένων που σχετίζονται με τους μηχανισμούς εκκίνησης μιας CME, και σύγκρισή τους με το στάνταρ μοντέλο των CMEs.

Στο τέλος της εργασίας, στο παράρτημα Γ' βρίσκονται οι δημοσιεύσεις που προκύψαν από τις ανωτέρω μελέτες.

Μέρος Ι

Στεμματικοί Βρόχοι

Κεφάλαιο 2

Στεμματικοί Βρόχοι

2.1 Εισαγωγικά

Στο κεφάλαιο αυτό, θα γίνει αρχικά μια περιγραφή των παρατηρησιακών δεδομένων που υπάρχουν ως τώρα για τους Στεμματικούς Βρόχους, ως προς τη μορφολογία τους, τη θερμική δομή τους, τις χρονικές μεταβολές που υφίστανται και για τις ροές που εμφανίζονται κατά μήκος τους. Στη συνέχεια, θα γίνει μια παρουσίαση των των διάφορων θεωρητικών μοντέλων των στεμματικών βρόχων, και θα παρουσιαστούν οι συγκρίσεις αυτών με τα παρατηρούμενα μεγέθη. Τέλος, αναφέρονται οι υποψήφιοι μηχανισμοί για τη θέρμανση του πλάσματος των στεμματικών βρόχων.

2.2 Γενικά Χαρακτηριστικά

Οι στεμματικοί βρόχοι είναι τοξοειδής δομές που κυριαρχούν στις εικόνες του στέμματος. Οι βρόχοι, που θυμίζουν και αψίδες (σχήμα 2.1α), είναι ορατοί σε διάφορες περιοχές του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος από τα ραδιοφωνικά μήκη κύματος (Aschwanden 2005, p. 643, σχ. 2.2), το ορατό, το υπεριώδες¹ έως τις ακτίνες X². Το σχήμα τους οφείλεται στο μαγνητικό πεδίο του στέμματος. Τα φορτισμένα σωματίδια του στεμματικού πλάσματος, είναι παγιδευμένα να κινούνται κατά μήκος του μαγνητικού πεδίου και όταν εκπέμπουν ακτινοβολία εμφανίζουν τις μαγνητικές δυναμικές γραμμές στην μορφή των βρόχων. Οι διαστάσεις των στεμματικών βρόχων ποικίλουν, και καλύπτουν 4 τάξεις μεγέθους. Με βάση το μέγεθός τους, και συγκεκριμένα το μήκος του στεμματικού βρόχου, γίνεται και η πρώτη κατηγοριοποίηση των βρόχων (Vaiana et al., 1973). Η κατηγοριοποίηση αυτή χωρίζει τους στεμματικούς βρόχους που παρατηρήθηκαν κυρίως στις ακτίνες X σε λαμπρά σημεία (brighth points), βρόχους ενεργών περιοχών (active region loops) και μεγάλης κλίμακας δομές (large scale structures). Μερικά μορφολογικά χαρακτηριστικά αυτών των κατηγοριών φαίνονται στον πίνακα 2.1.

Με τη βελτίωση των παρατηρήσεων στις φασματικές περιοχές του υπεριώδους (UV), πρόσφατα, δημιουργήθηκε και μια ακόμα κατηγοριοποίηση των βρόχων σε τρεις κατηγορίες, βασισμένη στην περιοχή των θερμοκρασιών στις οποίες βρίσκονται. Η πρώτη κατηγορία είναι οι ψυχροί βρόχοι (cold loops), που παρατηρούνται στις γραμμές του υπεριώδους (UV) και έχουν θερμοκρασίες 10^5 έως 10^6 K. Αυτοί αναφέρονται πρώτη φορά από τον Foukal (1976) και μελετήθηκαν περισσότερο με τις παρατηρήσεις των οργάνων του δορυφόρου SoHO. Η δεύτερη κατηγορία είναι οι θερμοί βρόχοι (warm loops) παρατηρούνται στο ακραίο υπεριώδες (EUV), και έχουν θερμοκρασίες $1-1.5 \cdot 10^6$ K (Lenz et al., 1999). Η τρίτη κατηγορία είναι οι υπέρθερμοι βρόχοι (hot loops) και είναι οι βρόχοι

¹ Η υπεριώδης ακτινοβολία (UV) ορίζεται στο εύρος των 100-4500Å, από το τέλος του οπτικού τμήματος του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος έως την αρχή των ακτίνων X. Το μακρινό υπεριώδες ορίζεται (EUV) ορίζεται στην περιοχή 100-1210Å.

² Οι ακτίνες X ορίζονται ως το τμήμα του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος από 0.1-100Å, και χωρίζονται σε δύο ομάδες. Τις μαλακές ακτίνες X (SXR) που κυμαίνονται από 1-100Å, και τις σκληρές ακτίνες X 0.1-1Å.

Είδος	Μήκος [10^9 cm]	Θερμοκρασία [MK]	Πυκνότητα [10^9 cm $^{-3}$]	Πίεση [dyne cm 2]
Bright points	0.1-1	2	5	3
Active Region	1-10	3	1-10	1-10
Giant Arches	10-100	1-2	0.1-1	0.1

Πίνακας 2.1: Τυπικά μορφολογικά χαρακτηριστικά βρόχων στις ακτίνες X (Reale, 2010)

Είδος	Θερμοκρασία [MK]
Ψυχροί	0.1-1
Θερμοί	1-1.5
Υπέρθερμοι	≥ 2

Πίνακας 2.2: Κατηγορίες στεμματικών βρόχων με βάση τη θερμοκρασία (Reale, 2010)

που παρατηρούνται στις ακτίνες X αλλά και σε φασματικές γραμμές του UV που εκπέμπονται από ιόντα όπως π.χ. το Fe XVI, που σχηματίζεται σε θερμοκρασίες πλάσματος μεγαλύτερες από 2 MK. Τα παραπάνω συνοψίζονται στον πίνακα 2.2.

Η κατηγοριοποίηση με βάση τις θερμοκρασίες σε συνδυασμό με μετρήσεις της πυκνότητας, υποδηλώνει τον φυσικό μηχανισμό που δημιουργεί τους βρόχους. Παραδείγματος, χάριν, η θερμοκρασία κατά μήκος των θερμών βρόχων κατανέμεται ομοιόμορφα, και η πυκνότητα τους είναι υψηλότερη από αυτά που προβλέπουν οι συνθήκες ισορροπίας, ενώ στην περίπτωση των υπέρθερμων βρόχων, ισχύουν συνήθως τα αντίθετα. Το κατά πόσον αυτό σημαίνει ότι οι θερμοί και οι υπέρθερμοι βρόχοι δημιουργούνται από διαφορετικές διαδικασίες ή αποτελούν μετάβαση από το ένα στάδιο στο άλλο είναι ένα ζήτημα στενά συνδεδεμένο με το μηχανισμό θέρμανσης των βρόχων, και κατά συνέπεια με το πρόβλημα της θέρμανσης του στέμματος.

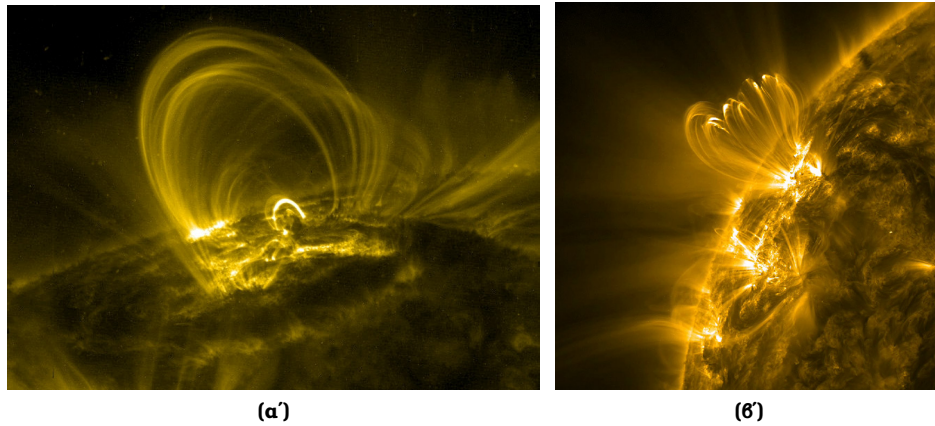
Η μελέτη των ιδιοτήτων των βρόχων χρειάζεται απαραίτητα την στατιστική ανάλυση μεγάλων ομάδων δεδομένων. Παρόλο τις προσπάθειες που έχουν γίνει (Porter and Klimchuk, 1995; Aschwanden et al., 2000) με δεδομένα των Yohkoh και TRACE, τα αποτελέσματα δεν μπορούν να γενικευτούν. Το κυριότερο πρόβλημα στη μελέτη των στεμματικών βρόχων είναι η αδυναμία ορισμού ενός καθολικού κριτηρίου για την ταυτοποίηση βρόχων, καθώς σε ένα βαθμό το τι είναι βρόχος, αποτελεί ανοιχτό ερώτημα. Επί το πλείστον, στα κέντρα δράσεις, όπου είναι οι περιοχές που εμφανίζονται και οι περισσότεροι βρόχοι, οι δομές αυτές είναι πολύ κοντά και αλληλοκαλύπτονται κατά μήκος της ευθείας παρατήρησης. Αυτό δημιουργεί δυσκολίες τόσο στην ανίχνευση και το διαχωρισμό των βρόχων, όσο και στην εκτίμηση του υποβάθρου της ακτινοβολίας, μιας και το πλάσμα είναι οπτικά λεπτό, κάνοντας έτσι τη συστηματική ανίχνευση βρόχων δύσκολο εγχείρημα.

2.3 Μορφολογία

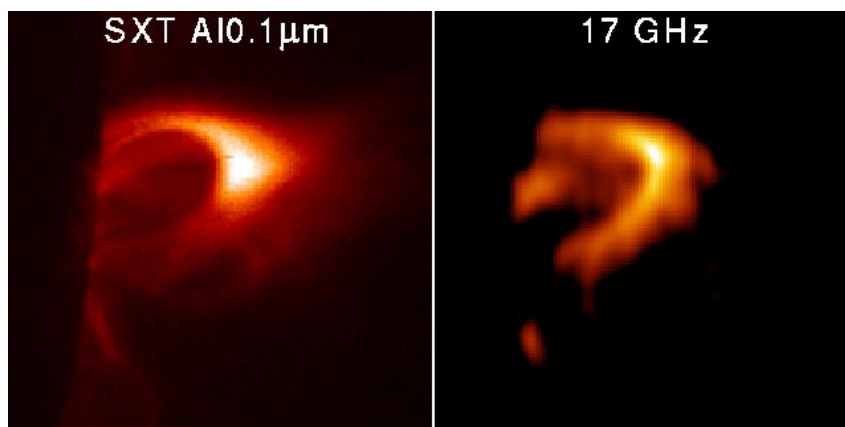
2.3.1 Γεωμετρικά

Όπως αναφέρθηκε προηγουμένως, οι στεμματικοί βρόχοι είναι μαγνητικές δομές που ακτινοβολούν λόγω του πλάσματος που βρίσκεται παγιδευμένο μέσα στην περιοχή αυτή. Λόγω της χαμηλής πυκνότητας πλάσματος στο στέμμα, η παράμετρος β^3 του πλάσματος είναι αρκετά μικρότερη της μονάδας, και συνεπώς το μαγνητικό πεδίο έχει κυρίαρχο ρόλο στη διαμόρφωση της γεωμετρίας των βρόχων. Η δυσκολία προσδιορισμού του μαγνητικού πεδίου του στέμματος, ως εκ τούτου, δυσχεραίνει την μελέτη των γεωμετρικών ιδιοτήτων των βρόχων, καθώς και της δομής

³Η παράμετρος β του πλάσματος ορίζεται ως ο λόγος της πίεσης του αερίου προς την πίεση του μαγνητικού πεδίου.



Σχήμα 2.1: Εικόνες (α),(β):Στεμματικοί θρόχοι στο EUV όπως φαίνονται από το παρατηρητήριο SDO. Είναι εμφανή η πληθώρα των θρόχων που γεμίζουν την περιοχή, και το τοξοειδές σχήμα τους (SDO).



Σχήμα 2.2: Στεμματικοί θρόχος στις ακτίνες X (αριστερή εικόνα) με το τηλεσκόπιο Yohkoh, και στα ραδιοφω-
νικά κύματα (δεξιά εικόνα) με χρήση του ραδιοτηλεσκοπίου Nobeyama (Aschwanden, 2005).

αυτών. Η ακριβής γνώση της γεωμετρίας των βρόχων είναι ιδιαίτερης σημασίας, διότι θέτει περιορισμούς στην τοπολογία του μαγνητικού πεδίου, και συνεπώς επιτρέπει την καλύτερη παρέκταση (extrapolation) μαγνητικών πεδίων από μαγνητογράμματα και την ορθότερη μοντελοποίηση του στέμματος.

Οι αρχικές υποθέσεις που γίνονται για τη δομή των στεμματικών βρόχων είναι το ημικυκλικό σχήμα, το οποίο αλλοιώνεται αναλόγως τον προσανατολισμό της δομής ως προς την ευθεία παρατήρησης και αποτελεί ένα μέτρο προσδιορισμού του μήκους του βρόχου, και η θεώρηση ότι οι στεμματικοί βρόχοι βρίσκονται πάνω σε ένα επίπεδο. Για τον προσδιορισμό της πραγματικής δομής των βρόχων, έγιναν μελέτες που αξιοποιούν στερεοσκοπικές μεθόδους. Παρατηρώντας μια μεγάλη στεμματική δομή με διαφορά ορισμένων ωρών, είναι δυνατών να προσδιοριστεί η τρισδιάστατη δομή τους. Οι [Berton and Sakurai \(1985\)](#) με παρατηρήσεις του δορυφόρου Skylab, και οι [Reale et al. \(2000a,b\)](#) με παρατηρήσεις του TRACE σε συνδυασμό με χρονοεξαρτημένα υδροδυναμικά μοντέλα, παρατήρησαν αποκλίσεις από την ημικυκλικότητα, και τη συμμετρία των βρόχων, καθώς επίσης και ασυμφωνία ανάμεσα στο μήκος της προβολής του βρόχου στο επίπεδο της εικόνας και στο μήκος που προκύπτει αν θεωρήσουμε έναν ημικυκλικό βρόχο με διάμετρο την απόσταση των ποδιών του βρόχου (footpoints). Με τη χρήση του STEREO, που προσφέρει ταυτόχρονες παρατηρήσεις από δύο διαφορετικές οπτικές γωνίες, οι [Feng et al. \(2007\)](#) βρήκαν απόκλιση από την υπόθεση ότι οι βρόχοι βρίσκονται πάνω σε ένα επίπεδο. Επίσης υπολόγισαν μεγαλύτερη καμπυλότητα στους βρόχους από τα ανάλογα μαγνητογραφήματα του SoHO/MDI, που πιθανώς να οφείλεται στην θεώρηση της linear force-free⁴ προέκτασης που χρησιμοποίησαν. Οι [Aschwanden et al. \(2008\)](#) μελέτησαν 30 στεμματικούς βρόχους, και βρήκαν απόκλιση 30% από την κυκλικότητα, και μικρότερη απόκλιση από την θεώρηση του ενός επιπέδου.

Μια άλλη γεωμετρική ιδιότητα των βρόχων είναι η διατομή τους, η οποία παρατηρείται να είναι σχεδόν σταθερή σε όλο το μήκος τους στο στέμμα, αλλά μεταβάλλεται στην μεταβατική ζώνη ([Gabriel, 1976](#)), ενώ έχει σχεδόν κυκλικό σχήμα ([Klimchuk et al., 1992](#)). Οι παρατηρήσεις του Yohkoh/SXT έδειξαν στις ακτίνες X ότι οι βρόχοι εμφανίζονται 30% φαρδύτεροι στην κορυφή τους από ότι στα πόδια τους, που στην περίπτωση ενός διπολικού μοντέλου θα έπρεπε να αυξάνει κατά τάξεις μεγέθους. Μια ερμηνεία που δίνεται είναι η ύπαρξη ισχυρών ρευμάτων, που προκύπτει λόγω της στρέψης του πεδίου, είτε το πεδίο του βρόχου είναι ένας μόνος είτε μια συστάδα συνεστραμμένων σκελών βρόχου (strands).

Η μοντελοποίηση των μαγνητικών πεδίων από τη φωτόσφαιρα προς το στέμμα χρησιμοποιώντας linear force-free παρεκτάσεις προβλέπει σημαντική διαστολή της διατομής των βρόχων, και ασυμμετρίες στις δομές, καθώς μια δυναμική γραμμή από ένα σημείο του κέντρου δράσεις μπορεί να κλείσει σε πολλούς πόλους. Οι [López Fuentes et al. \(2006\)](#) θεωρούν ότι οι κινήσεις μεταφοράς στη φωτόσφαιρα επηρεάζουν το μαγνητικό πεδίο, και συνεπώς δεν μπορεί να μοντελοποιηθεί με αυτό τον τρόπο. Αντίθετα, οι [Schrijver \(2007\)](#) προβλέπουν ότι οι πεπλεγμένες δυναμικές γραμμές λόγω της κοκκίασης αντισταθμίζονται στατιστικά από συχνές στεμματικές επανασυνδέσεις, και έτσι εξηγείται γιατί δεν παρατηρούνται πεπλεγμένοι στεμματικοί βρόχοι.

2.3.2 Δομή

Ένα ανοιχτό ζήτημα είναι το κατά πόσον, και σε ποιο βαθμό οι στεμματικοί βρόχοι αποτελούνται από μικρότερες δομές, δηλαδή, αποτελούνται από μια συστάδα λεπτών βρόχων που είναι μικρότερη από τη διακριτική ικανότητα των οργάνων ([Gomez et al., 1993](#)). Με τα νεότερα παρατηρητήρια (TRACE, SDO) αυτό αποτελεί πλέον αδιαμφισβήτητο γεγονός (σχ. 2.1) Οι μελέτες που έγιναν ([Nagata et al., 2003](#); [Schmieder et al., 2004](#)), άνοιξαν ερωτήματα κατά πόσον οι θερμοί και οι ζεστοί βρόχοι συσχετίζονται, καθώς δεν βρίσκονται κατ' ανάγκη στην ίδια χωρική περιοχή, ούτε ψύχονται για να εμφανιστούν από τις ακτίνες X (Yohkoh/SXT) στο EUV (SoHO/EIT), θεωρώντας έτσι ότι οι βρόχοι δεν είναι ισόθερμοι στην εγκάρσια κατεύθυνση. Αντίθετα, έγιναν μετρήσεις ([Winebarger and Warren, 2005](#)) όπου σε άλλες περιπτώσεις φαίνεται ο ζεστός βρόχος να

⁴Linear force-free πεδίο είναι το πεδίο όπου το ρεύμα είναι παράλληλο στο μαγνητικό πεδίο, $\vec{J} = \alpha \vec{B}$, με α μια σταθερά.

μετεξελιίσεται σε θερμό, υπονοώντας ισόθερμη δομή. Οι [Aschwanden and Nightingale \(2005\)](#) ανέλυσαν συστηματικά εικόνες του TRACE, και έδειξαν ότι ένα 10% των παρατηρούμενων βρόχων είχαν ομοιόμορφη θερμική κατανομή, και θεώρησαν ότι αυτοί οι βρόχοι αποτελούν θεμελιώδες δομές, με μέσο εύρος τα 2000km. Παρά ταύτα, άλλες παρατηρήσεις και μοντέλα εικάζουν την ύπαρξη θεμελιωδών βρόχων μεγέθους 10-100km ([Beveridge et al., 2003](#); [Cargill and Klimchuk, 2004](#)).

Από τη μελέτη των μαγνητικών πεδίων στη φωτόσφαιρα, με βάση κάποια μοντέλα ([Katsukawa and Tsuneta, 2005](#)), προκύπτει για την εσωτερική δομή των βρόχων μικρότερη παράμετρο πλήρωσης⁵ (filling factor) των υπέρθερμων βρόχων (0.05-0.3) συγκριτικά με τους θερμούς βρόχους (0.2-0.6).

2.4 Θερμική Δομή Βρόχων

Η θερμική δομή των στεμματικών βρόχων είναι ιδιαίτερης σημασίας, καθώς σχετίζεται άμεσα με το πρόβλημα της θέρμανσης του πλάσματος στους βρόχους, και συνεπώς με το πρόβλημα της θέρμανσης του στέμματος. Έχει ήδη αναφερθεί προηγουμένως στην παράγραφο 2.2 η κατηγοριοποίηση των βρόχων με τη θερμοκρασία τους σε τρεις ομάδες, στις οποίες πιθανώς να δρουν διαφορετικοί φυσικοί μηχανισμοί θέρμανσης του πλάσματος. Είναι σημαντικό συνεπώς η μέτρηση της θερμοκρασίας του πλάσματος να γίνεται με ακρίβεια.

2.4.1 Μέθοδοι Προσδιορισμού Θερμοκρασίας

Το Υπόβαθρο της Ακτινοβολίας

Το πλάσμα των στεμματικών βρόχων είναι οπτικά λεπτό, και συνεπώς οι παρατηρήσεις της ακτινοβολίας δεν μετρούν την ένταση ή το φάσμα μιας συγκεκριμένης δομής, αλλά το ολοκληρωμένο άθροισμα της ακτινοβολίας ή του φάσματος όλων των δομών που βρίσκονται στην ευθεία της παρατήρησης. Συνεπώς, δεν είναι διόλου προφανές το κατά πόσον μια μέτρηση αντιστοιχεί στο προς μελέτη πλάσμα.

Ένα πολύ σημαντικό πρόβλημα στη μέτρηση της θερμοκρασίας, που επιδρά σε όλες τις μεθόδους προσδιορισμού της, είναι η ύπαρξη του υποβάθρου ακτινοβολίας, το οποίο αποτελείται από δύο συνιστώσες. Πρώτο και συνεχώς υπαρκτό υπόβαθρο, είναι το διάχυτο ομοιόμορφο υπόβαθρο ακτινοβολίας που υπάρχει από τις υποκείμενες περιοχές της ηλιακής ατμόσφαιρας. Αυτό το υπόβαθρο προκαλεί συστηματικές αποκλίσεις στις μετρήσεις της έντασης της ακτινοβολίας. Το δεύτερο υπόβαθρο, είναι η ύπαρξη άλλων βρόχων στην ευθεία της παρατήρησης. Σε ένα κέντρο δράσης, όπου συνήθως απαντώνται οι στεμματικοί βρόχοι, αυτό το υπόβαθρο είναι συνεχώς παρόν και πολύ έντονο. Εκτός αυτού, τα ευρέως φάσματος φίλτρα (broadband) επιπλέον μπορούν να αθροίζουν συνεισφορές από διαφορετικούς βρόχους διαφορετικών γραμμών, κάνοντας την αναγνώριση ενός μόνο βρόχου πολύ δύσκολη. Ακόμα και στην περίπτωση όμως που παρατηρούνται βρόχοι στο χείλος του ήλιου, όπου υπάρχει η συνεισφορά του πρώτου μόνο υποβάθρου, είναι τόσο περίπλοκο το ζήτημα, που στην περίπτωση μιας περιοχής που παρατηρήθηκε από το Yohkoh/SXT, τρεις ομάδες καταλήξαν σε τρία διαφορετικά αποτελέσματα, ανάλογα με τον τρόπο που αφαίρεσαν το υπόβαθρο ([Priest et al., 2000](#); [Aschwanden, 2001](#); [Reale, 2002](#)).

Η αφαίρεση του υποβάθρου έχει δοκιμαστεί με πολλές διαφορετικές μεθόδους, όπως την αφαίρεση μιας σταθερής τιμής, την αφαίρεση της έντασης των γειτονικών πίκσελ ή περιοχών, την αφαίρεση της παρεμβολής (interpolation) των εντάσεων των γειτονικών περιοχών, έως τη αφαίρεση ολόκληρης της περιοχής πριν ή μετά την εμφάνιση του βρόχου. ([Testa et al., 2002](#); [Del Zanna and](#)

⁵Η παράμετρος πλήρωσης (filling factor) είναι ο λόγος του όγκου του πλάσματος προς τον ολικό όγκο της δομής. Μπορεί να είναι μικρότερος της μονάδας στις περιπτώσεις όπου δεν κινείται πλάσμα σε όλες τις δυναμικές γραμμές που απαρτίζουν τη δομή.

Mason, 2003; Schmelz *et al.*, 2003; Aschwanden and Nightingale, 2005; Reale and Ciaravella, 2006; Aschwanden *et al.*, 2008; Terzo and Reale, 2010).

Μέθοδοι Υπολογισμού Θερμοκρασίας

Καθώς στο ηλιακό στέμμα το πλάσμα είναι οπτικά διαφανές, και ο παρατηρητής δέχεται ακτινοβολία αθροιστικά από τη στήλη του πλάσματος στην ευθεία παρατήρησης, χρησιμοποιούνται διάφορες τεχνικές για να προσδιοριστούν οι συνεισφορές της κάθε συνιστώσας του πλάσματος ξεχωριστά.

Λόγοι Έντασης σε Διαφορετικά Φίλτρα Μια συνήθης μέθοδος μέτρησης της θερμοκρασίας προέρχεται από την μέτρηση της έντασης της ακτινοβολίας σε διαφορετικά φίλτρα. Οι λόγοι των εντάσεων, περιέχουν πληροφορίες για τη θερμοκρασία και τη μέτρηση εκπομπής (emission measure) της περιοχής (Vaiana *et al.*, 1973). Στην περίπτωση ενός οπτικά λεπτού και ισόθερμου πλάσματος, η ένταση της ακτινοβολίας σε κάποιο φίλτρο που θεωρούμε, για λόγους απλότητας, πως προέρχεται από μία μόνο φασματική γραμμή εκπομπής ij είναι:

$$I_{ij} = EM G_{ij}(T) \quad (2.1)$$

όπου ij είναι οι δείκτες των ατομικών ενεργειακών σταθμών που προσδιορίζουν την εκπομπή της γραμμής, T είναι η θερμοκρασία, EM η μέτρηση εκπομπής (emission measure), που δίνεται από τον τύπο:

$$EM = \int_V n^2 dV \quad (2.2)$$

με n την ηλεκτρονική αριθμητική πυκνότητα και V τον όγκο του πλάσματος. Το G_{ij} ονομάζεται συνάρτηση συνεισφοράς της φασματικής γραμμής (contribution function) και ορίζεται ως:

$$G_{ij} = \frac{h\nu_{ij} A_{ji} N_j(X^{+m}) N(X^{+m}) N(X)}{4\pi N_e N(X^{+m}) N(X) N(H)} \quad (2.3)$$

όπου h η σταθερά του Planck, ν_{ij} η συχνότητα εκπομπής της μετάβασης από τη στάθμη $j \rightarrow i$, A_{ji} ο συντελεστής Einstein της αυθόρμητης εκπομπής, N_e η πυκνότητα των ηλεκτρονίων, $N_j(X^{+m})$ η συνολική πυκνότητα των ιόντων X^{+m} με ηλεκτρονικό σθένος m στη στάθμη j , $N(X^{+m})$ η πυκνότητα των ιόντων X^{+m} , $N(X)$ η πυκνότητα του στοιχείου X , και $N(H)$ η πυκνότητα του υδρογόνου. Είναι πιο εύχρηστο στην παραπάνω σχέση να υπολογίζονται οι ποσότητες ως $\frac{N_j(X^{+m})}{N(X^{+m})}$ ο βαθμός διέγερσης του ιόντος X^{+m} , $\frac{N(X^{+m})}{N(X)}$ ο βαθμός ιονισμού του στοιχείου X και $\frac{N(X)}{N(H)}$ η αφθονία του στοιχείου. Ο λόγος των εντάσεων $R_{kl,ij}$ σε δύο διαφορετικά φίλτρα είναι ανεξάρτητος από την πυκνότητα και είναι συνάρτηση μόνο της θερμοκρασίας:

$$R_{kl,ij} = \frac{I_{kl}}{I_{ij}} = \frac{G_{kl}}{G_{ij}} \quad (2.4)$$

Από την αντιστροφή αυτής της σχέσης προκύπτει μια θερμοκρασία σε κάθε σημείο παρατήρησης.

Η μέθοδος αυτή ενέχει ορισμένους περιορισμούς. Αρχικά, δεν είναι γνωστό αν στην ευθεία της παρατήρησης η στήλη του πλάσματος είναι ισόθερμη, που είναι η αρχική υπόθεση. Αν δεν είναι ισόθερμο το πλάσμα, τότε το αποτέλεσμα της θερμοκρασίας είναι ένας σταθμισμένος μέσος όρος συναρτήσεων της απόκρισης του εκάστοτε οργάνου στις θερμοκρασίες, και συνεπώς είναι απολύτως απαραίτητη η γνώση της απόκρισης με μεγάλη ακρίβεια. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα τη σημαντική διαφορά χρήσης φίλτρων ευρέως και στενού φάσματος (broadband, narrowband), τα οποία έχουν μεγάλες διαφορές ως προς την εξάρτησή τους από τα ατομικά μοντέλα για τις αφθονίες των στοιχείων και ως προς τη μη-γραμμικότητα των συναρτήσεων της απόκρισης (Patsourakos and Klimchuk, 2007; Reale *et al.*, 2009).

Εκτός αυτού, η ύπαρξη του υποβάθρου, όπως αναφέρθηκε προηγουμένως, δυσχεραίνει ακόμα περισσότερο το πρόβλημα.

Differential Emission Measure Η διαφορά αυτής της μεθόδου από την προηγούμενη είναι ότι πλέον δεν απαιτείται το πλάσμα να είναι ισόθερμο. Δηλαδή, η ένταση της ακτινοβολίας ορίζεται ως:

$$I_j = \int_T DEM(T) G_j(T) dT \quad (2.5)$$

όπου το $DEM(T)$ δίνει το ποσοστό του πλάσματος σε θερμοκρασίες T και $T+dT$ που ακτινοβολεί emission measure $dEM(T)$, και δίνεται από τον τύπο:

$$DEM(T) = n^2 \frac{dV}{dT} \quad (2.6)$$

Από τις μεθόδους προσδιορισμού του DEM (Brosius *et al.*, 1996; Kashyap and Drake, 1998) προκύπτουν λεπτομερείς κατανομές emission measure. Σαν μαθηματικά προβλήματα είναι όμως κακώς ορισμένα, και δεν έχουν μοναδική λύση. Συνεπώς τα αποτελέσματά τους υποκινούνται σε συστηματικά και απροσδιόριστα σφάλματα. Η βελτίωση των προσομοιώσεων δίνει λύσεις στα προβλήματα των μεθόδων αυτών, άλλα είναι μη τετριμένα υπολογιστικά και προγραμματιστικά προβλήματα.

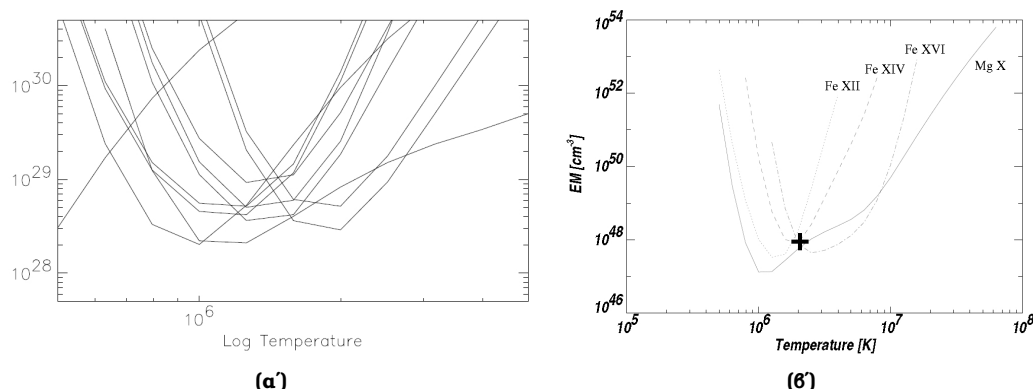
Φασματοσκοπία σε θερμοκρασιακά ευαίσθητες γραμμές Η μέθοδος αυτή παρέχει πιο ακριβή αποτελέσματα με μικρότερη χωρική και χρονική διακριτική ικανότητα. Το πρόβλημα της αφαίρεσης του υποβάθρου στην περίπτωση της φασματοσκοπίας αποκτά και ορισμένες ακόμα ιδιαιτερότητες λόγω της μικρότερης διακριτικής ικανότητας, που έχει ως αποτέλεσμα την ολοκλήρωση τόσο χωρικά όσο και χρονικά πολλών θερμικών συνιστωσών. Ένας επιπλέον παράγοντας σφαλμάτων σε αυτή τη μέθοδο είναι η ύπαρξη προσμιξεων (blending) ορισμένων πυκνών γραμμών στο UV και EUV. Το ποσοστό των προσμιξεων δεν είναι εύκολο να υπολογιστεί, και συνεπώς είναι δύσκολο να εκτιμηθεί η συνεισφορά ορισμένων χαμηλής έντασης γραμμών. Ως αποτέλεσμα, μετρήσεις όπως μετατοπίσεις Doppler και πλάτυση φασματικών γραμμών χρίζουν ιδιαίτερης προσοχής αναλόγων τη φασματική γραμμή.

Emission Measure Loci Η μέθοδος αυτή μετρά σε ένα σημείο του χώρου πληροφορίες από πολλές φασματικές γραμμές για να ανακατασκευάσει τη θερμική δομή στην ευθεία της παρατήρησης (Jordan *et al.*, 1987). Η μέθοδος αυτή συνεπώς μπορεί να διακρίνει αν ένα πλάσμα είναι ισόθερμο ή όχι στην ευθεία της παρατήρησης (σχ. 2.3). Τα σφάλματα που υπεισέρχονται είναι τα φασματοσκοπικά και του υποβάθρου.

2.4.2 Θερμική Δομή

Υπέρθερμοι Βρόχοι

Οι Porter and Klimchuk (1995) ανέλυσαν παρατηρήσεις από το Yohkoh/SXT σε μια συλλογή ήρεμων βρόχων ενεργών περιοχών, με μήκη από 10^9 - 10^{10} cm, και θερμοκρασίες 2-30MK με μέσο όρο 6MK, και υπολόγισαν πιέσεις 0.1-20 dyne cm^2 . Τα αποτελέσματά τους έδειξαν ότι οι θερμοκρασία και το μήκος των βρόχων δεν συσχετίζονται, και ότι η πίεση είναι αντιστρόφως ανάλογη με το μήκος των βρόχων, αν και με μεγάλη διασπορά. Τα αποτελέσματα αυτά αναμενόταν από τα θερμικά μοντέλα θερμικά ομογενών βρόχων (§2.5.2) που προβλέπουν νόμους κλίμακας (scaling laws) για τα μεγέθη αυτά. Σε μια άλλη ανάλυση συλλογής βρόχων από τους Kano and Tsuneta (1995) προέκυψε συσχέτιση μεταξύ μήκους και θερμοκρασίας, ενώ βρέθηκαν αποκλίσεις από τους νόμους κλίμακας. Συνεπώς δεν μπορεί να αποκλειστεί ότι η συσχέτιση των μεγεθών δεν εξαρτάται από τη συλλογή των βρόχων.



Σχήμα 2.3: Μετρήσεις του emission measure loci για δύο διαφορετικά συστήματα. Στο πρώτο σχήμα το σύστημα δεν είναι ισόθερμο (*Schmelz et al., 2005*), και ο κάθετος άξονας είναι $EM(cm^{-3})$. Στο δεύτερο σχήμα, το σύστημα είναι σχεδόν ισόθερμικό (*Di Giorgio et al., 2003b*).

Από μετρήσεις του Hinode/EIS οι *Patsourakos and Klimchuk (2009)* κατασκεύασαν τις κατανομές του emission measure στις θερμοκρασίες 1-5MK, και βρήκαν ότι οι κατανομές είναι σχεδόν επίπεδες έως τα 3MK, ενώ πέφτουν απότομα στις υψηλότερες θερμοκρασίες. Δηλαδή, οι βρόχοι που ήταν ορατοί ήταν κατά κύριο λόγο θερμοκρασιών έως τα 3MK, καθώς από τις θερμοκρασίες εκείνες και μετά, η ακτινοβολία τους μειωνόταν.

Αναλύοντας παρατηρήσεις των γραμμών του Fe, οι *Young et al. (2009)* βρίσκουν ηλεκτρονικές πυκνότητες της $10^{8.5}-10^{11.0} N_e cm^{-3}$, ενώ οι *Watanabe et al. (2009)* σε μετρήσεις του Fe XIII βρήκαν τιμές $10^{8.5}-10^{9.5} N_e cm^{-3}$. Το ποσοστό πλήρωσης των βρόχων, όπως υπολογίστηκε από τους *Dere (2008, 2009)* βρέθηκε από 0.003-0.3 με μέση τιμή το 0.04.

Από παρατηρήσεις του Hinode/XRT, οι *Reale et al. (2007)* κατασκεύασαν χάρτες θερμοκρασίας μέσω των λόγων των εντάσεων πολλών φίλτρων, και βρήκαν λεπτή δομή στα όρια της διακριτικής ικανότητας του οργάνου, μέσω των ενδείξεων για μη ισόθερμες συνιστώσες. Μετρήσεις πλάσματος σε ενεργές περιοχές χωρίς flares, έδειξαν να υποστηρίζουν τόσο την υπόθεση ότι οι ενεργές περιοχές θερμαίνονται απότομα (*Reale et al., 2009; McTiernan, 2009*), όσο και την υπόθεση της σταδιακής θέρμανσης (*Warren et al., 2010*) (για θέρμανση, βλ. §2.5.5).

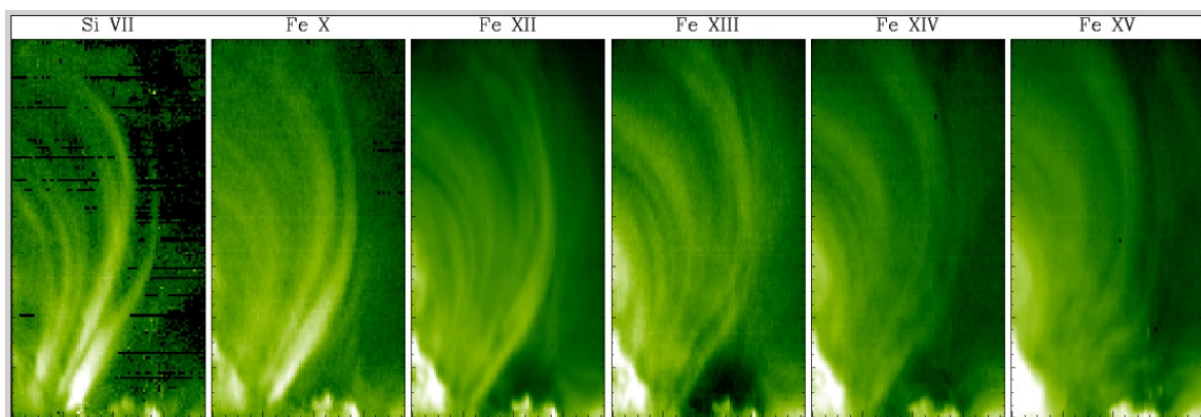
Σύγκριση Υπέρθερμων και Θερμών Βρόχων

Ένα αναπάντητο ερώτημα που αφορά τους στεμματικούς βρόχους είναι το κατά πόσον συσχετίζονται οι υπέρθερμοι βρόχοι με τους θερμούς, καθώς δεν είναι γνωστό αν πρόκειται για δομές που εξελίσσονται στο χρόνο ή δομές που παράγονται από διαφορετικούς φυσικούς μηχανισμούς.

Συγκρίσεις που έγιναν από εικόνες των NIXT⁶ και Yohkoh/SXT, έδειξαν αντιστοιχία ανάμεσα σε θερμούς και υπέρθερμους βρόχους μεγέθους 10^9 cm, γεγονός που δεν επαληθεύτηκε σε μεγαλύτερους βρόχους μεγέθους 10^{10} cm (*Di Matteo et al., 1999*). Ο παράγοντας πλήρωσης των θερμών βρόχων του NIXT ήταν $10^{-3}-10^{-2}$, ενώ στους υπέρθερμους βρόχους του SXT ήταν τάξεως της μονάδας. Παρατηρήσεις των TRACE/EUV και Yohkoh/SXT έδειξαν ορισμένες ομοιότητες μεταξύ των βρόχων και ερμηνεύτηκαν ως βρόχοι που παρατηρούνται σε μεγάλο φασματικό εύρος (*Nitta, 2000*).

Βρόχοι που εντοπίστηκαν από το TRACE και μελετήθηκαν από φασματικές γραμμές του SoHO/CDS βρέθηκαν ισόθερμοι (*Del Zanna and Mason, 2003*). Άλλες μελέτες βρόχων στο χείλος (*Schmelz et al., 2005*) από το SoHO/CDS έδειξαν μη ισόθερμους βρόχους. Η μελέτη του φασμα-

⁶Το NIXT ήταν όργανο προσαρμοσμένο σε πύραυλο που μετρούσε στο EUV.



Σχήμα 2.4: Ένα σύστημα βρόχων όπως φαίνεται σε διάφορες φασματικές γραμμές του EUV από το Hinode/EIS (19 May 2007, 11:47-16:45 UT). Οι βρόχοι γίνονται συνεχώς πιο ασαφείς όσο αυξάνει η θερμοκρασία (Tripathi et al., 2009).

τικού άτλαντα του CDS⁷ από τους Di Giorgio et al. (2003a); Landi and Landini (2004) έδειξε ότι πιθανώς να υπάρχουν δύο διαφορετικές οικογένειες βρόχων, οι ισόθερμοι και οι μη ισόθερμοι.

Παρατηρήσεις ενός ευδιάκριτου βρόχου σε μεγάλο εύρος φασματικών περιοχών, και συγκεκριμένα τρία φασματικά φίλτρα του TRACE, μια του τηλεσκοπίου SXT του Yohkoh και δεκατρείς φασματικές γραμμές του φασματογράφου CDS του SoHo, αναλύθηκαν από τους Reale and Ciaravella (2006). Τα αποτελέσματα υπέδειξαν ένα ψυχρόμενο βρόχο με λεπτή δομή. Η μελέτη τόνιζε ότι η ανάλυση μπορούσε να επηρεαστεί από πολλά σφάλματα των οργάνων και την αφαίρεση του υποβάθρου, καθώς επίσης τόνιζε ότι πιθανώς να μην είναι συμπτωματικό το ότι ένας βρόχος που μπορούσε να αναλυθεί σε τόσες πολλές φασματικές περιοχές και γραμμές ήταν τελικώς ένας ψυχρόμενος βρόχος. Συγκριτικές μελέτες των Ugarte-Urra et al. (2009) από παρατηρήσεις του Hinode, έδειξαν δύο πληθυσμούς βρόχων. Ένας πληθυσμός μη ισόθερμων βρόχων στον πυρήνα ενεργών περιοχών που δέχεται συνεχή θέρμανση και ψύξη και παρατηρείται στις θερμοκρασίες 0.4-2.5MK, και ένα πληθυσμός περιφερειακών βρόχων ενεργών περιοχών που εξελίσσεται στις θερμοκρασίες 0.4-1.3MK

Συνεπώς, δεν είναι εμφανής και καθοριστική η διαφορά ανάμεσα σε υπέρθερμους και θερμούς βρόχους. Οι μετρήσεις σε ορισμένες περιπτώσεις υποστηρίζουν ότι οι θερμοί βρόχοι αποτελούν εξέλιξη των υπέρθερμων βρόχων, ενώ σε άλλες περιπτώσεις, εμφανίζουν πολύ διαφορετικές ιδιότητες.

Ένα άλλο φαινόμενο που παρατήρησαν οι Brickhouse and Schmelz (2006) μεταβαίνοντας από τις φασματικές περιοχές των θερμών βρόχων (1MK) στις περιοχές των υπέρθερμων βρόχων (2MK) είναι ότι οι βρόχοι εμφανίζονται να είναι πιο ασαφείς (σχ. 2.4).

Θερμοί Βρόχοι

Μελέτες στους θερμούς βρόχους που βασίστηκαν σε παρατηρήσεις του TRACE έδειξαν ότι η δομή των βρόχων ήταν ισόθερμη (Lenz et al., 1999; Aschwanden et al., 2000). Από το άλλο μέρος, η μελέτη της θερμικής δομής με διαφορετικές τεχνικές από τους Patsourakos and Klimchuk (2007), που βασίστηκαν σε παρατηρήσεις του TRACE, έδειξαν μια μη ισόθερμη δομή των βρόχων, με σημαντικό emission measure στις περιοχές των 1-3MK. Οι Schmelz et al. (2009) χρησιμοποιώντας σε τρεις βρόχους δυο μοντέλα DEM και το emission measure loci, κατέληξαν ότι παρουσιάζονται τόσο περιπτώσεις ισόθερμων όσο και μη ισόθερμων βρόχων.

Μια ιδιαίτερη ιδιότητα των ισόθερμων θερμών βρόχων, που βρίσκεται σε πλήρη αντίθεση με τους υπέρθερμους βρόχους είναι το γεγονός ότι οι βρόχοι εμφανίζονται να είναι υπέρπυκνοι

⁷Συγκεντρωτική μελέτη των αποτελεσμάτων του CDS.

(overdense) σε σύγκριση με τις τιμές πυκνότητας των μοντέλων βρόχων σε ισορροπία (Lenz *et al.* 1999; Winebarger *et al.* 2003, §2.5.2). Μια ερμηνεία αυτού του φαινομένου προκύπτει από την θεώρηση ότι αυτοί οι βρόχοι που δεν είναι σε ισορροπία πρέπει να είναι το αποτέλεσμα της ψύξης του πλάσματος από θερμότερες καταστάσεις, και πιθανώς να υφίσταται συνεχώς θέρμανση μέσω νανοεκλάμψεων⁸ (nanoflares) (Warren *et al.*, 2002, 2003). Άλλη ερμηνεία είναι ότι προκύπτει από ανεπαρκή αφαίρεση υποβάθρου (Del Zanna and Mason, 2003). Οι Tripathi *et al.* (2008) μέτρησαν ότι ο πυρήνας των ενεργών περιοχών είναι πιο πυκνός με τιμές πυκνότητας έως $10^{10.5} \text{cm}^{-3}$.

Συγκεντρωτικά, οι παρατηρήσεις των θερμών βρόχων μπορούν να κατηγοριοποιηθούν σε τρεις ομάδες:

1. Βρόχοι που απαρτίζονται από συστάδες λεπτών σκελών που θερμαίνονται ανεξάρτητα, και ορισμένων σκελών υπέρθερμων βρόχων ακτίνων X που ψύχονται, που τελικώς εμφανίζονται ως θερμοί υπέρπυκνοι βρόχοι στο UV. Αυτοί οι βρόχοι θα εμφανιζόντουσαν και στις ακτίνες X και θα φαινόταν σαν μη ισόθερμες δομές (Patsourakos and Klimchuk, 2007; Warren *et al.*, 2008).
2. Βρόχοι που είναι το αποτέλεσμα σχετικά χαμηλότερης θέρμανσης. Αυτοί οι βρόχοι θα ήταν πολύ λιγότερο εμφανείς και στις ακτίνες X, και συνεπώς δεν θα ταυτιζόνταν στο χώρο με τους υπέρθερμους βρόχους, και θα ήταν περισσότερο ισόθερμοι (Di Giorgio *et al.*, 2003a; Landi and Landini, 2004; Aschwanden and Nightingale, 2005; Noglik *et al.*, 2008).
3. Βρόχοι που είναι το αποτέλεσμα της ψύξης των υπέρθερμων βρόχων (Reale and Ciaravella, 2006). Αυτοί οι βρόχοι θα ταυτίζονται στο χώρο με τους βρόχους στις ακτίνες X, με μια χρονική μετατόπιση, δηλαδή, θα ήταν πρώτα εμφανείς στις ακτίνες X και μετά στο UV. Αυτοί θα είχαν στενή θερμική κατανομή.

2.4.3 Χρονικές Μεταβολές Βρόχων

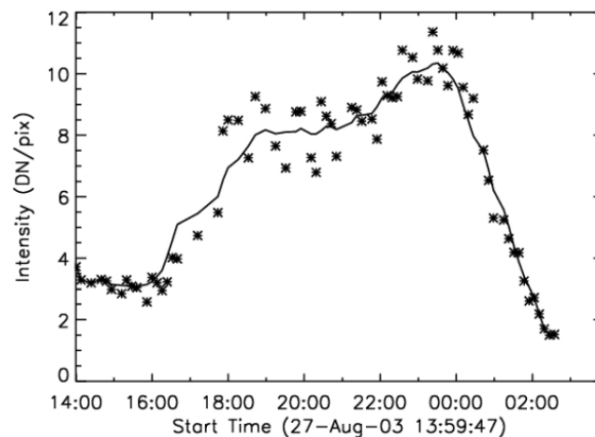
Οι στεμματικοί βρόχοι συνήθως παραμένουν σταθεροί στο μεγαλύτερο μέρος της ζωής τους έχοντας χρόνο ζωής μεγαλύτερο του χαρακτηριστικού χρόνου ψύξης (Rosner *et al.*, 1978), δείχνοντας έτσι ότι ο μηχανισμός θέρμανσης πρέπει να δρα αρκετά ώστε το πλάσμα να έχει έρθει σε ισορροπία. Παρά ταύτα, η εκπομπή από τους βρόχους πολλές φορές μεταβάλλεται σε διάφορες χρονικές κλίμακες, γεγονός που χρησιμοποιείται για την μελέτη των δυναμικών ιδιοτήτων των βρόχων. Σημαντικά προβλήματα στη μελέτη αυτή προέρχονται από το γεγονός ότι η εκπομπή είναι κυρίως συνάρτηση της πυκνότητας και λιγότερο της θερμοκρασίας, που συνεπάγεται την ανάγκη μοντελοποίησης των βρόχων για την εξαγωγή αποτελεσμάτων.

Οι μελέτες των χρονικών μεταβολών γίνονται σε όλες τα συνήθη φασματικά φίλτρα παρατήρησης. Στο EUV, στα φίλτρα μικρής φασματικής περιοχής, παρατηρείται η εμφάνιση και η εξαφάνιση πλάσματος στο οπτικό πεδίο λόγω της μεταβολής της θερμοκρασίας. Στις ακτίνες X, τα φίλτρα με ευρεία φασματική περιοχή είναι λιγότερο ευαίσθητα στις μεταβολές της θερμοκρασίας, ενώ οι φασματοσκοπικές μελέτες είναι πολύ ευαίσθητες αλλά έχουν μικρή χρονική διακριτική ικανότητα καθώς σαρώνουν τις περιοχές και δεν λαμβάνουν συνεχώς εικόνες.

Μερικά χαρακτηριστικά των χρονικών μεταβολών των βρόχων συνοψίζονται παρακάτω:

Υπέρθερμοι Βρόχοι: Στις παρατηρήσεις μεταβολών έντασης υπέρθερμων βρόχων στις ακτίνες X από το Yohkoh/SXT (Strong *et al.*, 1992), βρέθηκε ότι λαμπρά σημεία στους βρόχους συσχετίζονται με μεγάλους μεγέθους βρόχους, και εξελίσσονται σε χρονικές κλίμακες από λεπτά έως ώρες. Σε μια μελέτη 142 παροδικών σημείων που αύξησαν την ένταση της ακτινοβολίας τους, φάνηκε ότι προέρχονταν από αλληλεπίδραση πολλών βρόχων στα πόδια τους

⁸Νανοεκλάμψεις (nanoflares) είναι εκρηκτικές εκλύσεις θερμικής ενέργειας στο στέμμα οι οποίες, μια και είναι πολύ μικρής κλίμακας, και βρίσκονται κάτω από την ευαισθησία των σημερινών τηλεσκοπίων. Σύμφωνα με τον Parker (1988) προκαλούνται από ασυνέχειες στο μαγνητικό πεδίο των στεμματικών βρόχων και αν ο αριθμός τους είναι αρκετός θα μπορούσαν να εξηγήσουν την θέρμανση του στέμματος.



Σχήμα 2.5: Η καμπύλη φωτός στις ακτίνες X υπέρθερμου βρόχου που θερμαίνεται, όπως παρατηρήθηκε από το GOES/SXI. Τα σημεία είναι οι απευθείας μετρήσεις, ενώ η καμπύλη είναι το μέσος όρος ανά πέντε σημεία. Διακρίνονται οι τρεις φάσεις: αύξηση έντασης, σταθερή περιοχή, μείωση έντασης (López Fuentes et al., 2007).

(Shimizu et al., 1994). Παρατηρήσεις των Wang et al. (1997) εντόπισαν σμίκρυνση βρόχων, που σχετίζεται με τη θέρμανση και έπειτα τη σταδιακή ψύξη του συστήματος.

Θερμοί Βρόχοι: Στις παρατηρήσεις θερμών βρόχων στο EUV, βρέθηκαν αρκετές περιπτώσεις βρόχων με αύξηση της έντασης τους πάνω από την ουδέτερη γραμμή (neutral line) σε ενεργό περιοχή που συνδέεται με αναδύομενη μαγνητική ροή, και ερμηνεύτηκαν ως αποτέλεσμα μαγνητικής επανασύνδεσης (Seaton et al., 2001). Οι Shimojo et al. (2002) παρατήρησαν και στους θερμούς βρόχους την σμίκρυνση δομών, και θέρμανση και ψύξη των βρόχων. Η παρατήρηση βραχύβιων λαμπρών σημείων σε μικρής κλίμακας βρόχους πιθανώς να σχετίζονται με υψηλής ταχύτητας ροές και υψηλές πυκνότητες πλάσματος (Seaton et al., 2001).

Ψυχροί Βρόχοι: Οι παρατηρήσεις των Di Giorgio et al. (2003a) ψυχρών βρόχων σε χρόνο μερικών ωρών, έδειξε ότι η πολύ παροδική φύση των ψυχρών βρόχων πιθανώς συσχετίζεται με την παρουσία σημαντικών ροών.

Η μελέτη της χρονικής εξέλιξης της έντασης της ακτινοβολίας X από δεδομένα του τηλεσκοπίου SXI του δορυφόρου GOES (López Fuentes et al., 2007), έδειξε ότι η διάρκεια και οι χαρακτηριστικές κλίμακες των φάσεων αύξησης της ακτινοβολίας, της σταθερής εκπομπής και τις μείωσης της έντασης, είναι πολύ μεγαλύτερες από το χρόνο ψύξης, και υποδεικνύουν την ύπαρξη σταθερής θέρμανσης, που αυξάνει σταδιακά μέχρι ένα σημείο και μετά φθίνει (σχ. 2.5). Αυτή η αργή εξέλιξη θεωρείται ένδειξη ενός μηχανισμού θέρμανσης που δρα καθ' όλη τη διάρκεια της ζωής του βρόχου, και σχετίζεται με τα μοντέλα θέρμανσης από συνεχή nanoflares.

2.4.4 Ροές

Οι ροές του πλάσματος κατά μήκος των μαγνητικών γραμμών είναι ιδιαίτερα σημαντικό ζήτημα. Είναι αυτονόητο το γεγονός ότι υπάρχουν ροές πλάσματος παντού πάνω στις δομές του Ήλιου, καθώς η όλη περιοχή γίνεται άκρως δυναμική κατά περιόδους, δημιουργώντας κινήσεις πλάσματος που θα παγιδευτούν στα μαγνητικά πεδία του στέμματος. Η εύρεση των ροών όμως, δεν είναι εύκολη, καθώς η φαινόμενη κίνηση λαμπρών περιοχών δεν είναι κατ' ανάγκη ένδειξη ροής, καθώς θα μπορεί να συνδέεται με αστάθειες ή κυματικά φαινόμενα. Οι μετρήσεις ροών έρχονται κατά κύριο λόγο από φασματοσκοπικές μελέτες, στις φασματικές γραμμές της μεταβατικής ζώνης και του στέμματος.

Γενικά οι ροές που μπορούν να εμφανιστούν είναι δύο τύπου. Πρώτον η ροή σιφωνίου (siphon flow) που είναι αποτέλεσμα της διαφοράς πίεσης ανάμεσα στα δυο πόδια των βρόχων, και είναι κίνηση πλάσματος από το ένα πόδι στο άλλο. Δεύτερον, το γέμισμα ή το άδειασμα του βρόχου (filling/draining), που οφείλεται στην παροδική θέρμανση των ποδιών ή την ψύξη του βρόχου αντίστοιχα.

Ψυχροί Βρόχοι

Οι κινήσεις πλάσματος στους ψυχρούς βρόχους ερμηνεύονται συνήθως με βάση τις ροές σιφωνίου (Brekke *et al.*, 1997). Στον Ήλιο, έχουν εκτενώς παρατηρηθεί ερυθρομετατοπίσεις στην μεταβατική περιοχή στις γραμμές του UV (πχ. Dere, 1982; Klimchuk, 1987). Ορισμένες ερμηνείες έχουν δοθεί ως διάδοση ακουστικών κυμάτων προς τα κάτω (Hansteen, 1993), ροές προς τα κάτω λόγω ψύξης (Reale *et al.*, 1996) και nanoflares (Teriaca *et al.*, 2002). Οι μετατοπίσεις προς το ιώδες δεν σχετίζονται κατ' ανάγκη με στεμματικούς βρόχους στην περιοχή της μεταβατικής περιοχής. Παροδικά και τοπικά εκρηκτικά φαινόμενα που συνοδεύονται με ροές προς τα έξω έχουν παρατηρηθεί σε γραμμές όπως το C IV (Winebarger *et al.*, 1999), τα οποία ενδεχομένως να μη σχετίζονται με τη θέρμανση του στέμματος, αλλά να έχουν χρωμοσφαιρική προέλευση (Teriaca *et al.*, 2002).

Έχουν παρατηρηθεί περιπτώσεις όπου ενώ η θερμοκρασία της περιοχής συνεχώς αυξάνει, οι μετατοπίσεις Doppler αυξάνουν και μετά φθίνουν, και έχουν εξηγηθεί ως ροές προς τα κάτω πλάσματος που κατέρχεται από θερμές περιοχές σε χαμηλότερες περιοχές μέσω μαγνητικών σωλήνων με διατομή που μεταβάλλεται (Chae *et al.*, 1998).

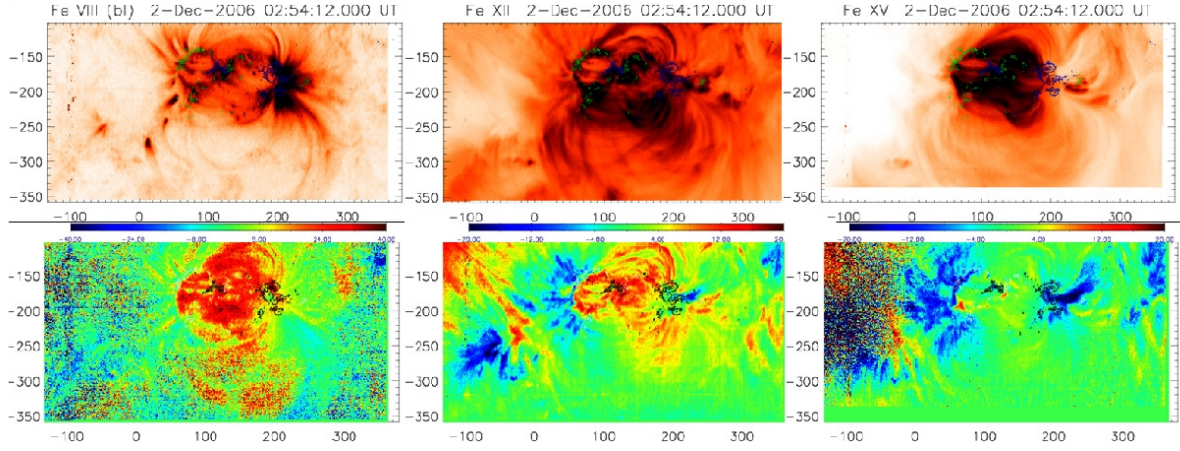
Οι ενεργές περιοχές παρουσιάζουν έντονη δυναμική. Σε παρατηρήσεις στην γραμμή O V 639Å έχουν μετρηθεί μετατοπίσεις Doppler που φτάνουν τα 50km s^{-1} σε όλο το μήκος των βρόχων (Brekke *et al.*, 1997). Παρατηρήσεις των (Di Giorgio *et al.*, 2003a) έδειξαν την γέννηση, την εξέλιξη και την ψύξη ενός ψυχρού βρόχου, και μέτρησαν ταχύτητες που υποδεικνύουν ροή σιφωνίου.

Θερμοί βρόχοι

Παρότι οι παρατηρήσεις του TRACE στο EUV θερμών βρόχων φαίνονται σχεδόν στατικές, μετρήσεις του φασματογράφου SUMER του δορυφόρου SoHo έδειξαν ταχύτητες κατά μήκος του βρόχου στην ευθεία παρατήρησης έως και 40km s^{-1} (Winebarger *et al.*, 2002). Η μελέτη της μεταβολής της έντασης βρόχων στο χείλος του Ήλιου (De Groof *et al.*, 2004) προσέφερε ενδείξεις ότι οι μεταβολές αυτές οφείλονται σε ροές προς τα κάτω και όχι σε μαγνητοακουστικά κύματα.

Τελευταίες μελέτες με το φασματογράφο Hinode/EIS έχουν εντοπίσει πληθώρα ροών σε ενεργές περιοχές (Doschek *et al.*, 2007). Μια διεξοδική μελέτη των Del Zanna (2008) σε μια ενεργό περιοχή, έδειξε ότι οι ροές μεταβάλλονται σημαντικά με τη μεταβολή της θερμοκρασίας (σχ. 2.6). Συγκεκριμένα, σε ψυχρές γραμμές, εμφανίστηκαν μετατοπίσεις προς το ερυθρό σχεδόν σε όλους τους βρόχους, με ταχύτητες $5\text{-}10\text{km s}^{-1}$ στον Fe XII και $20\text{-}30\text{km s}^{-1}$ στον Fe VIII. Σε πιο θερμές γραμμές, εμφανίστηκαν μετατοπίσεις προς το ιώδες στους περισσότερους βρόχους, με ταχύτητες $5\text{-}20\text{km s}^{-1}$ στον Fe XII και $10\text{-}30\text{km s}^{-1}$ στον Fe XV. Ισχυρές ροές σε εκτεταμένη περιοχή γύρο από κέντρο δράσης, με ταχύτητες έως και 50km s^{-1} μετρήθηκαν από τους (Doschek *et al.*, 2008), που πιθανώς να σχετίζονται με ροές προς τα κάτω σε πολύ μεγάλους βρόχους ή σε ανοιχτές μαγνητικές δομές.

Συσχέτιση μεταξύ της μετατόπισης Doppler και της μη-θερμικής ταχύτητας βρέθηκε από τους Hara *et al.* (2008) σε μελέτη των κινήσεων του πλάσματος κοντά στο πόδια βρόχων ενεργών περιοχών. Επιπλέον έχει παρατηρηθεί σε ενεργό περιοχή μετατόπιση προς το ερυθρό κοντά στον πυρήνα του κέντρου δράσης, και μετατοπίσεις προς το ιώδες περίξ του κέντρου (Tripathi *et al.*, 2009).



Σχήμα 2.6: Πάνω γραμμή: Ένταση της ακτινοβολίας, σε αρνητικό. Κάτω γραμμή: Μετατοπίσεις Doppler (km s^{-1}) της ενεργού περιοχής NOAA 10926, από παρατηρήσεις του Hinode/EIS στις γραμμές Fe VIII, Fe XII, Fe XV. Στο σχήμα αυτό φαίνεται ότι ανάλογα με τη θερμοκρασία παρατήρησης, αλληιάζουν οι παρατηρούμενες ταχύτητες Doppler της περιοχής, από υψικό που πέφτει προς τα κάτω (κόκκινο χρώμα στη γραμμή Fe VIII), σε υψικό που ανεβαίνει (μπλε χρώμα στο Fe XV) (Del Zanna, 2008).

2.5 Μοντελοποίηση Βρόχων

2.5.1 Βασικά Στοιχεία

Για την θεωρητική περιγραφή των βρόχων, οι βασικές υποθέσεις για την αναλυτική περιγραφή του πλάσματος έχουν γίνει εδώ και δεκαετίες (Priest, 1978; Rosner *et al.*, 1978). Σε τυπικές συνθήκες στέμματος, όπου $\beta \ll 1$, η θερμοκρασία είναι της τάξης των μερικών εκατομμυρίων Kelvin, και η πυκνότητα κυμαίνεται από 10^8 - 10^{10}cm^{-3} , το πλάσμα παγιδεύεται στις δυναμικές γραμμές και μπορεί να θεωρηθεί ως συμπιεστό ρευστό που κινείται κατά μήκος των δυναμικών γραμμών και μεταφέρει ενέργεια. Συνήθως, λόγω των ανάλογων παρατηρήσεων, θεωρείται ότι η διατομή του βρόχου είναι σταθερή. Υποθέτοντας ότι οι βαθμίδες κάθετα στο πεδίο, η επίδραση της καμπυλότητας και τα εγκάρσια κύματα είναι αμελητέα, το πλάσμα περιγράφεται ως ένα μονοδιάστατο συμπιεστό υδροδυναμικό ρευστό, με μοναδική διάσταση τη συντεταγμένη κατά μήκος του βρόχου. Οι χρονοεξαρτημένες εξισώσεις συνέχειας, ορμής και ενέργειας, θεωρώντας αμελητέα τη βαρύτητα, και υπολογίζοντας την θερμική αγωγιμότητα και της απώλειες ακτινοβολίας, γράφονται ως εξής:

$$\frac{dn}{dt} = -n \frac{\partial u}{\partial s}, \quad (2.7)$$

$$nm_H \frac{du}{dt} = -\frac{\partial p}{\partial s} + nm_H g + \frac{\partial}{\partial s} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial s} \right), \quad (2.8)$$

$$\frac{d\epsilon}{dt} + (p + \epsilon) \frac{\partial u}{\partial s} = H - n^2 \beta_i P(T) + \mu \left(\frac{\partial u}{\partial s} \right)^2 + F_c, \quad (2.9)$$

όπου p και ϵ , ορίζονται ως:

$$p = (1 + \beta_i) n k_B T \quad \epsilon = \frac{3}{2} p + n \beta_i \chi, \quad (2.10)$$

και η ροή θερμότητας δια θερμικής αγωγής

$$F_c = \frac{\partial}{\partial s} \left(\kappa T^{5/2} \frac{\partial T}{\partial s} \right), \quad (2.11)$$

με n την αριθμητική πυκνότητα του υδρογόνου, s την χωρική συντεταγμένη κατά μήκος του βρόχου, u , την ταχύτητα του πλάσματος, m_H τη μάζα του υδρογόνου, μ το ενεργό ιξώδες του πλάσματος, $P(T)$ τις απώλειες ακτινοβολίας ανά μονάδα emission measure (π.χ. [Raymond et al., 1976](#)), $\beta_i = n_e/n_H$ το βαθμό του ιονισμού, F_c την ροή ενέργειας λόγω αγωγής θερμότητας ([Spitzer, 1962](#)), k_B τη σταθερά του Boltzmann, και χ το δυναμικό ιονισμού του υδρογόνου. $H(s, t)$ είναι η συνάρτηση που περιγράφει την εισαγωγή θερμότητας στο βρόχο.

Οι εξισώσεις αυτές λύνονται αριθμητικά με εξειδικευμένους κώδικες, για να γίνει κατανοητό το πως συμπεριφέρονται οι στεμματικοί βρόχοι παρουσία εξωτερικών συνθηκών, πως μεταβάλλονται οι ιδιότητες των βρόχων αλλάζοντας τις αρχικές συνθήκες, το κατά πόσον οι παραδοχές και οι υποθέσεις που έχουν γίνει ευσταθούν και για να γίνει σύγκριση με τα παρατηρούμενα μεγέθη.

Για την επίλυση των εξισώσεων είναι απαραίτητη η κατάλληλη επιλογή αρχικών συνθηκών, οριακών συνθηκών και η επιλογή του είδους της χρονοεξαρτώμενης θέρμανσης (σταθερή, σταδιακή, απότομη), η θέση της θέρμανσης πάνω στο βρόχο. Από τέτοιες προσομοιώσεις, λαμβάνονται μεγέθη όπως η κατανομή των θερμοκρασιών, η ταχύτητα του ρευστού κατά μήκος του βρόχου και η εκπομπή του πλάσματος για να γίνει σύγκριση με τα παρατηρούμενα μεγέθη.

Παρόλο που το παραπάνω μοντέλο είναι μονοδιάστατο, υπεισέρχονται πολλές δυσκολίες στην επίλυση των εξισώσεων. Η χωρική ανάλυση των προσομοιώσεων πρέπει να είναι τέτοια ώστε να μπορεί να γίνει περιγραφή της συμπεριφοράς του πλάσματος στην πολύ στενή μεταβατική ζώνη για τη σωστή περιγραφή των πιέσεων και των πυκνοτήτων των βρόχων. Η χρονική ανάλυση των προσομοιώσεων πρέπει να είναι επίσης πολύ υψηλή για την σωστή περιγραφή της αγωγής της θερμότητας. Είναι απαραίτητη ακόμα η κατάλληλη επιλογή της οριακής συνθήκης της πυκνής και ψυχρής χρωμόσφαιρας καθώς άνευ αυτής, οι βρόχοι γίνονται ασταθείς.

Τα μονοδιάστατα μοντέλα μπορεί να φαίνονται απλοϊκά αλλά είναι ιδιαίτερα χρήσιμα για την περιγραφή διαφορετικών μοντέλων βρόχων, τόσο ως προς τις συνθήκες, όσο και ως προς τη δομή, καθώς “στοιβάζοντας” πολλά τέτοια μονοδιάστατα μοντέλα, μπορούν να κατασκευαστούν μοντέλα βρόχων που αποτελούνται από μικρότερες δομές (§2.5.3), χωρίς να χρειάζεται ιδιαίτερη προσοχή στην αστάθεια των δομών λόγω της ύπαρξης κυματικών φαινομένων. Πρόσφατα τρισδιάστατες MHD προσομοιώσεις περιγράφουν πιο πολύπλοκους μηχανισμούς συμπεριλαμβάνοντας και κυματικά φαινόμενα ([Gudiksen and Nordlund, 2005](#)).

2.5.2 Μονολιθικοί Βρόχοι (Στατικοί)

Οι παρατηρήσεις των βρόχων στις ακτίνες X έδειξαν ότι για μεγάλο μέρος της ζωής τους, οι βρόχοι ακτινοβολούν σχεδόν σταθερά (§2.4.3 και σχ. 2.5) για χρόνους μεγαλύτερους από το χρόνο ψύξης. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα ότι για το διάστημα αυτό μπορούν να περιγραφούν ως δομές σε ισορροπία. Τα μοντέλα αυτά που υποθέτουν ότι οι βρόχοι βρίσκονται σε ισορροπία ονομάζονται *μονολιθικά ή στατικά μοντέλα*. Οι [Rosner et al. \(1978\)](#) κατασκεύασαν ένα μοντέλο βρόχου σε υδροστατική ισορροπία κάνοντας υποθέσεις ότι ο βρόχος είναι συμμετρικός περί την κορυφή του, έχει σταθερή διατομή, το μήκος του βρόχου είναι αρκετά μικρότερο από το ύψος της κλίμακας πίεσης, η θέρμανση γίνεται ομοιόμορφα κατά μήκος του βρόχου, και η ροή θερμότητας στη βάση του βρόχου στη μεταβατική ζώνη είναι χαμηλή. Κάνοντας αυτές τις υποθέσεις, η πίεση προκύπτει να είναι ομοιόμορφη κατά μήκος του βρόχου, και περιγράφεται μόνο από την ενεργειακή ισορροπία εισερχόμενης ενέργειας και απωλειών. Ολοκληρώνοντας την εξίσωση ενέργειας προκύπτουν οι νόμοι κλίμακας (scaling laws):

$$T_{0,6} = 1.4(pL_9)^{1/3} \quad (2.12)$$

$$H_{-3} = 3p^{7/6}L_9^{-5/6}, \quad (2.13)$$

όπου $T_{0,6}$ η μέγιστη θερμοκρασία του βρόχου T_0 σε μονάδες 10^6K , L_9 το μήκος του βρόχου σε 10^9cm , p η πίεση σε μονάδες dyne cm^{-2} , και H_{-3} ο ρυθμός θέρμανσης ανά μονάδα όγκου σε $10^{-3} \text{ erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$. Ανάλογα μοντέλα κατασκευάστηκαν και από άλλους, με το πιο γενικευμένο αυτό των [Hood and Priest \(1979\)](#).

Οι νόμοι κλίμακας είναι σε θέση να ερμηνεύσουν αρκετά παρατηρησιακά δεδομένα, αλλά αδυνατούν να περιγράψουν κάποια άλλα, όπως το emission measure στα UV και τους ψυχρούς βρόχους πάνω από κηλίδες. Όμως, οι νόμοι αυτοί είναι ιδιαίτερα χρηστικοί καθώς δίνουν μια σχέση των βασικών φυσικών μεγεθών των βρόχων ως σημείο αναφοράς για τους παρατηρούμενους βρόχους. Παραδείγματος χάριν, οι τιμές σε συνθήκες ισορροπίας μπορούν να περιορίσουν τις παρατηρήσεις στο EUV και να ερμηνεύσουν ότι πολλοί βρόχοι που είναι υπέρπυκνοι είναι αποτέλεσμα ψύξης από θερμότερη κατάσταση (§2.4.2, Winebarger and Warren, 2005). Ιδιαίτερες αδυναμίες των μοντέλων αυτών εμφανίστηκαν σε βρόχους ύψους μεγαλύτερου από το ύψος της κλίμακας πίεσης. Σε αυτή την περίπτωση, οι βρόχοι γίνονται ασταθείς (Wragg and Priest, 1981), περιορίζοντας έτσι το εύρος εφαρμογής των μοντέλων, καθώς και σε παρατηρήσεις, όπου η ακτινοβολία στα πόδια των βρόχων εκτιμήθηκε κατά τάξεις μεγέθους μεγαλύτερη από την παρατηρούμενη (Landi and Feldman, 2004).

2.5.3 Δομημένοι Βρόχοι (Δυναμικοί)

Στην περίπτωση των δομημένων βρόχων, οι βρόχοι αποτελούνται από πολλές συνιστώσες λεπτών βρόχων (σκέλη), που ο καθένας συμπεριφέρεται ως ανεξάρτητη ατμόσφαιρα, και μπορεί να περιγραφεί ως απομονωμένος. Αν τα σκέλη είναι πολλά και θερμαίνονται ανεξάρτητα, ο βρόχος μπορεί να παραμείνει σταθερός από μια αλληλουχία σύντομων παλμών θερμότητας, καθένας από τους οποίους πυροδοτείται σε μερικά σκέλη (nanoflares). Σε αυτή την περίπτωση, ο βρόχος μπορεί να διατηρείται κατά μέσο όρο σταθερός για μεγάλο χρονικό διάστημα, με τα επιμέρους σκέλη να έχουν συνεχώς μια δυναμική εξέλιξη. Η εξέλιξη ενός βρόχου υπό απότομη θέρμανση έχει μελετηθεί για το φαινόμενο του ενός flaring loop (π.χ. Nagai, 1980; Fisher *et al.*, 1985).

Η εξέλιξη ενός μόνο βρόχου υπό απότομη θέρμανση ή ενός σκέλους βρόχου έχει ως εξής: αρχικά, ένας παλμός θερμότητας δημιουργείται σε ένα αδρανή βρόχο, και κάνει το χρωμοσφαιρικό υλικό να διασταλεί μέσα στο βρόχο, φτάνοντας και στα τμήματα αυτού που βρίσκονται στο στέμμα, γεμίζοντας το βρόχο με ζεστό και πυκνό πλάσμα που ακτινοβολεί στις ακτίνες X. Στη συνέχεια, μετά το πέρας του παλμού, το πλάσμα ψύχεται σταδιακά λόγω θερμικής αγωγιμότητας και ακτινοβολίας. Η μελέτη των Reale (2007) περιγράφει τη παραπάνω διαδικασία χωρίζοντάς την σε τέσσερις φάσεις (σχ. 2.7a):

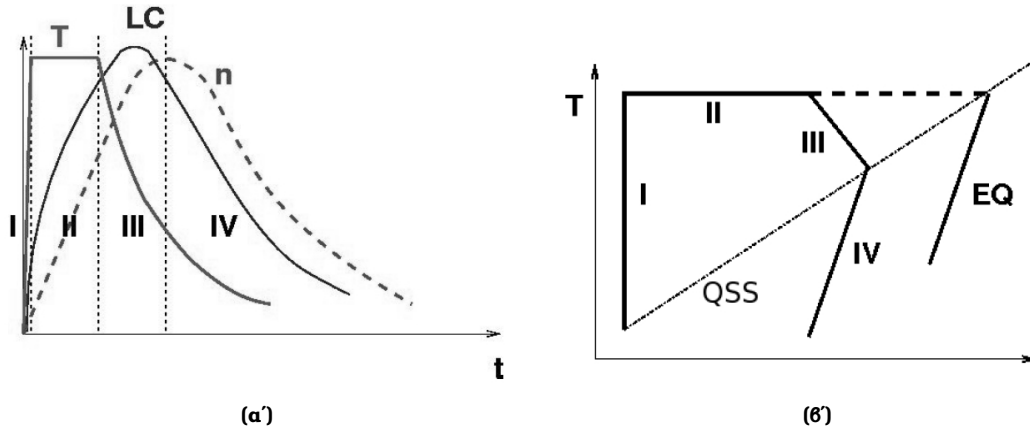
Φάση I

Η φάση αυτή διαρκεί από την έναρξη του παλμού θερμότητας έως τη στιγμή που ο βρόχος αποκτά το μέγιστο της θερμοκρασίας (φάση θέρμανσης). Αυτή η φάση χωρίζεται σε δύο κατηγορίες. Πρώτον, αν ο παλμός θερμότητας συμβεί στο στεμματικό τμήμα του βρόχου, τότε άγεται θερμότητα από το σημείο αυτό προς τα κάτω, στην ψυχρότερη και πυκνότερη χρωμόσφαιρα, και η θερμοκρασία αυξάνει απότομα στη χρονική κλίμακα του χρόνου αγωγής θερμότητας σε αραιό πλάσμα (εξ. 2.15). Δεύτερον, αν ο παλμός πυροδοτηθεί κοντά στα πόδια του βρόχου, τότε, η αγωγή της θερμότητας γίνεται κυρίως προς τα πάνω, αλλά σε χρονικές κλίμακες της τάξης του χρόνου εξαύλωσης⁹ (evaporation time).

Φάση II

Η φάση αυτή διαρκεί από την στιγμή που το μέγιστο της θερμοκρασίας του βρόχου ως το τέλος του παλμού θέρμανσης (φάση εξαύλωσης). Από τη στιγμή που ο βρόχος φτάσει στη μέγιστη θερμοκρασία του T_0 , το χρωμοσφαιρικό πλάσμα θερμαίνεται έντονα και διαστέλλεται προς τα

⁹Εξαύλωση (evaporation) είναι η διαστολή λόγω θέρμανσης του χρωμοσφαιρικού πλάσματος, που έχει ως αποτέλεσμα να γεμίζει τον στεμματικό βρόχο. Συνήθως, παρατηρείται στα πόδια βρόχων με θερμό πλάσμα να παρουσιάζει μετατόπιση Doppler προς το κυανό. Το φαινόμενο φαίνεται ιδιαίτερα στις flares. Η εξαύλωση μπορεί να προκληθεί είτε από σωματίδια μεγάλης κινητικής ενέργειας που δημιουργούνται από επανασύνδεση και αποθέτουν την κινητική τους ενέργεια στη χαμηλή χρωμόσφαιρα και την θερμαίνουν είτε από την κάθοδο θερμού πλάσματος από υψηλότερα στρώματα, το οποίο σκεδάζεται σε ψυχρότερο και πυκνότερο πλάσμα, θερμαίνοντας το αρκετά ώστε να ανέβει στο στέμμα.



Σχήμα 2.7: (α): Σχήμα που απεικονίζει τις φάσεις της δυναμικής εξέλιξης βρόχων. T είναι η θερμοκρασία, LC η καμπύλη φωτός (ακτίνες X) και n η πυκνότητα. (β) Διάγραμμα Θερμοκρασίας T συναρτήσει της πυκνότητας n στον οριζόντιο άξονα. Με διακεκομμένη γραμμή φαίνεται η περίπτωση που η θέρμανση του βρόχου διαρκεί τόσο ώστε το πλάσμα να φτάσει σε ισορροπία. Η γραμμή QSS εκφράζει τις συνθήκες του βρόχου (Reale, 2007).

πάνω, γεμίζοντας το βρόχο με πυκνότερο πλάσμα. Αυτό συμβαίνει ανεξαρτήτως του σε ποιο σημείο λαμβάνει τόπο η έκκλιση της ενέργειας. Η εξαύλωση, δηλαδή η θέρμανση του χρωμοσφαιρικού πλάσματος, γίνεται απότομα αρχικά, σε χρονική κλίμακα που δίνεται από το χρόνο που χρειάζεται να διαδοθεί ο ήχος κατά μήκος του βρόχου σε ισόθερμο μέσο:

$$\tau_{sd} = \frac{L}{\sqrt{2k_B T_0/m}} \approx 80 \frac{L_9}{\sqrt{T_{0,6}}} \text{ (s)} \quad (2.14)$$

όπου m η μέση μάζα του σωματιδίου. Μόλις το πρώτο μέτωπο της εξαύλωσης φτάσει στην κορυφή του βρόχου, η διαδικασία γίνεται πιο αργά, σε χρόνους που υπαγορεύονται από το χρόνο που χρειάζεται ο χρόνος ψύξης να εξισορροπήσει το χρόνο θέρμανσης.

Φάση III

Η φάση αυτή διαρκεί από την παύση του παλμού θερμότητας έως την μεγιστοποίηση της πυκνότητας στο βρόχο (ψύξη από αγωγή θερμότητας). Όταν η παροχή θερμότητας σταματήσει, ο βρόχος αρχίζει και ψύχεται άμεσα λόγω της υψηλής θερμικής αγωγιμότητας (π.χ. Cargill and Klimchuk, 2004), σε χρόνους κλίμακας:

$$\tau_c = \frac{3n_c k_B T_0 L^2}{2/7 \kappa T_0^{7/2}} = \frac{10.5 n_c k_B L^2}{\kappa T_0^{5/2}} \approx 1500 \frac{n_9 L_9^2}{t_6^{5/2}} \text{ (s)} \quad (2.15)$$

όπου n_c ($n_{c,10}$) είναι η αριθμητική πυκνότητα σωματιδίων (10^{10} cm^{-3}) στο πέρας του παλμού θέρμανσης και $\kappa = 9 \times 10^{-7}$ σε μονάδες c.g.s ο συντελεστής θερμικής αγωγιμότητας.

Το πέρας της θέρμανσης μπορεί εν γέννη να θεωρηθεί σαν τη χρονική στιγμή όπου η θερμοκρασία φθίνει αρκετά και μονότονα. Όσο διαρκεί αυτή η φάση, η εξαύλωση του πλάσματος συνεχίζει και η πυκνότητα του πλάσματος αυξάνει. Καθώς όμως η θερμοκρασία φθίνει, η απόδοση των απωλειών δια αγωγής μειώνεται ενώ η απόδοση των απωλειών ακτινοβολίας αυξάνει.

Φάση IV

Η φάση αυτή διαρκεί από το μέγιστο της πυκνότητας και μετά (ψύξη δια ακτινοβολίας). Από τη στιγμή που θα εξισωθούν οι δύο μηχανισμοί απωλειών, θα αρχίσει να κυριαρχεί ο μηχανισμός της

ψύξης δια ακτινοβολίας. Σε εκείνη τη στιγμή, η πυκνότητα, καθώς και η πίεση, θα έχουν φτάσει στο μέγιστο. Στη συνέχεια, η πυκνότητα θα αρχίσει να φθίνει μέσα στο βρόχο. Η ακτινοβολία γίνεται ο κυρίαρχος μηχανισμός σε χρονική κλίμακα:

$$\tau_r = \frac{3k_B T_M}{n_M P(T)} = \frac{3k_B T_M}{b T_M^\alpha n_M} \approx \frac{T_{M,6}^{3/2}}{n_{M,9}} \text{ (s)} \quad (2.16)$$

όπου T_M η θερμοκρασία τη στιγμή που φθάνει στο μέγιστο η πυκνότητα, n_M η μέγιστη τιμή της πυκνότητας, και $P(T)$ το emissivity ανά μονάδα emission measure του πλάσματος, εκπεφρασμένο ως $P(T) = bT^\alpha$, με $b = 1.5 \times 10^{-19}$ και $\alpha = -1/2$. Η πυκνότητα και η θερμοκρασία σε αυτή τη φάση φθίνουν μονότονα.

Η ύπαρξη υπόλοιπης ενέργειας (residual heating) μπορεί να κάνει την μείωση πιο αργή. Η ύπαρξη αυτής της παραμέτρου παρατηρείται από την μικρότερη κλίση των διαγραμμάτων $\log T - t$ (Sylwester *et al.*, 1993). Παρόμοια επίδραση στη διαδικασία της ψύξης μπορεί να έχει και η ύπαρξη ισχυρής συνιστώσας του βαρυτικού πεδίου, όπως επί παραδείγματι συμβαίνει σε μακρύνους βρόχους σχεδόν κάθετους στην ηλιακή επιφάνεια (Reale *et al.*, 1993).

Στο διάγραμμα 2.78', δίνεται η θερμοκρασία συναρτήσει της πυκνότητας. Ανάμεσα στη φάση III και IV, τέμνεται η γραμμή QSS που είναι η καμπύλη της κατάστασης ισορροπίας. Συνεπώς, στη φάση III, το πλάσμα έχει χαμηλότερη πυκνότητα από την πυκνότητα ισορροπίας, ενώ στη φάση IV (της ψύξης) το πλάσμα γίνεται υπέρπυκνο, όπως παρατηρείται σε ορισμένους θερμούς και ψυχρούς βρόχους (§2.4.2).

Στην περίπτωση που υπάρχει αμιγώς ψύξη του ζεστού πλάσματος, η κλίμακα χρόνου που θα κάνει να ψυχθεί είναι (Serio *et al.*, 1991; Reale, 2007):

$$\tau_s = 4.8 \times 10^{-4} \frac{L}{\sqrt{T_0}} = 500 \frac{L_9}{\sqrt{T_{0,6}}} \text{ (s)} \quad (2.17)$$

Η υπόθεση για την ψύξη αυτή είναι ότι το πλάσμα βρίσκεται σε ισορροπία, ή αλλιώς, στο σχήμα 2.78' βρίσκεται πάνω στην καμπύλη QSS. Υπάρχουν δύο περιπτώσεις όπου συμβαίνει αυτό. Πρώτον, η διάρκεια της θέρμανσης (ή Φάση II) να διαρκέσει αρκετά ώστε το πλάσμα να φτάσει σε κατάσταση ισορροπίας (η διακεκομμένη γραμμή στο σχήμα). Τότε, όταν το πλάσμα φτάσει σε ισορροπία, αρχίζει κατευθείαν η φάση IV, και δεν συμβαίνει η φάση III. Η μείωση της θερμοκρασίας και της πυκνότητας στην περίπτωση αυτή συμβαίνουν ταυτόχρονα, και χαρακτηρίζονται από την ψύξη δια ακτινοβολίας.

Δεύτερον, αν η θέρμανση δεν διαρκέσει τόσο ώστε να φτάσει το πλάσμα του βρόχου σε ισορροπία, τότε εμφανίζεται η φάση III, όπου το πλάσμα ψύχεται με ακτινοβολία και με αγωγή, μέχρις ότου φτάσει σε ισορροπία. Η ύπαρξη της φάσης III υπαγορεύει την χρονική διαφορά ανάμεσα στο μέγιστο της θερμοκρασίας και της πυκνότητας λόγω ενός σύντομου παλμού θερμότητας. Σύμφωνα με τα όσα αναφέρθηκαν στην παράγραφο της φάσης II, η δυναμικές κινήσεις μόλις γεμίσει ο βρόχος ο βρόχος δεν είναι ιδιαίτερα σημαντικές, και ο χρόνος για να φτάσει ο βρόχος είναι σχετίζεται με την ανταλλαγή ενέργειας μεταξύ ψύξης και θέρμανσης. Υδροδυναμικές προσομοιώσεις έδειξαν ότι ο χρόνος που χρειάζεται ο βρόχος για να φτάσει σε πλήρη ισορροπία είναι

$$\tau \approx 2.3\tau_s \quad (2.18)$$

Αν ο βρόχος φτάσει σε ισορροπία ($t \geq t_{eq}$), τότε η πυκνότητα φτάνει την τιμή της πυκνότητας ισορροπίας,

$$n_0 = \frac{T_0^2}{2\alpha^3 k_B L} = 1.3 \times 10^6 \frac{T_0^2}{L} \quad (2.19)$$

με $\alpha = 1.4 \times 10^3$ σε μονάδες cgs, ή $n_9 = 1.3 \frac{T_{0,6}^2}{L_9}$.

Αν ο παλμός δεν διαρκέσει αρκετά ώστε να φτάσει ο βρόχος στην ισορροπία ($t \leq t_{eq}$) τότε, η μέγιστη πυκνότητα είναι:

$$n_M \approx n_0 \frac{t_M}{t_{eq}} \quad (2.20)$$

με t_M τη χρονική στιγμή που συμβαίνει το μέγιστο της πυκνότητας. Σύμφωνα με τον [Reale \(2007\)](#), η θερμοκρασία τη στιγμή t_M είναι:

$$T_{M,6} = 0.9(n_{M,9}L_9)^{1/2} \quad (2.21)$$

και η διάρκεια της φάσης III, Δt_{0-M} , από την παύση της θέρμανσης έως το μέγιστο της πυκνότητας δίνεται από τον τύπο:

$$\Delta t_{0-M} \approx \tau_c \ln \psi \quad \psi = \frac{T_0}{T_M} \quad (2.22)$$

, που για $n_c = (2/3)n_M$, προκύπτει:

$$\frac{\Delta t_{0-M}}{t_M} \approx 1.2 \ln \psi \quad (2.23)$$

, και κυμαίνεται από 0.2 έως 0.8 για τυπικές τιμές του ψ (1.2-2).

Συνοψίζοντας, οι παραπάνω φάσεις της θέρμανσης αναφέρονται σε ένα μόνο βρόχο, ή ένα σκέλος βρόχου, υπό τη επίδραση ενός παλμού θερμότητας σε ένα σημείο του βρόχου. Τα σκέλη που αποτελούν την λεπτή δομή του βρόχου, είναι μικρότερα από τη διακριτική ικανότητα των τηλεσκοπίων, και συνεπώς χαρακτηριστικά των παλμών θερμότητας, όπως είναι η κατανομή τους και η συχνότητα τους είναι άγνωστα. Για να είναι έγκυρο το παραπάνω θεωρητικό μοντέλο θέρμανσης-ψύξης βρόχων χρειάζεται να βρεθούν παραπάνω δεδομένα για τέτοιους μικρής κλίμακας μηχανισμούς θέρμανσης.

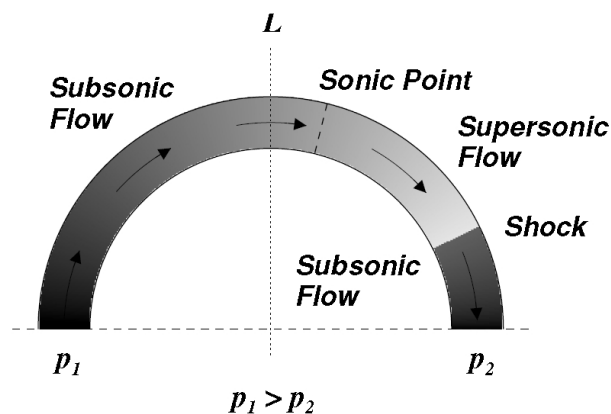
Η μοντελοποίηση ομάδων από τέτοια σκέλη βρόχων γίνεται με δύο τρόπους. Η μια μέθοδος, “στοιβάζει” τέτοια μονοδιάστατα μοντέλα που εξελίσσονται ανεξάρτητα, και να λαμβάνει τον μέσο όρο των παρατηρήσεων ([Guarrasi et al., 2010](#)). Η άλλη μέθοδος, λαμβάνει τον χρονικό μέσο όρο ενός μόνο μονοδιάστατου μοντέλου ([Warren et al., 2002, 2003](#)). Παραμένει όμως ανοιχτό προς μελέτη θέμα το κατά πόσον είναι εφικτή η περιγραφή μιας συλλογής σκελών βρόχων από την εξέλιξη ενός μόνο σκέλους.

2.5.4 Ροές

Μια γενίκευση των στατικών μοντέλων που περιγράφηκε στην §2.5.2 είναι οι βρόχοι με σταθερές ροές λόγω διαφοράς πίεσης στα πόδια τους (π.χ. [Cargill and Priest, 1980](#)). Από εξέλιξη αυτών των μοντέλων προέκυψαν νόμοι κλίμακας, όπως είχαν προκύψει για τα μονολιθικά μοντέλα, για την περίπτωση των βρόχων με σταθερές υποηχητικές ροές ([Orlando et al., 1995a](#)).

Η μελέτη των ροών στους βρόχους με κρίσιμη ή υπερηχητική ταχύτητα, σύμφωνα με τους [Orlando et al. \(1995b\)](#), συνεπάγεται την ύπαρξη ενός κρουστικού κύματος σε σταθερή θέση κατά μήκος του βρόχου, με τη θέση αυτή να εξαρτάται από το ρυθμός θέρμανσης τους βρόχου ανά μονάδα όγκου (σχ. 2.8). Η ύπαρξη όμως ισχυρών ροών μπορεί να μεταβάλλει τη γραμμική εκπομπή του πλάσματος συγκριτικά με την εκπομπή του στατικού πλάσματος ([Golub et al., 1989](#)) κατά τρόπον που η ακτινοβολία θα είναι μετατοπισμένη προς το ιώδες στα UV ([Spadaro et al., 1990](#)), ενώ παρατηρείται συστηματική μετατόπιση προς το ερυθρό στις κυρίαρχες γραμμές της περιοχής αυτής (§2.4.4).

Για την ερμηνεία της συστηματικής αυτής μετατόπισης προς το ερυθρό έχουν προταθεί διάφορα μοντέλα. Οι [Hansteen \(1993\)](#) θεώρησαν ότι οι μετατοπίσεις οφείλονται σε κινούμενα προς τα κάτω ακουστικά κύματα, που πιθανώς να διεγείρονται από nanoflares. Κάνοντας χρήση δισδιάστατων μοντέλων, οι [Reale et al. \(1996, 1997\)](#) πρότειναν ότι δημιουργούνται ρεύματα προς



Σχήμα 2.8: Σχηματική αναπαράσταση της δημιουργίας στάσιμου κρουστικού κύματος σε βρόχο (Orlando and Peres, 1999).

τα κάτω λόγω συμπυκνωμάτων πλάσματος που ψύχονται δια ακτινοβολίας στη μεταβατική ζώνη, με τα αποτελέσματα να υποδεικνύουν πυκνότητες πλάσματος που απαντώνται σε ενεργές περιοχές. Οι Teriaca *et al.* (1999) θεώρησαν την εμφάνιση nanoflares σε μαγνητικούς βρόχους σε θερμοκρασίες κοντά στη θερμοκρασία σχηματισμού του O VI. Τα αποτελέσματα μπορούσαν να εξηγήσουν και την εμφάνιση των ερυθρομετατοπίσεων στις γραμμές του UV της μεταβατικής ζώνης, καθώς και την ύπαρξη μετατοπίσεων προς το ιώδες στις στεμματικές γραμμές. Παρά ταύτα, οι Patsourakos and Klimchuk (2006) τόνισαν την εξάρτηση των αποτελεσμάτων από τις παραμέτρους της θέρμανσης, και πρότειναν ότι οι μοντελοποιήσεις πρέπει να γίνονται κατά παρατήρηση, καθώς χρειάζονται περισσότεροι περιορισμοί για το είδος της θέρμανσης.

Η ύπαρξη των ροών πλάσματος στους βρόχους επηρεάζει την αφθονία των ιόντων βαρέων στοιχείων (π.χ. σίδηρο, οξυγόνο) (Lenz, 2004). Η επίδραση στις αφθονίες επιτυγχάνεται λόγω του συνδυασμού του μηχανισμού σύζευξης Coulomb, μεταξύ ελεύθερων ηλεκτρονίων και ιόντων, και των υδροδυναμικών ροών κατά μήκος των βρόχων.

Άλλες μελέτες έδειξαν ότι οι ροές δεν είναι κυρίαρχες στους στεμματικούς βρόχους, καθώς οι ροές μπορεί να μην είναι σε θέση να εξηγήσουν την ύπαρξη ισόθερμων βρόχων (Patsourakos *et al.*, 2004).

Η ψύξη του πλάσματος είναι ικανή να δημιουργήσει ροές προς τα κάτω (Bradshaw and Cargill, 2005). Οι Müller *et al.* (2005), πρότειναν δύο μηχανισμούς για την εξήγηση της εμφάνισης ορισμένων σημείων αυξημένης έντασης ακτινοβολίας που διαδίδονταν κατά μήκος βρόχων. Ο πρώτος μηχανισμός ήταν η ύπαρξη αργών μαγνητοακουστικών κυμάτων, και ο δεύτερος ήταν η ύπαρξη συμπυκνωμάτων (blobs) πλάσματος που ψυχόταν και κατερχόταν στον μαγνητικό βρόχο. Τα αποτελέσματα του μοντέλου των συμπυκνωμάτων βρισκόντουσαν σε συμφωνία με τα παρατηρούμενα μεγέθη.

Άλλοι μέθοδοι που έχουν προταθεί για τη δημιουργία των ροών βασίζονται στα κύματα πλάσματος. Οι Taroyan *et al.* (2005) πρότειναν ως υποψήφιους μηχανισμούς ακουστικά κύματα που διεγείρονται από παλμούς θέρμανσης στα πόδια των βρόχων στη χρωμόσφαιρα, και αποσβέννυνται λόγω της θερμικής αγωγιμότητας στο στέμμα. Τα κύματα Alfvén έχουν προταθεί επίσης ως μηχανισμοί εκκίνησης ροών, καθώς αποδίδουν τέτοια ορμή στο πλάσμα ώστε να μπορούν να δημιουργηθούν σταθερές ροές με σχετικά υψηλή πυκνότητα (O'Neill and Li, 2005). Έχει δειχθεί μάλιστα, ότι οι διαταραχές τύπου Alfvén ενισχύονται από την παρουσία ροών (Taroyan, 2009).

2.5.5 Θέρμανση των Στεμματικών Βρόχων

Το ζήτημα της θέρμανσης των βρόχων αποτελεί ένα αναπάντητο ερώτημα σήμερα, και είναι στενά συνδεδεμένο με το γενικότερο πρόβλημα της θέρμανσης του στέμματος. Παρόλο που είναι γνωστή η μαγνητική προέλευση της ενέργειας που τελικά μετατρέπεται σε θερμότητα, δεν είναι γνωστό το πως. Ο Klimchuk (2006) χώρισε το ζήτημα της θέρμανσης των βρόχων σε έξι βήματα: Την ανίχνευση της πηγής της ενέργειας, τη μετατροπή της σε θερμότητα, την αντίδραση του πλάσματος στη θερμότητα αυτή, το φάσμα της εκπεμπόμενης ακτινοβολίας και τελικώς την υπογραφή τους σε παρατηρήσιμα μεγέθη. Πέραν των αναλυτικών μοντέλων, το πρόβλημα της πηγής και της μετατροπής της ενέργειας προσεγγίζεται με MHD μοντέλα (Gudiksen and Nordlund, 2005), που ακόμα δεν είναι σε θέση να παράξουν ακριβείς προβλέψεις για την αντίδραση του πλάσματος και τα παρατηρήσιμα μεγέθη.

Ως πηγή της ενέργειας έχει τονιστεί η σημασία της μαγνητικής ενέργειας στη θέρμανση (Golub *et al.*, 1980). Οι συνεχείς φωτοσφαιρικές κινήσεις αυξάνουν την τάση των μαγνητικών γραμμών, δημιουργούν κύματα, και προκαλούν επανασυνδέσεις. Ο Klimchuk (2006) χώρισε τις διαδικασίες θέρμανσης σε δύο ομάδες: α) αυτές που σχετίζονται με τη διάδοση της μαγνητικής τάσης και τις επανασυνδέσεις, που τις χαρακτήρισε ως Direct Current (DC) θέρμανση, και β) αυτές που σχετίζονται με διάδοση κυματικών φαινομένων, που τις χαρακτήρισε ως Alternating Current (AC).

Θέρμανση Συνεχούς Ρεύματος (DC)

Η θέρμανση συνεχούς ρεύματος έχει ως βάση τα nanoflares. Η θέρμανση με nanoflares υπάρχει στο προσκήνιο ως υποψήφιος μηχανισμός για τη θέρμανση του στέμματος εδώ και δεκαετίες. Οι (Cargill, 1994) χρησιμοποίησαν μοντέλα βρόχων που αποτελούνται από εκατοντάδες σκέλη που θερμαίνονται μέσω nanoflares και έδειξαν ότι υπάρχει πλεόνασμα emission measure σε θερμοκρασίες μεγαλύτερες από 1MK, και τόνισαν την εξάρτηση της δυναμικής του πλάσματος στο ποσοστό πλήρωσης του βρόχου.

Μοντέλα βρόχων με λεπτή δομή, που θερμαίνονται από nanoflares στα πόδια τους είναι σε θέση να ερμηνεύσουν αρκετά παρατηρησιακά δεδομένα, χωρίς όμως να παράγουν το ενεργειακό απόθεμα για τη θέρμανση του στέμματος (Aschwanden, 1999; Warren *et al.*, 2002, 2003). Χωρίς να μπορεί να δοθεί τελική απάντηση στο βαθμό λειτουργίας του κάθε μηχανισμού θέρμανσης, κάθε μοντέλο έχει ορισμένα προτερήματα και μειονεκτήματα. Ενδεικτικά, αναφέρονται ορισμένα αποτελέσματα μοντέλων.

Οι (Patsourakos and Klimchuk, 2008), κάνοντας χρήση μοντέλων στατικών και εκρηκτικών θερμάνσεων, κατέληξαν ότι οι δεύτερες είναι σε θέση να αναπαράγουν ταυτόχρονα παρατηρήσεις SXR και EUV βρόχων. Ο κύκλος της θέρμανσης/ψύξης των βρόχων, με το ημιαναλυτικό μοντέλο των Cargill and Klimchuk (2004) είναι σε θέση να αναπαράγει τις παρατηρήσεις των θερμών χαμηλής πυκνότητας και ψυχρών υπέρπυκνων βρόχων. Ακόμα, σύμφωνα με το μοντέλο, το DEM εξαρτάται από τον αριθμό των σκελών που απαρτίζουν το βρόχο, και συνεχώς μπορεί να χρησιμοποιηθεί ως διαγνωστικό για την εσωτερική δομή τους. Περαιτέρω, το μοντέλο των (Warren and Winebarger, 2007) εισήγαγε απότομη θέρμανση σε ένα μοντέλο ενεργού περιοχής, και ήταν σε θέση να αναπαράγει ολόκληρο το φάσμα των SXR, αναπαράγοντας όμως μερικώς το φάσμα στα EUV.

Θέρμανση Εναλλασσόμενου Ρεύματος (AC)

Τα MHD κύματα που παράγονται στην φωτόσφαιρα είναι πολλών τύπων, όπως ακουστικά, Alfvén, γρήγορα και αργά μαγνητοακουστικά κ.α. (Klimchuk, 2006). Η μεγάλη μεταβολή της θερμοκρασίας και της πυκνότητας, και η μεγάλη μεταβολή της ταχύτητας Alfvén στη μεταβατική περιοχή, δρουν ως φίλτρο για πολλά από τα κύματα, καθώς, άλλα απορροφώνται (ακουστικά), άλλα ανακλώνται και άλλα διαθλώνται (γρήγορου τύπου κύματα) (Narain and Ulmschneider, 1996).

Τα φωτοσφαιρικά κύματα είχαν προταθεί από τον [Hollweg \(1984\)](#), ως υποψήφιος μηχανισμός θέρμανσης του στέμματος, μέσω της απορρόφησης συντονισμού (resonance absorption). Ένας βρόχος μπορεί να θεωρηθεί ως μια δομή που μπορεί να συντονιστεί με ένα κύμα. Η φωτόσφαιρα, παράγει διάφορα μικρής κλίμακας κύματα, τα οποία στην πλειοψηφία τους απορροφώνται στην χρωμόσφαιρα και τη μεταβατική ζώνη. Η διάδοση των κυμάτων στους βρόχους, επιτρέπεται μόνο σε ένα στενό φάσμα συχνοτήτων, τις συχνότητες συντονισμού των βρόχων. Αν συνεπώς ένα κύμα έχει συχνότητα $\omega \approx 2\pi u_A/L$, όπου L το μήκος του βρόχου, τότε, μπορεί να διαδοθεί. Τα κύματα Alfvén έχουν τη δυναμική να θερμάνουν το στέμμα, αλλά ενδεχομένως να μην να μην διατίθεται η απαιτούμενη ροή ([Parker, 1991](#)). Όμως, παρατηρησιακές ενδείξεις των κυμάτων Alfvén έχουν υπάρξει από μετρήσεις μεταβολών ταχυτήτων και μαγνητικών πεδίων, και έχουν βρεθεί ροές που μπορούν να συνεισφέρουν εν μέρη στη θέρμανση του στέμματος ([Muller et al., 1994](#)). Οι μεγάλοι μήκους βρόχοι έχουν συχνότητες συντονισμού στο φάσμα των κυμάτων Alfvén. Οι μικρότεροι βρόχοι, που επιτρέπουν την διέλευση υψίσυχνων κυμάτων, μπορούν να επιτρέψουν τη διέλευση μικρότερης συχνότητας κυμάτων αν το μαγνητικό τους πεδίο είναι αρκετά συστραμμένο ([Litwin and Rosner, 1998](#)).

Πρόσφατα παρατηρήθηκαν κύματα που δημιουργούνται στο στέμμα, αλλά δεν είναι βέβαιο το κατά πόσον μπορούν να θερμάνουν το πλάσμα ([Tomczyk et al., 2007](#)), καθώς ακόμα και αν μπορούν να παραχθούν αρκετά κύματα στο στέμμα, δεν είναι γνωστό το κατά πόσον αποσβένονται επαρκώς ([Porter et al., 1994](#)).

Η θέρμανση μέσω κυμάτων Alfvén από συντονισμό σε στεμματικούς βρόχους, βρέθηκε ότι μπορεί να οδηγήσει σε δυο διαφορετικές οικογένειες βρόχων ([O'Neill and Li, 2005](#)). Η μία ομάδα είναι οι ισόθερμοι ψυχροί βρόχοι, όπως αυτοί που παρατηρούνται από το TRACE, και οι άλλοι είναι υπέρθερμοι βρόχοι, όπως αυτοί που παρατηρούνται από το Yohkoh/SXT, χωρίς όμως η μελέτη να υποδεικνύει κάποιο διαγνωστικό για να διαφοροποιηθούν αυτοί οι βρόχοι από τους ανάλογους που παράγονται από nanoflares.

Πρόσφατα, βρέθηκαν ενδείξεις για την ύπαρξη χαμηλής συχνότητας κυμάτων Alfvén στη χρωμόσφαιρα ([De Pontieu et al., 2007](#)). Τέτοιου είδους κύματα είναι σε θέση να παρέχουν ενέργεια στο στέμμα όχι μόνο μέσω μηχανισμών συντονισμού, αλλά και με άλλους τρόπους, όπως το phase mixing και η enhanced resistivity ([Ofman and Aschwanden, 2002](#)).

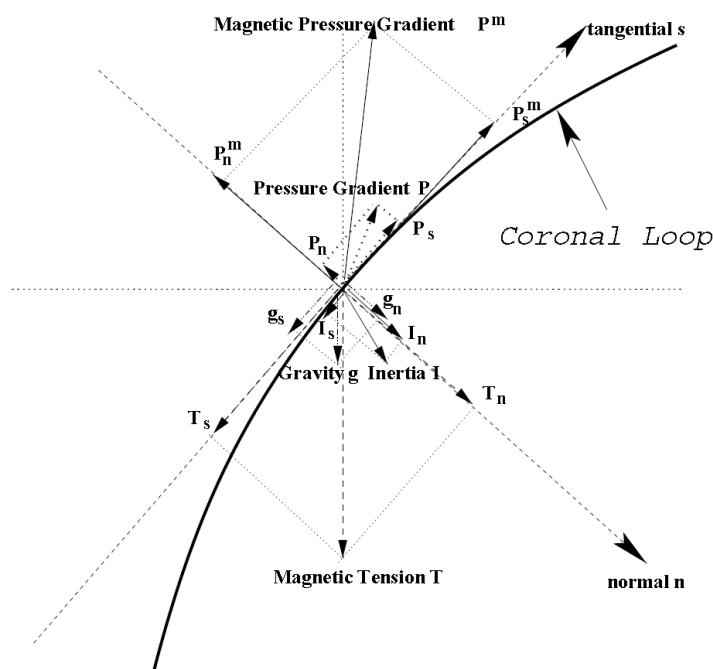
Ακόμα, ενδείξεις για την ύπαρξη αργών μαγνητοακουστικών κυμάτων παρατηρήθηκαν πρόσφατα από μετρήσεις του TRACE ([Nakariakov et al., 2000](#)). Τα κύματα αυτά συσχετίστηκαν με ταλαντώσεις 3-λεπτών της χρωμόσφαιρας και της μεταβατικής ζώνη στην περιοχή των κηλίδων και με τις 5-λεπτες ταλαντώσεις του Ήλιου (p-modes). Τέτοια κύματα είναι υποψήφιοι μηχανισμοί για τη θέρμανση του στέμματος ([Beliën et al., 1999](#)).

Συγκρίσεις μεταξύ των μηχανισμών θέρμανσης AC και DC γίνονται για να βρεθούν παρατηρησιακές διαφορές που θα προέκυπταν από τους δύο μηχανισμούς. Παραδείγματός χάριν, οι [Antolin et al. \(2008\)](#) συνέκριναν τις υπογραφές των μηχανισμών στην κατανομή ενέργειας που θα προέκυπταν στις ακτίνες X για ένα μοντέλο βρόχου, και βρήκανε, ότι οι νόμοι δύναμης της κατανομής της έντασης ακτινοβολίας διαφέρουν σημαντικά ανάμεσα σε AC και DC.

Ο Ρόλος των Μαγνητικών Πεδίων και των Ροών

Πρόσφατες μελέτες έχουν αρχίσει να ερευνούν το ρόλο της δυναμικής των μαγνητικών πεδίων, όπως η διάχυση της μαγνητικής ενέργειας που βρίσκεται αποθηκευμένη στην τάση των μαγνητικών γραμμών η συνεισφοράς των ασταθειών στη θέρμανση του στέμματος και των βρόχων.

Η μελέτη των [Démoulin et al. \(2003\)](#) βρήκε μια εξάρτηση μεταξύ της μέσης θέρμανσης του στέμματος με την πυκνότητα της μαγνητικής ροής σε μια ενεργό περιοχή. Κάνοντας χρήση μονολιθικών βρόχων, υπολόγισαν διαφορές ανάμεσα σε μοντέλα που βασίζονται στη διάχυση της μαγνητικής ενέργειας και σε μοντέλα που βασίζονται στη διασπορά των κυμάτων. Τα αποτελέσματά τους έδειξαν ότι μοντέλα που βασίζονται σε μαγνητικά πεδία που φέρουν ρεύματα και έχουν επαρκή μαγνητική τάση, είναι πιο αποδοτικά από κυματικά μοντέλα που εισάγουν τα κύματα στη βάση του στέμματος.



Σχήμα 2.9: Η ανάλυση των δυνάμεων κατά μήκος ενός βρόχου στην κανονική (n) και εφαπτομενική (s) διεύθυνση. Στο σχήμα δίνεται κλίση της μαγνητικής πίεσης P^m , η μαγνητική τάση T , η πίεση του αερίου P , η βαρυτική δύναμη g , και οι αδρανειακές δυνάμεις I (Petrie et al., 2003).

Η μοντελοποίηση με χρήση MHD αριθμητικών μεθόδων είναι ο κύριος τρόπος με τον οποίο μπορεί να μελετηθεί ο ρόλος των μαγνητικών πεδίων. Οι Rappazzo et al. (2007) μελέτησαν τις MHD ανισότροπες διαταραχές και βρήκαν ότι μπορούν να αποτελέσουν φυσικό μηχανισμό μεταφοράς ενέργειας από στο στέμμα.

Οι μαγνητικές αστάθειες, τέλος, ελέγχονται για το κατά πόσον μπορούν να συνεισφέρουν στο ενεργειακό απόθεμα του στέμματος. Για τη θέρμανση βρόχων, οι Browning et al. (2008) βρήκαν ότι nanoflares που πυροδοτούνται από αστάθειες τύπου kink είναι σε θέση να ερμηνεύσουν τους μικρής έντασης παλμούς θερμότητας.

Για την διερεύνηση των επιδράσεων των γεωμετρικών χαρακτηριστικών και της δυναμικής του πλάσματος, οι Petrie et al. (2003) μελέτησαν διδιάστατες αναλυτικές MHD, χωρίς χρονική εξάρτηση, λύσεις σε ισορροπία με συμπιεστή σταθερή ροή πλάσματος, σε ομοιόμορφο βαρυτικό πεδίο. Η μελέτη αυτή είχε ως σκοπό την εύρεση της βέλτιστης λύσης σε ισορροπία μέσω της προσαρμογής των παραμέτρων του μοντέλου σε παρατηρήσεις του TRACE και SoHO/CDS-SUMER. Βρέθηκε ότι η δύναμη Lorentz και οι αδρανειακές δυνάμεις κατά μήκος του βρόχου είναι σημαντικές (σχ. 2.9) και δεν μπορούν να θεωρούνται αγνοήσιμες, όπως συμβαίνει σε 1D μοντέλα και στα συνήθη υδροδυναμικά 2D μοντέλα. Ακόμα βρέθηκε ότι η ύπαρξη σταθερής υπόαλφβενικής ροής επηρεάζει σημαντικά τον τρόπο της θέρμανσης του βρόχου. Παρόμοια μελέτη πραγματοποιήθηκε για την περίπτωση προεξοχής και προέκυψε πάλι ότι η ύπαρξη της ροής επιδρά στο θερμικό ισοζύγιο της δομής (Petrie et al., 2005). Τα παραπάνω αποτελούν περιπτώσεις λύσεων από τις γενικές οικογένειες διδιάστατων MHD λύσεων που έχουν το χαρακτηριστικό της αυτο-ομοιότητας, που σημαίνει πως ένα από τα φυσικά μεγέθη εκφράζεται σαν νόμος δύναμης (power law) συναρτήσει μιας χωρικής μεταβλητής του προβλήματος (Petrie et al., 2002).

Κεφάλαιο 3

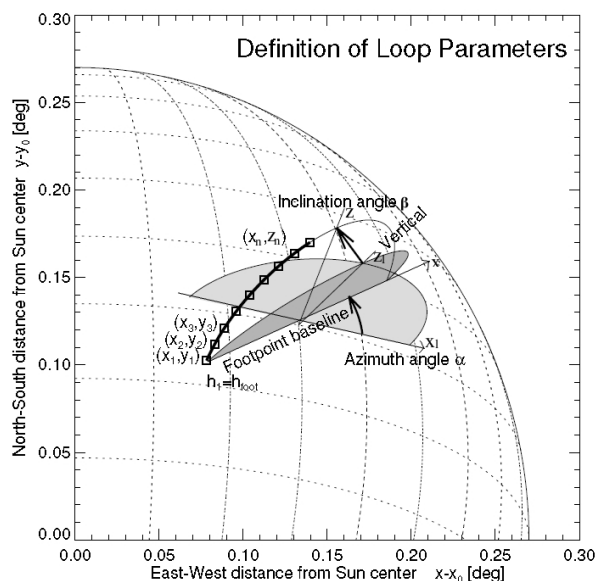
Μελέτη της Τρισδιάστατης Δομής και της Δυναμικής των Στεμματικών Βρόχων

3.1 Εισαγωγικά

Η ενότητα αυτή της εργασίας είναι αφιερωμένη στην παρουσίαση των αποτελεσμάτων της έρευνας που έγινε στα πλαίσια της εκπόνησης της μεταπτυχιακής διατριβής, στο θέμα της στερεοσκοπικής ανάλυσης των στεμματικών βρόχων.

Οι παρατηρήσεις που έχουμε από τα τηλεσκόπια αποτελούν δισδιάστατες απεικονίσεις τρισδιάστατων δομών. Η μελέτη των τρισδιάστατων ιδιοτήτων των ηλιακών δομών, και στην περίπτωση της παρούσης εργασίας, η μελέτη της τρισδιάστατης δομής των στεμματικών βρόχων, είναι ιδιαίτερης σημασίας για την κατανόηση της δημιουργίας, εξέλιξης, δομής και δυναμικής των δομών αυτών. Όπως αναφέρθηκε στις παραγράφους §2.4.4, 2.5.4, οι ροές που εμφανίζονται κατά μήκος των βρόχων έχουν ιδιαίτερη σημασία. Το γεγονός ότι οι βρόχοι είναι ορατοί, αποδίδεται στην ύπαρξη ροών (Lenz, 2004), και συνάμα, οι ροές πρέπει να περιορίζονται σε κάποια όρια για να εκπέμπουν στις διάφορες γραμμές τις εντάσεις που παρατηρούνται (Patsourakos *et al.*, 2004). Οι φασματοσκοπικές μελέτες δίνουν τιμές για τις ταχύτητες στην ευθεία της παρατήρησης, αλλά ο παράγοντας γεωμετρίας μπορεί να αλλάξει πλήρως τις τιμές αυτές. Πέραν τούτου, με βάση τη γεωμετρία, η παρατηρούμενη ροή μπορεί να είναι διαφορετικής φύσεως, όπως ροή σιφωνίου, ροή που γεμίζει το βρόχο (filling) ή ροή που αδειάζει από το βρόχο (draining). Τα διαφορετικά είδη των ροών οφείλονται σε διαφορετικούς φυσικούς μηχανισμούς, όπως η διαφορά πίεσης στα πόδια του βρόχου, η θέρμανση και η ψύξη (§2.5.3, 2.5.4). Κάθε μηχανισμός, η συχνότητα εμφάνισής του, τα μήκη κύματος στα οποία εμφανίζεται και η χρονικές κλίμακες που περιγράφουν τα φαινόμενα είναι ιδιαίτερα σημαντικά για τη θεωρητική περιγραφή των στεμματικών βρόχων.

Πολλές μελέτες έχουν γίνει στον τομέα της στερεοσκοπικής ανακατασκευής των στεμματικών βρόχων. Οι πρώτες μελέτες που έγιναν, έκαναν υποθέσεις για το σχήμα των βρόχων, όπως ότι βρόχος πρέπει να είναι ημικυκλικός, και τις ροές που έπρεπε να υπάρχουν κατά μήκος του βρόχου (Loughhead *et al.*, 1983; Berton and Sakurai, 1985). Άλλες μέθοδοι (Aschwanden *et al.*, 1999) εξετάζουν μια ενεργό περιοχή σε δύο χρονικές στιγμές με το SoHO/EIT, και από τη διαφορά των θέσεων, με τη μέθοδο της τριγωνοποίησης, ανακατασκευάζουν την τρισδιάστατη δομή, και εκτιμώντας την επίδραση του υποβάθρου στα αποτελέσματα (§2.4.1). Το STEREO, που αποτελείται από δύο δορυφόρους και σχεδιάστηκε ακριβώς για το σκοπό αυτό, έχοντας καλύτερη διακριτική ικανότητα από τα όργανα όπως το SoHO/EIT, χρησιμοποιήθηκε επίσης για την εκτίμηση της τρισδιάστατης θέσης των βρόχων. Οι (Aschwanden *et al.*, 2008) χρησιμοποίησαν το STEREO για την μελέτη των αποκλίσεων από δύο βασικές υποθέσεις στη μελέτη των βρόχων, την ημικυκλικότητα



Σχήμα 3.1: Ο βρόχος είναι η καμπύλη με τα επιλεγμένα σημεία (x_n, y_n) , και πάνω σε αυτόν ορίζεται το σύστημα του βρόχου, (x, z) . Η παρατήρηση, σε μια ηλιακή εικόνα, θα είναι τα σημεία (x_n, y_n) , χωρίς όμως τη γνώση των γωνιών που φαίνονται στο σχήμα, αλλά ως προβολή πάνω στον ηλιακό δίσκο. Το τοπικό σύστημα είναι το σύστημα (x_l, y_l, z_l) από το οποίο μετρώνε οι γωνίες β και α . Η γωνιά κλίσης β φαίνεται στο σχήμα, και η περιοχή σκούρου γκρι χρώματος είναι ο βρόχος μετά από στροφή κατά β . Η γωνία α της κλίσης των ποδιών του βρόχου φαίνεται στο σχήμα, και τη περιοχή με το ανοιχτού γκρι χρώμα είναι ο βρόχος μετά από στροφή πρώτα κατά β και μετά κατά α (Τροποποιημένο σχήμα των [Aschwanden 2005](#)).

και τη θεώρηση ότι ο βρόχος βρίσκεται πάνω σε ένα επίπεδο. Παρατηρήσεις του STEREO χρησιμοποιήθηκαν για να τεθούν περιορισμοί στις παραμέτρους μη-γραμμικών force-free παρεκτάσεων των μαγνητικών πεδίων ([De Rosa et al., 2009](#)).

Για την στερεοσκοπική μελέτη των βρόχων και την εύρεση της δυναμικής τους από φασματοσκοπικές παρατηρήσεις, είναι απαραίτητη η γνώση της τρισδιάστατης δομής. Ο [Del Zanna \(2008\)](#) μελέτησε παρατηρήσεις του Hinode/EIS της ενεργού περιοχής NOAA AR 10926, και μελέτησε την συμπεριφορά της ταχύτητας κατά μήκος της ευθείας παρατήρησης σε διαφορετικά μήκη κύματος.

Στο πρώτο μέρος της εργασίας αυτής, γίνεται μελέτη της ίδιας ενεργού περιοχής, και μελετάμε τις ροές του πλάσματος κατά μήκος επιλεγμένων βρόχων, για τους οποίους ήταν δυνατή η τρισδιάστατη δομή. Η μέθοδος που χρησιμοποιείται αναπτύχθηκε από τους [Alissandrakis et al. \(2008\)](#) και χρησιμοποιεί τις ταχύτητες των μετατοπίσεων Doppler κατά μήκος των βρόχων για την ανακατασκευή των βρόχων. Το μοντέλο αυτό θα περιγραφεί στην επόμενη παράγραφο.

Στο δεύτερο μέρος της εργασίας αυτής, ελέγχεται η ακρίβεια της μεθόδου ως προς τις κλίσεις των βρόχων που υπολογίζει, χρησιμοποιώντας παρατηρήσεις μιας άλλης ενεργού περιοχής, της NOAA AR 11193, από το Hinode/EIS, και συγκρίνοντας τα αποτελέσματα με τριγωνοποιημένα δεδομένα από τα παρατηρητήρια STEREO-A και SDO.

3.2 Ανακατασκευή της Γεωμετρίας των Βρόχων

Η ανακατασκευή της γεωμετρίας του βρόχου γίνεται μέσω διαφόρων στροφών σε τρία χαρακτηριστικά συστήματα αναφοράς στον Ήλιο. Τα συστήματα αυτά, φαίνονται στο σχήμα [3.1](#), και ορίζονται ως εξής:

Το σύστημα του ουρανού (sky system): Το σύστημα του ουρανού (x_s, y_s, z_s) ορίζεται στο επίπεδο του ουρανού (το επίπεδο της δορυφορικής εικόνας) με τον άξονα x_s να έχει κατεύθυνση προς τα Δυτικά της εικόνας, τον άξονα y_s να έχει κατεύθυνση προς τον ηλιακό Βορρά, και τον άξονα z_s να έχει κατεύθυνση πάνω στην ευθεία παρατήρησης.

Το τοπικό σύστημα (local system): Το τοπικό σύστημα, (x_l, y_l, z_l) ορίζεται κατά τρόπο ώστε το επίπεδο (x_l, y_l) να είναι το εφαπτόμενο επίπεδο στην επιφάνεια του ήλιου σε ένα σημείο, με το x_l να έχει κατεύθυνση την τοπική κατεύθυνση προς τη Δύση, και το y_l να έχει κατεύθυνση την τοπική κατεύθυνση προς το Βορρά, και το z_l να έχει κατεύθυνση την κατεύθυνση προς τα έξω κάθετα στο επίπεδο που ορίζουν τα (x_l, y_l) .

Το σύστημα του βρόχου (loop system): Θεωρώντας ότι ο βρόχος βρίσκεται πάνω σε ένα επίπεδο, το σύστημα του βρόχου (x, z) ορίζεται με τον άξονα x να είναι η ευθεία που ενώνει τα πόδια του βρόχου με κατεύθυνση προς τα Δυτικά, και τον άξονα z να έχει κατεύθυνση προς την κορυφή του βρόχου.

Όλα τα παραπάνω συστήματα έχουν την αρχή τους στο ενδιάμεσο σημείο που ορίζεται από τα πόδια του βρόχου στο κάθε σύστημα. Ο προσανατολισμός του βρόχου χαρακτηρίζεται από δύο γωνίες που ορίζονται στο τοπικό σύστημα. Η αζιμουθιακή γωνία α , ορίζεται ως η γωνία μεταξύ της ευθείας που διέρχεται από τα πόδια του βρόχου (άξονας x συστήματος βρόχου) και της κατεύθυνση Ανατολής-Δύσης (άξονας x_l τοπικού συστήματος), και εκφράζει στη στροφή του βρόχου σε σχέση με τον παράλληλο που διέρχεται από την αρχή του τοπικού συστήματος. Η κλίση του βρόχου, γωνία β , είναι η γωνία που ορίζεται μεταξύ του επιπέδου του βρόχου (άξονας z στο σύστημα του βρόχου) και την κάθετο του τοπικού συστήματος (άξονας z_l του τοπικού συστήματος). Με τη χρήση αυτών των δύο γωνιών, μπορεί να γίνει η μεταφορά από το τοπικό σύστημα στο σύστημα του βρόχου.

Η επιλογή των βρόχων σε μια εικόνα (π.χ. σχ. 3.2) γίνεται με το μάτι, ελέγχοντας τη σχετική ένταση στα γειτονικά σημεία, και μεταβάλλοντας την αντίθεση των εικόνων ώστε να βρεθούν με μεγαλύτερη ακρίβεια η θέση των βρόχων. Από την επιλογή των σημείων ενός βρόχου σε μια εικόνα έντασης ακτινοβολίας του Hinode/EIS, έχουμε τις συντεταγμένες του κάθε σημείου x_{si}, y_{si} , με $i = 1, \dots, N$, καθώς και τις τιμές της ταχύτητας Doppler u_{si} στα σημεία αυτά από τα φάσματα του EIS. Με γνώση των σημείων των ποδιών του βρόχου, είναι δυνατός ο υπολογισμός της γωνίας α , και παραμένει ελεύθερη παράμετρος η γωνία β . Η βέλτιστη γωνία β επιλέγεται από επιπλέον κριτήριο, που προέρχεται από τις ταχύτητες, και η γωνία αυτή αποτελεί τη λύση που ταιριάζει καλύτερα στα δεδομένα.

Το μοντέλο περιγράφεται αναλυτικά στο παράρτημα Α'. Στη συνέχεια αναφέρονται επιγραμματικά τα βήματα που ακολουθούνται για την επιλογή της βέλτιστης γωνίας β

1. Υπολογίζεται το ηλιογραφικό μήκος l και πλάτος θ των ποδιών του βρόχου και του μέσου του διαστήματος που ορίζουν τα πόδια του βρόχου, από τις συντεταγμένες στο σύστημα του ουρανού. Στη συνέχεια, υπολογίζεται η αζιμουθιακή γωνία α :

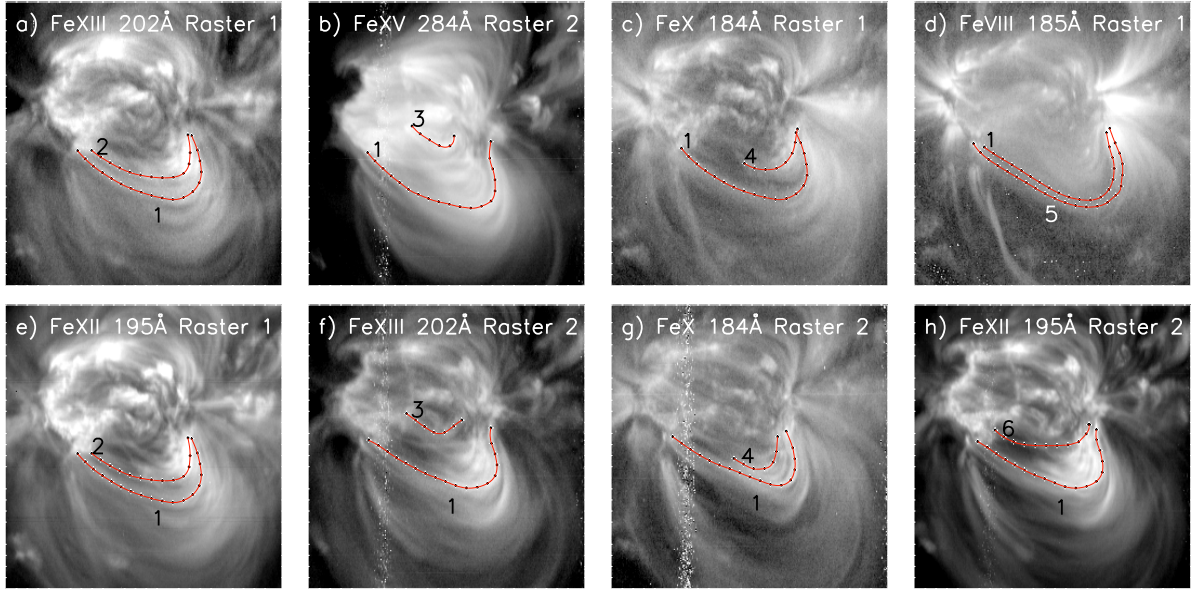
$$\alpha = \tan^{-1} \frac{\Delta\theta}{\Delta l \cos \theta}, \quad (3.1)$$

όπου Δl , $\Delta\theta$ είναι οι διαφορές των ηλιογραφικών μηκών και πλατών των ποδιών.

2. Υποθέτουμε μια γωνία β που να βρίσκεται στο διάστημα $\beta_1 < \beta < \beta_2$, όπου β_1 είναι η κλίση όπου η ευθεία παρατήρηση βρίσκεται πάνω στο επίπεδο του βρόχου (και ο βρόχος φαίνεται ως ένα ευθύγραμμο τμήμα), και η $\beta_2 = \beta_1 - \pi/2$ η γωνία για την οποία ο βρόχος βυθίζεται κάτω από την ηλιακή επιφάνεια. Οι δύο αυτές γωνίες αποτελούν τις οριακές τιμές που μπορεί να λάβει η κλίση του βρόχου.

3. Για την τιμή του β που υποθέσαμε, και για κάθε σημείο i του βρόχου που έχουμε επιλέξει, υπολογίζουμε το z_{si} από τα x_{si}, y_{si} χρησιμοποιώντας την εξίσωση:

$$z_{si} = -\frac{x_{si}D_{21} + y_{si}D_{23}}{D_{23}}, \quad (3.2)$$



Σχήμα 3.2: Εικόνες έντασης σε διάφορες φασματικές γραμμές από τις δύο σαρώσεις που μελετήθηκαν. Στις εικόνες είναι επιλεγμένοι οι βρόχοι που αναλύθηκαν. Ο βρόχος 1 εμφανίζεται σε κάθε φασματική γραμμή και σε κάθε σάρωση. Ο βρόχος 2 εμφανίζεται στις εικόνες (a) και (e), ο βρόχος 3 στις (b) και (f), ο βρόχος 4 στις (c) και (g), ο βρόχος 5 στην (d) και ο βρόχος 6 στην (h) (Syntelis et al., 2012).

όπου D_{21}, D_{23} είναι οι συντελεστές του πίνακα μετασχηματισμού από το σύστημα του ουρανού στο τοπικό σύστημα (βλ. A).

4. Υπολογίζουμε τις συντεταγμένες του κάθε σημείου στο σύστημα του βρόχου, (x_i, y_i) , από τις συντεταγμένες στο σύστημα του ουρανού.
5. Από το σχήμα του βρόχου, υπολογίζουμε την κλίση σε κάθε σημείο,

$$\gamma = \frac{dz}{dx} \quad (3.3)$$

6. Υποθέτοντας ότι οι μετρήσεις της ταχύτητας Doppler στα σημεία του βρόχου, είναι η συνιστώσα της ταχύτητας της ροής κατά μήκος του βρόχου, υπολογίζουμε την ταχύτητα της ροής, V , και τις συνιστώσες της V_x, V_z , σύμφωνα με τις εξισώσεις:

$$V_x = \frac{V_{sz}}{D_{13} + \tan \gamma D_{33}} \quad (3.4)$$

$$V_y = \frac{V_{sz}}{(\tan \gamma)^{-1}(D_{13} + D_{33})} \quad (3.5)$$

$$V = \frac{V_{sz}}{\cos \gamma D_{13} + \sin \gamma D_{33}} \quad (3.6)$$

7. Υπολογίζουμε τα παραπάνω για ένα πλήθος τιμών του β
8. Επιλέγουμε την καλύτερη τιμή της γωνίας β . Ο τρόπος επιλογής της γωνίας αυτής θα δοθεί παρακάτω.

3.2.1 Μέθοδος Επιλογής Βέλτιστης κλίσης

Η επιλογή της βέλτιστης κλίσης, βασίζεται στην υπόθεση πως το πλάσμα, κατά μήκος των βρόχων, ακολουθεί συνεχείς ροές χωρίς χρονική εξάρτηση. Συνεπώς η ταχύτητα του πλάσματος πρέπει να είναι μια συνεχής συνάρτηση κατά μήκος του βρόχου. Άρα θα απορρίψουμε τις κλίσεις για τις οποίες η ταχύτητα του πλάσματος είναι μία ασυνεχής συνάρτηση της απόστασης κατά μήκος του βρόχου. Για να εντοπίσουμε την ασυνέχεια αυτή ακολουθούμε την παρακάτω διαδικασία.

Υπολογίζουμε την γεωμετρία του βρόχου για τις γωνίες στο διάστημα $\beta_1 < \beta < \beta_2$ με βήμα 0.1° . Σε κάθε βήμα υπολογίζουμε την ποσότητα

$$M(\beta) = \max \Delta V(s, \beta), \quad \Delta V(s, \beta) = |V(s_{i+1}, \beta) - V(s_i, \beta)| \quad (3.7)$$

όπου s είναι η απόσταση κατά μήκος του βρόχου, V η ταχύτητα του πλάσματος κατά μήκος του βρόχου, και $\Delta V(s, \beta)$ είναι η απόλυτη διαφορά των ταχυτήτων ανάμεσα σε δύο διαδοχικά σημεία του βρόχου. Η βέλτιστη γωνία β_{opt} είναι αυτή που ελαχιστοποιεί την ποσότητα $M(\beta)$.

Ως σφάλμα $\delta\beta$ λαμβάνουμε το εύρος των γωνιών γύρω από την τιμή $M(\beta_{opt})$, έτσι ώστε η τιμή $M(\beta_{opt} + \delta\beta) = 2M(\beta_{opt})$. Δηλαδή, παίρνουμε ένα σφάλμα 2σ . Τα παραπάνω φαίνονται στο διάγραμμα 3.3α'. Όπως είναι εμφανές, οι περισσότερες τιμές απορρίπτονται λόγω μεγάλων τιμών της ασυνέχειας (πχ, 10^3). Σε κάποια διαστήματα όμως εμφανίζονται λύσεις όπου η ασυνέχεια άρετε, και αυτά είναι τα διαστήματα των λύσεων.

Σε περιπτώσεις όπως αυτή του σχήματος 3.3β', υπάρχουν διάφορα διαστήματα για την επιλογή λύσεων. Σε αυτές τις περιπτώσεις, επιλέγουμε ως λύση της πιο ευσταθή λύση, επιλέγοντας την λύση που για μικρό ϵ , στο διάστημα $(\beta_{opt}, \beta_{opt} + \epsilon)$, μεταβάλλεται λιγότερο γύρω από τη λύση.

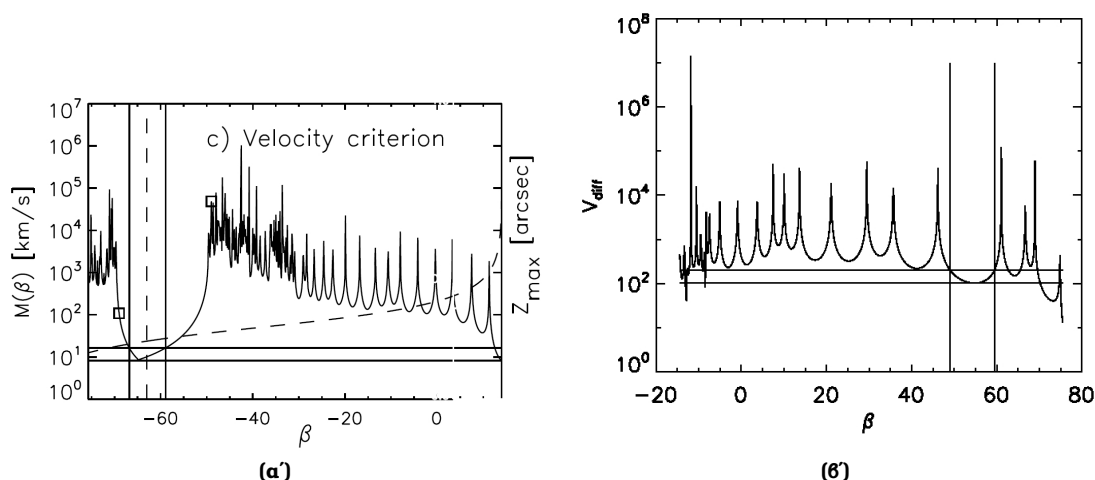
Σε περιπτώσεις όπως αυτή του σχήματος 3.3β', υπάρχουν διάφορα διαστήματα για την επιλογή λύσης. Πολλά από αυτά τα διαστήματα αντιστοιχούν σε 'ψευδο-λύσεις' που προκαλούνται από τις διακυμάνσεις των τιμών της ταχύτητας κατά μήκος του βρόχου λόγω σφαλμάτων. Μεγαλώνοντας την παράμετρο λείανσης, που εφαρμόζεται στις ταχύτητες κατά μήκος του βρόχου, οι περισσότερες από αυτές τις ψευδο-λύσεις εξαφανίζονται, μιας και ελαττώνονται οι διακυμάνσεις λόγω σφάλματος. Όμως παραμένει μία λύση, η οποία αντιστοιχεί στην σωστή γεωμετρία του βρόχου. Η σωστή λύση συνήθως είναι αυτή για την οποία η συνάρτηση $M(\beta)$ έχει μεγαλύτερο εύρος κατά μήκος του οριζόντιου άξονα των γωνιών β .

Όλα τα παραπάνω έχουν γραφεί σε αλγοριθμική μορφή, που δίνεται στο πρόγραμμα *loopvel*, το οποίο και βρίσκεται στο παράρτημα Β'. Το πρόγραμμα που έχει συνταχθεί, έχει τη δυνατότητα παραμετροποίησης ως προς το βήμα γωνιών που λαμβάνουμε στο διάστημα $[\beta_1, \beta_2]$, τα $\epsilon, \delta\beta$, το βαθμό της ασυνέχειας των β μεταξύ κοντινών λύσεων και άλλα.

3.3 Μελέτη της Γεωμετρίας και της Δυναμικής της NOAA AR 10926

3.3.1 Περίληψη

Στην ενότητα αυτή, θα παρουσιασθούν τα αποτελέσματα της μεθόδου από τη μελέτη της ενεργού περιοχής NOAA 10926, όπως παρατηρήθηκε από το Hinode/EIS και το TRACE στις 3 Δεκεμβρίου του 2006. Η περιοχή αυτή μελετήθηκε ως προς τις ροές από τον Del Zanna (2008). Στη μελέτη αυτή, χρησιμοποιήθηκαν οι μετατοπίσεις Doppler στις φασματικές γραμμές Fe VIII 185 Å, Fe X 184 Å, Fe XII 195 Å, Fe XIII 202 Å, and Fe XV 284 Å για να υπολογισθεί η γεωμετρία των επιλεγμένων βρόχων, καθώς και οι ροές κατά μήκος τους. Στη συνέχεια, έγινε σύγκριση των αποτελεσμάτων με ανακατασκευασμένο force-free μαγνητικό πεδίο από μαγνητόγραμμα του SoHO/MDI, για μια πρώτης τάξης σύγκριση των μαγνητικών γραμμών με τους ανακατασκευασμένους βρόχους.



Σχήμα 3.3: (α) Το διάγραμμα αυτό απεικονίζει τη μέγιστη διαφορά ταχυτήτων $M(\beta)$ (ασυνέχεια) που εμφανίζεται σε κάθε γωνία β , ανά γωνία β . Η γωνία για την οποία εμφανίζεται το ελάχιστο $M(\beta_{opt})$, είναι η βέλτιστη γωνία. Οι κάθετες και οριζόντιες γραμμές δείχνουν την περιοχή των ρύσεων με βάση το κριτήριο του 2-σ, δηλαδή ορίζουν την περιοχή όπου $M(\beta) = \pm 2 M(\beta_{opt})$. Η ρύση για $\beta = 15^\circ$ απορρίπτεται γιατί εκεί το πραγματικό ύψος Z_{max} του βρόχου, που είναι η κάθετη απόσταση της κορυφής του βρόχου από την επιφάνεια του ήλιου, φαίνεται με την διακεκομμένη γραμμή είναι της τάξης του 10^4 , 10 φορές μεγαλύτερο της ηλιακής ακτίνας, το οποίο είναι τεράστιο για στεμματικό βρόχο (Syntelis et al., 2012) (β) Το αντίστοιχο διάγραμμα για περιοχή που εμφανίζονται κεντές ρύσεις. Τότε επιλέγεται η ρύση που ορίζεται σε μεγαλύτερο εύρος γωνιών. Στο συγκεκριμένο παράδειγμα όλες οι ρύσεις εμφανίζουν μεγάλη σημαντική ασυνέχεια.

3.3.2 Οι Παρατηρήσεις

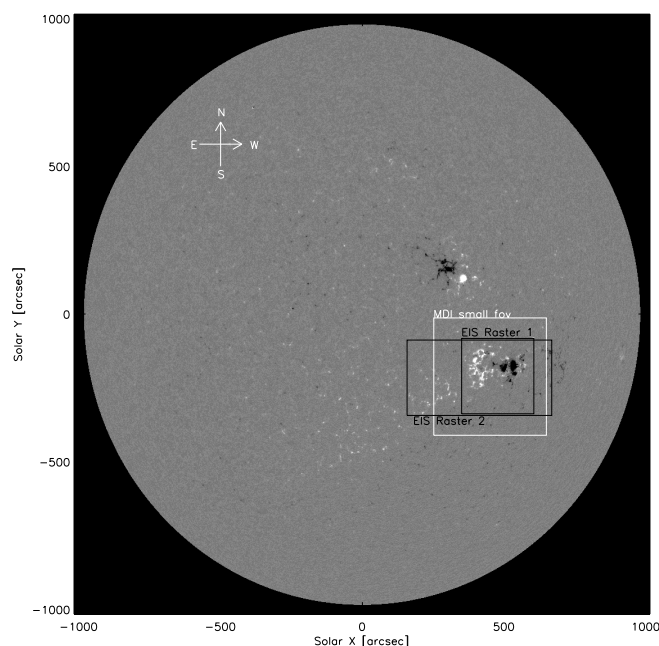
Το κέντρο δράσης NOAA 10926 παρατηρήθηκε στις 3 Δεκεμβρίου 2006, στα $(396'', -198'')$ από το κέντρο του ηλιακού δίσκου (σχ. 3.4). Κατά τη διάρκεια εκείνης της μέρας, το Hinode/EIS σάρωσε δύο φορές την περιοχή στις φασματικές γραμμές Fe VIII 185 Å, ($10^{5.8}$ K), Fe X 184 Å, (10^6 K), Fe XII 195 Å, ($10^{6.1}$ K), Fe XIII 202 Å, ($10^{6.2}$ K), και Fe XV 284 Å, ($10^{6.3}$ K). Οι θερμοκρασίες στις παρενθέσεις είναι οι θερμοκρασίες σχηματισμού των ιόντων (Young et al., 2007). Οι σαρώσεις έγιναν από τα Δυτικά προς τα Ανατολικά, με χρόνο έκθεσης 30s σε κάθε θέση της σχισμής, και διακριτική ικανότητα $1''$ ανά πίξελ. Η πρώτη σάρωση έγινε από τις 15:32:19 UT έως τις 17:46:31 UT με πεδίο παρατήρησης (field of view - FOV) μεγέθους $256'' \times 256''$. Η δεύτερη σάρωση έγινε από τις 19:15:12 UT έως τις 24:45:09 UT και κάλυψε μια περιοχή $512'' \times 256''$.

Για την καλύτερη ανίχνευση των ποδιών ορισμένων βρόχων, χρησιμοποιήθηκαν και εικόνες του TRACE στα 171 Å, από τις 19:10:49 UT έως τις 23:49:06 UT, με διακριτική ικανότητα $0.5''$ και ρυθμό λήψης εικόνων ανά 1 λεπτό.

Για την ανακατασκευή των μαγνητικών πεδίων χρησιμοποιήθηκε ένα μαγνητόγραμμα του SoHO/MDI, που κάλυπτε ολόκληρο το δίσκο (σχ. 3.4), διακριτικής ικανότητας $1.9''$, που λήφθηκε στις 20:51:01 UT, δηλαδή, κατά τη διάρκεια της δεύτερης σάρωσης.

3.3.3 Γεωμετρική Ανακατασκευή

Πριν την ανάλυση, τα δεδομένα του Hinode/EIS έπρεπε να περάσουν προεπεξεργασία που διόρθωσε τις ακίδες ηλεκτρονίων (electron spikes), τον θερμικό θόρυβο, το dark της εικόνας, τα κορεσμένα πίξελ, την επίδραση της κλίσης της σχισμής στην εικόνα και τη θερμικές μετατοπίσεις. Στη συνέχεια, έγιναν προσαρμογές Γκαουσιανών κατανομών σε κάθε φασματική γραμμή για τον υπολογισμό των χαρτών ταχυτήτων Doppler για κάθε γραμμή (σχ. 3.5). Η γραμμή του



Σχήμα 3.4: Το μαγνητόγραμμα της NOAA 10926 από το SoHO/MDI, στις 20:51 UT. Οι δύο σαρώσεις του EIS απεικονίζονται με μαύρο πλαίσιο, και με το λευκό πλαίσιο απεικονίζεται το τμήμα του μαγνητογραφήματος που χρησιμοποιήθηκε για την παρέκταση του μαγνητικού πεδίου (Syntelis et al., 2012).

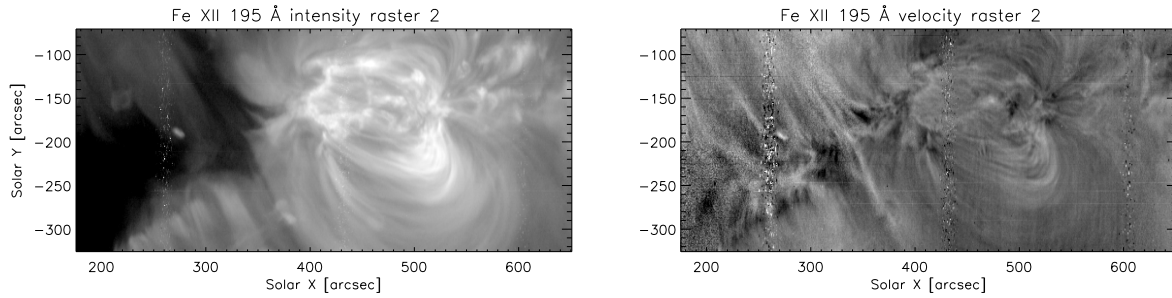
Fe VIII 185 Å έχει πρόσημιξη από την γραμμή Ni XVI 185.23 Å ($T=10^{6.4}\text{K}$, Young et al. (2007)). Για την εκτίμηση της επίδρασης της πρόσημιξης, στη γραμμή έγινε διπλή Γκαουσιανή προσαρμογή. Καθώς ο οι βρόχοι που επιλέχθηκαν είναι εκτός του πυρήνα της ενεργού περιοχής, η συνεισφορά της γραμμής του Ni XVI ήταν αμελητέα, και δεν επηρέαζε τις ταχύτητες Doppler.

Ο φασματογράφος EIS δεν διαθέτει ένα βαθμολογημένο άξονα μηκών κύματος ώστε να γνωρίζουμε το μήκος κύματος στο οποίο κάθε φασματική γραμμή έχει μηδενική μετατόπιση Doppler. Για να κάνουμε αυτήν την εκτίμηση επιλέγουμε μικρές ήσυχες περιοχές γύρω από το κέντρο δράσης. Αυτό είναι δυνατό μόνο για το μεγαλύτερο πεδίο παρατήρησης της δεύτερης σάρωσης. Θεωρούμε πως οι ταχύτητες του πλάσματος σε αυτές τις περιοχές είναι αμελητέες, έτσι οι θέσεις των φασματικών προφίλ που υπολογίζονται από αυτές τις περιοχές έχουν μηδενική μετατόπιση Doppler. Με αυτό τον τρόπο βαθμολογούμε τις μετρούμενες μετατοπίσεις Doppler και κατά συνέπεια τις ταχύτητες του πλάσματος κατά μήκος της γραμμής παρατήρησης. Τα αποτελέσματα των ταχυτήτων που υπολογίσαμε είναι σε καλή συμφωνία με τις ταχύτητες που μετρήθηκαν στο Del Zanna (2008).

Επιπλέον, το Hinode/EIS έχει μια συστηματική απόκλιση των φασματικών γραμμών σε σχέση με τη γραμμή του He II 256 Å, η οποία διορθώθηκε. Τα δεδομένα μετά, των EIS, TRACE, και MDI ευθυγραμμίστηκαν μεταξύ τους για να μπορούν να γίνουν συγκρίσεις μεταξύ των διαφόρων δομών από τη μια εικόνα στην άλλη. Η ευθυγράμμιση έγινε στα όρια της μικρότερης διακριτικής ικανότητας, δηλαδή αυτής του MDI.

Στη συνέχεια, σε κάθε φασματική γραμμή έγινε η επιλογή των σημείων στο επίπεδο του ουρανού, (x_s, y_s) , και συνεπώς ελήφθησαν οι τιμές ταχύτητας Doppler V_{sz} , που αντιστοιχούσαν στα σημεία αυτά. Η επιλογή των σημείων έγινε χωρίς χρήση αυτοματοποιημένων εργαλείων. Για την ελαχιστοποίηση της αβεβαιότητας της θέσεις των ποδιών του βρόχου 1 (σχ. 3.2), που είναι και ο κυρίαρχος βρόχος της περιοχής καθώς είναι ευδιάκριτος σε κάθε μήκος κύματος, έγινε σύγκριση με τις εικόνες του TRACE. Οι βρόχοι που επιλέχθηκαν είναι αυτοί που σε κάθε φασματική γραμμή ήταν δυνατόν να εντοπισθούν σε ολόκληρο το μήκος τους. Στις μετρήσεις ταχύτητας Doppler, πριν την εισαγωγή τους στο μοντέλο της ανακατασκευής, κάναμε λείανση των δεδομένων με χρήση κινούμενου μέσου όρου ανά 5 με 7 τιμές τις ταχύτητας, για τη μείωση του θορύβου.

Αφού έχουν ληφθεί οι θέσεις και οι ταχύτητες των βρόχων, εφαρμόζουμε τη μέθοδο που περι-



Σχήμα 3.5: Αριστερά: Εικόνα έντασης του EIS στα 195 Å για τη δεύτερη σάρωση. Δεξιά: Το αντίστοιχο διάγραμμα ταχυτήτων Doppler. Το φευκό/μάυρο αντιστοιχεί σε μετατόπιση προς το ερυθρό/ιώδες. Οι μετατοπίσεις Doppler είναι στο διάστημα -20km s^{-1} έως 20km s^{-1} (Syntelis et al., 2012).

γράφεται στην §3.2.

3.3.4 Αποτελέσματα

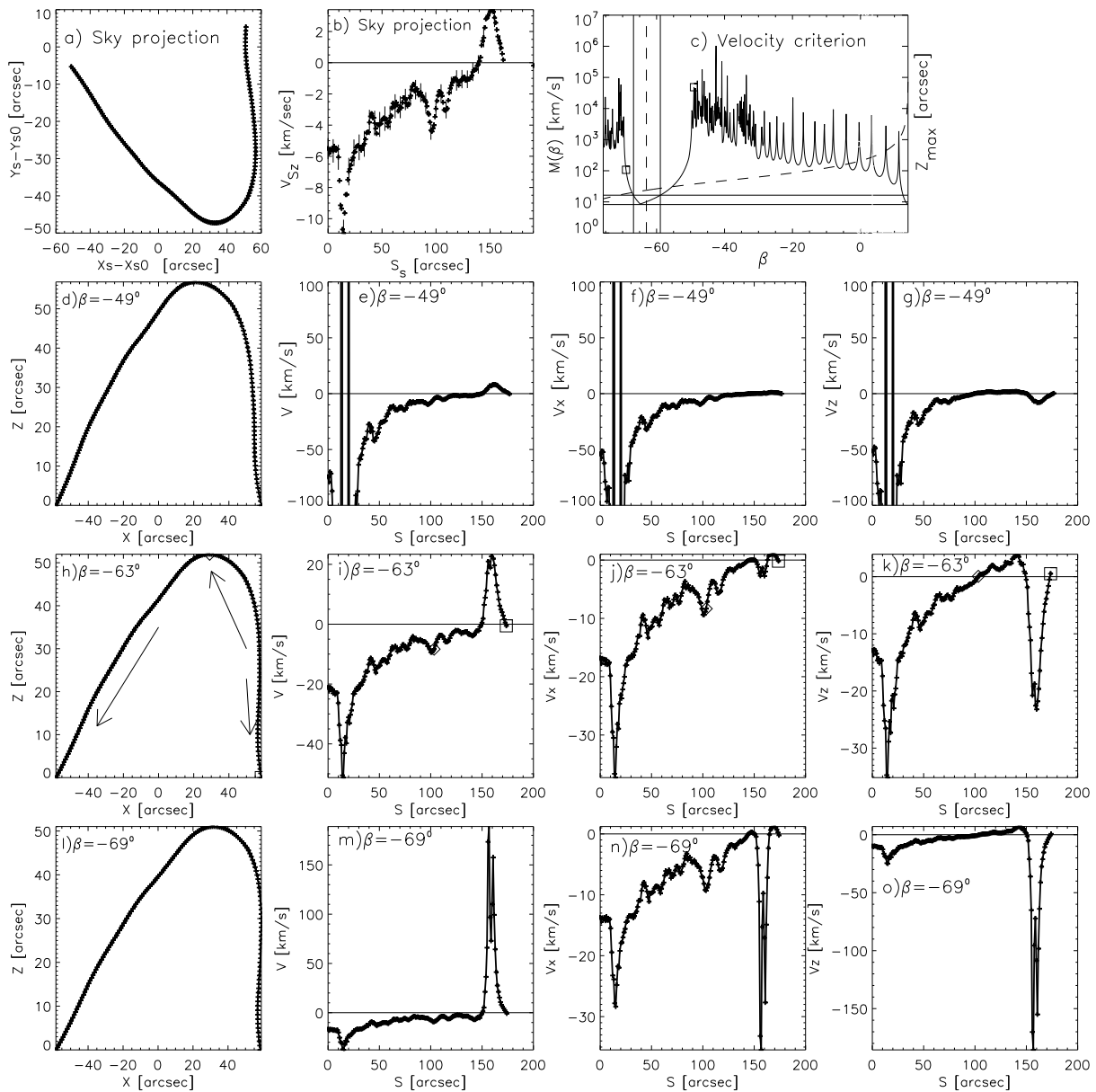
Όπως φαίνεται και στο σχήμα 3.2, στην ενεργό περιοχή κατά τη διάρκεια των δύο σαρώσεων, εντοπίστηκαν έξι βρόχοι που είχαν αρκετή αντίθεση σε σχέση με το υπόβαθρο σε όλο το μήκος τους. Όλοι οι βρόχοι βρίσκονται στην νότια μεριά που κέντρου δράσης, ή όπως ορίστηκε η γωνία της κλίσης β , έχουν αρνητικές γωνίες κλίσης. Ορισμένοι από τους βρόχους αυτούς φαίνονται σε παραπάνω από μια φασματικές γραμμές. Ο βρόχος 1 του σχήματος, είναι συνεχώς εμφανής σε όλες τις γραμμές που μελετήθηκαν και στις δύο σαρώσεις. Ο βρόχος 2 παρατηρήθηκε στην πρώτη σάρωση στα Fe XIII 202 Å και Fe XII 195 Å (εικόνες (a,e) του σχ. 3.2). Ο βρόχος 3 παρατηρήθηκε στην δεύτερη σάρωση στα Fe XV 284 Å και Fe XIII 202 Å (εικόνες (b,f)). Ο βρόχος 4 παρατηρήθηκε στα Fe X 184 Å και στις δύο σαρώσεις (εικόνες (c,g)). Τέλος, οι βρόχοι 5,6 παρατηρήθηκαν στα Fe VIII 185 Å της πρώτης σάρωσης και Fe XII 195 Å της δεύτερης σάρωσης αντίστοιχα (εικόνες (d,h)).

Κατά την μελέτη του κέντρου δράσης, τέσσερις ακόμα βρόχοι επιλέχθηκαν, αλλά η μέθοδος δεν παράγαγε γωνία τέτοια στην οποία να μην υπάρχει ασυνέχεια στις ταχύτητες.

Ανακατασκευή του Βρόχου 1

Στο σχήμα 3.6, δίνεται η εφαρμογή της μεθόδου για τον βρόχο 1 στον Fe XII κατά την δεύτερη σάρωση (σχ. 3.2 (h)). Στα διαγράμματα (a,b) του σχήματος 3.6, δίνονται η θέση του βρόχου στο σύστημα του ουρανού (η αρχή το συστήματος συντεταγμένων είναι το μέσο του διαστήματος που ορίζουν τα πόδια του βρόχου) και οι ταχύτητες Doppler κατά μήκος του βρόχου, με τις θετικές τιμές να αντιστοιχούν στην μετατόπιση προς το ερυθρό. Τα σφάλματα στις ταχύτητες Doppler προέρχονται από την αβεβαιότητα της Γκαουσιανής προσαρμογής στη φασματική γραμμή. Τα παραπάνω είναι τα δεδομένα με τα οποία ανακατασκευάζεται ο βρόχος, σύμφωνα με την προαναφερθείσα μέθοδο. Η εφαρμογή της μεθόδου ανακατασκευής για τη βέλτιστη επιλογή της γωνίας φαίνεται στο διάγραμμα (c). Η συνεχής μεταβλητή μαύρη γραμμή είναι η μέγιστη διαφορά της ταχύτητας σε κάθε γωνία β . Η κάτω οριζόντια γραμμή αντιστοιχεί στην τιμή της ελάχιστης διαφοράς ταχυτήτων, ενώ η πάνω οριζόντια γραμμή αντιστοιχεί στο εύρος των γωνιών όταν η διαφορά των ταχυτήτων διπλασιάζεται από το μέγιστο (κριτήριο 2-σ). Η κάθετη διακεκομμένη γραμμή δείχνει τη μέση τιμή της γωνίας β στο διάστημα αυτό, και η διακεκομμένη γραμμή που αυξάνει, δείχνει το μέγιστο ύψος του βρόχου για κάθε γωνία. Φαίνεται ότι για θετικές τιμές της γωνίας, ο βρόχος αποκτά αφύσικα μεγάλο μέγεθος ($z_{max} \approx 10000''$), και συνεπώς η λύση για $\beta=15^\circ$ δεν έχει νόημα.

Οι επόμενες τρεις σειρές του σχήματος 3.6, δείχνουν από αριστερά προς τα δεξιά τον ανακατασκευασμένο βρόχο στο σύστημα του βρόχου, το μέτρο της ταχύτητας κατά μήκος του βρόχου



Σχήμα 3.6: Στο σχήμα αυτό φαίνονται τα αποτελέσματα για το θρόχο 1 στα Fe XII 195 Å της δεύτερης σάρωσης. Πρώτη γραμμή: διαγράμματα (a) και (b): Η θέση του θρόχου στο σύστημα του ουρανού και οι ταχύτητες Doppler κατά μήκος του θρόχου. Οι θετικές τιμές τις ταχύτητας Doppler αντιστοιχούν σε μετατόπιση προς το ερυθρό. Διάγραμμα (c): Το κριτήριο επιλογής της βέλτιστης γωνίας. Η συνεχής μαύρη γραμμή είναι η μέγιστη διαφορά των ταχυτήτων ανά γωνία, $M(\beta)$. Η κάτω οριζόντια γραμμή είναι το $2 \times M(\beta)$, και μεταξύ τους ορίζεται το διάστημα της λύσης. Η κάθετη διακεκομμένη γραμμή είναι η μέση τιμή του προαναφερθέντος διαστήματος, και η αύξουσα διακεκομμένη γραμμή είναι το ύψος του θρόχου ανά γωνία. Οι τρεις παρακάτω γραμμές που έχουν τέσσερα διαγράμματα παρουσιάζουν από αριστερά προς τα δεξιά τον ανακατασκευασμένο θρόχο στο σύστημα του θρόχου (διαγ. (d,h,l)), την απόλυτη ταχύτητα (διαγ. (e,i,m)), τη x-συνιστώσα της ταχύτητας (διαγ. (f,j,n)), και τη z-συνιστώσα της ταχύτητας (διαγ. (g,k,o)). Η δεύτερη και τέταρτη σειρά εμφανίζουν τα αποτελέσματα για γωνίες που παρουσιάζουν ασυνέχειες εκατέρωθεν της βέλτιστης γωνίας ($\beta = -49^\circ$ και $\beta = -69^\circ$). Η τρίτη σειρά παρουσιάζει τη βέλτιστη γωνία $\beta = -63^\circ$. Το σύμβολο του διαμαντιού στα διαγράμματα της τρίτης σειράς δείχνουν το σημείο της κορυφής του θρόχου, και το τετράγωνο το σημείο του Δυτικού ποδιού του θρόχου. Τα βέλη στο διάγραμμα (h) δείχνουν την κατεύθυνση της ροής.

V , την x -συνιστώσα της ταχύτητας V_x , και τη z -συνιστώσα της ταχύτητας V_z . Η δεύτερη και η τέταρτη σειρά αντιστοιχούν σε γωνίες όπου εμφανίζονται ασυνέχειες, και η τρίτη σειρά αντιστοιχεί στη βέλτιστη γωνία, όπου η ασυνέχεια δεν εμφανίζεται.

Στη δεύτερη σειρά, δηλαδή στις γωνία $\beta = -49^\circ$ εμφανίζεται ασυνέχεια στην απόλυτη ταχύτητα και στις συνιστώσες αυτής (διαγρ. (e,f,g)). Το αποτέλεσμα αυτό στο διάγραμμα (c) του κριτηρίου επιλογής δίνει τιμή $M(\beta) = 4 \times 10^4 \text{ km s}^{-1}$, και αντιστοιχεί στο σημείο $s=19 \text{ arcsec}$ όπου οι ταχύτητες ξεφεύγουν από τα όρια του διαγράμματος.

Στην τέταρτη σειρά, δηλαδή στη γωνία $\beta = -69^\circ$ εμφανίζεται μια αφύσικα απότομη κορυφή με μεγάλη τιμή της ταχύτητας (διαγρ. i,j,k), που σε μεγαλύτερες γωνίες εξελίσσεται σε ασυνέχεια. Αυτή στο διάγραμμα (c) αντιστοιχεί σε τιμή $M(\beta) = 10^5 \text{ km s}^{-1}$, που είναι η τιμή της διαφοράς της ταχύτητας στα σημεία της αιχμής του διαγράμματος (m).

Στην τρίτη σειρά του σχήματος 3.6, με γωνία $\beta = -63^\circ$, παρουσιάζεται η βέλτιστη τιμή της κλίσης. Το εύρος των γωνιών στα 2σ της διαφοράς της ταχύτητας, όπως ορίζεται από τις δύο οριζόντιες γραμμές, είναι $\pm 4^\circ$.

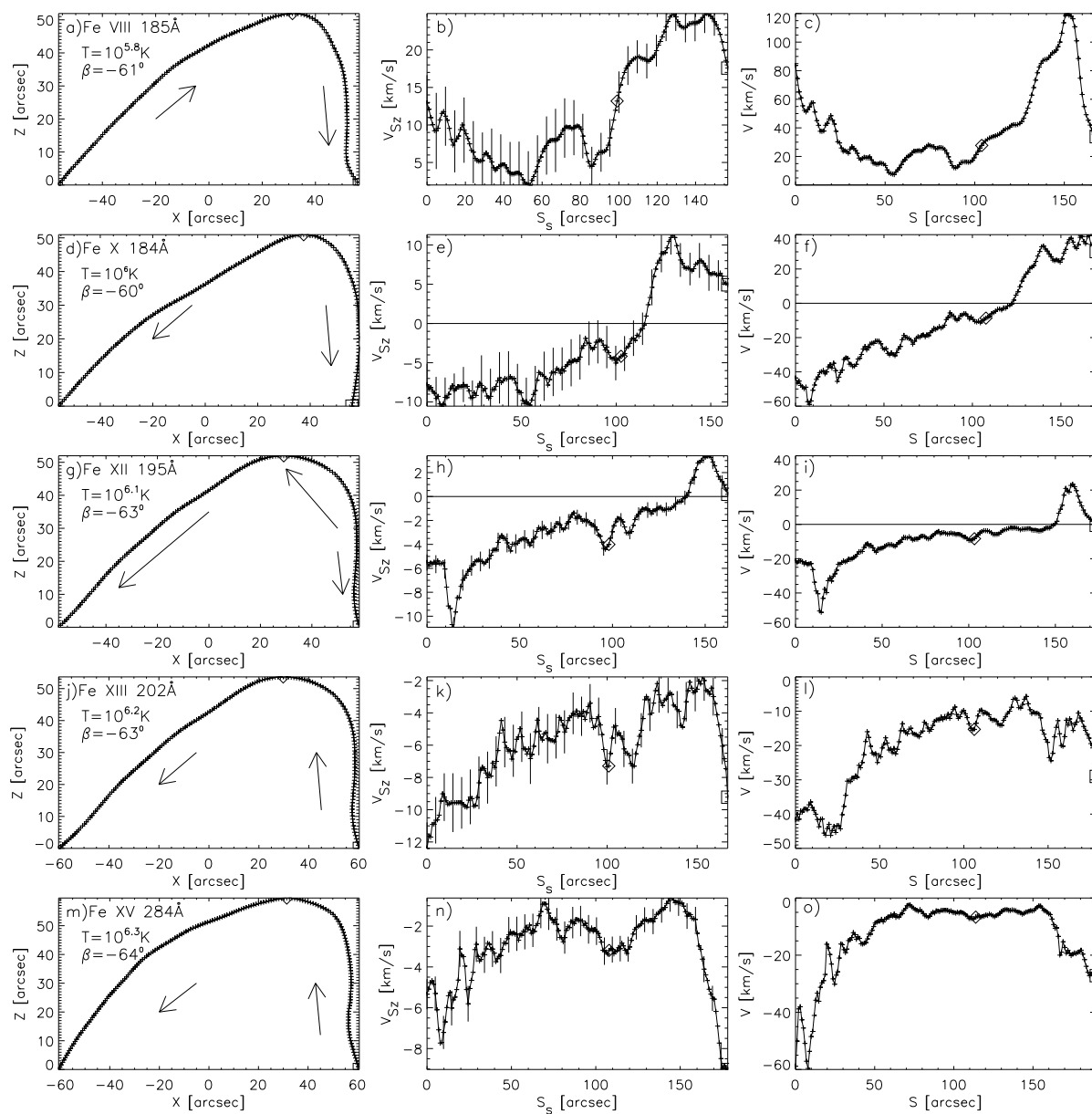
Οι Ροές του Βρόχου 1

Στο διάγραμμα (i) του σχήματος 3.6, για $\beta = -63^\circ$, η ταχύτητα είναι σχεδόν συνέχεια αρνητική, γεγονός που υποδεικνύει ροή προς τα αριστερά (Ανατολικά) του βρόχου, ξεκινώντας από ένα σημείο του δυτικού ποδιού πάνω από τη βάση του βρόχου. Το θετικό τμήμα των ταχυτήτων υποδεικνύει ροή προς τα Δυτικά, για ένα μικρό τμήμα του βρόχου. Οι κινήσεις αυτές δηλώνονται με τα αντίστοιχα βέλη στο διάγραμμα (h). Στο διάγραμμα (j), η συνιστώσα της ταχύτητας V_x είναι αρνητική, υποδεικνύοντας κίνηση προς το ανατολικό πόδι του βρόχου. Οι τιμές της ταχύτητας V_x στο δυτικό τμήμα του βρόχου είναι σχεδόν μηδέν, καθώς ο βρόχος στα δυτικά είναι σχεδόν κάθετος. Στο διάγραμμα (k), η ταχύτητα V_z , δείχνει στο μεγαλύτερο τμήμα ροές που κατευθύνονται προς τα κάτω (αρνητικές τιμές) με εξαίρεση ένα τμήμα θετικών τιμών όπου η ροή κινείται από το μέσο του δυτικού ποδιού προς την κορυφή. Τα σημεία που μηδενίζεται η ταχύτητα V_z είναι τα σημεία που μηδενίζεται η ταχύτητα Doppler (διαγρ. (b)). Οι μικρές τιμές της ταχύτητας Doppler σε εκείνη την περιοχή όμως καθιστούν τα αποτελέσματα στο τμήμα του βρόχου διαφορούμενα, καθώς εξαρτώνται έντονα από την διόρθωση της θέσης μηδενικής μετατόπισης Doppler.

Στο σχήμα 3.10 δίνονται τα αποτελέσματα για όλες τις φασματικές γραμμές κατά τη διάρκεια της δεύτερης σάρωσης. Στο σχήμα αυτό, κάθε γραμμή αντιστοιχεί σε διαφορετικό μήκος κύματος, και περιέχει τρία διαγράμματα. Από τα αριστερά, το πρώτο είναι η ανακατασκευή του βρόχου στο σύστημα του βρόχου, το δεύτερο είναι οι ταχύτητες Doppler κατά μήκος του βρόχου, και το τρίτο είναι η απόλυτη ταχύτητα της ροής κατά μήκος του ανακατασκευασμένου βρόχου.

Από την πρώτη στήλη του σχήματος 3.10, φαίνεται ότι οι κλίση του βρόχου σε όλες τις φασματικές γραμμές είναι παρεμφερής, από -63° έως -60° . Στην πρώτη γραμμή, του Fe VIII, οι μετρήσεις Doppler υποδεικνύουν παντού μετατόπιση προς το ερυθρό (διαγρ. (b)), δηλαδή ροή που αδειάζει το βρόχο (draining), αλλά συνυπολογίζοντας το γεωμετρικό παράγοντα της κλίσης η ροή φαίνεται να είναι προς μια κατεύθυνση (διαγρ (c)). Στη δεύτερη γραμμή, του Fe X, η μετατόπιση Doppler (διαγρ. (e)) και η ταχύτητα V (διαγρ. (f)) δείχνουν και οι δύο ότι η ροή αδειάζει το βρόχο από την κορυφή (σύμβολο διαμάντι) προς τα πόδια του. Η ταχύτητα αυτής της ροής είναι περίπου 40 km s^{-1} και στα δύο πόδια. Στην τέταρτη γραμμή, του Fe XIII, το διάγραμμα Doppler (διαγρ. (k)) δηλώνει ροή προς τα πάνω, αλλά η ανακατασκευασμένη ταχύτητα υποδεικνύει ροή σιφωνίου από τα δυτικά προς τα ανατολικά (διαγρ. (l)). Παρόμοια δυναμική εμφανίζει και η γραμμή του Fe XV στην πέμπτη γραμμή (διαγρ. (n,o)). Η γραμμή του Fe XII, που ήδη συζητήθηκε στην προηγούμενη παράγραφο, εμφανίζει παρόμοια δυναμική με τις άλλες θερμές γραμμές, με εξαίρεση το προβληματικό δυτικό τμήμα του βρόχου, οπότε η ερμηνεία της ροής είναι δύσκολη.

Ένα ιδιαίτερο αποτέλεσμα είναι ότι οι ροές των θερμών γραμμών είναι προς μια κατεύθυνση, ενώ στις ψυχρότερες, στην περίπτωση του Fe VIII, αλλάζει κατεύθυνση, ενώ στην περίπτωση του Fe X η ροή μετατρέπεται σε ροή που αδειάζει το βρόχο. Τα αποτελέσματα αυτό πιθανώς να υποδεικνύουν την επιμέρους δομή του βρόχου 1 ή την ύπαρξη άλλων δομών στο υπόβαθρο.



Σχήμα 3.7: Το σχήμα αυτό παρουσιάζει τα αποτελέσματα για το βρόχο 1 σε όλα τα μήκη κύματος της δεύτερης σάρωσης. Πρώτη στήλη: Ο ανακατασκευασμένος βρόχος στο σύστημα του βρόχου. Δεύτερη στήλη: Η ταχύτητα Doppler κατά μήκος του βρόχου. Τρίτη στήλη: Η ταχύτητα της ροής σαν συνάρτηση του μήκους του ανακατασκευασμένου βρόχου.

Αποτελέσματα για Όλους τους Βρόχους

Τα αποτελέσματα για όλους τους βρόχους που μελετήθηκαν, σε όλα τα μήκη κύματος και στις δύο σαρώσεις, παρουσιάζονται στον πίνακα 3.1. Από την στήλη 4, γίνεται εμφανές ότι όλοι οι βρόχοι βρέθηκαν να έχουν μεγάλη κλίση, από -60° έως -75° , με μέση κλίση τις -64.5° και απόκλιση 3.5° .

Η κλίση που υπολογίστηκε στον βρόχο 1 έχει μέση τιμή -63.5° και αβεβαιότητα 1.8° . Οι κλίσεις αυτές, κατά τη διάρκεια της πρώτης σάρωσης, έχουν μικρότερη διασπορά, γεγονός που έρχεται σε συμφωνία με τα μικρότερα σφάλματα. Το μεγαλύτερο σφάλμα στη γωνία β υπολογίστηκε στο βρόχο 3, στη γραμμή 12 του πίνακα, και είναι $\pm 15^\circ$. Από τη στήλη 5, φαίνεται ότι περίπου οι μισοί (53%) των βρόχων έχουν ροές από τη Δύση προς την Ανατολή (unidirectional), 30% έχουν ροές που αδειάζουν το βρόχο από την κορυφή προς τα πόδια (draining), και οι υπόλοιποι, που όλοι βρίσκονται στη γραμμή Fe VIII 185 Å, έχουν ροές από την Ανατολή προς τη Δύση. Παρατηρείται ότι τρεις από τις τέσσερις περιπτώσεις στη φασματική γραμμή Fe X 184 Å, διατηρούν την ροή που είχαν από τη μία σάρωση στην άλλη.

Ο βρόχος 1 δεν παρουσιάζει μεταβολές στη δυναμική (είδος ροής) του ανάμεσα στις δύο σαρώσεις, με εξαίρεση τη γραμμή του Fe XII 195 Å, ενώ ο βρόχος 4 αλλάζει τη δυναμική του συμπεριφορά. Οι βρόχοι που δεν αλλάζουν ποιοτικά τη δυναμική τους, μπορεί να θεωρηθεί ότι έχουν ψευδο-σταθερή ροή κατά μήκος τους για πεντέμισι ώρες, από την αρχή της πρώτης σάρωσης (16:05 UT) έως τη λήξη της δεύτερης σάρωσης (21:31 UT). Επίσης, οι χρονικές κλίμακες που ορίζονται από το μήκος των βρόχων (στήλη 8) και την ταχύτητα των ροών τους (στήλες 9 και 10), είναι της τάξεως από 25 λεπτά έως 2 ώρες. Συγκριτικά, η διάρκεια της σάρωσης είναι περίπου 1 ώρα. Η δυναμική των υπολοίπων βρόχων δεν είναι γνωστό αν άλλαξε ανάμεσα στις δύο σαρώσεις. Αν η μαγνητική δομή δεν έχει αλλάξει κατά τη διάρκεια των δύο σαρώσεων, δηλαδή, αν δεν παρατηρείται άλλος βρόχος, τα αποτελέσματα της μεθόδου για τις κλίσεις πρέπει να είναι έγκυρα.

Στις τελευταίες τρεις στήλες του πίνακα, οι ταχύτητες των ροών που δίνονται είναι κατά μήκος του 10% του μήκους του βρόχου, αρχίζοντας από το το ανατολικό πόδι, το δυτικό πόδι και την κορυφή του βρόχου. Εντός παρενθέσεων βρίσκονται οι αποκλίσεις των μέσων τιμών αυτών. Στις περισσότερες περιπτώσεις, τα ανατολικά πόδια έχουν μεγαλύτερες ταχύτητες κατά ένα παράγοντα 1.2 έως 3.

Οι στήλες 7 και 8 δείχνουν το μέγιστο ύψος από την ηλιακή επιφάνεια της κορυφής των βρόχων, και το ανακατασκευασμένο μήκος των βρόχων αντίστοιχα.

Ο βρόχος 1 φαίνεται να απαρτίζεται από επιμέρους σκέλη που είναι ορατά σε διαφορετικές φασματικές γραμμές, όπως υποδηλώνουν οι διαφορετικές ροές που εμφανίζονται. Για τα αποτελέσματα του βρόχου 1, σε κάθε φασματική γραμμή, τα ύψη των βρόχων που υπολογίστηκαν ποικίλουν από $23''$ έως $26''$, ενώ τα μήκη των βρόχων ποικίλουν από $170''$ έως $190''$. Αυτές οι μεταβολές μπορεί να είναι αβεβαιότητα της μεθόδου που χρησιμοποιήθηκε ή μπορεί να δείχνει διαφορές μεταξύ των διαφόρων σκελών που αποτελούν το βρόχο.

Κλίμακες Μεγέθους και Αριθμοί Mach

Για τον υπολογισμό της ταχύτητας του ήχου στις υπό μελέτη ροές, χρησιμοποιήθηκε ο τύπος (Aschwanden, 2005):

$$u_s = 0.151 \times \sqrt{T} \text{ km s}^{-1} \quad (3.8)$$

, και υπολογίστηκε για τις θερμοκρασίες σχηματισμού των φασματικών γραμμών, ταχύτητα από 120 km s^{-1} έως 213 km s^{-1} . Σύμφωνα με τον πίνακα 3.1, όλες οι ροές, με εξαίρεση το δυτικό πόδι του βρόχου 5, είναι υποηχητικές. Για τις γραμμές Fe VIII, 185 Å, Fe X, 184 Å, Fe XII, 195 Å, Fe XIII, 202 Å και Fe XV, 284 Å, οι μέσοι αριθμοί Mach που υπολογίστηκαν για κάθε ροή ήταν 0.6, 0.3, 0.2, 0.2 και 0.1 αντίστοιχα, γεγονός που υποδεικνύει ότι όσο μεγαλύτερη η θερμοκρασία σχηματισμού, τόσο μικρότερος ο αριθμός Mach της ροής, διότι καθώς αυξάνει η T αυξάνει η ταχύτητα του ήχου και έτσι ελαττώνεται ο αριθμός Mach.

Πίνακας 3.1: Σύνοψη των αποτελεσμάτων της ανακατασκευής για όλους τους επιλεγμένους βρόχους. Ο πίνακας περιέχει: τον αριθμό του βρόχου (στήλη 1), τη φασματική γραμμή (στήλη 2), τον αριθμό της σάρωσης (στήλη 3), την κλίση β , τον τύπο της ροής, που είναι ροή που αδειάζει το βρόχο (Draining), ροή από την Ανατολή προς τη Δύση (Α. προς Δ.), ροή από τη Δύση προς την Ανατολή (Δ. προς Α.) (στήλη 5), κλίμακα μήκους φαινόμενης πυκνότητας (στήλη 6), το μέγιστο ύψος της κορυφής του βρόχου (στήλη 7) και το μήκος του βρόχου (στήλη 8). Οι τελευταίες τρεις στήλες δείχνουν το μέσο όρο της ταχύτητας κατά μήκος του 10% του μήκους του βρόχου, ξεκινώντας από το ανατολικό, το δυτικό πόδι, και την κορυφή του βρόχου. Στις παρενθέσεις δίνονται οι τυπικές αποκλίσεις των μέσων τιμών αυτών.

No. Φασματική Γραμμή	Σάρω- ση	$\beta \pm \delta\beta$ ($^\circ$)	Ροή	λ_n^{obs} ($''$)	Z ($''$)	L ($''$)	Ταχύτητες (km/s)		
							Ανατολή	Δύση	Κορυφή
1 Fe VIII 185 Å	1	-64 ± 4	Α. προς Δ.	40	26	185	74(27)	47(14)	47(11)
1 Fe X 184 Å	1	-65 ± 1	Draining	148	25	182	-92(19)	69(22)	-1(3)
1 Fe XII 195 Å	1	-65 ± 1	Draining	197	23	176	-72(15)	33(12)	-2(2)
1 Fe XIII 202 Å	1	-65 ± 1	Δ. προς Α.	221	23	176	-94(18)	-36(14)	-3(2)
1 Fe VIII 185 Å	2	-61 ± 4	Α. προς Δ.	126	26	168	52(16)	76(34)	26(7)
1 Fe X 184 Å	2	-60 ± 4	Draining	230	25	170	-46(6)	36(3)	-8(3)
1 Fe XII 195 Å	2	-63 ± 4	Δ. προς Α.	253	24	174	-30(6)	9(6)	-6(1)
1 Fe XIII 202 Å	2	-63 ± 4	Δ. προς Α.	252	25	180	-40(2)	-17(4)	-12(1)
1 Fe XV 284 Å	2	-64 ± 2	Δ. προς Α.	272	26	190	-43(10)	-21(3)	-6(.5)
2 Fe XII 195 Å	1	-64 ± 4	Draining	47	15	129	-34(4)	19(6)	-4(2)
2 Fe XIII 202 Å	1	-64 ± 4	Δ. προς Α.	102	15	129	-42(7)	-9(12)	-7(2)
3 Fe XIII 202 Å	2	-75 ± 15	Δ. προς Α.	205	4	64	-16(1)	-11(3)	-16(1)
3 Fe XV 284 Å	2	-61 ± 6	Α. προς Α.	107	6	55	-11(1)	-17(5)	-7 (1)
4 Fe X 184 Å	1	-69 ± 7	Draining	66	7	73	-33(6)	31(4)	-9(5)
4 Fe X 184 Å	2	-65 ± 7	Δ. προς Α.	177	9	65	-39(4)	-21(2)	-6(2)
5 Fe VIII 185 Å	1	-67 ± 0.3	Α. προς Δ.	67	27	185	30(25)	147(32)	31(5)
6 Fe XII 195 Å	2	-68 ± 5	Δ. προς Α.	56	24	106	-14(2)	3(4)	-12(2)

Για τον έλεγχο του μεγέθους του βρόχου σε σχέση με τις δυνάμεις της ηλιακής ατμόσφαιρας, υπολογίζεται το ύψος της κλίμακας πίεσης. Το μέγεθος αυτό δείχνει το ύψος στο οποίο η πίεση γίνεται το $1/e$ της πίεσης στην επιφάνεια. Η σχέση που υπολογίζει το μέγεθος αυτό είναι (Aschwanden, 2005):

$$\lambda_p = 4.7 \times 10^9 (T/1MK) \quad (3.9)$$

, με το λ_p σε cm. Για τις φασματικές γραμμές Fe VIII, 185 Å, ($10^{5.8}$ K), Fe X, 184 Å, (10^6 K), Fe XII, 195 Å, ($10^{6.1}$ K), Fe XIII, 202 Å, ($10^{6.2}$ K), και Fe XV, 284 Å ($10^{6.3}$ K), το ύψος της κλίμακας ύψους είναι 41.5'', 65.7'', 82.7'', 104.2'', και 131.2'' αντίστοιχα. Από τη σύγκριση των τιμών αυτών με τα ύψη των βρόχων στον πίνακα 3.1, προκύπτει ότι όλοι οι βρόχοι βρίσκονται χαμηλότερα από το ύψος αυτό, γεγονός που αιτιολογεί γιατί οι βρόχοι είναι αρκετά πυκνοί για να ακτινοβολούν αρκετά ώστε να είναι παρατηρήσιμοι. Η σχέση 3.9 ισχύει μόνο στην περίπτωση των υποηχητικών ροών, πράγμα που ισχύει στην περίπτωση των βρόχων που μελετάμε.

Το ύψος της κλίμακας πίεσης εκφράζει το χαρακτηριστικό μήκος της ηλιακής ατμόσφαιρας στην κατακόρυφη διεύθυνση ως προς την ηλιακή επιφάνεια. Λόγω της κλίσης του βρόχου, το φαινόμενο ύψος της κλίμακας πίεσης δίνεται από τον τύπο (Aschwanden, 2005):

$$\lambda_p^{obs} = \frac{\lambda_p}{\cos(\theta)} \quad (3.10)$$

Το μέγεθος αυτό υποδηλώνει ότι αν το ύψος της κλίμακας ύψους είναι λ_p , τότε αν ο βρόχος είναι κεκλιμένος, η απόσταση του βρόχου από τη βάση του έως την κορυφή μπορεί να είναι έως $1/\cos(\theta)$ φορές μεγαλύτερη από την κλίμακα ύψους λ_p .

Για να γίνει η σύγκριση της θεωρητικής τιμής αυτής με την κλίμακα πυκνότητας που μπορεί να μετρηθεί παρατηρησιακά, λ_n^{obs} , αρχικά έγινε διόρθωση του υποβάθρου της έντασης. Η διόρθωση έγινε με βάση την αναπαράσταση σε καμπυλόγραμμο πλέγμα των Aschwanden *et al.* (1999). Η μέθοδος αυτή λειτουργεί ως ακολούθως. Από τα επιλεγμένα σημεία που έχει εντοπιστεί η θέση του βρόχου, μετακινούμαστε κάθετα από το σημείο του βρόχου (x_{loop}, y_{loop}), σε ένα σημείο (x_{loop}, y) μέχρις ότου να βρεθεί ένταση μικρότερη κατά ένα παράγοντα f από την ένταση που παρατηρείται στο βρόχο. Δηλαδή, εντοπίζονται τα σημεία γύρω από το βρόχο, όπου $I_{back}(x_{loop}, y_{back}) < f I_{loop}(x_{loop}, y_{loop})$, με το f να παίρνει τιμές από 0.5 έως 0.8. Στην απόσταση αυτή από τη θέση του βρόχου μέχρι το σημείο αυτό, λαμβάνεται η μέση τιμή της έντασης, και αφαιρείται από την τιμή της έντασης στη θέση του βρόχου. Έτσι, λαμβάνεται η διορθωμένη ένταση του βρόχου.

Με βάση την ένταση της ακτινοβολίας σε κάθε μήκος κύματος και σε κάθε βρόχο, υπολογίζουμε της πυκνότητα των ηλεκτρονίων $n_e(s)$ κατά μήκος του βρόχου ως ακολούθως. Για κάθε βρόχο, υπολογίζουμε τη συνάρτηση συνεισφοράς $G(T)$ (§2.4.1) της φασματικής γραμμής, από το πακέτο CHIANTI (Dere *et al.*, 1997), που είναι η εκτενέστερη βάση δεδομένων για τον υπολογισμό φασματικών γραμμών και υπολογισμό της ακτινοβολίας του συνεχούς. Η συνάρτηση συνεισφοράς υπολογίστηκε θεωρώντας ένα παράγοντα ιονισμού Mazzotta *et al.* (1998) και μια υβριδική αφθονία για τον σίδηρο, κατά Fludra and Schmelz (1999). Επιπλέον, η διατομή του βρόχου κατά μήκος της ευθείας παρατήρησης έχει θεωρηθεί σταθερή και ίση με $w = 2''$. Η πυκνότητα των ηλεκτρονίων υπολογίζεται στη συνέχεια, ως:

$$n_e(s) = \sqrt{\frac{I(s)}{wG(T_{max})}} \quad (3.11)$$

, όπου T_{max} είναι η θερμοκρασία σχηματισμού της φασματικής γραμμής, που μεγιστοποιεί τη συνάρτηση συνεισφοράς, s η απόσταση κατά μήκος του βρόχου, και $I(s)$, η ένταση ακτινοβολίας του βρόχου. Στην παραπάνω πυκνότητα ηλεκτρονίων έγινε προσαρμογή με εκθετική συνάρτηση, που είναι και η μορφή που αναμένεται να έχει η κατανομή πυκνοτήτων. Το χαρακτηριστικό μήκος που προκύπτει από την προσαρμογή αυτή είναι το φαινόμενο ύψος της κλίμακας πυκνότητας (ή πίεσης), λ_n^{obs} . Από τη σύγκριση του λ_n^{obs} με το λ_p^{obs} προκύπτει σχετική διαφορά από 0.01 έως 0.8, με μέση τιμή 0.46.

No. βρόχου	Φασματική Γραμμή	Αριθμός Σάρωσης	β (°)	Z (")	β mag.(°)	Z mag.(")	C_l	$\alpha \pm \delta\alpha$ (Mm^{-1})
1	Fe VIII 185 Å	1	-64	26	-55	26	0.23	-0.013±0.006
1	Fe X 184 Å	1	-65	25	-52	25	0.23	-0.012±0.007
1	Fe XII 195 Å	1	-65	23	-51	24	0.20	-0.009±0.006
1	Fe XIII 202 Å	1	-65	23	-51	24	0.24	-0.009±0.007
1	Fe VIII 185 Å	2	-61	26	-50	25	0.13	-0.006±0.005
1	Fe X 184 Å	2	-60	25	-50	22	0.15	-0.008±0.004
1	Fe XII 195 Å	2	-63	24	-50	25	0.15	-0.006±0.004
1	Fe XIII 202 Å	2	-63	25	-50	25	0.15	-0.006±0.004
1	Fe XV 284 Å	2	-64	26	-48	30	0.14	-0.003±0.004
2	Fe XII 195 Å	1	-64	15	-44	13	0.23	-0.010±0.009
2	Fe XIII 202 Å	1	-64	15	-47	15	0.23	-0.015±0.009
3	Fe XIII 202 Å	2	-75	4	-49	11	0.19	-0.010±0.004
3	Fe XV 284 Å	2	-61	6	-50	8	0.22	-0.004±0.006
5	Fe VIII 185 Å	1	-67	27	-51	27	0.24	-0.007±0.007
6	Fe XII 195 Å	2	-68	7	-54	12	0.12	-0.007±0.002

Πίνακας 3.2: Συγκεντρωτικός πίνακας των αποτελεσμάτων από την παρέκταση του μαγνητικού πεδίου και τη σύγκριση με τους ανακατασκευασμένους βρόχους. Οι στήλες 4 και 5 είναι τα αποτελέσματα της ανακατασκευής, όπως παρουσιάστηκαν στον πίνακα 3.1. Οι στήλες 6 και 7 είναι τα αντίστοιχα αποτελέσματα για τις δυναμικές γραμμές. Η στήλη 8 είναι το μέτρο απόστασης της δυναμικής γραμμής. Η στήλη 9 είναι το α για το οποίο έγινε η καλύτερη προσαρμογή της δυναμικής γραμμής με το βρόχο.

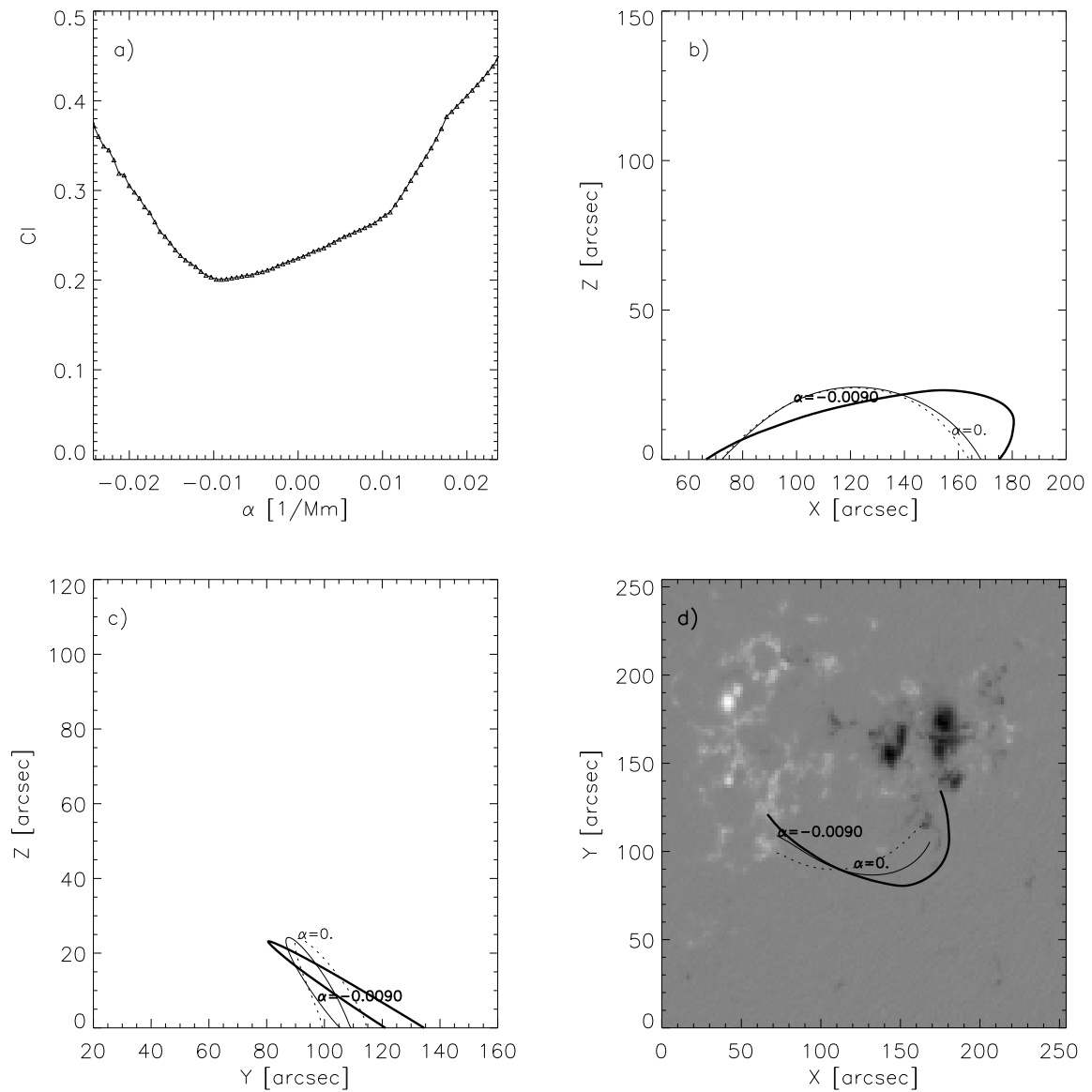
Επίδραση της Αφαίρεσης του Υποβάθρου στις Μετατοπίσεις Doppler

Για τον έλεγχο της επίδρασης της αφαίρεσης του υποβάθρου στα αποτελέσματα, υπολογίσαμε τις ταχύτητες Doppler αφαιρώντας ένα μέσο φασματικό προφίλ του υποβάθρου από κάθε σημείο (Gontikakis *et al.*, 2005). Με τις νέες ταχύτητες εφαρμόσαμε πάλι την μέθοδο της ανακατασκευής στα ίδια σημεία-βρόχους. Τα αποτελέσματα που προέκυψαν, είχαν παρόμοιες κλίσεις, με μεταβολές της τάξεως των 3°, που είναι στα όρια του σφάλματος της μεθόδου. Ποιοτικά, το είδος της ροής (ροή σιφωνίου ή ροή που αδειάζει το βρόχο) δεν άλλαξε σε εννέα περιπτώσεις (γραμμές 1, 2, 3, 6, 7, 10, 14, 15 και 16 του πίνακα 3.1).

3.3.5 Σύγκριση Αποτελεσμάτων με Δυναμικές Γραμμές Παρέκτασης Μαγνητικού Πεδίου

Για τον έλεγχο της μεθόδου της ανακατασκευής των βρόχων, έγινε υπολογισμός του linear force-free extrapolation του μαγνητικού πεδίου (γραμμική, υποθέτοντας μηδενική δύναμη Lorentz, παρέκταση), όπως περιγράφεται από τους Alissandrakis (1981), για την εύρεση δυναμικών γραμμών που να ταιριάζουν με τους ανακατασκευασμένους βρόχους.

Ο υπολογισμός της παρέκτασης του μαγνητικού πεδίου λύνει την εξίσωση του νόμου του Ampère με την μορφή $\nabla \times \vec{B} = \alpha \vec{B}$. Όπου α είναι μια παράμετρος αναλογίας που εκφράζει την υπόθεση μηδενικής δύναμης Lorentz, δηλαδή ότι το ηλεκτρικό ρεύμα είναι παντού παράλληλο με το μαγνητικό πεδίο. Η παραπάνω διαφορική εξίσωση λύνεται έχοντας ως οριακή συνθήκη τις τιμές του μαγνητικού πεδίου, στο επίπεδο της φωτόσφαιρας, που μετρούνται με την βοήθεια μαγνητογράφων, όπως το MDI στην περίπτωση μας. Στην περίπτωση της γραμμικής παρέκτασης, η παράμετρος α είναι ανεξάρτητη της θέσης (x,y) στο επίπεδο της φωτόσφαιρας. Ο υπολογισμός πραγματοποιείται σε έναν όγκο του στέμματος με σχήμα κύβου με πλευρά ίση με το τετράγωνο πεδίο παρατήρησης του μαγνητογράφου. Υπολογίζουμε το στεμματικό μαγνητικό πεδίο του κέν-



Σχήμα 3.8: Η προσαρμογή της δυναμική γραμμής του βρόχου 1 στα Fe XII 195 Å της πρώτης σάρωσης. Σχήμα (a): Το μέτρο απόστασης C_l συναρτήσεις του α . Το ελάχιστο C_l εμφανίζεται για $\alpha \simeq -0.009 \text{ Mm}^{-1}$. Σχήματα (b,c): Δύο διαφορετικές οπτικές γωνίες του βρόχου (παχιά συνεχής γραμμή), της δυναμικής γραμμής με το ελάχιστο C_l , ($\alpha = -0.009 \text{ Mm}^{-1}$, λεπτή συνεχής γραμμή) και της δυναμικής γραμμής που αντιστοιχεί στο potential field ($\alpha = 0$, διακεκομμένη γραμμή). Σχήμα (d): Η εικόνα των προαναφερθέντων δομών πάνω στην εικόνα του μαγνητογράμματος.

τρου δράσης για ένα εύρος επιτρεπτών τιμών της σταθεράς α , και για κάθε βρόχο, αναζητούμε την βέλτιστη τιμή του α για την οποία έχουμε τις βέλτιστες δυναμικές γραμμές.

Στην πραγματικότητα, τα μαγνητικά πεδία σε μια ενεργό περιοχή (Georgoulis and LaBonte, 2004) δεν είναι γραμμικά force-free (και εν γένει αποκλείουν και από force-free, τουλάχιστον στο ύψος της φωτόσφαιρας). Παρά ταύτα, καθώς αναζητούμε μια μόνο δυναμική γραμμή, με παράμετρο αναλογίας α που να ταιριάζει με ένα μόνο βρόχο στην κάθε περίπτωση. Η βέλτιστη τιμή του α ώστε μία δυναμική γραμμή να ταιριάζει καλύτερα σε ένα βρόχο, είναι διαφορετική από βρόχο σε βρόχο. Με αυτή την προσέγγιση, έχουμε καλύτερο έλεγχο στην διαδικασία προσαρμογής από ότι θα είχαμε σε μια μη-γραμμική force free παρέκταση (π.χ. Metcalf et al. 2008).

Για τη σύγκριση της απόστασης των δυναμικών γραμμών από τους ανακατασκευασμένους βρόχους, υπολογίστηκε ένα μέτρο απόστασης C_l (Wiegmann and Neukirch, 2002):

$$C_l = \frac{1}{L_{loop}^2} \int |\mathbf{R}_{loop} - \mathbf{R}_{line}| dl, \quad (3.12)$$

όπου \mathbf{R}_{loop} και \mathbf{R}_{line} , τα διανύσματα θέσης κατά μήκος του βρόχου και της δυναμικής γραμμής αντίστοιχα, και L_{loop} , το μήκος του βρόχου. Η ολοκλήρωση υπολογίζεται κατά μήκος του βρόχου, με τα σημεία ανάμεσα στο βρόχο και τη δυναμική γραμμή να θεωρούνται αντίστοιχα, όταν έχουν την ίδια κανονικοποιημένη απόσταση από τα πόδια τους. Δηλαδή, το σημείο που αντιστοιχεί στο $x\%$ του μήκους του βρόχου αντιστοιχίζεται με το σημείο που αντιστοιχεί στο $x\%$ του μήκους της δυναμικής γραμμής. Οι δυναμικές γραμμές με τις οποίες έγινε σύγκριση βρίσκονταν σε μια τετραγωνική περιοχή γύρω από το πόδι του κάθε βρόχου, ακμής $30''$.

Για την παρέκταση του μαγνητικού πεδίου, χρησιμοποιήθηκε ένα Level 1.8 μαγνητόγραμμα όλου του ηλιακού δίσκου του SoHO/MDI (σχ. 3.4). Από το μαγνητόγραμμα αυτό, κόπηκε η περιοχή που αντιστοιχεί στην ενεργό περιοχή. Το γραμμικό μέγεθος της περιοχής που παρεκτάθηκε ήταν $L=183\text{Mm}$, μέγεθος που καθορίζει το εύρος των α που μπορούν να μελετηθούν, καθώς $|\alpha_{max}| = 2\pi/L$ (Alissandrakis, 1981)). Στην περίπτωση μας, το εύρος των α είναι από -0.0343Mm^{-1} έως 0.0343Mm^{-1} , με βήμα 0.006Mm^{-1} .

Για τη σύγκριση του μαγνητικού πεδίου με το βρόχο, υπολογίστηκε για κάθε α το μέτρο απόστασης C_l , και επιλέχθηκε ως καλύτερη δυναμική γραμμή του α αυτή με το μικρότερο μέτρο απόστασης. Έπειτα, ακολουθήθηκε η ίδια διαδικασία για κάθε α στο διάστημα που ορίζονται, και σχηματίστηκε την καμπύλη του C_l συναρτήσεως του α . Το α για το οποίο η καμπύλη αυτή παρουσιάζει ελάχιστο αντιστοιχεί στην καλύτερη δυναμική γραμμή που ταυτίζεται με το βρόχο (σχ. 3.8). Όπως φαίνεται και στο σχήμα, η δυναμική γραμμή για την καλύτερη τιμή του α και ο βρόχος δεν βρίσκονται σε πλήρη αντιστοιχία. Για την ακρίβεια, η καλύτερη δυναμική γραμμή παρουσιάζει μικρότερη κλίση από το βρόχο, και τα πόδια της απέχουν από τα πόδια του βρόχου. Επιπρόσθετα, όπως παρατηρούν και οι Wiegmann and Neukirch (2002), η καμπύλη των C_l είναι αρκετά ρηχή, οπότε διαφορετικές τιμές του α δίνουν παρεμφερής δυναμικές γραμμές. Σε περιπτώσεις όπως και αυτές, είναι δύσκολο να εκτιμηθεί η σωστή λύση. Θεωρώντας μια απόκλιση από το ελάχιστο του C_l της τάξης του 10%, προκύπτει μια μέση τιμή α και ένα σφάλμα για κάθε βρόχο. Για τον βρόχο του σχήματος 3.8, βρίσκουμε $\alpha = -0.009 \pm 0.006\text{Mm}^{-1}$. Παρόλο το μέγεθος του σφάλματος, μπορεί να ειπωθεί ότι ο βρόχος 1 στα Fe XII 195Å προσαρμόζεται καλύτερα με το πρόσημο του α να είναι αρνητικό.

Από όλες τις 17 περιπτώσεις που παρουσιάζονται στον πίνακα 3.1, στο διάγραμμα των C_l εμφανίστηκε ελάχιστο στις 15 περιπτώσεις. Τα αποτελέσματα αυτών συνοψίζονται στον πίνακα 3.2. Είναι εμφανές, ότι όλες οι τιμές του α είναι αρνητικές, υποδεικνύοντας ότι η αριστερόστροφη στρέψη του μαγνητικού πεδίου ταιριάζει καλύτερα στα αποτελέσματα των βρόχων. Ακόμα, οι κάθεται αποστάσεις της κορυφής των βρόχων από την ηλιακή επιφάνεια Z , με τις αντίστοιχες των δυναμικών γραμμών έρχονται σε συμφωνία, με εξαίρεση τον βρόχο 3 στα Fe XIII 202Å και τον βρόχο 6 στα Fe XII 195Å, που έχουν διαφορές $7''$ και $5''$ αντίστοιχα. Οι υπόλοιποι βρόχο έχουν απόκλιση στο Z με τις δυναμικές γραμμές, $1.2 \pm 1.3''$, που αντιστοιχεί στο 5.5% του μέσου μήκους του βρόχου.

Όσον αφορά τις γωνίες κλίσης, οι δυναμικές γραμμές βρίσκονται συστηματικά σε μικρότερες κλίσης. Η μέση διαφορά κλίσης ανάμεσα στις δυναμικές γραμμές και τους βρόχους είναι $14.5^\circ \pm 4.3^\circ$. Ο λόγος για τον οποίο συμβαίνει αυτό χρίζει περαιτέρω διερεύνησης. Ένας παράγοντας είναι η απόκλιση από την force-free κατάσταση στα φωτοσφαιρικά μαγνητικά πεδία. Παρόλα αυτά, η συστηματικότητα του σφάλματος εγείρει ερωτήσεις στο κατά πόσον επιδρά η υπόθεση ότι ο βρόχος βρίσκεται σε ένα επίπεδο, που μπορεί οδηγήσει σε υπερεκτίμηση της κλίσης των βρόχων, και στο κατά πόσον το μαγνητόγραμμα που βρίσκεται στο επίπεδο του ουρανού επιδρά λόγω της καμπυλότητας σε μια υποεκτίμηση των κλίσεων των ανακατασκευασμένων δυναμικών γραμμών.

Εν κατακλείδι, η σύγκριση των παρατηρήσεων με τις δυναμικές γραμμές του μαγνητικού πεδίου είναι μια διαδικασία που περιέχει πολλές δυσκολίες, όπως παρατηρείται και από παρεμφερείς διερευνήσεις (π.χ. [Wiegmann and Neukirch 2002](#); [Démoulin et al. 2002](#); [Carcedo et al. 2003](#)). Παρόλα αυτά, υπήρξε κοντινή ταύτιση των κορυφών των δομών. Ακόμα, όλες οι τιμές του α που προκύπτουν είναι αρνητικές, γεγονός που έρχεται σε συμφωνία με την βέλτιστη τιμή του α για ολόκληρη την ενεργό περιοχή ($\alpha = -0.049 \pm 0.006 Mm^{-1}$), όπως προκύπτει από τη μέθοδο που περιγράφεται στο [Georgoulis and LaBonte \(2007\)](#) με χρήση του μαγνητογραφήματος του SOT για το όδιο κέντρο δράσης.

3.3.6 Συμπεράσματα

Στην παρούσα ενότητα έως αυτό το σημείο, παρουσιάστηκαν τα αποτελέσματα της εργασίας πάνω στην ανακατασκευή της τρισδιάστατης δομής και της δυναμικής των στεμματικών βρόχων. Στα πλαίσια αυτής, ανακατασκευάστηκαν έξι βρόχοι της ενεργού περιοχής NOAA 10926 που παρατηρήθηκαν από το Hinode/EIS, σε πέντε φασματικές γραμμές, σε δύο σαρώσεις, σύνολο 17 περιπτώσεις. Από την ανακατασκευή των βρόχων προκύπτουν μεγάλες κλίσεις ως προς την κάθετο στην ηλιακή επιφάνεια, από -60° έως -75° , με το πρόσημο πλην να υποδηλώνει ότι οι βρόχοι κλίνουν προς τα νότια της ενεργού περιοχής. Λόγω του γεγονότος ότι οι βρόχοι βρίσκονται χαμηλότερα από το ύψος της κλίμακας πίεσης, το πλάσμα είναι πυκνό και ακτινοβολεί έντονα. Αυτός είναι ο λόγος που ο βρόχος ξεχωρίζει έντονα από το υπόβαθρο. Οι ροές που υπολογίστηκαν κατά μήκος των βρόχων ήταν όλες υποχηητικές σε όλες τις φασματικές γραμμές.

Ο βρόχος που είναι ευδιάκριτος σε όλες τις φασματικές γραμμές και στις δύο σαρώσεις, ο βρόχος 1 ανακατασκευάστηκε συνολικά σε εννέα διαφορετικές περιπτώσεις. Τα αποτελέσματα υποδεικνύουν ότι ο βρόχος αυτός δεν είναι μια μονολιθική δομή, αλλά αποτελείται από επιμέρους δομές. Οι ροές που υπολογίζονται σε διαφορετικές φασματικές γραμμές ποικίλουν από ροή από τα ανατολικά προς τα δυτικά στη χαμηλής θερμοκρασίας γραμμή Fe VIII, σε ροή που αδειάζει το βρόχο από την κορυφή προς τα πόδια στις ενδιάμεσες θερμοκρασίες της γραμμής Fe X, σε ροή που κινείται από δυτικά προς τα ανατολικά στις γραμμές υψηλότερης θερμοκρασίας. Επίσης, σε όλες τις περιπτώσεις, η κλίση που υπολογίζεται για το βρόχο είναι πολύ κοντινή, και βρίσκεται στο διάστημα $63^\circ \pm 3^\circ$, γεγονός που ισχυροποιεί το επιχείρημα της εσωτερικής δομής του βρόχου.

Η προσπάθεια σύγκρισης δυναμικών γραμμών από γραμμική force-free παρέκταση του μαγνητικού πεδίου ανά περίπτωση βρόχου, έδειξε την ανάγκη περαιτέρω διερεύνησης του ζητήματος. Τα αποτελέσματα που προέκυψαν υπολογίζουν το ύψος των κορυφών των δυναμικών γραμμών και των βρόχων με καλή συμφωνία, ενώ όλα τα αποτελέσματα προέκυψαν για αριστερόστροφη στρέψη του πεδίου. Όμως, οι κλίσεις των δυναμικών γραμμών ήταν συστηματικά μικρότερες από αυτές των ανακατασκευασμένων βρόχων. Αυτή η ασυμφωνία μπορεί να οφείλεται σε σφάλματα της μεθόδου ανακατασκευής, σε αδυναμίες της παρέκτασης ή και σε συνδυασμό των δύο.

Τα αποτελέσματα που παρουσιάστηκαν στην ενότητα έως εδώ έχουν δημοσιευθεί στο:

Syntelis, P., Gontikakis, C., Georgoulis, M. K., Alissandrakis, C. E. and Tsinganos, K., 2012, "Study of the Three-Dimensional Shape and Dynamics of Coronal Loops Observed by Hinode/EIS", *Solar Phys.*, **280**, 475-489.

3.4 Σύγκριση Κλίσεων Βρόχων της NOAA AR 11193 Μεταξύ της Μεθόδου και Παρατηρήσεων του STEREO/EUVI και SDO/AIA

3.4.1 Περίληψη

Στην ενότητα αυτή, γίνεται μελέτη μιας δεύτερης ενεργού περιοχής, της NOAA AR 11193. Στην περιοχή αυτή, ανακατασκευάστηκαν δύο βρόχοι με τη μέθοδο που περιγράφηκε στην προηγούμενη ενότητα, και πάλι με δεδομένα του φασματογράφου EIS. Στη συνέχεια, έγινε χρήση εικόνων από τα όργανα STEREO/EUVI και SDO/AIA για την ανακατασκευή των βρόχων στις τρεις διαστάσεις μέσω τριγωνοποίησης των δεδομένων των δύο παρατηρητηρίων, και την εύρεση της πραγματικής γωνίας κλίσης των βρόχων. Τέλος, γίνεται σύγκριση των αποτελεσμάτων της κλίσης που υπολογίζει η μέθοδος ανακατασκευής των βρόχων με αυτά των τριγωνοποιημένων δεδομένων.

3.4.2 Παρατηρήσεις και Επεξεργασία Δεδομένων

Οι Παρατηρήσεις

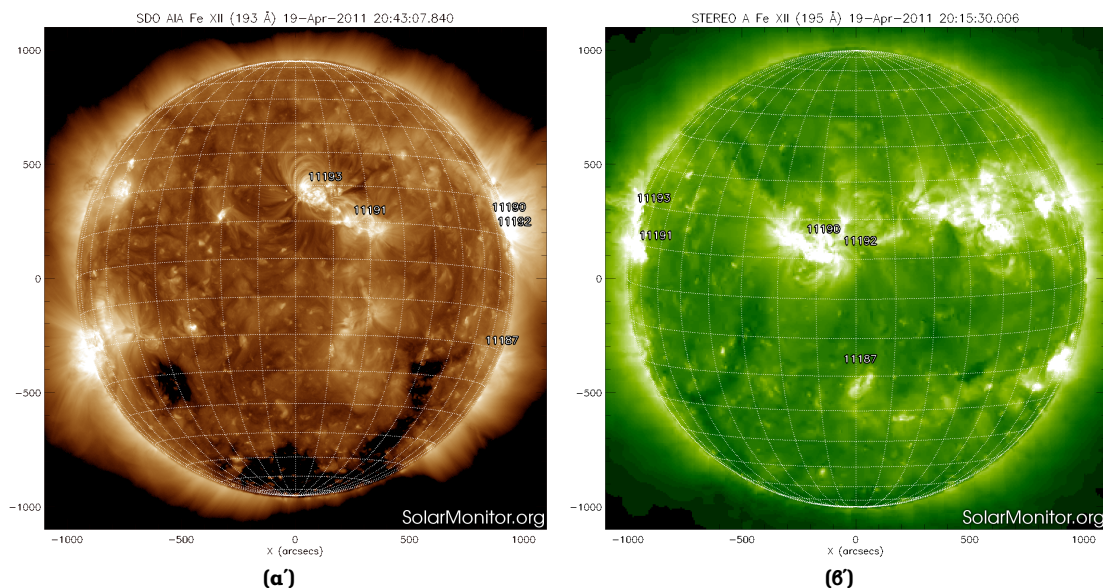
Το κέντρο δράσης NOAA 11193 παρατηρήθηκε στις 19 Απριλίου 2011, στην θέση $(-1.24'', 362'')$ από το κέντρο του ηλιακού δίσκου (σχ. 3.10). Κατά τη διάρκεια αυτής της ημέρας το Hinode/EIS σάρωσε μια φορά την περιοχή. Η μελέτη της περιοχής αυτής έγινε στη γραμμή Fe XII 195Å ($10^{6.1}\text{K}$), με τη θερμοκρασία να αντιστοιχεί στη θερμοκρασία σχηματισμού του ιόντος (Young *et al.*, 2007). Η σάρωση έγινε από τις 12:30:27 UT έως τις 14:33:14 UT, με πεδίο παρατήρησης $240'' \times 512''$, και διακριτική ικανότητα $(2,1)''/\text{px}$ στην (x,y) διεύθυνση αντίστοιχα και χρόνο έκθεσης τα 60sec για κάθε θέση της σχισμής.

Από τις παρατηρήσεις του STEREO/EUVI, χρησιμοποιήθηκαν μόνο οι εικόνες του παρατηρητηρίου STEREO-A. Το STEREO-A την ημέρα της παρατήρησης βρισκόταν υπό γωνία 90° ως προς την ευθεία Γης-Ήλιου, με αποτέλεσμα το κέντρο δράσης που βρισκόταν στο κέντρο ως προς την ευθεία αυτή, να βρίσκεται στο χείλος στο οπτικό πεδίο του STEREO-A. Η αντίστοιχη γωνία του STEREO-B ήταν 94° , γεγονός που καθιστούσε την περιοχή ελαφρώς πέραν του χείλους, και έκανε αδύνατη την εύρεση των ποδιών του βρόχου. Η παρατήρηση του STEREO που χρησιμοποιήθηκε είχε ληφθεί στις 12:30:30 UT στη γραμμή των 195 Å με χρόνο έκθεσης τα 8sec, και διακριτική ικανότητα $1.59''/\text{px}$. Η τριγωνοποίηση των δεδομένων έγινε ανάμεσα στα όργανα SDO/AIA και STEREO-A/EUVI, τα οποία βρίσκονταν υπό γωνία 90° . Η παρατήρηση του SDO είχε ληφθεί στις 12:30:31 UT στη γραμμή των 193 Å με χρόνο έκθεσης τα 2sec και διακριτική ικανότητα $0.6''/\text{px}$.

Επεξεργασία Δεδομένων

Τα δεδομένα του EIS επεξεργάστηκαν πρώτα με τις ίδιες διαδικασίες που περιγράφηκαν στην παράγραφο 3.3.3. Συνοπτικά, διορθώθηκαν παρατηρησιακά σφάλματα (cosmic ray spikes, dark current, flatfield, κλπ.), έγινε διόρθωση της απόκλισης του οργάνου από τη γραμμή He II 256 Å και κατασκευάστηκε το αντίστοιχο χάρτη ταχυτήτων Doppler της περιοχής. Ο ορισμός της μηδενικής μετατόπισης Doppler έγινε λαμβάνοντας μέσους όρους ταχυτήτων από μικρά τμήματα νότια της ενεργού περιοχής.

Στη συνέχεια, επιλέχθηκαν δύο βρόχοι, που είχαν αρκετή αντίθεση για να ξεχωρίζουν από την διάχυτη ένταση της εικόνας του κέντρου δράσης και να παράγουν αποτελέσματα (σχ. 3.10). Ένας τρίτος βρόχος είχε επιλεγεί αλλά η κατανομή των ταχυτήτων κατά μήκος του είχε πολύ απότομες μεταβολές λόγω της ύπαρξης θορύβου στην εικόνα και από ορισμένες οριζόντιες γραμμές κακών δεδομένων. Επιπλέον, ο βρόχος αυτός παρουσίαζε μεγάλο σχετικό σφάλμα ως προς την διόρθωση της μηδενικής μετατόπισης Doppler, καθώς η ταχύτητα κατά μήκος του βρόχου κυμαινόταν στα $\pm 2\text{km s}^{-1}$.



Σχήμα 3.9: (α): Ο Ήλιος και το κέντρο δράσης NOAA 11193 όπως παρατηρήθηκε από το SDO/AIA στα 193 Å. (β) Το κέντρο δράσης όπως παρατηρήθηκε από το STEREO-A/EUVI στα 195 Å. (Πηγή: SolarMonitor.org)

Τα δεδομένα έντασης και ταχύτητας των δύο βρόχων που επιλέχθηκαν, επεξεργάστηκαν στη συνέχεια ακολουθώντας τις ίδιες διαδικασίες που περιγράφηκαν στις παραγράφους 3.2 και 3.3.3.

Πέραν της συνήθους προεπεξεργασίας των δεδομένων του STEREO, όπως αφαίρεση κοσμικών ακτίνων, κορεσμένων πίζελ, dark current, flatfield και ευθυγράμμιση, στα δεδομένα εφαρμόστηκε και ένα φίλτρο wavelet, που τονίζει περαιτέρω την αντίθεση των βρόχων από το υπόβαθρο. Για το SDO, τα δεδομένα δίνονται από τη βάση δεδομένων προεπεξεργασμένα ως προς τις βασικές διαδικασίες (flatfield, dark current, κλπ.).

Για την ανίχνευση των δύο βρόχων ταυτόχρονα και την τριγωνοποίηση των δεδομένων χρησιμοποιήθηκε η ρουτίνα *scc_measure.pro* του πακέτου SolarSoft. Η ρουτίνα δέχεται ως εισερχόμενα (inputs) τα δεδομένα των STEREO-A/B ή κάποιου από τα STEREO και το SDO. Στην υπό μελέτη περίπτωση χρησιμοποιήθηκε το STEREO-A/EUVI και το SDO/AIA. Κατόπιν, η ρουτίνα παρέχει ένα γραφικό περιβάλλον με τις δύο εικόνες του κέντρου δράσης, από τα δύο τηλεσκόπια, να εμφανίζονται σε διαφορετικά παράθυρα. Εκεί, επιλέγοντας ένα σημείο σε μία εικόνα, το πρόγραμμα υπολογίζει την ευθεία παρατήρησης του επιλεγμένου σημείου και του αντίστοιχου παρατηρητηρίου, και την εμφανίζει στο παράθυρο του δεύτερου, παρατηρητηρίου. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα ότι η δομή που φαίνεται στο σημείο της πρώτης εικόνας βρίσκεται πάνω στην ευθεία αυτή που εμφανίζεται στη δεύτερη εικόνα.

Το SDO/AIA παρατηρεί την ενεργό περιοχή από την ίδια κατεύθυνση του την παρατηρεί και το Hinode/EIS. Ως εκ τούτου, είναι σχετικά εύκολη η ταύτιση των δύο βρόχων μεταξύ των δύο εικόνων. Χρησιμοποιώντας ως βάση αρχική εικόνα για την επιλογή των σημείων της εικόνας του SDO/AIA, με τη ρουτίνα *scc_measure.pro* επιλέγονται τα σημεία στην εικόνα του STEREO-A/EUVI που αντιστοιχούν στους βρόχους. Στο τμήμα του βρόχου που αντιστοιχεί στην περιοχή της κορυφής των βρόχων και ένα μεγάλο κομμάτι προς τα πόδια, η ταυτοποίηση των σημείων γίνεται ένα προς ένα. Λόγω της ύπαρξης πολλών υπερκείμενων δομών στην περιοχή των ποδιών των βρόχων, χρησιμοποιήθηκαν διάφορες κοινές δομές στις δύο εικόνες για να βρεθεί η πιθανότερη θέση των ποδιών. Στη συνέχεια, έχοντας με ακρίβεια τη θέση των ποδιών στο SDO/AIA, και τον περιορισμό ότι τα πόδια θα πρέπει να βρίσκονται πάνω στην ευθεία παρατήρησης του SDO/AIA, όπως φαίνεται στην εικόνα του *scc_measure.pro*, επιλέχθηκαν ως πόδια των βρόχων τα σημεία

όπου βρίσκονται στην ευθεία, και τέμνουν την περιοχή των πιθανών θέσεων που υπολογίστηκε προηγουμένως, υπό τον περιορισμό ότι η ακτινική τους απόσταση από το κέντρο του Ήλιου θα είναι η κοντινότερη δυνατή στο $1R_{\odot}$. Ορισμένα ενδιαμέσα τμήματα των βρόχων, από τα πόδια έως το άνω τμήμα του βρόχου που είναι πλήρως εμφανή, επιλέχθηκαν ώστε να ενώνονται γραμμικά με τα κοντινότερα σημεία που μπορούσαν να ταυτοποιηθούν ως σημεία των βρόχων. Από την παραπάνω διαδικασία, το *scc_measure.pro* υπολογίζει για κάθε σημείο των βρόχων της Ηλιογραφικής συντεταγμένες¹ (r, θ, ϕ) , που του αντιστοιχούν.

Για τον υπολογισμό της κλίσης των βρόχων από τις ηλιογραφικές συντεταγμένες ακολουθήθηκε η παρακάτω διαδικασία:

1. Βρίσκεται το διάνυσμα θέσης του μέσου της ευθείας που ενώνει τα δύο πόδια του βρόχου, \vec{r}_{mid} . Το ακτινικό διάνυσμα αυτό είναι κάθετο στο εφαπτόμενο επίπεδο στο σημείο αυτό, και ταυτίζεται συνεπώς με τον άξονα z του τοπικού συστήματος. Υπολογίζεται το μοναδιαίο διάνυσμα \hat{r}_{mid} .
2. Βρίσκονται τα διανύσματα θέσης των σημείων του βρόχου ως προς το μέσο σημείο, $\vec{r}_i = \vec{r}_{i, helio} - \vec{r}_{mid}$, με $i = 1, \dots, N$ τα σημεία του βρόχου.
3. Υπολογίζεται το $\vec{r}_{plane} = \vec{r}_i \times \vec{r}_j$ για δύο σημεία i, j του βρόχου, και υπολογίζεται το αντίστοιχο μοναδιαίο διάνυσμα $\hat{r}_{plane} = \frac{\vec{r}_{plane}}{|\vec{r}_{plane}|}$.
4. Υπολογίζεται το εσωτερικό γινόμενο $\cos(\theta) = \hat{r}_{mid} \cdot \hat{r}_{plane}$, που είναι η γωνία μεταξύ του διανύσματος του επιπέδου που ορίζουν τα \vec{r}_i, \vec{r}_j , και της καθέτου στο μεσοδιάστημα των ποδιών του βρόχου, δηλαδή, η κάθετος στο τοπικό σύστημα.
5. Επειδή ο βρόχος βρίσκεται πάνω στο επίπεδο που είναι κάθετο στο διάνυσμα \hat{r}_{plane} , η κλίση, όπως ορίστηκε προηγουμένως (§3.2) είναι $\kappa = 90^\circ - \theta$.
6. Υπολογίζεται την κλίση του για κάθε δυνατό συνδυασμό των i, j .
7. Η μέση τιμή των παραπάνω κλίσεων είναι η κλίση του βρόχου, κ και το σφάλμα της κλίσης είναι η τυπική απόκλιση των τιμών αυτών, $\delta\kappa$.

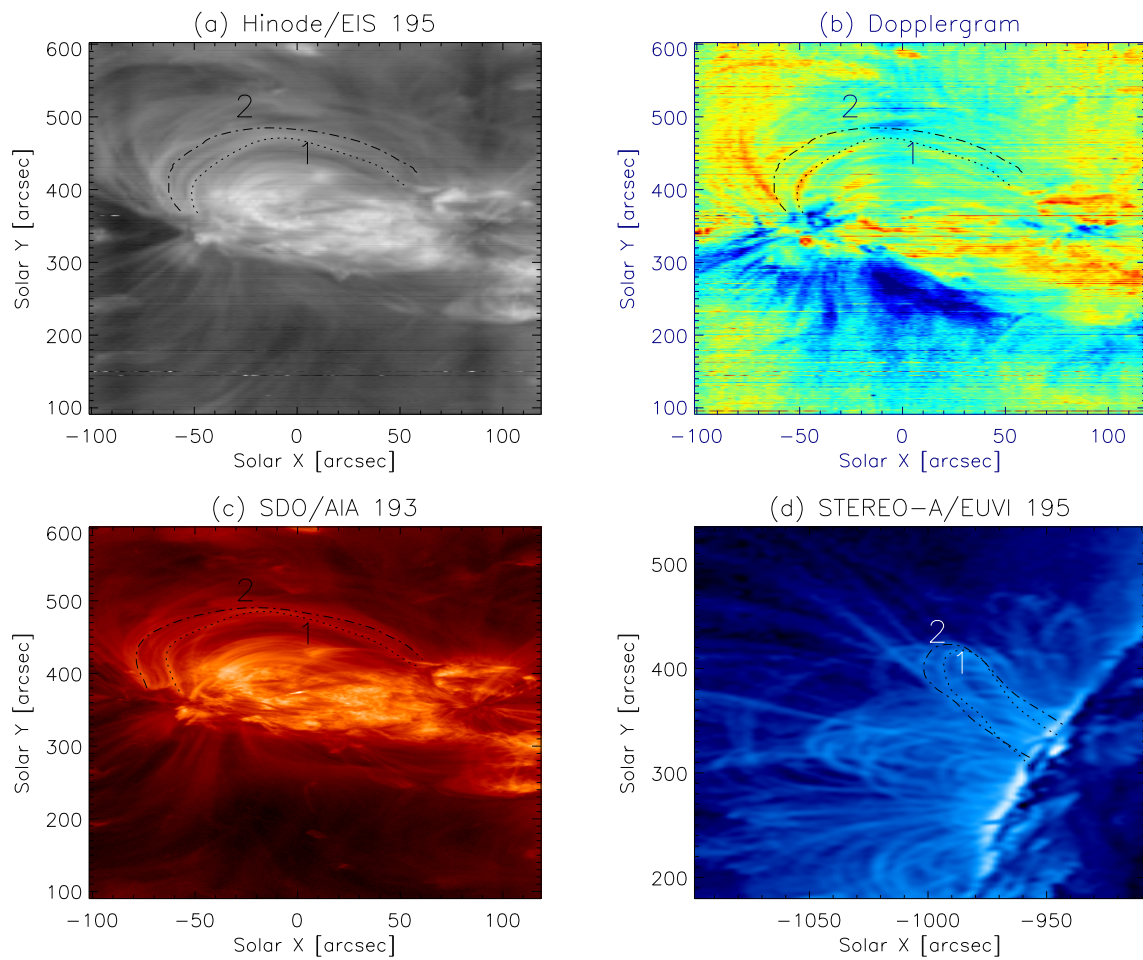
Ο λόγος που λαμβάνεται στο υπολογισμό κάθε δυνατός συνδυασμός των i, j είναι διότι ο βρόχος δεν βρίσκεται σε ένα επίπεδο, όπως θεωρεί το μοντέλο ανακατασκευής, αλλά στην πραγματικότητα αποκλίνει από ένα επίπεδο. Με τον τρόπο αυτό, υπολογίζεται το μέσο επίπεδο που χαρακτηρίζει το βρόχο και την αντίστοιχο σφάλμα στην κλίση του.

3.4.3 Αποτελέσματα

Από τις μετρήσεις των δύο βρόχων στην ενεργό περιοχή, προκύπτουν τα διαγράμματα για τις βέλτιστες γωνίες β , που παρουσιάζονται στο σχήμα 3.11. Στο σχήμα αυτό δίνονται για τον βρόχο 1 (σειρές 1 και 2) και για τον βρόχο 2 (σειρές 3 και 4) τα αποτελέσματα στη μορφή που παρουσιάστηκαν και στην προηγούμενη ενότητα. Στην πρώτη σειρά, δίνεται από αριστερά προς τα δεξιά η θέση του βρόχου στο σύστημα του ουρανού, η ταχύτητα Doppler κατά μήκος του βρόχου, και το κριτήριο επιλογής της γωνίας. Στη δεύτερη σειρά δίνονται ο βρόχος στο επίπεδο του βρόχου, η απόλυτη ταχύτητα V και οι συνιστώσες V_x και V_z κατά μήκος του ανακατασκευασμένου βρόχου. Στις επόμενες δύο σειρές δίνονται τα ίδια αποτελέσματα για τον βρόχο 2.

Ο βρόχος 1 βρίσκεται να έχει κλίση $14 \pm 9^\circ$. Από την εικόνα (e) του σχήματος 3.11 προκύπτει ότι για το αριστερό σκέλος του βρόχου, η ροή φαίνεται να κινείται προς τα ανατολικά. Στο δεξιό σκέλος του βρόχου, όμως, το πρόσημο της ταχύτητας εναλλάσσεται δύο φορές. Εξετάζοντας τη

¹Οι Ηλιογραφικές συντεταγμένες δεν ταυτίζονται με τον ορισμό των σφαιρικών συντεταγμένων. Η απόσταση r είναι η ακτινική απόσταση, η γωνία του ηλιογραφικού μήκους είναι $\theta \in [-\pi, \pi]$ και η γωνία του ηλιογραφικού πλάτους είναι $\phi \in [-\pi/2, \pi/2]$ (Thompson, 2006).



Σχήμα 3.10: Το σχήμα αυτό παρουσιάζει τον επιλεγμένο βρόχο όπως φαίνονται στα τρία παρατηρητήρια και στο διάγραμμα των ταχυτήτων. (a): Εικόνα έντασης από το Hinode/EIS, (b) χάρτης ταχυτήτων Doppler, με εύρος από -20 (μπλε) έως 20 (κόκκινο) km s^{-1} , (c) εικόνα SDO/AIA 193Å, (d) εικόνα STEREO-A/EUVI 195Å.

Πίνακας 3.3: Στήλη 1: ο αριθμός του βρόχου. Στήλη 2: η φασματική γραμμή. Στήλη 3: η κλίση του βρόχου από τη μέθοδο ανακατασκευής. Στήλη 4: Η κλίση του βρόχου από την τριγωνοποίηση των δεδομένων των STEREO-A και SDO.

No	Φασματική Γραμμή	Κλίση Hinode/EIS	Κλίση STEREO-SDO
1	Fe XII 195 Å	$14 \pm 9^\circ$	$13 \pm 4^\circ$
2	Fe XII 195 Å	$12 \pm 1^\circ$	$12 \pm 5^\circ$

συνιστώσα της ταχύτητας V_x , μπορεί να ειπωθεί ότι η τάση της ροής είναι προς την κατεύθυνση της ανατολής, καθώς η συνιστώσα είναι σχεδόν συνέχεια αρνητική. Παρόλα αυτά, η αναγνώριση του είδους της ροής είναι προβληματική. Το μεγάλο εύρος του σφάλματος στην κλίση του βρόχου, οφείλεται στην ευρεία περιοχή λύσεων που προκύπτουν από τη μέθοδο ανακατασκευής (διαγ. (c)).

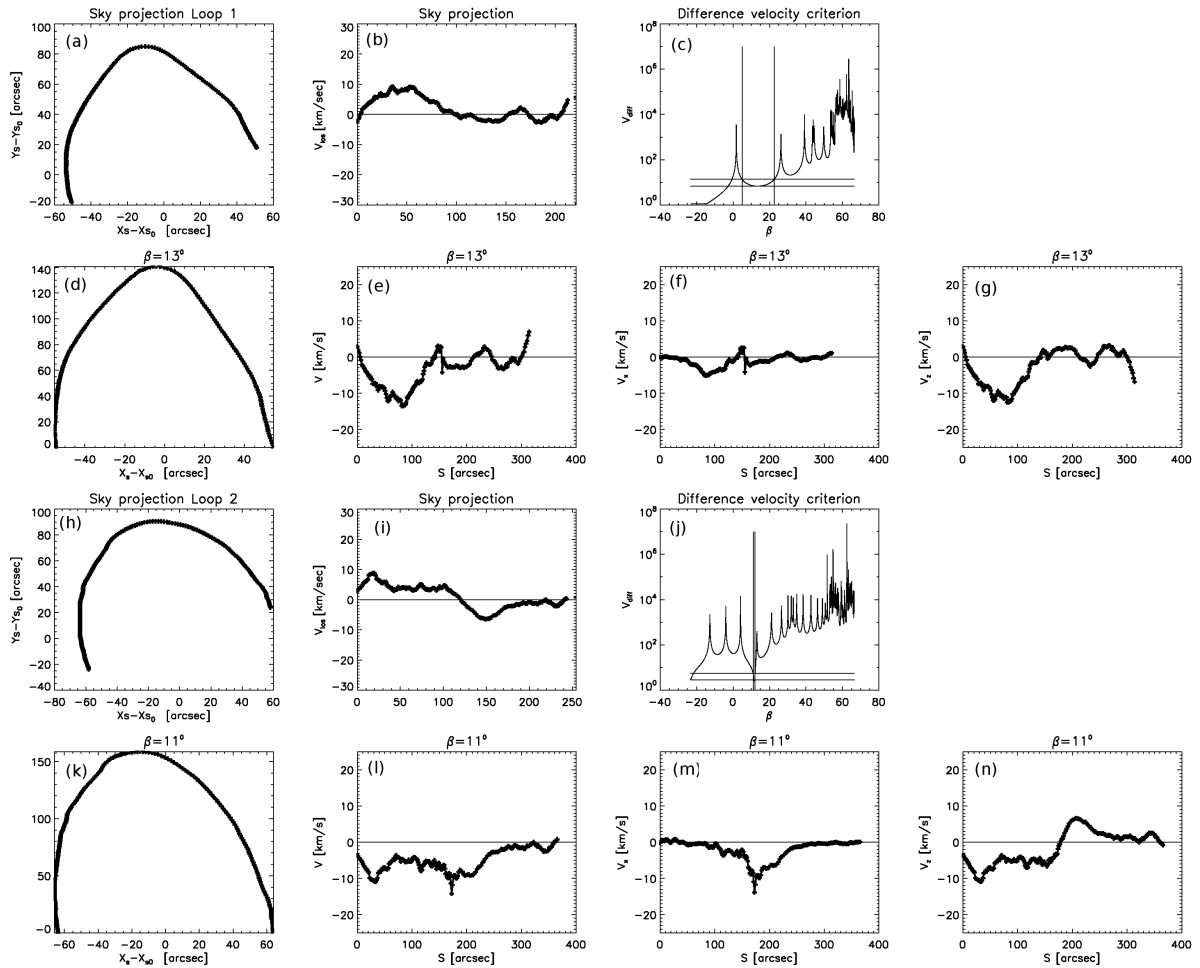
Ο βρόχος 2 υπολογίζεται να έχει κλίση $12 \pm 1^\circ$. Στην εικόνα (j) των διαφορών της ταχύτητας για το βρόχο 2, φαίνεται ότι η λύση περιορίζεται σε μια πολύ μικρή “μύτη” που δημιουργείται στην γωνία αυτή, γεγονός που δημιουργεί το πολύ μικρό σφάλμα στη γωνία αυτή. Ακόμα και στην περίπτωση των 3-σ από το ελάχιστο της ταχύτητας, πάλι το σφάλμα βρίσκεται να είναι 1° . Η ροή στην περίπτωση του βρόχου όπως φαίνεται από την ταχύτητα στο σχήμα (l) κατευθύνεται από τα δυτικά προς τα ανατολικά.

Από τις επιλογές των θέσεων των βρόχων στα STEREO-A και SDO/AIA, υπολογίστηκε η κλίση σύμφωνα με τη μέθοδο που αναφέρθηκε στην προηγούμενη παράγραφο. Για τον βρόχο 1 η κλίση βρέθηκε $13 \pm 4^\circ$ και για τον βρόχο 2 $12 \pm 5^\circ$. Να σημειωθεί ότι το σφάλμα σε αυτές τις περιπτώσεις δεν εμπεριέχει σφάλμα επιλογής των σημείων, αλλά σφάλμα απόκλισης από την περίπτωση που ο βρόχος βρίσκεται σε ένα επίπεδο. Δηλαδή, το σφάλμα αυτό υποδεικνύει ότι η κυρτότητα που είχε ο βρόχος ήταν εύρους 4° από το μέσο επίπεδο, και η κυρτότητα του δεύτερου βρόχου ήταν εύρους 5° από το μέσο επίπεδο.

Τα συγκεντρωτικά αποτελέσματα των κλίσεων από τη μέθοδο ανακατασκευής και από την τριγωνοποίηση των δεδομένων, δίνονται στον πίνακα 3.3. Από τη σύγκριση των τιμών των κλίσεων, είναι εμφανές ότι υπάρχει ταύτιση των αριθμών στο εύρος που ορίζουν τα σφάλματα, και συνεπώς, η ανακατασκευή των δύο βρόχων, σε επίπεδο κλίσης φαίνεται να είναι ρεαλιστική. Απευθείας ταύτιση των δομών σε ένα-προς ένα σημείο δεν έγινε, διότι η οπτική γωνία του STEREO-A επιφέρει μεγάλα σφάλματα ως προς την επιλογή ορισμένων σημείων. Είναι σημαντικό να τονισθεί, ότι η απόκλιση από τον επίπεδο βρόχο, δεν είναι αμελητέα, γεγονός που πιθανώς να εισάγει σφάλματα στην μέθοδο ανακατασκευής.

3.4.4 Συμπεράσματα

Στο παρών τμήμα της εργασίας παρουσιάστηκαν τα αποτελέσματα της ανακατασκευής δύο βρόχων της ενεργού περιοχής NOAA 11193. Από τα δεδομένα του Hinode/EIS για την περιοχή αυτή, ανακατασκευάστηκε η δομή δύο βρόχων, για τους οποίους προέκυψαν κλίσεις $12 \pm 1^\circ$ και $14 \pm 9^\circ$. Οι αντίστοιχες κλίσεις που προέκυψαν από την τριγωνοποίηση δεδομένων του STEREO-A/EUVI και του SDO/AIA 193 Å, ήταν $13 \pm 4^\circ$ και $12 \pm 5^\circ$ αντίστοιχα. Τα αποτελέσματα ταυτίζονται στα όρια των σφαλμάτων τους γεγονός που υποδεικνύει επιτυχία της μεθόδου ως προς την κλίση της ανακατασκευασμένης δομής. Επακριβώς αντιστοίχιση των δομών και των ανακατασκευασμένων βρόχων δεν μπορούσε να επιτευχθεί λόγω της οπτικής γωνίας του STEREO-A. Τα σφάλματα της τριγωνοποίησης, που υπολογίστηκαν κατά τρόπο ώστε να λαμβάνουν υπ’ όψη την απόκλιση από τον βρόχο που βρίσκεται σε ένα επίπεδο, όπως θεωρεί η μέθοδος, είναι τέτοια ώστε η απόκλιση να μη θεωρείται αμελητέα. Παρά ταύτα, οι λύσεις της μεθόδου προκύπτουν σε διαστήματα γωνιών, τα οποία μπορούν να ποικίλουν από μεγάλα (πρώτη περίπτωση) έως και μικρά (δεύτερη περίπτωση), και συνεπώς ως προς τις κλίσεις η μέθοδος δεν φαίνεται να επηρεάζεται από το γε-



Σχήμα 3.11: Τα σχήματα αυτά παρουσιάζουν τα αποτελέσματα για την ανακατασκευή των βρόχων 1 (σειρές 1,2) και 2 (σειρές 3,4). Στο σχήμα φαίνονται: Η εικόνα των βρόχων στο σύστημα του ουρανού (διαγ. (a),(h)), η ταχύτητα Doppler κατά μήκος των βρόχων (διαγ. (b),(i)), το κριτήριο επιλογής γωνιών (διαγ. (c),(j)), οι ανακατασκευασμένοι βρόχοι στο σύστημα των βρόχων (διαγ. (d),(k)), η απόλυτη τιμή της ταχύτητας V (διαγ. (e),(l)), η x-συνιστώσα τη ταχύτητας V_x (διαγ. (f),(m)) και η z-συνιστώσα τη ταχύτητας V_z (διαγ. (g),(n)) κατά μήκος των ανακατασκευασμένων βρόχων. Οι θύσεις στην περιοχή των -20° απορρίπτονται λόγω αφύσικα μεγάλου ύψους του βρόχου.

γονός της απόκλισης από τη θεώρηση του ενός επιπέδου. Χρίζει όμως περαιτέρω διερεύνησης το κατά πόσον η απόκλιση από το επίπεδο επιδρά στην υπολογιζόμενη δυναμική του βρόχου.

Μέρος II

Στεμματικές Εκτινάξεις Μάζας

Κεφάλαιο 4

Στεμματικές Εκτινάξεις Μάζας

4.1 Εισαγωγικά

Στο κεφάλαιο αυτό θα παρουσιασθούν τα γενικά χαρακτηριστικά του φαινομένου των Στεμματικών Εκπομπών Μάζας (Coronal Mass Ejections ή CMEs). Αρχικά θα γίνει μια αναφορά στις έννοιες του επιπέδου του ουρανού (sky plane) και της σφαίρας Thomson (Thomson sphere) που είναι απαραίτητες για την κατανόηση της ανάλυσης των δεδομένων που πραγματοποιήθηκαν από διάφορους ερευνητές για την μέτρηση των χαρακτηριστικών των CMEs (μάζα, ταχύτητα κ.α.), και θα γίνει μια σύντομη αναφορά στις συνιστώσες του ηλιακού Στέμματος, και στις σχετικές εντάσεις αυτών συγκριτικά με τις σχετικές εντάσεις των CMEs. Στη συνέχεια θα παρουσιασθούν οι κατηγορίες των CMEs και τα χαρακτηριστικά τους, όπως προκύπτουν από τις μετρήσεις του στεμματογράφου LASCO του παρατηρητηρίου SOHO κατά τον ηλιακό κύκλο 1996-2006. Τέλος, θα γίνει αναφορά στα θεωρητικά μοντέλα πυροδότησης μιας μαγνητικής δομής, που έχει ως αποτέλεσμα τη δημιουργία των CMEs.

4.2 Σκέδαση Thomson λευκού φωτός των CMEs

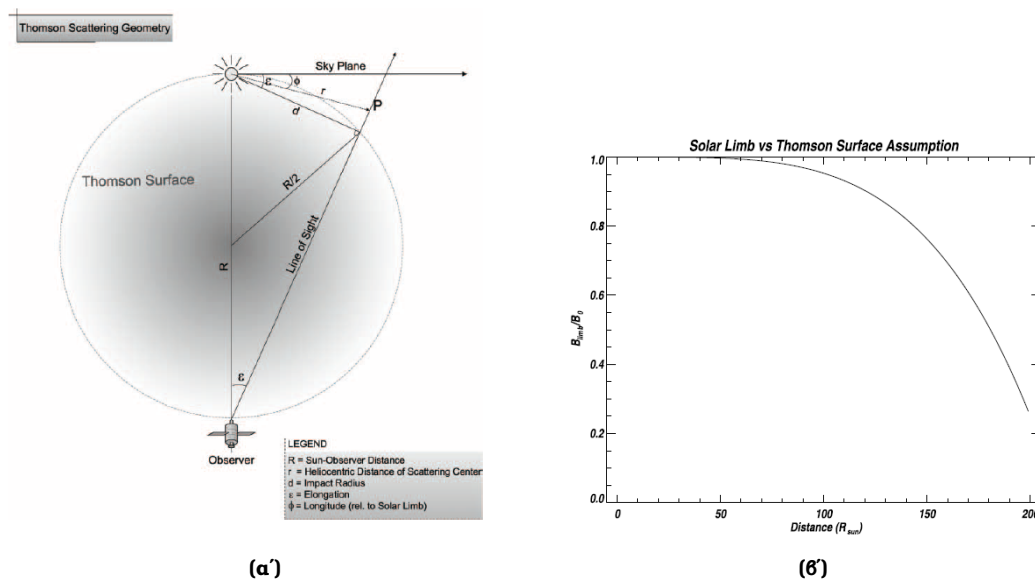
Η εκπομπή λευκού φωτός του στέμματος, έχει δειχθεί ότι προέρχεται από σκέδαση Thomson του φωτοσφαιρικού φωτός από τα ηλεκτρόνια του στέμματος (Minnaert, 1930). Καθότι η θεωρία της σκέδασης είναι γνωστή, είναι δυνατόν, υπό ορισμένες υποθέσεις να εξαχθούν συμπεράσματα για την πυκνότητα των ηλεκτρονίων της ακτινοβολούσας περιοχής από την λαμπρότητα της μετρούμενης ακτινοβολίας (πχ, Minnaert 1930; Billings 1966).

Κατά τη σκέδαση Thomson, εν συντομία, ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία σκεδάζεται από ελεύθερα ηλεκτρόνια. Το ηλεκτρικό πεδίο της προσπίπτουσας ακτινοβολίας επιταχύνει το ηλεκτρόνιο, το οποίο εκπέμπει ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία. Η γωνιακή κατανομή της ισχύος της ακτινοβολίας που προκύπτει από σκεδασμό Thomson ακολουθεί την κατανομή διπόλου και δίνεται από τη σχέση:

$$\frac{dP}{d\Omega} = \frac{e^4 E_0^2}{8\pi m_e^2 c^3} \sin^2 \Theta \quad (4.1)$$

όπου E_0 το μέγιστο της έντασης του ηλεκτρικού πεδίου του ηλεκτρομαγνητικού κύματος, και Θ η γωνία μεταξύ της διεύθυνσης της επιτάχυνσης του ηλεκτρονίου και της διεύθυνσης της ακτινοβολίας μετά το σκεδασμό. Από τη σχέση αυτή προκύπτει ότι το μέγιστο της ισχύος προκύπτει για $\Theta = 90^\circ$, δηλαδή στη διεύθυνση κάθετα στην επιτάχυνση των ηλεκτρονίων, η οποία είναι κάθετη στην πριν το σκεδασμό διαδιδόμενη ακτινοβολία.

Για την εξαγωγή συμπερασμάτων για την πυκνότητα των ηλεκτρονίων από την λαμπρότητα της ακτινοβολίας που λαμβάνεται από ένα παρατηρητήριο, η μετρούμενη ακτινοβολία θεωρείται ότι



Σχήμα 4.1: (α): Γενικευμένη γεωμετρία σκέδασης Thomson. (β): Λόγος λαμπρότητας ενός ηλεκτρονίου που βρίσκεται στο Ηλιακό χείλος προς τη λαμπρότητα ενός ηλεκτρονίου που βρίσκεται στη σφαίρα Thomson σαν συνάρτηση της απόστασης από το ηλιακό κέντρο. Από το διάγραμμα αυτό προκύπτει το διάστημα εμπιστοσύνης της υπόθεσης του επιπέδου του ουρανού (plane of the sky) (Vourlidis and Howard, 2006).

είναι αυτή με τη μέγιστη ισχύ. Κατά συνέπεια, είναι κρίσιμο να ορισθεί ο γεωμετρικός τόπος των σημείων από όπου προκύπτει το μέγιστο της ακτινοβολίας αυτής. Στη βιβλιογραφία υπάρχουν οι παρακάτω δύο αναφορές.

4.2.1 Το επίπεδο του ουρανού (plane of the sky)

Ένα ερώτημα που σχετίζεται άμεσα με τη μελέτη των Στεμματικών Εκτινάξεων Μάζας, καθώς αυτά αποτελούν δομές που διαδίδονται μέσα στο μεσοπλανητικό χώρο, είναι το από που προέρχεται η ακτινοβολία αυτή. Η αρχική θεώρηση παρατηρώντας μια εικόνα του Ηλίου και της κοντινής περιοχής του είναι ότι προέρχεται από το επίπεδο του ουρανού, δηλαδή, από το επίπεδο που ορίζεται κάθετα στην ευθεία παρατήρησης. Συνεπώς, θεωρείται ότι το μέγιστο της ακτινοβολίας Thomson προέρχεται από αυτή την περιοχή. Η θεώρηση αυτή αποτελεί μια ικανοποιητική προσέγγιση για αποστάσεις κοντά στο χείλος του Ήλιου. Σε μεγαλύτερες αποστάσεις, όπως αυτές που μελετάει το παρατηρητήριο STEREO, η προσέγγιση αυτή είναι τελείως λανθασμένη (σχ. 4.1), και συνεπώς είναι απαραίτητες οι ανάλογες διορθώσεις.

4.2.2 Η σφαίρα Thomson (Thomson Sphere)

Όπως αναφέρθηκε προηγουμένως, η ισχύς της ακτινοβολίας από σκέδαση Thomson έχει γωνιακή εξάρτηση, και παρουσιάζει το μέγιστο στην διεύθυνση που είναι κάθετη στην προ του σκεδασμού ακτινοβολία. Οι Vourlidis and Howard (2006) εισήγαγαν την έννοια της σφαίρας Thomson, που είναι ο γεωμετρικός τόπος των σημείων που ικανοποιούν τη γωνιακή συνθήκη της καθετότητας στην περιοχή Ήλιου-Γης (σχ. 4.1). Στο σχήμα αυτό, υπάρχει ένα προς μελέτη γεγονός P . Αρχικά φέρουμε την ευθεία που διέρχεται από το γεγονός και τον παρατηρητή. Φαίνεται ότι η ευθεία παρατήρησης σχηματίζει κάποια γωνία εν γένει διαφορετική των 90° με το διάνυσμα θέσης r του γεγονότος. Κατά συνέπεια, δεν παρατηρούμε το μέγιστο της σκεδαζόμενης κατά Thomson ακτινοβολίας. Το μέγιστο αυτό στην ευθεία παρατήρησης του γεγονότος θα βρεθεί εάν φέρουμε

στην ευθεία παρατήρησης την κάθετη που διέρχεται από το κέντρο του Ήλιου. Το σημείο τομής είναι το σημείο στο οποίο αν βρισκόταν το γεγονός ο παρατηρητής θα λάμβανε το μέγιστο της σκέδασης Thomson. Το σημείο αυτό ανήκει στη σφαίρα Thomson. Γενικότερα, εάν για κάθε σημείο του χώρου φέρουμε την ευθεία παρατήρησής του, και φέρουμε σε αυτήν την κάθετη που διέρχεται από το κέντρο του Ήλιου, τότε, τα σημεία τομής που θα προκύψουν για κάθε σημείο του χώρου ορίζουν μια σφαίρα στο χώρο, που ονομάζεται σφαίρα Thomson. Είναι εμφανές στο σχήμα ότι το επίπεδο του ουρανού ως η περιοχή μέγιστης ακτινοβολίας Thomson ισχύει για αποστάσεις κοντά στον Ήλιο. Στο σχήμα συμβολίζεται με χ η γωνία που αναφέρεται στο σκεδασμό Thomson, και με ϵ (elongation) η γωνιακή απόσταση ανάμεσα στο κέντρο του Ήλιου και την ευθεία παρατήρησης του γεγονότος P (line of sight). Με r συμβολίζεται η πραγματική απόσταση που γεγονότος από τον Ήλιο, και με d (distance ή impact radius) η ευθεία που διέρχεται από το κέντρο του Ήλιου και είναι κάθετη στη ευθεία παρατήρησης.

Από την εισαγωγή της έννοιας αυτής, γίνεται εμφανές ότι η αναφορά στο επίπεδο του ουρανού και στο ηλιακό χείλος δεν είναι ιδιαίτερης βαρύτητας στη μελέτη της ακτινοβολίας που προέρχεται από τους στεμματογράφους ευρέως πεδίου, όπως του STEREO. Στο σχήμα 4.16' απεικονίζεται ο λόγος της λαμπρότητας ενός ηλεκτρονίου που βρίσκεται στο Ηλιακό χείλος προς τη λαμπρότητα ενός ηλεκτρονίου που βρίσκεται στη σφαίρα Thomson σαν συνάρτηση της απόστασης από το ηλιακό κέντρο. Είναι εμφανές, ότι για αποστάσεις μεγαλύτερες των $70R_{\odot}$ αρχίζουν να υπάρχουν σημαντικές αποκλίσεις. Η λαμπρότητα της ακτινοβολίας Thomson ενός ηλεκτρονίου σαν συνάρτηση της γωνιακής απόστασης φαίνεται στο σχήμα 4.2α', από όπου μπορεί να εξαχθεί το συμπέρασμα ότι τα CMEs που προκύπτουν στο ηλιακό χείλος (0°) φθίνουν σε λαμπρότητα ταχύτατα και είναι δύσκολα ανιχνεύσιμα σε μεγάλες αποστάσεις, σε αντίθεση με αυτά που εκτοξεύονται από ενδιάμεσα πλάτη. Ακόμα, από τη γεωμετρία της σφαίρας Thomson, προκύπτει μια ασυμμετρία στα γεγονότα που ξεκινούν από το εμπρόσθιο και το οπίσθιο μέρος του Ήλιου. Μάλιστα, υπολογίζεται (Vourlidas and Howard, 2006) ότι τα εμπρόσθια CMEs είναι πάντα λαμπρότερα από τα οπίσθια.

Με βάση τα παραπάνω, προκύπτει η διαφοροποίηση ανάμεσα στην μετρούμενη ακτινοβολία και την ακτινοβολία που έχει τη μέγιστη ένταση στο σκεδασμό Thomson θα οδηγήσει σε μια λάθος εκτίμηση της πυκνότητας των ηλεκτρονίων ενός CME, και κατά συνέπεια σε λάθος εκτίμηση της μάζας του. Στο σχήμα 4.2β' παρουσιάζεται ο λόγος της μετρούμενης λαμπρότητας B_{ϕ} ενός ηλεκτρονίου που ξεκίνησε από ηλιογραφικό πλάτος ϕ προς τη λαμπρότητα ενός ηλεκτρονίου στην επιφάνεια της σφαίρας Thomson, B_0 , ως συνάρτηση της γωνιακής απόστασης από το κέντρο του Ήλιου. Αξίζει να σημειωθεί ότι τα γεγονότα που ξεκινάνε από το χείλος του Ήλιου, παρότι ευκολότερα ανιχνεύσιμα, χάνουν σε αξιοπιστία σε μεγάλες αποστάσεις, σε αντίθεση με τα εσωτερικά γεγονότα, τα οποία όσο απομακρύνονται, τόσο βελτιώνονται οι εκτιμήσεις της μάζας τους.

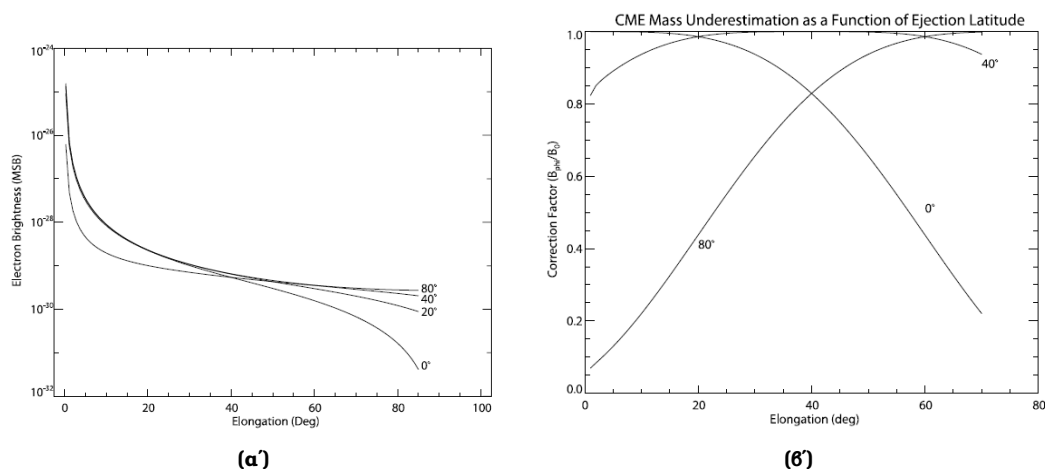
4.3 Το Φάσμα του Στέμματος

Το στέμμα είναι μια άλω λευκού γενικά χρώματος με έκταση απροσδιόριστη θεωρητικά, αφού αποτελεί το εξωτερικό στρώμα της ηλιακής ατμόσφαιρας που περιβάλλει τη χρωμόσφαιρα. Πρακτικά, το στέμμα θεωρείται ότι έχει έκταση περίπου $10R_{\odot}$. Οι παρατηρήσεις του στέμματος γίνονται σε ένα ευρύ φασματικό πεδίο, από τις ακτίνες X έως τα ραδιοκύματα. Στη συνέχεια αναφέρονται οι συνιστώσες του φάσματος στο ορατό, διότι παρουσιάζουν ιδιαίτερο ενδιαφέρον.

4.3.1 Το Ορατό Φάσμα

Το ορατό φάσμα του ήλιου αποτελείται από τρεις επιμέρους συνιστώσες. Συνοπτικά αυτές είναι:

Στέμμα Κ ή Στέμμα ηλεκτρονίων (Kontinuum Corona) Η Κ συνιστώσα του στέμματος εντοπίζεται στην περιοχή $1.03 - 2.3R_{\odot}$ και οφείλεται στο σκεδασμό του φωτός της φωτόσφαιρας από ελεύθερα ηλεκτρόνια του στέμματος. Η ακτινοβολία αυτή κατά συνέπεια, δεν δημιουργείται



Σχήμα 4.2: (α): Λαμπρότητα ενός ηλεκτρονίου σαν συνάρτηση της γωνιακής απομάκρυνσης, για διάφορες αρχικές θέσεις σε σχέση με το ηλιακό χείλος (0°). (β): Καμπύλες υποεκτίμησης της μάζας για ένα ηλεκτρόνιο που εκτοξεύεται σε διαφορετικές γωνίες από το ηλιακό χείλος (Vourlidas and Howard, 2006).

εντός του στέμματος από το πλάσμα της περιοχής αυτής. Οι πολύ υψηλές ταχύτητες των ηλεκτρονίων του στεμματικού πλάσματος προκαλούν τη διεύρυνση των φασματικών γραμμών Fraunhofer κατά Doppler, έτσι ώστε το φάσμα που προκύπτει να είναι συνεχές και πολωμένο.

Συνιστώσα F ή Ψευδοστέμμα (Fraunhofer Corona) Η συνιστώσα αυτή δεν είναι μια εγγενής ακτινοβολία που προέρχεται από το στεμματικό πλάσμα, αλλά οφείλεται στην περιθλαση του φωτός του Ήλιου από στερεά σωματίδια που βρίσκονται στο μεσοδιάστημα Γης - Ήλιου πάνω στο επίπεδο της εκλειπτικής. Το φάσμα που προκύπτει είναι συνεχές με γραμμές απορρόφησης Fraunhofer.

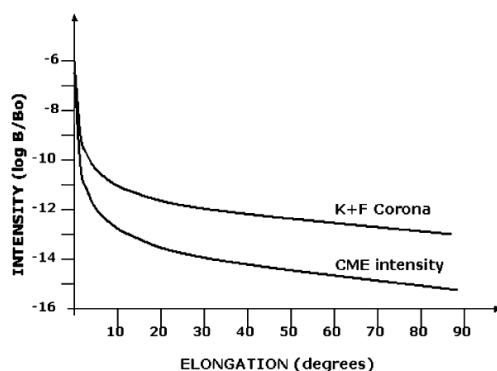
Στέμμα E (Emission Corona) Η συνιστώσα αυτή είναι η μοναδική που παράγεται εντός του στέμματος. Το φάσμα αυτό είναι γραμμικό, σε φασματικές περιοχές από 530-656nm, και η ακτινοβολία της συνιστώσας αυτής είναι πολύ ασθενέστερη από τις δύο προηγούμενες.

4.3.2 Σύγκριση λαμπροτήτων συνιστωσών στέμματος και CMEs

Στη σύγκριση των λαμπροτήτων του στέμματος στο οπτικό με τις λαμπρότητες των CMEs δεν υπολογίζεται η συνιστώσα E του στέμματος αφού παρατηρείται μόνο μονοχρωματικά. Στο σχήμα 4.3, οι Harrison *et al.* 2008 υπολογίζουν του λόγου της λαμπρότητας B ενός CME προς τη λαμπρότητα B_0 του ηλιακού δίσκου, σαν συνάρτηση της γωνιακής απομάκρυνσης από το ηλιακό κέντρο (elongation). Διαφαίνεται ότι τα τυπικά τουλάχιστον CMEs είναι περίπου δύο τάξεις μεγέθους πιο ασθενή από το άθροισμα των συνιστωσών K και F του στέμματος. Μάλιστα, σε μεγάλες από τον Ήλιο αποστάσεις η συνιστώσα K είναι αμελητέα, και η συνιστώσα F είναι αυτή που καλύπτει τα γεγονότα των CMEs. Συνεπώς, για την μελέτη ενός CME είναι απαραίτητο να αφαιρεθούν οι παραπάνω συνιστώσες του στέμματος ώστε να απομονωθεί το προς μελέτη γεγονός.

4.4 Στεμματικές Εκτινάξεις Μάζας

Στην περιοχή των κέντρων δράσης στο εσωτερικό του Ήλιου δημιουργούνται από τους μαγνητικούς βρόχους μαγνητικές φιάλες που παγιδεύουν ηλιακό πλάσμα. Υπο προϋποθέσεις, τέτοιες



Σχήμα 4.3: Σύγκριση λαμπροτήτων συνιστοσών στέμματος σαν συνάρτηση της γωνιακής απομάκρυνσης από το κέντρο του ηλιακού δίσκου (Harrison et al., 2008).

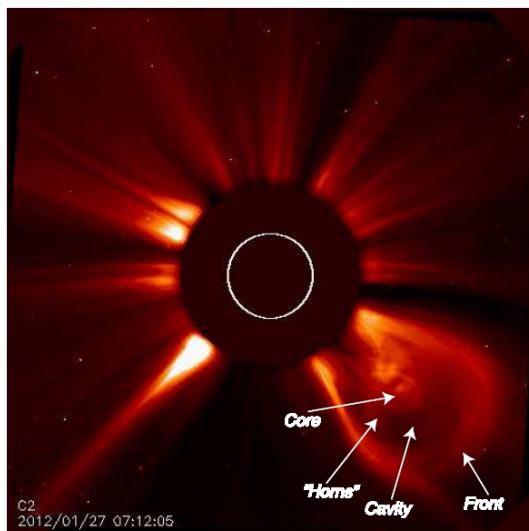
μαγνητικές φιάλες είναι δυνατόν να αποσπαστούν ολόκληρες και να διαφύγουν από τον Ήλιο. Το σύνολο του ηλιακού πλάσματος και του μαγνητικού πεδίου που εκτοξεύεται ονομάζεται Στεμματική Εκτίναξη Μάζας (Coronal Mass Ejections ή CMEs)

4.4.1 Κατανομή Πλατών

Οι στεμματικές εκτινάξεις μάζας ποικίλουν ως προς τις μορφές που εμφανίζονται. Ορισμένες, έχουν την δομή τριών μερών, με την οποία συνήθως περιγράφονται τα CMEs (Illing and Hundhausen, 1985), που ερμηνεύεται συνήθως ως συμπιεσμένο πλάσμα που ακτινοβολεί, μπροστά από ένα flux rope, και πίσω ακολουθεί μια κοιλότητα (cavity) που περικελεί ένα λαμπρό νήμα ή μια προεξοχή (σχ. 4.4). Όμως, πολλές φορές τα CMEs ποικίλουν σε μέγεθος και άλλοτε εμφανίζονται ως στενές δομές σαν πίδακες, και άλλα εμφανίζονται σαν να είναι εκρήξεις από ολόκληρο τον Ήλιο. Συνεπώς, οι στεμματικές εκτινάξεις μάζας κατηγοριοποιούνται ανάλογα με το μέσο φαινόμενο γωνιακό πλάτος που έχουν στις εικόνες που λαμβάνονται από τα δορυφορικά παρατηρητήρια. Το γωνιακό πλάτος αυτό μετρείται ως η γωνία που σχηματίζουν τα άκρα του CME στο πεδίο του ουρανού. Οι μετρήσεις αυτές για CMEs που βρίσκονται κοντά στο ηλιακό χείλος είναι αρκετά ακριβείς, σε αντίθεση με των CMEs που προέρχονται από εσωτερικές περιοχές. Καθώς τα CMEs διαδίδονται, παρατηρείται μια αύξηση των διαστάσεών τους. Κατά συνέπεια, οι μετρήσεις του πλάτους λαμβάνονται όταν τα CMEs έχουν αποκτήσει πλάτος με μια περίπου σταθερή τιμή.

Κατά τους Gopalswamy et al. (2009), εάν το γωνιακό πλάτος είναι $< 20^\circ$ τότε τα CMEs ονομάζονται στενά CMEs (narrow). Εάν το γωνιακό πλάτος είναι $> 20^\circ$ τότε θεωρούνται φυσιολογικού μεγέθους. Η κατηγορία αυτή χωρίζεται σε CMEs πλάτους $20^\circ < W < 60^\circ$, που ονομάζονται φυσιολογικά CMEs (normal), σε CMEs πλάτους $60^\circ < W < 120^\circ$ που ονομάζονται ευρεία (wide), και σε CMEs πλάτους $> 120^\circ$ που ονομάζονται μερικώς Halo CMEs (partial Halo). Στην περίπτωση που το γωνιακό πλάτος είναι 360° , δηλαδή στην περίπτωση που ένα CME φαίνεται να προέρχεται από ολόκληρο στον ηλιακό δίσκο, τότε ονομάζεται Halo CME. Στην πραγματικότητα αυτά τα CMEs προέρχονται από την κεντρική περιοχή του Ήλιου και κατευθύνονται προς τον ανιχνευτή, με αποτέλεσμα να παρατηρούνται σαν να προέρχονται από ολόκληρη της ηλιακή επιφάνεια. Τα Halo CMEs μπορούν να είναι είτε συμμετρικά (S), είτε ασύμμετρα, με την ασυμμετρία να είναι είτε ασυμμετρία λαμπρότητας (brightness asymmetry (BA)) είτε ασυμμετρία περιγράμματος (outline asymmetry (OA)).

Οι κατανομές των πλατών των CMEs έχουν μια σαφή εξάρτηση από τον ηλιακό κύκλο (Mittal et al., 2009). Στο σχήμα 4.5 δίνεται το ποσοστό των CMEs (πλήθος CMEs ως προς το συνολικό αριθμό) συναρτήσει του πλάτους για την περίοδο του ελαχίστου και του μεγίστου του προηγούμενου ηλιακού κύκλου. Η τελευταία στήλη στα διαγράμματα αυτή εμφανίζει όλα τα CMEs με πλάτος



Σχήμα 4.4: Η δομή των τριών μερών ενός CME, όπως φαίνεται σε παρατήρηση του LASCO/C2 στις 27 Ιανουαρίου 2012 (Vourlidis et al., 2012a).

>180° και με γκρι χρώμα εμφανίζονται τα narrow CMEs. Στην περίοδο του μεγίστου, μπορούν με προσαρμογή να βρεθούν δύο μέγιστα ποσοστά στα πλάτη 15° και 45°, ενώ στην περίοδο του ελαχίστου υπάρχει ένα μόνο μέγιστο στο πλάτος 45°. Κατά μέσο όρο σε όλη τη διάρκεια του ηλιακού κύκλου το μέσο πλάτος ήταν 47°. Το σχήμα 4.5γ' δείχνει την κατανομή των πλατών από όλα τα δεδομένα του ηλιακού κύκλου (περίοδος 1996-2007), και προκύπτει ότι το μέσο πλάτος των CME είναι 44°.

4.4.2 Κατανομή Ηλιογραφικού Πλάτους Εμφάνισης

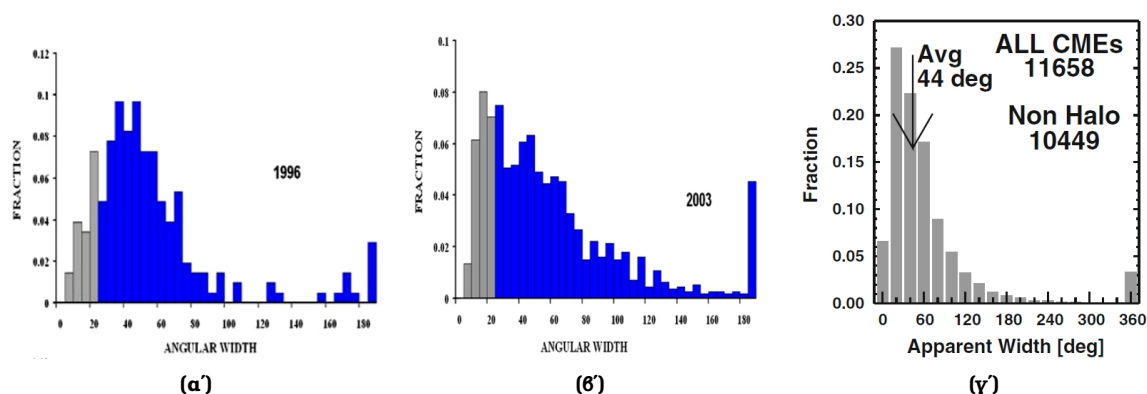
Η κατανομή των CMEs κατά ηλιογραφικό πλάτος δείχνει να έχει εξάρτηση από τον ηλιακό κύκλο (Hundhausen, 1993). Ως ηλιογραφικό πλάτος θεωρείται η γωνία του κύριου άξονα του CME με τον ηλιακό ισημερινό, θεωρώντας ότι το CME διαδίδεται ακτινικά. Η υπόθεση αυτή μπορεί να μην ισχύει εν γένει, και ειδικά κατά το ελάχιστο της ηλιακής δραστηριότητας όπου η κίνηση των CMEs επηρεάζεται από το διπολικό μαγνητικό πεδίο.

Στην περίοδο του ελαχίστου, τα CMEs εμφανίζονται περισσότερο στην περιοχή του μαγνητικού ισημερινού (σχ. 4.7α') σε πλάτη $\pm 20^\circ$, αλλά στην περίοδο του μεγίστου η κατανομή των CMEs διευρύνεται προς όλα τα ηλιογραφικά πλάτη (σχ. 4.7β'). Στο σχήμα 4.7γ' δίνεται η κατανομή των ηλιογραφικών πλατών εμφάνισης ως μέσος όρος σε όλο τον ηλιακό κύκλο (Gopalswamy et al., 2009).

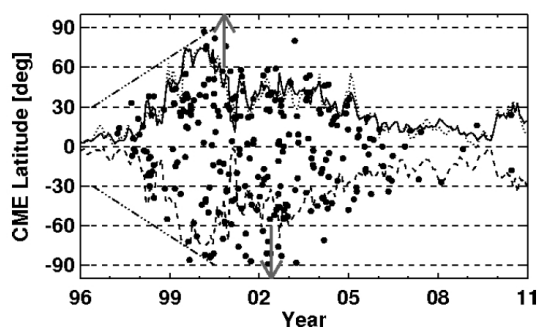
Το φαινόμενο αυτό συνδέεται με την μεταβολή του ολικού ηλιακού μαγνητικού πεδίου, όπως αυτή παρατηρείται από την κλίση του ηλιοσφαιρικού φύλλου ρεύματος (Heliospheric Current Sheet, HCS). Από παρατηρήσεις του οργάνου LASCO του SoHO, η συμπεριφορά αυτή εμφανίζεται στην περίπτωση των CMEs, στην περίπτωση των εκρήξεων προεξοχών (prominence eruptions) και στο HCS (σχ. 4.7 Gopalswamy 2004; Gopalswamy et al. 2010).

4.4.3 Συχνότητα Εμφάνισης

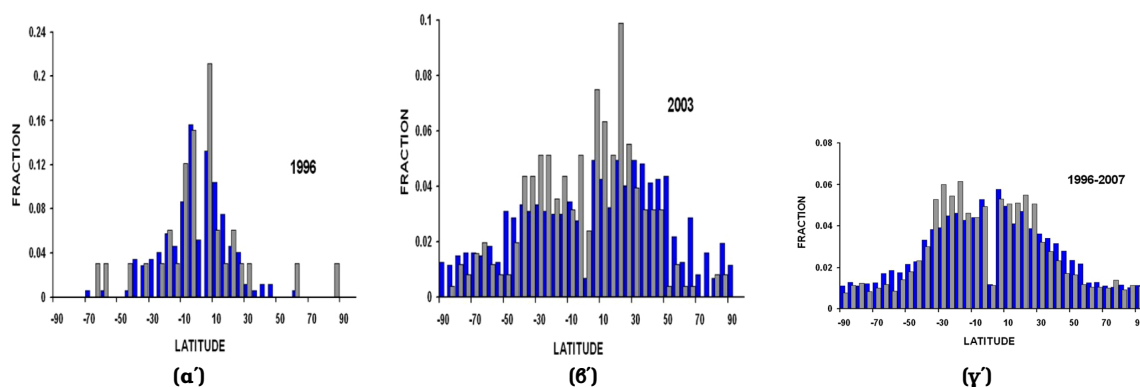
Η συχνότητα εμφάνισης των CMEs έχει παρατηρηθεί ότι ακολουθεί σε φάση και ένταση τον ηλιακό κύκλο (Webb and Howard, 1994). Όπως φαίνεται στο σχήμα 4.8α', ο αριθμός των κηλίδων, και ο αριθμός των CMEs αυξάνουν με μια μικρή διαφορά φάσης. Η σχέση που συνδέει τα



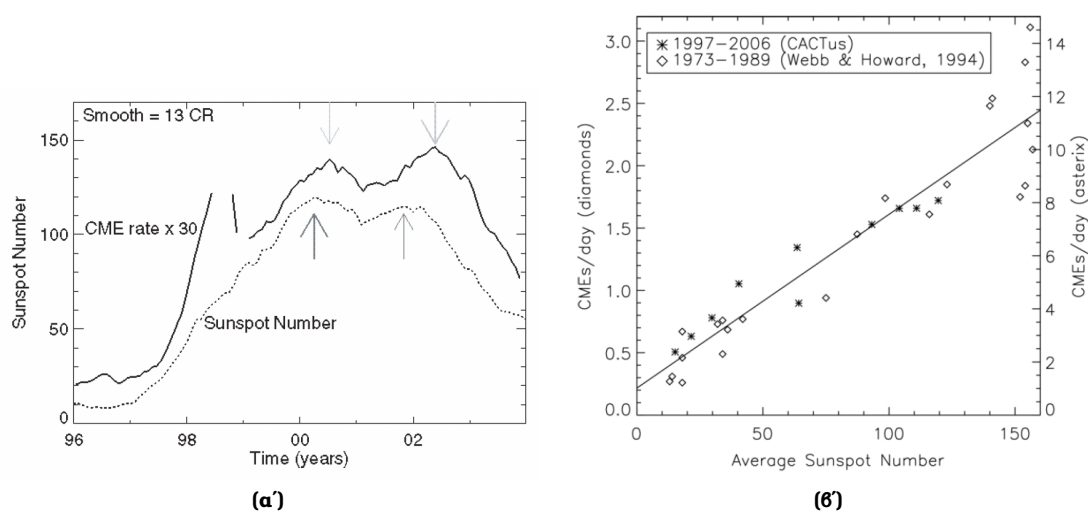
Σχήμα 4.5: (α,β) Στα δύο πρώτα σχήματα δίνονται οι κατανομές πλάτους CMEs στο μέγιστο και στο ελάχιστο του ηλιακού κύκλου 1996-2007 (Mittal et al., 2009). (γ): οι κατανομές πλάτους CMEs σε ολόκληρο τον ηλιακό κύκλο. Η τελευταία στήλη αντιστοιχεί σε όλα τα CMEs με πλάτος > 180°. Τα δεδομένα είναι από παρατηρήσεις του SOHO/LASCO (Gopalswamy et al., 2009).



Σχήμα 4.6: Η κατανομή των CMEs ανά ηλιογραφικό πλάτος. Η εστιγμένες γραμμές αναπαριστούν την κλίση του ηλιοσφαιρικού φύλλου ρεύματος, στο βόρειο και νότιο ημισφαίριο, και η συνεχής γραμμή το μέσο όρο αυτών. Τα πάνω και κάτω θέση δείχνουν τη χρονική στιγμή που έλαβε τόπο η αναστροφή του μαγνητικού πεδίου του βόρειου και του νοτίου πόλου (Gopalswamy, 2004).



Σχήμα 4.7: (α) Η κατανομή των CMEs κατά ηλιογραφικό πλάτος στο ελάχιστο της ηλιακής δραστηριότητας. (β) Η κατανομή στο μέγιστο. (γ) Η κατανομή των CMEs κατά ηλιογραφικό πλάτος στο σύνολο των γεγονότων του ηλιακού κύκλου 1996-2007. Με γκρι χρώμα απεικονίζονται οι στενές CMEs ενώ με μπλε οι υπόλοιπες (Mittal et al., 2009).



Σχήμα 4.8: (α) Ο αριθμός των κηλίδων, και ο αριθμός των CMEs×30, σε μέσο όρο ανά 13 περιστροφές Carrington, συναρτήσει του χρόνου στον ηλιακό κύκλο. Τα βέλη σηματοδοτούν το μέγιστο των γεγονότων. Τα κενά στα δεδομένα οφείλονται σε περιόδους όπου δεν λειτουργού ο δορυφόρος SoHO. (Gopalswamy, 2004).

CMEs συναρτήσει του αριθμού των κηλίδων είναι γραμμική (σχ. 4.8β', Webb and Howard 1994; Robbrecht *et al.* 2009).

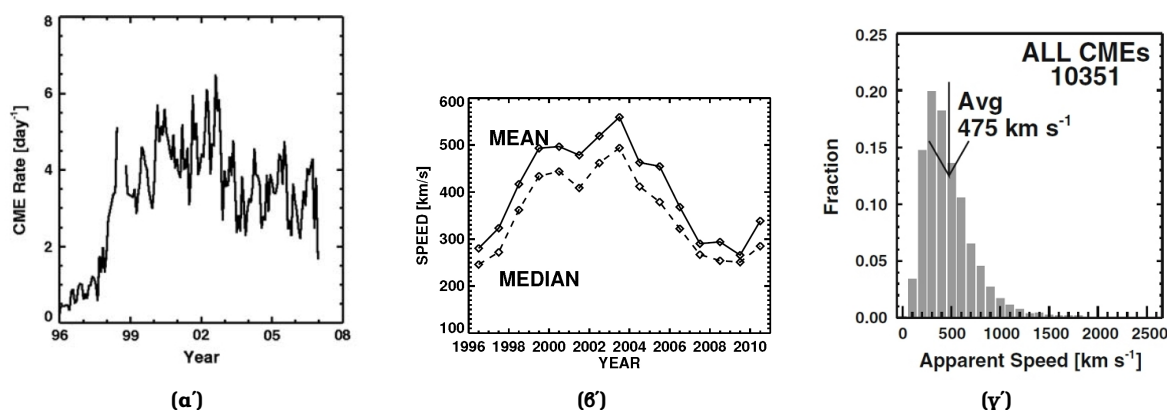
Το σχήμα 4.9α' απεικονίζει τον ρυθμό εμφάνισης των CMEs (αριθμός γεγονότων/ημέρα) σαν συνάρτηση του χρόνου κατά τη διάρκεια του ηλιακού κύκλου 1996-2007 (Gopalswamy *et al.*, 2009). Τα κενά αντιστοιχούν σε περιόδους που το δορυφορικό παρατηρητήριο SOHO δεν μετέδιδε δεδομένα λόγω τεχνικών προβλημάτων. Στο διάγραμμα αυτό, οι ρυθμοί προκύπτουν από τις μέσες τιμές του ημερήσιου ρυθμού εμφάνισης CMEs σε διάστημα μιας περιστροφής Carrington (27.3 ημέρες). Παρατηρείται ότι υπάρχει η σαφής εξάρτηση του ρυθμού εμφάνισης των CMEs με τη φάση του ηλιακού κύκλου. Στην περίοδο του μεγίστου, παρατηρούνται και περισσότερες από δέκα CMEs σε μία μέρα, αλλά η μέση τιμή στη διάρκεια της περιστροφής Carrington είναι μικρότερη.

4.4.4 Κινηματική των CMEs

Οι ταχύτητες που θα αναφερθούν στην παρούσα παράγραφο αποτελούν το κάτω όριο των πραγματικών ταχυτήτων των CMEs. Ο λόγος είναι ότι έχουν υπολογιστεί από τη μεταβολή της θέσης του εμπρόσθιου τμήματος των CMEs ως προς το επίπεδο του ουρανού (sky plane, §4.2.1) χωρίς να έχουν γίνει διορθώσεις για τα φαινόμενα προβολής που υπεισέρχονται.

Οι ταχύτητες των CME ποικίλουν από 20km s^{-1} έως και μεγαλύτερες των 2500km s^{-1} . Από μετρήσεις του SoHO/LASCO, εν γένει ακολουθούσαν τον αριθμό των κηλίδων (Yashiro *et al.*, 2004; Gopalswamy, 2010), και κατά μέσο όρο, κυμαίνονται από $280\text{-}550\text{km s}^{-1}$ (σχ. 4.9β') κατά τη διάρκεια του ηλιακού κύκλου. Η μέση τιμή της ταχύτητας όλων των CMEs καθ' όλη τη διάρκεια του ηλιακού κύκλου 1996-2007 ήταν περίπου 475km s^{-1} , τιμή ελαφρώς μεγαλύτερη από την μέση ταχύτητα του ηλιακού ανέμου που είναι 466km s^{-1} . Στο σχήμα 4.9γ' φαίνεται η κατανομή των ταχυτήτων των CMEs σε ολόκληρο τον ηλιακό κύκλο.

Η ταχύτητα ενός τυπικού CME, σε ύψους πάνω από $2R_{\odot}$, δηλαδή στο οπτικό πεδίο των στεμματογράφων, είναι σχεδόν σταθερή. Τα πιο αργά CMEs τείνουν να επιταχύνονται και μετά το ύψος αυτό, ενώ τα πιο γρήγορα, τείνουν να επιβραδύνονται (π.χ. St. Cyr *et al.* 2000). Αυτό είναι αναμενόμενο, καθώς το CME πιέζει για να περάσει μέσα από τον ηλιακό άνεμο ταχύτητας 400km s^{-1} .



Σχήμα 4.9: (α) Ρυθμός εμφάνισης CMEs (μέσος όρος ανά περιστροφή Carrington) συναρτήσει του χρόνου για το διάστημα 1996-2007. (β) Η μέση τιμή της ταχύτητας των CMEs (μέσος όρος ανά περιστροφή Carrington) συναρτήσει του χρόνου. (γ): Η κατανομή των ταχυτήτων των CMEs για τον ηλιακό κύκλο 1996-2007 (Gopalswamy et al., 2009).

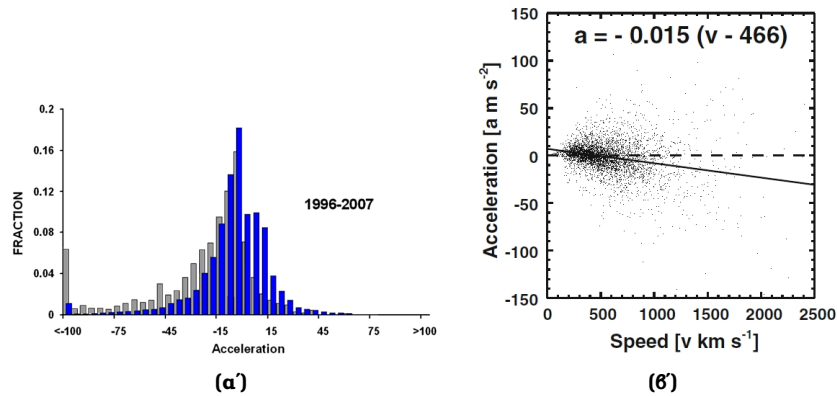
Η πρώτη επιτάχυνση των CMEs λαμβάνει τόπο σε αποστάσεις μικρότερες των $2R_{\odot}$. Από τις παρατηρήσεις του LASCO, μόνο το 17% των CMEs επιταχύνονται μέχρι αποστάσεις των $30R_{\odot}$ (St. Cyr et al., 2000). Έχει παρατηρηθεί ότι τα γεγονότα που σχετίζονται με ενεργές περιοχές έχουν συνήθως σταθερές ταχύτητες, ενώ τα γεγονότα που σχετίζονται με εκρηκτικές προεξοχές, έχουν σταθερές επιταχύνσεις (Yashiro et al., 2004). Οι Zhang et al. (2001, 2004), θρήκαν τρεις φάσεις της κινηματικής εξέλιξης των CMEs: αρχικά, μια αργή άνοδος ($<80\text{km s}^{-1}$) για μερικές δεκάδες λεπτά, μια δεύτερη φάση απότομης επιτάχυνσης της τάξης των $100\text{-}500\text{m s}^{-2}$ σε αποστάσεις $1.4\text{-}1.5R_{\odot}$ κατά τη διάρκεια του flare, και μια τρίτη φάση διάδοσης του CME με σταθερή ή μειούμενη ταχύτητα.

Οι Sheeley et al. (1999), βασισμένοι σε δεδομένα του LASCO πρότειναν την ύπαρξη δύο διαφορετικών ομάδων CME ως προς τη δυναμική τους. Η πρώτη είναι τα βαθμιαία (gradual) CMEs, όπου είναι πιο αργά, επιταχύνονται στο οπτικό πεδίο των στεμματογράφων, και συνδέονται με εκρηκτικές προεξοχών. Η δεύτερη κατηγορία είναι τα ορμητικά (impulsive) CMEs, όπου είναι ταχύτερα, επιβραδύνονται στα πεδία των στεμματογράφων και σχετίζονται συνήθως με ηλιακές εκλάμψεις (flares).

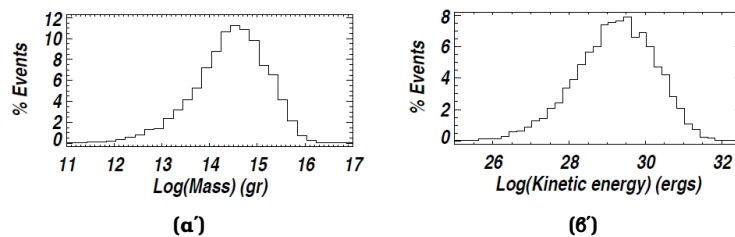
Στο σχήμα 4.10α' εμφανίζεται μια διαφοροποίηση ανάμεσα στις επιταχύνσεις των narrow CMEs (γκρι) και των κανονικών (μπλε), όπου τα στενά CMEs εμφανίζουν την τάση να επιβραδύνουν, ενώ τα κανονικά CMEs εμφανίζουν μια σχεδόν κανονική κατανομή. Η διαφοροποίηση αυτή γίνεται εντονότερη κατά το ηλιακό ελάχιστο, ενώ στη διάρκεια του μεγίστου μετριάζεται (Mittal et al., 2009). Στο σχήμα 4.10β' δίνεται το διάγραμμα της επιτάχυνσης των CMEs συναρτήσει της ταχύτητάς τους, ώστε να γίνει εμφανής η τάση υπάρχει στα πιο γρήγορα CMEs να επιβραδύνονται και στα πιο αργά να επιταχύνονται. Η τάση αυτή εκφράζεται μέσω της σχέσης $a = -0.015(V - 466)\text{m s}^{-2}$ με την ταχύτητα να δίνεται σε km s^{-1} . CMEs με ταχύτητες $V \sim 466\text{km s}^{-1}$ (τυπική τιμή ταχύτητας ηλιακού ανέμου) δεν επιταχύνονται και κινούνται μαζί με τον ηλιακό άνεμο, CMEs με $V > 466\text{km s}^{-1}$ επιβραδύνονται και CMEs με ταχύτητες $V < 466\text{km s}^{-1}$ επιταχύνονται.

4.4.5 Μάζα και Ενέργεια των CMEs

Οι υπολογισμοί μαζών των CMEs γίνονται λαμβάνοντας υπόψη την ένταση της ακτινοβολίας των CME και τη φυσική της σκέδασης Thomson. Οι υπολογισμοί που γίνονται σε μάζες και κινητικές ενέργειες των CME γίνονται ως προς το επίπεδο του ουρανού, και όχι ως προς τη σφαίρα Thomson. Οι Vourlidas et al. (2010) έδειξαν ότι αυτό μπορεί να έχει ως αποτέλεσμα την υποεκτί-



Σχήμα 4.10: (α) Η κατανομή των επιταχύνσεων των CMEs. Με γκρι χρώμα απεικονίζονται οι σιενές CMEs ενώ με μπλε οι υπόλοιπες (Mittal et al., 2009). (β) Η επιτάχυνση των CMEs συναρτήσει της ταχύτητάς τους. (Gopalswamy et al., 2009).



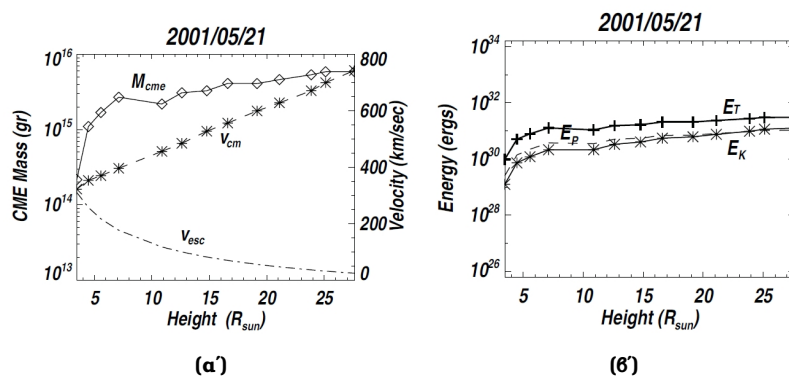
Σχήμα 4.11: (α) Η κατανομή των μαζών των CMEs. (β) Η κατανομή της κινητικής ενέργειας (Vourlidas et al., 2010).

μηση των μεγίστων των κατανομών κατά ένα παράγοντα 2 για τη μάζα και κατά ένα παράγοντα 8 για την κινητική ενέργεια.

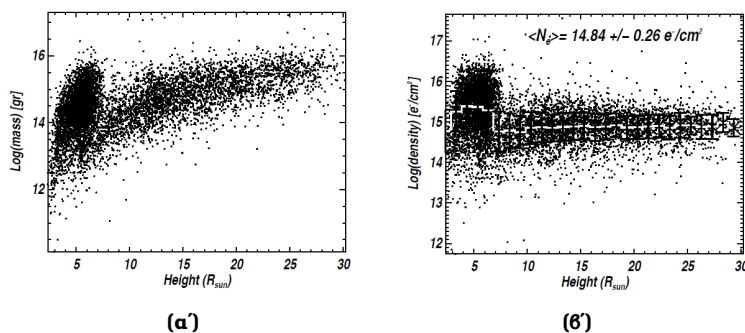
Από τις μετρήσεις που έλαβε το SoHO/LASCO στον ηλιακό κύκλο 1996-2007, προέκυψαν στατιστικές κατανομές μαζών και ενεργειών. Στα σχήματα 4.11α' και 4.11β' εμφανίζονται αντίστοιχα οι κατανομές της μάζας και της κινητικής ενέργειας του συνόλου των παρατηρηθέντων CMEs. Η μέση μάζα των CMEs είναι 3.5×10^{14} g και η μέση κινητική ενέργεια 2.9×10^{29} erg. Η κατανομές που παρουσιάζουν τα μεγέθη αυτά μοιάζουν με λογαριθμική κανονική κατανομή, αλλά δεν είναι. Η λεπτομερής ανάλυση τους δείχνει ότι στην πραγματικότητα εμφανίζονται δύο πληθυσμοί μαζών (Vourlidas et al., 2010).

Το σχήμα 4.12 δείχνει τη μάζα και την ενέργεια ενός CME συναρτήσει του ύψους στο οποίο βρίσκεται. Σε αυτό το διάγραμμα παρατηρείται μια διαφοροποίηση ως προς τη συμπεριφορά. Σε αποστάσεις $<7R_{\odot}$, η μάζα και η ενέργεια αυξάνουν μονότονα, και μετά σχεδόν σταθεροποιούνται. Η μελέτη του συνόλου όμως των CMEs ως προς τη μέγιστη μάζα που αποκτούν συναρτήσει του ύψους που αποκτιέται δείχνει την ύπαρξη δύο πληθυσμών (σχ. 4.13, Vourlidas et al. 2010). Ο ένας πληθυσμός αποκτάει τη μέγιστη (ή σταθερή) μάζα σε απόσταση $<7R_{\odot}$, και χαρακτηρίζεται ως “ψεύδο-CMEs”, και ο άλλος πληθυσμός, που χαρακτηρίζεται ως “κανονικός”, αποκτάει σταθερή μάζα σε αποστάσεις μεγαλύτερες των $10 R_{\odot}$. Να σημειωθεί ότι ο χαρακτηρισμός του πληθυσμού ως κανονικός έχει κάνει με τη μάζα, και όχι με το φαινόμενο πλάτος (βλ. §4.4.1). Ο κάθε επιμέρους πληθυσμός ακολουθεί λογαριθμική κανονική κατανομή στα μεγέθη μάζας και ενέργειας, σε αποστάσεις αρκετά μεγάλες ώστε να έχουν σταθεροποιηθεί τα μεγέθη αυτά.

Η κατανομή των κινητικών ενεργειών των CMEs, είναι ένας νόμος δύναμης με κλίση -1 (Vourlidas



Σχήμα 4.12: (α) Η καθ' ύψος εξέλιξη της μάζας του CME (M_{cme}) και της ταχύτητας του κέντρου μάζας (v_{cm}). Αναγράφεται και η ταχύτητα διαφυγής από τον Ήλιο (v_{esc}). (β) Η καθ' ύψος εξέλιξη της κινητικής ενέργειας (E_K), της δυναμικής (E_P), και της ολικής μηχανικής ($E_K + E_P$) (Vourlidas et al., 2010).



Σχήμα 4.13: (α) Ο λογάριθμος της μέγιστης μάζας των CME προς το ύψος που την αποκτούν. Δύο πληθυσμοί είναι παρόντες: τα CMEs που αποκτούν μέγιστη μάζα σε ύψος $< 7R_{\odot}$ και τα CMEs που αποκτούν μέγιστη μάζα σε $> 7R_{\odot}$. (β) Ο λογάριθμος της αριθμητικής επιφανειακής πυκνότητας προς το ύψος. Οι δύο πληθυσμοί εμφανίζονται πάλι (Vourlidas et al., 2010).

et al., 2002), διαφορετικός από αυτό των flare, που υπολογίζεται -2 (Yashiro et al., 2006).

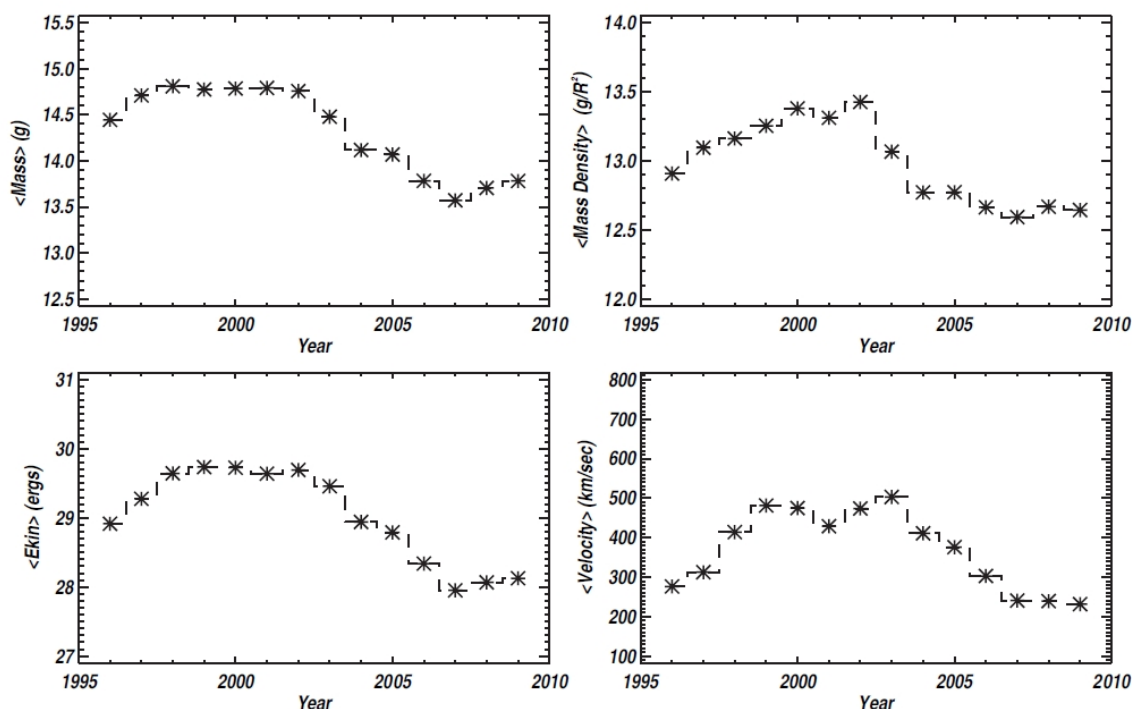
Η μέση πυκνότητα των CMEs είναι εξαιρετικά σταθερή για τον πληθυσμό των “κανονικών” CMEs (σχήμα 4.13β) και ισούται με

$$\langle N_e \rangle = 10^{14.84 \pm 0.26} e^- / R_{\odot}^2 \quad (4.2)$$

$$\langle \rho \rangle = 10^{12.83 \pm 0.25} g / R_{\odot}^2 \quad (4.3)$$

όπου $\langle N_e \rangle$ η αριθμητική πυκνότητα, και $\langle \rho \rangle$ η πυκνότητα μάζας.

Εκτιμήσεις μαζών των CMEs έχουν γίνει επίσης και από παρατηρήσεις στα ραδιοκύματα (Gopalswamy and Kundu, 1993), στις ακτίνες X (Hudson and Webb, 1997) και στα EUV (Harrison et al., 2003; Aschwanden et al., 2009). Οι μάζες που εκτιμώνται από τις μεθόδους που χρησιμοποιούνται σε αυτά τα μήκη κύματος είναι χαμηλότερες από αυτές που προκύπτουν από τη μελέτη του λευκού φωτός των CMEs, γεγονός που μπορεί να οφείλεται στον τρόπο μέτρησης της μάζας των μεθόδων αυτών. Όμως, οι τεχνικές αυτές αποτελούν ένα ανεξάρτητο εργαλείο για την εύρεση των μαζών καθώς η μάζα σε αυτές τις περιπτώσεις εξαρτάται από την πυκνότητα και την θερμοκρασία της δομής, ενώ στη μελέτη του λευκού φωτός, εξαρτάται αποκλειστικά από την πυκνότητα.



Σχήμα 4.14: Η εξάρτηση από τον ηλιακό κύκλο της μάζας και της κινητικής ενέργειας. Πάνω αριστερά: Λογάριθμος μάζας CMEs. Πάνω δεξιά: Λογάριθμος πυκνότητας CME σε μονάδες g/R_{\odot}^2 . Κάτω αριστερά: Λογάριθμος κινητικής ενέργειας CMEs. Κάτω δεξιά: Ταχύτητα CMEs (Vourlidas et al., 2010).

Η μάζα η πυκνότητα, καθώς και η ενέργεια παρουσιάζουν μεταβλητότητα που συσχετίζεται με τον κύκλο της ηλιακής δραστηριότητας (σχ.4.14, Vourlidas et al. 2010). Η κινητική ενέργεια των CMEs, όντας το γινόμενο της μάζας επί του τετραγώνου της ταχύτητας, αντικατοπτρίζει την μεταβλητότητα και των δύο αυτών ποσοτήτων. Το διάγραμμα της ταχύτητας δίνεται ως ενδεικτικό της φάσης της ηλιακής δραστηριότητας.

4.4.6 Συσχέτιση CMEs με Εκλάμψεις και Εκρήξεις Νημάτων

Τα CMEs συχνά συνοδεύονται από ηλιακές εκλάμψεις, και θεωρείται ότι υπάρχει συσχέτιση μεταξύ των δύο φαινομένων (Harrison, 1995). Ορισμένα CMEs δεν συσχετίζονται με εκλάμψεις, αλλά πιθανώς αυτό να συμβαίνει είτε διότι η περιοχή της έκλαμψης βρίσκεται πίσω από το ηλιακό χείλος, είτε γιατί η έκλυση της ενέργειας είναι τέτοια, που το γεγονός δεν χαρακτηρίζεται ως έκλαμψη (Wu et al., 2002; Zhou et al., 2003). Από την άλλη, πολλές εκλάμψεις δεν συσχετίζονται με CMEs, και συμβαίνουν ανεξάρτητα (Yashiro et al., 2005).

Τα CMEs επίσης συνδέονται και με τα νήματα/προεξοχές¹ (Gopalswamy et al., 2003). Μέρος της προεξοχής που εκρήγνυται γίνεται ο λαμπρός πυρήνας του CME, και το υπόλοιπο μέρος της προεξοχής πέφτει προς την ηλιακή επιφάνεια.

Αυτός ο ισχυρός συσχετισμός με τα ανωτέρω φαινόμενα, είναι καθοριστικός για την μοντελοποίηση των CMEs. Θεωρείται ότι όταν οι εκλάμψεις και τα CMEs συσχετίζονται, αποτελούν διαφορετικές πλευρές ενός μιας μαγνητικής έκρηξης (Harrison, 1995; Zhang et al., 2001).

¹Νήμα (filament) είναι μια προεξοχή (prominence) όταν αυτή εμφανίζεται στο ηλιακό χείλος.

4.4.7 Πληθυσμοί CMEs υψηλών ταχυτήτων

Από το σύνολο των CMEs που παρατηρήθηκαν από το 1996 μέχρι το 2006, μόνο ένα μικρό ποσοστό (1-2%) από αυτές προκάλεσαν μαγνητικές καταιγίδες και γεγονότα SEP (Solar Energetic Particles). Ένα CME θεωρείται γεοενεργό (geoeffective) εάν έχει σημαντική επίδραση στην κοντινή περιοχή της Γης, και για να συμβεί αυτό, πρέπει να έχει υψηλή ταχύτητα. Στη συνέχεια, γίνεται ένας διαχωρισμός των CMEs ανάλογα με τις επιδράσεις που έχουν στη Γη και τα φαινόμενα που τα συνοδεύουν.

Στο σχήμα 4.15 δίδεται ένα διάγραμμα του πλήθους των CMEs που έχουν ταχύτητα μεγαλύτερη από μια ταχύτητα V , συναρτήσεως της ταχύτητας V . Είναι εμφανές ότι όλες οι ειδικές κατηγορίες που αναφέρονται έχουν ταχύτητες μεγαλύτερες από αυτές των τυπικών CMEs (466 km s^{-1}). Οι ειδικοί πληθυσμοί, όπως παρουσιάζονται από τους [Gopalswamy et al. \(2009\)](#) είναι:

m: Είναι τα CMEs που συνδέονται με ραδιοεξάρσεις τύπου II^2 (type II radio bursts), που προκαλούν κρουστικά κύματα (shocks) πολύ κοντά στον Ήλιο, σε αποστάσεις μέχρι $2R_{\odot}$.

MC: Είναι τα CMEs που συνδέονται με μαγνητικά νέφη (magnetic clouds ή MCs). Τα CMEs αυτά προέρχονται κοντά από το κέντρο του Ηλιακού δίσκου και φτάνουν στη Γη ως μαγνητικά νέφη που χαρακτηρίζονται από ενισχυμένο μαγνητικό πεδίο και χαμηλή θερμοκρασία πρωτονίων. Περίπου τα δύο τρίτα των MCs είναι γεοενεργά.

GEO: Είναι τα CMEs που προκαλούν γεομαγνητικές καταιγίδες, μερικά από τα οποία δεν είναι μαγνητικά νέφη, πιθανώς διότι δεν προέρχονται από το κέντρο του δίσκου.

Halo CMEs: Είναι τα CMEs που φαίνεται να προέρχονται από ολόκληρη την περιοχή του Ήλιου. Μπορούν να προέρχονται από την εμπρόσθια ή την οπίσθια πλευρά του Ήλιου, αλλά μόνο τα εμπρόσθια έχουν επιδράσεις στη Γη. Περίπου το 70% των Halo CMEs είναι γεοενεργά. Στην πραγματικότητα, υπάρχει μεγάλη αλληλεπικάλυψη των πληθυσμών MC, GEO και HALO.

mkm: Είναι τα CMEs που συνδέονται με ραδιοεξάρσεις τύπου II και έχουν εκπομπή σε όλα τα μήκη κύματος (από μέτρα έως χιλιομετρικά). Ο συμβολισμός mkm σημαίνει metric to kilometric.

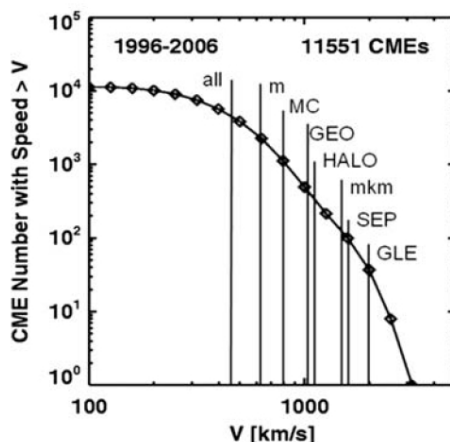
SEP: Είναι τα CMEs που παράγουν ηλιακά ενεργητικά σωματίδια³ (Solar Energetic Particles events). Τα SEPs παράγονται από τα CMEs που δημιουργούν κρουστικά κύματα. Ο λόγος που στο σχήμα 4.15 οι ταχύτητες των SEP και των mkm είναι παραπλήσιες είναι το ότι στα ίδια κρουστικά κύματα επιταχύνονται και πρωτόνια και ηλεκτρόνια, όπου τα μεν είναι χαρακτηριστικά των SEP και τα δε αποτελούν σωματίδια των SEP αλλά παράγουν και ραδιοκύματα.

GLE: Τα CMEs που συσχετίζονται με φαινόμενα στο επίπεδο του εδάφους της Γης (Ground Level Enhancement) αποτελούν τον ταχύτερο πληθυσμό CMEs. Είναι πολύ σπάνια γεγονότα, και έχουν ταχύτητες 2000 km/s .

Οι τρεις πληθυσμοί στην περιοχή των υψηλών ταχυτήτων (mkm, SEP, GLE) επιταχύνουν όλοι σωματίδια και έχουν κρουστικά κύματα. Οι τρεις πληθυσμοί μεσαίων ταχυτήτων (MC, GEO, HALO) αποτελούν σημαντικά γεγονότα για τις επιδράσεις τους στο πλάσμα της μαγνητόσφαιρας της Γης. Ο πληθυσμός m δημιουργεί κρουστικό κύμα, αλλά πολύ κοντά στην περιοχή του Ήλιου, καθώς οι ταχύτητες τους είναι τέτοιες που δεν μπορούν να διατηρήσουν το κρουστικό κύμα εντός του μεσοπλανητικού χώρου.

²Πρόκειται για μεγάλες και απότομες αυξήσεις της έντασης της ραδιοακτινοβολίας, και χωρίζονται σε πέντε κατηγορίες: I, II, III, IV και V, και συνδέονται με τις εκλάμψεις. Εξάιρεση αποτελούν οι τύπου I, που δεν συνδέονται κατ' ανάγκη με τις εκλάμψεις.

³Τα SEP είναι σωματίδια υψηλών ενεργειών που προέρχονται από τον Ήλιο. Αποτελούνται από ηλεκτρόνια, πρωτόνια και βαρέα ιόντα, έχουν ενέργειες που κυμαίνονται από keV έως GeV. Τα ταχύτερα σωματίδια μπορούν να φτάσουν έως και το 80% της ταχύτητας του φωτός.



Σχήμα 4.15: Πληθυσμοί CMEs υψηλών ταχυτήτων. Για ανάλυση βλ. κείμενο (Gopalswamy et al., 2009).

4.5 Μηχανισμοί Εκκίνησης CMEs

4.5.1 Παρατηρησιακοί Πρόδρομοι

Πριν την εκκίνηση μιας CME, υπάρχει μια προϋπάρχουσα μαγνητική τοπολογία στο στέμμα η οποία με διάφορους μηχανισμούς (§4.5.2) μπορεί να αποσταθεροποιηθεί και να εξελιχθεί σε μια CME. Αυτές οι τοπολογίες θεωρούνται συνήθως υψηλής συστροφής μαγνητικές δομές όπως flux ropes και σιγμοειδή (sigmoids) (Chen, 2011). Αρκετές μελέτες έχουν εντοπίσει ορισμένα φαινόμενα που ορισμένες φορές συνδέονται με την εκκίνηση ενός CME, και λαμβάνουν τόπο πριν από αυτό. Αυτά συνοπτικά είναι:

Αύξηση Μεγέθους Helmet Streamer/ Αργή Άνοδος Προεξοχής: Από παρατηρήσεις του SMM (Hundhausen, 1993), έχει βρεθεί ότι τα περισσότερα CMEs ανέρχονται από περιοχές όπου υπάρχει ένα helmet streamer⁴. Τότε, το μέγεθος και η λαμπρότητα των streamers αυξάνει ορισμένες μέρες πριν την εκτίναξη του CME. Αντίστοιχο φαινόμενο έχει παρατηρηθεί με την αργή άνοδο προεξοχών (Filippov and Koutchmy, 2008)

Ανάδυση Μαγνητικής Ροής Ευνοϊκής προς Επανασύνδεση: Από μελέτη 53 ήσυχων νημάτων, οι Feynman and Martin (1995) βρήκαν ότι 17 από 22 νήματα που σχετίζονταν με την ανάδυση διπολικής μαγνητικής ροής τελικώς οδηγήθηκαν σε έκρηξη, ενώ 5 από 31 νήματα που δεν σχετίζονταν με αναδυόμενη ροή οδηγήθηκαν αντίστοιχα σε έκρηξη. Σε όλες τις περιπτώσεις όπου η αναδυόμενη ροή ήταν τέτοια ώστε να ευνοεί την μαγνητική επανασύνδεση, τα νήματα εκρηγνύονταν. Άλλες μελέτες έδειξαν ότι το 68% των εκρήξεων νημάτων στην περίοδο 1999-2003 σχετίζονταν με μαγνητική ανάδυση (Jing et al., 2004), όπως και το 91% των halo CMEs στην περίοδο 1997-2005. (Zhang et al., 2008). Αυτές οι μελέτες δεν έλαβαν υπ' όψη τους τον προσανατολισμό της πολικότητας και τη σχέση του με τη μαγνητική επανασύνδεση.

Αύξηση Λαμπρότητας στα SXR: Παρατηρήσεις έχουν δείξει ότι μία έκλαμψη συχνά προηγείται μια αύξησης της λαμπρότητας στις SXR, ως μια Τύπου I έκρηξη ραδιοκυμάτων. Ως εκ τούτου, η μελέτη της σχέσης της λαμπρότητας των SXR πριν από μια έκλαμψη και των

⁴Helmet streamer λέγεται μια δομή κλειστών δυναμικών γραμμών στο στέμμα που μοιάζουν με βρόχο, αλλά έχει ύψος πολύ μεγαλύτερο από αυτό των βρόχων και των προεξοχών (παρατηρούνται από στεμματογράφους). Χαρακτηριστικό τους είναι η "επιμήκυνση" που υφίστανται λόγω του ηλιακού ανέμου που τα "παρασέρνει".

CMEs, έδειξε ότι συνήθως υπάρχει μια ενίσχυση της ακτινοβολίας SXR 15-30 λεπτά πριν την έναρξη του CME (Simnett and Harrison, 1985).

Καταιγίδες Ραδιοεξάρσεων Τύπου I: Παρατηρήσεις των ραδιοκυμάτων κατά τη διάρκεια των εκλάμψεων έδειξαν την αύξηση μια αύξηση της ακτινοβολίας που σχετίζεται με την αύξηση της λαμπρότητας των SXR, ως καταιγίδα ραδιοεξάρσεων τύπου I⁵ (type I radio burst storm). Σε μια στατιστική μελέτη των CMES (Lantos *et al.*, 1981) βρέθηκε ότι αυτή η συσχέτιση υπάρχει ανάμεσα στα ραδιοκύματα και την έναρξη των CMEs.

Ομάδες Ραδιοεξάρσεων Τύπου III: Εν γένει, 5-10 ώρες πριν την εμφάνιση ενός CME σε ένα στεμματογράφο, παρατηρείται μία αύξηση έως και 2.5 φορές το φυσιολογικό, των ραδιοεξάρσεων τύπου III⁶ (Jackson *et al.*, 1978). Βρέθηκε, ότι όσο ταχύτερο είναι το CME, τόσο πιο μικρό είναι το χρονικό διάστημα ανάμεσα στην ραδιοέξαρση και την εμφάνιση του CME. Οι ραδιοεξάρσεις αυτές οφείλονται σχετίζονται με μαγνητική επανασύνδεση που συμβαίνει πριν την εκκίνηση της δομής (Klein *et al.*, 1997).

Μεγέθυνση του Νήματος: Πριν από αρκετά CMEs (και πριν από τις αντίστοιχες εκλάμψεις), παρατηρείται το φαινόμενο όπου ένα νήμα που βρίσκεται στην υπό μελέτη περιοχή, αυξάνει σε μέγεθος (widening), και μειώνει την ακτινοβολία του (darkening) (σχ. 4.16, Martin 1980).

Μεγάλης Διάρκειας Ταλαντώσεις Νημάτων/Προεξοχών: Λόγω της συνεχούς ύπαρξης διαταραχών στο στέμμα, οι προεξοχές συχνά ταλαντώνονται, με χρόνους απόσβεσης 1-3 φορές την περίοδο των ταλαντώσεων. Η φασματική μελέτη μιας προεξοχής, έδειξε ότι πριν από την έκρηξή της, ταλαντωνόταν για 4 ώρες, χρονικό διάστημα 12 φορές μεγαλύτερο από την περίοδο της ταλάντωσης (Chen *et al.*, 2008).

Κινούμενο προς τα Έξω Πλάσμα: Από παρατηρήσεις του STEREO, σε μικρά ηλιογραφικά πλάτη, κοντά σε streamers, βρέθηκαν στενές ομάδες “συμπυκνώσεων πλάσματος (blobs) κινούμενο προς τα έξω από το κέντρο δράσης (Harrison *et al.*, 2009). Τα blobs αυτά σχετίστηκαν με την επανασύνδεση μαγνητικών γραμμών των streamers με το γειτονικό μαγνητικό πεδίο, που οδηγεί εν τέλει στην δημιουργία ενός CME.

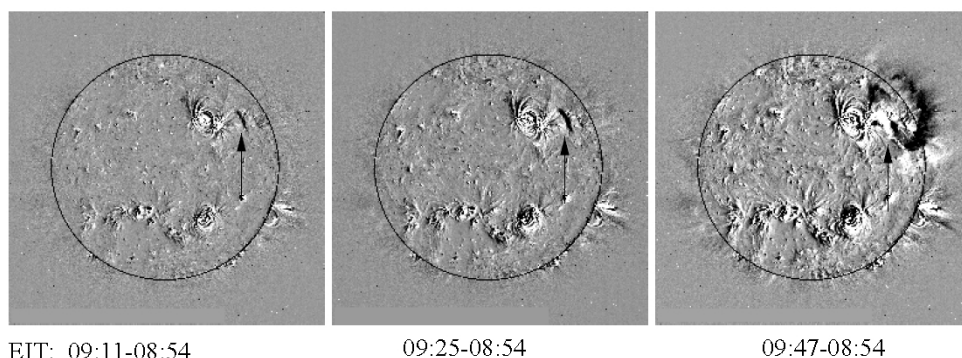
Από όλα τα παραπάνω φαινόμενα, που είναι πρόδρομοι των CMEs, μόνο η ανάδυση της μαγνητικής ροής παρατηρείται έντονα στην εκτίναξη του CME, ενώ όλα τα άλλα είναι υπογραφές της εκκίνησης του CME. Η εμφάνιση όμως των παραπάνω δεν είναι ούτε αναγκαία ούτε ικανή συνθήκη για την δημιουργία ενός CME. Παραδείγματος χάριν, έχουν παρατηρηθεί CMEs που δεν πυροδοτήθηκαν από νέα μαγνητική ροή (Démoulin *et al.*, 2002), και έχουν παρατηρηθεί περιοχές όπου νέα ροή αναδύθηκε χωρίς τη δημιουργία CME (Zhang *et al.*, 2008).

4.5.2 Μηχανισμοί Πυροδότησης

Τα CMEs είναι φαινόμενα που δημιουργούνται λόγω των μαγνητικών πεδίων στον Ήλιο, τα οποία προέρχονται από την ηλιακή ζώνη μεταφοράς. Η ανάδυση της μαγνητικής ροής από το εσωτερικό προς το στέμμα, συνοδεύεται από δύο μηχανισμούς. Πρώτον, καινούργια ροή συνεχώς βγαίνει από τη φωτόσφαιρα, και αλληλεπιδρά με το προϋπάρχων πεδίο, αναδιαμορφώνοντας το, και δημιουργώντας φύλλα ρεύματος και επανασυνδέσεις. Δεύτερον, οι συνεχείς φωτοσφαιρικές κινήσεις, δηλαδή, η διαφορική περιστροφή, η υπερκοκκίαση, η μεσοκοκκίαση και η κοκκίαση, μετακινούν τα πόδια των μαγνητικών γραμμών τόσο με τυχαίο τρόπο, όσο και οργανωμένα, κάνοντας το μαγνητικό πεδίο του στέμματος να έχει υψηλή μαγνητική τάση (Forbes, 2000). Αυτά

⁵Οι ραδιοεξάρσεις τύπου I είναι σύντομες εκπομπές ραδιοκυμάτων, σε μικρό εύρος συχνοτήτων (80-200Hz). Ο χρόνος που διαρκούν είναι της τάξεως του 1sec, αλλά στην περίπτωση των καταιγίδων, η διάρκειά τους είναι από ώρες ως μέρες. Σχετίζονται με κέντρα δράσης, εκλάμψεις και εκρήξεις νημάτων.

⁶Οι ραδιοεξάρσεις τύπου III είναι σύντομες εκπομπές ραδιοκυμάτων, σε εύρος συχνοτήτων 10kHz-1GHz, που σχετίζονται με γρήγορη ολίσθηση σωματιδίων. Εμφανίζονται μόνες, σε ομάδες ή σε καταιγίδες, με τους χρόνους διάρκειας να ποικίλουν σε 1-3sec, 1-5min, και λεπτά έως ώρες αντίστοιχα. Σχετίζονται με κέντρα δράσης και τις εκλάμψεις



Σχήμα 4.16: Σχήματα διαφορών εικόνων του EIT, που δείχνει την αύξηση του μεγέθους του νήματος, και την μείωση της λαμπρότητας του (Klassen *et al.*, 2002).

έχουν ως αποτέλεσμα τη συσσώρευση μαγνητικής ενέργειας στο στέμμα, η οποία θεωρείται ότι είναι η κινητήριος ενέργεια των CMEs.

Γενικά, σε ένα CME, οι μηχανικές δυνάμεις που ασκούνται είναι δύο, η πίεση προς τα πάνω και η τάση του μαγνητικού πεδίου προς τα κάτω. Αν το ισοζύγιο δυνάμεων αυτό μεταβληθεί, είτε αυξάνοντας την πίεση είτε μειώνοντας την μαγνητική τάση, η μαγνητική δομή θα οδηγηθεί σε υψηλότερη θέση ισορροπίας, που πιθανώς να μην μπορεί να επιτευχθεί, πυροδοτώντας πιθανώς το CME.

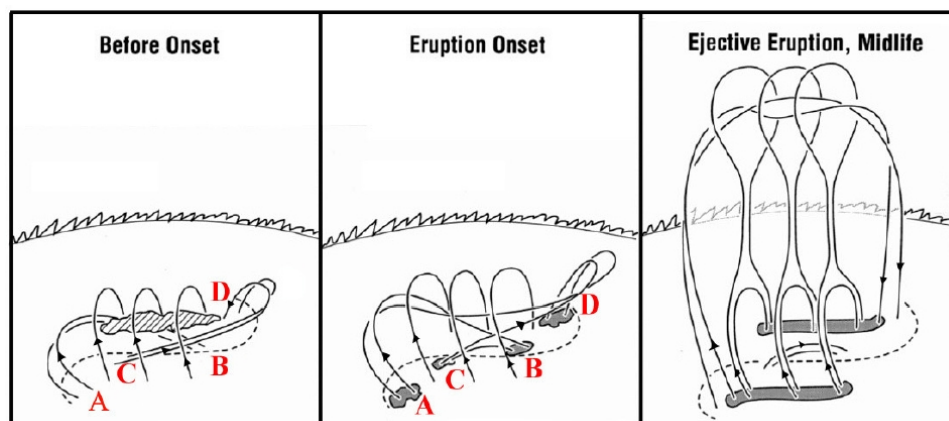
Πολλοί μηχανισμοί έχουν προταθεί για την πυροδότηση των CMEs. Παρόλα αυτά, οι φωτοσφαιρικές κινήσεις στα μοντέλα δεν περιγράφονται ολοκληρωμένα, και μόνο οι MHD προσομοιώσεις με βάση τις παρατηρήσεις παράγουν ποσοτικά αποτελέσματα για την κατανόηση των CMEs (Wu *et al.*, 2006). Ορισμένα από τα μοντέλα πυροδότησης των CMEs που θα περιγραφούν παρακάτω είναι παρεμφερή ως προς την φύση των φαινομένων που λαμβάνουν τόπο, και διαφέρουν ως προς τις διαφορετικούς τρόπους που δρα ο μηχανισμός πυροδότησης.

Tether-cutting

Ο μηχανισμός του tether-cutting (κόψιμο “σχοινιού”) προτάθηκε από τους Moore and Labonte (1980) για να ερμηνεύσει τις παρατηρήσεις μια έκρηξης ενός νήματος.

Η εξέλιξη του μοντέλου αυτού δίνεται στο σχήμα 4.17. Έστω ότι υπάρχει ένα νήμα που έχει σχηματιστεί πάνω από την ουδέτερη γραμμή σε μια ενεργό περιοχή, και είναι σταθερό. Στην αριστερή εικόνα, δεν φαίνεται το νήμα, αλλά η ουδέτερη γραμμή συμβολίζεται με τη διακεκομμένη γραμμή. Γύρω από το νήμα, οι δυναμικές γραμμές είναι έντονα συστραμμένες (sheared), όπως οι γραμμές AB και CD στο αριστερό σχήμα. Όλη αυτή η δομή βρίσκεται κάτω από ένα λιγότερο συστραμμένο πεδίο, όπως οι γραμμές στο κέντρο της περιοχής του σχήματος. Πριν την έκρηξη του νήματος, όλες οι γραμμές γύρω από το νήμα, εκτός από αυτές που συγκρατούν το νήμα, βρίσκονται σε ισορροπία δυνάμεων, και η τάση εξισορροπείται από την μαγνητική πίεση. Όσο αυξάνουν οι διατμητικές κινήσεις των συστραμμένων δυναμικών γραμμών, οι γραμμές AB και CD πλησιάζουν με αντίθετες πολικότητες, και τελικώς οδηγούνται σε επανασύνδεση. Στη μεσαία εικόνα, οι γραμμές που έχουν δημιουργηθεί είναι μια πολύ μεγάλη γραμμή AD, και μια μικρή γραμμή, CB. Τέτοιου είδους επανασύνδεση, θα οδηγούσε σε κίνηση πλάσματος κατά μήκος του νήματος και αύξηση της ακτινοβολίας στο Η α , πράγμα που συμφωνούσε με τις παρατηρήσεις των Moore and Labonte (1980). Οι επανασυνδέσεις των γραμμών τύπου AB και CD συνεχίζονται. Η τάση των γραμμών AD είναι τέτοια πλέον που βοηθάει στην άνοδο των γραμμών προς τα πάνω. Αντίστοιχα, οι βρόχοι CB κινούνται προς τα κάτω.

Καθώς οι γραμμές AD ανεβαίνουν προς τα πάνω, κινούν μαζί τους και το πεδίο του νήματος που βρίσκεται στην ίδια περιοχή, καθώς και τις υπερκείμενες γραμμές, επιμηκύνοντας τες και



Σχήμα 4.17: Ο μηχανισμός *tether-cutting* για την εκκίνηση των CMEs. Αριστερά: Έντονα συστραμμένες (AB,CD) γραμμές βρίσκονται κάτω από υπερκείμενες λιγότερο συστραμμένες γραμμές. Μέση: Η επανασύνδεση των γραμμών του πεδίου δημιουργεί τις γραμμές AD και CB. Δεξιά: Η μαγνητική τάση είναι τέτοια, ώστε οι AD γραμμές ανεβαίνουν προς τα πάνω, κάνοντας τις υπερκείμενες γραμμές να επιμηκυνθούν και να δημιουργήσουν ένα φύλλο ρεύματος (Moore et al., 2001).

δημιουργώντας ένα φύλλο ρεύματος, όπως φαίνεται στην τρίτη εικόνα. Αυτό μπορεί να έχει ως αποτέλεσμα την εκκίνηση ενός CME.

Αυτός ο μηχανισμός ονομάζεται *tether-cutting*, ή μηχανισμός ακύρωσης ροής (flux cancellation). Ο μηχανισμός αυτός ερμηνεύει τις παρατηρήσεις, αλλά δεν εξηγεί από μόνος του το πως βρέθηκαν οι γραμμές να είναι συστραμμένες κατάλληλα. Από τις παρατηρήσεις, οι φωτοσφαιρικές κινήσεις μπορούν να λειτουργήσουν ως διατμητικές κινήσεις.

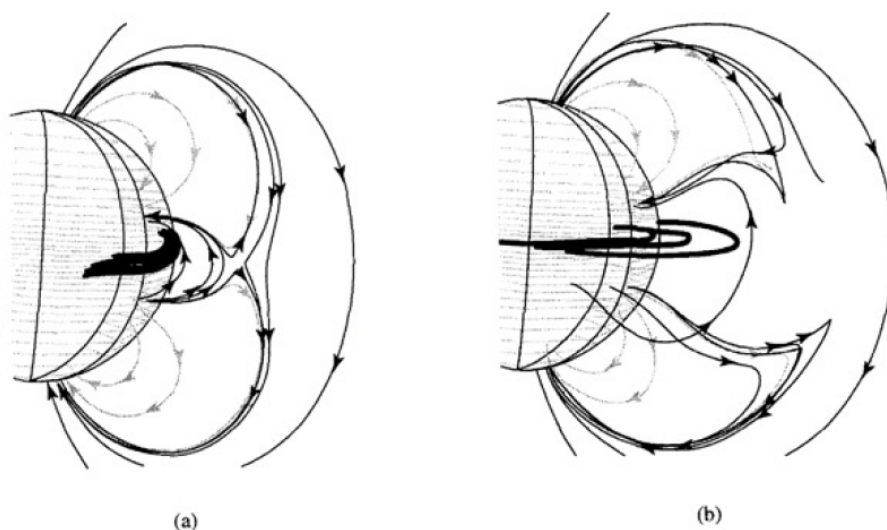
Διατμητικές Κινήσεις

Οι διατμητικές κινήσεις (shearing motions), όπως έχει αναφερθεί, είναι ένας πολύ σημαντικός τρόπος με τον οποίο μπορεί να συσσωρευθεί ενέργεια στο στέμμα (Low, 1977). Παρατηρησιακά, έχουν βρεθεί τέτοιες έντονες κινήσεις σε περιοχές με CME πριν από την εκτίναξη τους (Deng et al., 2001). Ως εκ τούτου, οι διατμητικές κινήσεις έχουν προταθεί ως υποψήφιος μηχανισμός εκκίνησης CME (πχ Aly 1990). Η λογική πίσω από αυτά τα μοντέλα είναι ότι οι κινήσεις αυτές θα δημιουργήσουν ένα συστραμμένο πεδίο στο εσωτερικό της περιοχής (core field), που θα περιβάλλεται από ένα λιγότερο συστραμμένο πεδίο. Έτσι, δημιουργούνται οι κατάλληλες προϋποθέσεις για να δράσει ο μηχανισμός *tether-cutting* ώστε να δημιουργηθεί ένα CME.

Λόγω των διατμητικών κινήσεων στη φωτόσφαιρα, οι στεμματικές δυναμικές γραμμές αυξάνουν σε μέγεθος (Barnes and Sturrock, 1972). Μία 2.5D MHD προσομοίωση των Mikic and Linker (1994), έδειξε, ότι το πεδίο που υπόκειται διατμητικές κινήσεις στα πόδια, διαστέλλεται προς τα έξω σε μια διαδικασία, που συστρέφει τις εσωτερικές γραμμές και δημιουργεί ένα φύλλο ρεύματος κατά μήκος της ουδέτερης γραμμής. Ως εκ τούτου, οι διατμητικές κινήσεις μπορούν να δράσουν ως μηχανισμός εκκίνησης ενός CME. Οι Jacobs et al. (2006) έδειξαν ότι όσο ταχύτερες οι κινήσεις, τόσο ταχύτερα γίνεται η έκρηξη, και όσο μεγαλύτερη η περιοχή των κινήσεων, τόσο ευκολότερα δημιουργείται το εσωτερικό σχοινί μαγνητικής ροής (flux rope).

Μοντέλο Breakout

Το μοντέλο αυτό προτάθηκε από τους Antiochos et al. (1999), και απεικονίζεται στο σχήμα 4.18. Συνολικά στην περιοχή υπάρχει μια τετραπολική μαγνητική τοπολογία. Στο εσωτερικό, με έντονες γραμμές φαίνονται οι γραμμές του κεντρικού πεδίου (core field), και πάνω από αυτές



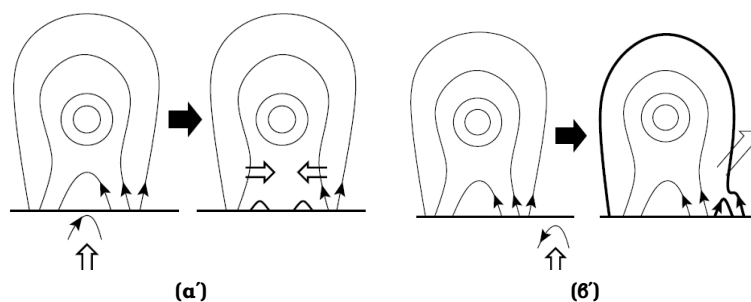
Σχήμα 4.18: Η εξέλιξη του μαγνητικού πεδίου σύμφωνα με το breakout μοντέλο δείχνει το πως η επανασύνδεση πάνω από την κεντρική ροή (έντονη γραμμή) αφαιρεί τον περιορισμό του υπερκείμενου πεδίου, οδηγώντας στην τελική έκρηξη (Antiochos et al., 1999).

υπάρχουν οι άλλες γραμμές που δημιουργούν μια τοπολογία με ουδέτερο σημείο (null point). Καθώς το κεντρικό σύστημα υφίσταται διατμητικές κινήσεις, διαστέλλεται προς τα πάνω, πιέζοντας το ουδέτερο σημείο τύπου X να δημιουργήσει ένα φύλλο ρεύματος και τελικώς να οδηγηθεί σε επανασύνδεση. Αυτή η επανασύνδεση απελευθερώνει την περιοχή πάνω από τον ανερχόμενο βρόχο. Καθώς συνεχίζει η διαδικασία, όλο και περισσότεροι υπερκείμενοι βρόχοι επανασυνδέονται, και τελικώς η κεντρική περιοχή απελευθερώνεται τελείως. Καθώς το κεντρικό πεδίο ανέρχεται, δημιουργείται από κάτω ένα φύλλο ρεύματος, του οποίου η επανασύνδεση θα δημιουργήσει και θα εκτινάξει ένα flux rope, και συνεπώς το CME.

MHD προσομοιώσεις κατασκεύασαν μια τέτοια έκρηξη που μπορεί να συγκριθεί με τις παρατηρήσεις των CMEs (Lynch et al., 2004). Οι πρώτες παρατηρησιακές ενδείξεις που υποστηρίζουν το breakout μοντέλο βρέθηκαν από τους Aulanier et al. (2000), που βρήκαν την ύπαρξη ενός null point πάνω από μια περιοχή σε παρέκταση του μαγνητικού πεδίου. Στατιστικές που έγιναν σε μεγάλο αριθμό CMEs από τους Li and Luhmann (2006) έδειξαν ότι οι τετραπολικές τοπολογίες εμφανίζονται 3 φορές λιγότερο από ότι οι διπολικές.

Εκκίνηση λόγω Αναδύομενης Ροής

Η αύξηση της μαγνητικής ροής έχει ήδη αναφερθεί ως πρόδρομος μιας CME, καθώς, έχει παρατηρηθεί ότι πριν από πολλά CME προηγείται αύξηση της ροής με πολικότητα τέτοια που να ευνοεί τη μαγνητική επανασύνδεση (Feynman and Martin, 1995). Ως εκ τούτου, οι Chen and Shibata (2000) πρότειναν την πυροδότηση CME λόγω της ανάδυσης ροής, που παρουσιάζεται σχηματικά στο σχήμα 4.19. Στο σχήμα (α), φαίνεται η περίπτωση όπου η καινούργια ροή αναδύεται στο εσωτερικό της περιοχής του νήματος (κάτω από την ουδέτερη γραμμή). Καθώς ανέρχεται η ροή, επανασυνδέεται με τις υπερκείμενες δυναμικές γραμμές και μειώνοντας έτσι την μαγνητική πίεση στην περιοχή. Ως εκ τούτου, οι γειτονικές μαγνητικές γραμμές θα κινηθούν προς την βαθμίδα της πίεσης, δημιουργώντας ένα φύλλο ρεύματος, σπρώχνοντας το νήμα να ανέβει προς τα πάνω. Στο σχήμα (β), φαίνεται η περίπτωση όπου η νέα ροή αντίθετης πολικότητας αναδύεται έξω από την περιοχή του νήματος. Σε αυτή της περίπτωση, η νέα ροή θα επανασυνδεθεί με τις εξωτερικές γραμμές που περικλείουν το νήμα, μειώνοντας τη μαγνητική πίεση έξω από την



Σχήμα 4.19: Σχηματική αναπαράσταση του μοντέλου εκκίνησης ενός CME λόγω της ανάδυσσης νέας μαγνητικής ροής πολικότητας τέτοιας ώστε να ευνοείται η μαγνητική επανασύνδεση. (α) Η περίπτωση όπου η ροή αναδύεται κάτω από το νήμα. (β): Η περίπτωση όπου η ροή αναδύεται σε περιοχή δίπλα από το νήμα (Chen et al., 2008).

περιοχή του νήματος, κάνοντας έτσι ολόκληρη τη δομή να μετακινηθεί προς τα πάνω. Η κίνηση αυτή θα φέρει πιο κοντά τις δυναμικές γραμμές κάτω από το νήμα, και θα δημιουργήσει ένα φύλλο ρεύματος. Από τη στιγμή αυτή, και στις δύο περιπτώσεις, η μεν επανασύνδεση στο φύλλο ρεύματος θα δημιουργήσει έκλαμψη, και η δε δύναμη Lorentz θα επιταχύνει το νήμα προς τα πάνω.

Οι προσομοιώσεις αυτής της μεθόδου φαίνεται στο σχήμα 4.20.

Αστάθειες και Φαινόμενα Καταστροφής

Καθώς η χρονική κλίμακα συσσώρευσης μαγνητικής ενέργειας είναι πολύ μεγαλύτερη από τη χρονική κλίμακα που λαμβάνουν τόπο οι εκλάμψεις και οι εκρήξεις νημάτων, έχουν προταθεί από παλιά οι αστάθειες ως μηχανισμοί που μπορούν να πυροδοτήσουν την απαραίτητη απελευθέρωση ενέργειας (Gold and Hoyle, 1960). Γενικά, καθώς το στεμματικό μαγνητικό πεδίο υπόκειται σε φωτοσφαιρικές κινήσεις και εισέρχεται σε αυτό νέα αναδιδόμενη ροή, το πλάσμα μπορεί να φτάσει σε κάποιο κρίσιμο σημείο όπου η ισορροπία δεν είναι ευσταθής (αστάθεια) ή μπορεί να φτάσει σε μια κατάσταση όπου δεν υπάρχει πλέον κατάσταση ισορροπίας. Λόγω του ότι στο στέμμα υπάρχουν πάντα διαταραχές, τελικώς αυτές οι δομές που γίνονται πλέον ασταθείς εκρήγνυνται.

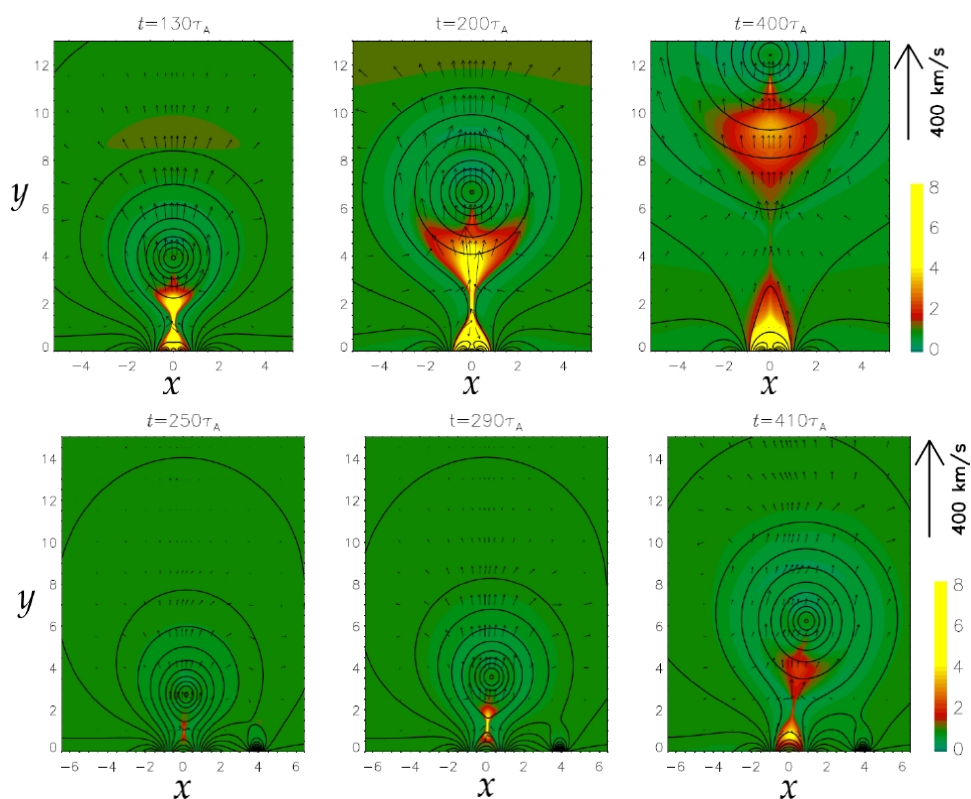
Μια αστάθεια που μπορεί να λειτουργήσει κατά τέτοιο τρόπο είναι η *αστάθεια Kink*⁷. Οι Sakurai (1976) προσομοίωσαν την εξέλιξη ενός συστραμμένου σωλήνα ροής, και έδειξαν ότι η αστάθεια kink μπορεί να εξηγήσει την άνοδο ενός εκρηκτικού νήματος. Βρέθηκε, ότι γενικά, πάνω από ένα κρίσιμο ποσό στρέψης του σωλήνα ροής, ο σωλήνας τελικώς γίνεται ασταθής (Hood and Priest, 1979). Στην περίπτωση που συμπεριληφθεί και η παρουσία του ήρεμου υπερκείμενου μαγνητικού πεδίου, όπως στην προσομοίωση των Török and Kliem (2005), βρέθηκε ότι μόνο εάν το πεδίο φθίνει απότομα με το ύψος μπορεί η αστάθεια kink να οδηγήσει στην εκτίναξη ενός CME. Αλλιώς, αν το πεδίο φθίνει αργά, τελικώς καταστέλλει την αστάθεια.

Άλλη αστάθεια που συνδέεται με τις CMEs είναι η *τοροειδής αστάθεια (torus instability)*⁸ (Bateman, 1978; Chen, 1989). Με χρήση 3D MHD προσομοιώσεων, οι Fan and Gibson (2007) μελέτησαν την άνοδο ενός σωλήνα ροής (σχ. 4.21), και βρήκαν ότι εάν το εξωτερικό μαγνητικό πεδίο φθίνει αργά με το ύψος, και ο σωλήνας ροής είναι πολύ υψηλής συστροφής (πάνω σχήματα), τότε η αστάθεια kink μπορεί να οδηγήσει σε έκρηξη. Στην περίπτωση όμως ενός χαμηλής συστροφής σωλήνα ροής όπου το εξωτερικό πεδίο φθίνει απότομα, τότε η αστάθεια kink δεν μπορεί να οδηγήσει στην έκρηξη, η οποία παρατηρείται, αλλά αυτό οφείλεται στην τοροειδή αστάθεια.

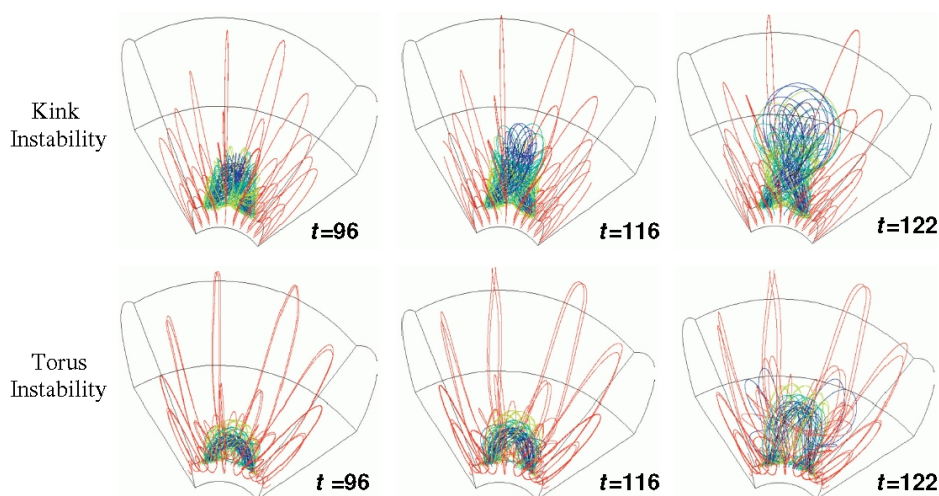
Το ζήτημα του ποιος μηχανισμός δρα στην εκκίνηση των CMEs κατά περίπτωση είναι ανοιχτό.

⁷ Η αστάθεια kink εμφανίζεται σε βρόχους κυρτωμένους βρόχους, όπου μπορεί η μαγνητικές δυνάμεις στο εσωτερικό να υπερβούν αυτές του εξωτερικού του βρόχου, δημιουργώντας μια αστάθεια.

⁸ Στην torus instability, ένας βρόχος δίνεται ασταθής λόγω της αύξησης της ακτινικής του απόστασης.



Σχήμα 4.20: Προσομοιώσεις του μοντέλου εκκίνησης ενός CME λόγω της ανάδυσης νέας μαγνητικής ροής πολικότητας τέτοιας ώστε να εννοείται η μαγνητική επανασύνδεση. Πάνω γραμμή: Προσομοίωση της περίπτωσης του σχήματος 4.19α'. Κάτω γραμμή: Προσομοίωση της περίπτωσης του σχήματος 4.19β' (Chen and Shibata, 2000).



Σχήμα 4.21: Πάνω: Η αστάθεια kink πυροδοτεί την έκρηξη ενός υψηλής συστροφής σωλήνα ροής που περιβάλλεται από ένα μαγνητικό πεδίο που φθίνει αργά με το ύψος. Κάτω: Η τοροειδής αστάθεια πυροδοτεί την έκρηξη ενός χαμηλής συστροφής σωλήνα ροής που περιβάλλεται από ένα μαγνητικό πεδίο που φθίνει γρήγορα με το ύψος (Fan and Gibson, 2007).

Παραδείγματός χάριν, η tether-cutting περίπτωση που αναφέρθηκε προηγουμένως, σύμφωνα με προσομοιώσει των Aulanier *et al.* (2010), είναι απαραίτητη η ύπαρξη της τοροειδούς αστάθειας, αλλιώς η επανασύνδεση απλώς ανεβάζει το νήμα σε μεγαλύτερο ύψος. Οι Forbes and Isenberg (1991) σε μια προσομοίωση τους, παρατήρησαν ότι η αύξηση του ύψους του νήματος συμβαίνει πολύ απότομα (εικόνας e και f του σχήματος 4.22), με την απελευθέρωση ενέργειας που αντιστοιχεί στη μετάβαση αυτή να μην είναι αρκετή για την εξήγηση της. Πάρα ταύτα, η υψηλότερη θέση που φτάνει το νήμα (εικόνα f) δημιουργεί ένα πολύ μεγάλο φύλλο ρεύματος, που μέσω της επανασύνδεσης του μπορεί να εκτινάξει το νήμα.

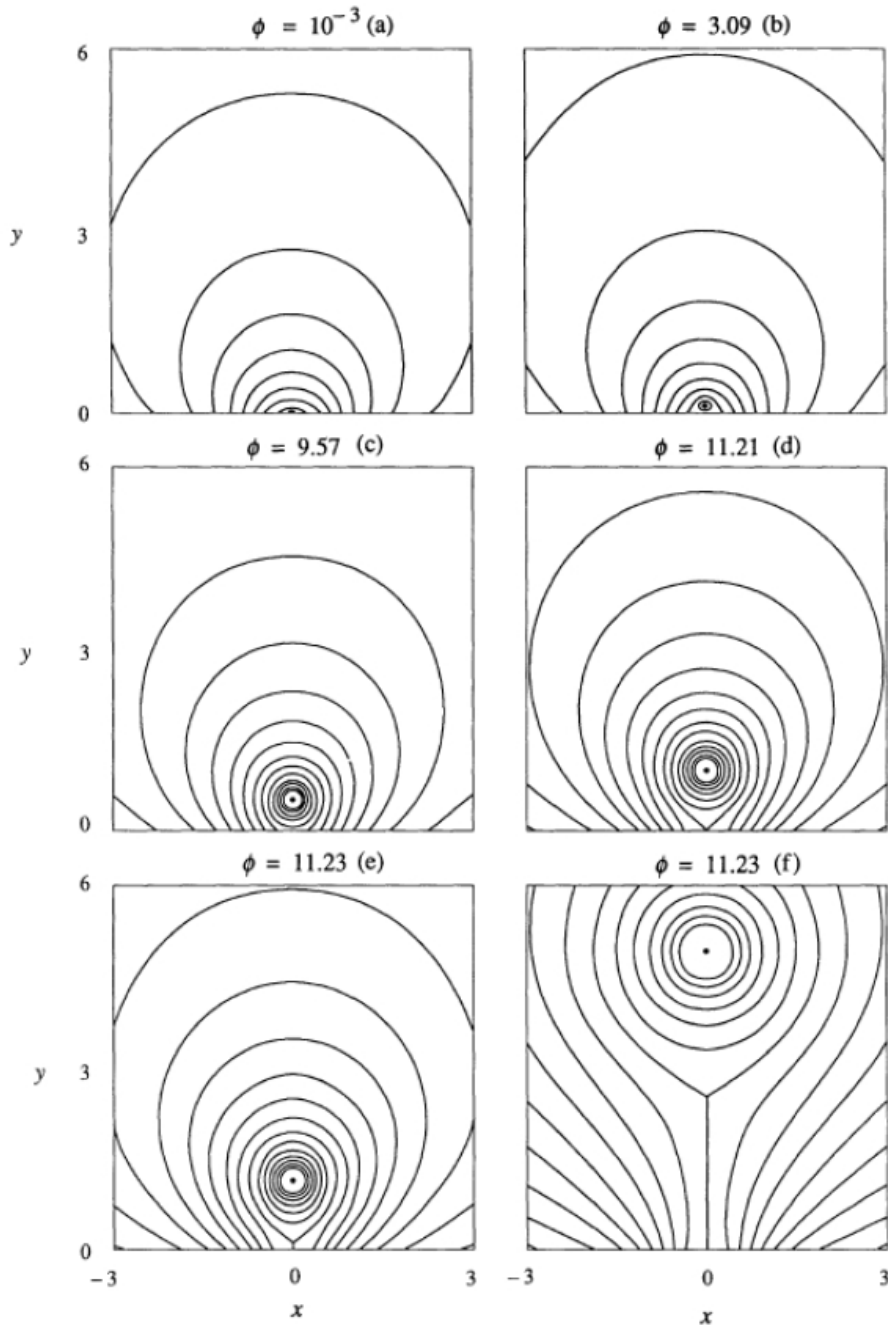
Υβριδικοί Μηχανισμοί

Δεδομένης της πολυπλοκότητας της ηλιακής ατμόσφαιρας λόγω συνεχών κινήσεων μεταφοράς και της ανάδυσης νέων μαγνητικών ροών, πιθανώς πολλοί μηχανισμοί πυροδότησης ενός CME δρουν ταυτόχρονα. Οι Amari *et al.* (2000) σε 3D MHD προσομοιώσεις μελέτησαν την εκκίνηση των CMEs που σχετίζονται ταυτόχρονα με διατμητικές κινήσεις και ανάδυση νέας ροής. Στο σχήμα 4.23 φαίνεται η προσομοίωση μιας τέτοιας περιοχής. Μια αρχικά απλή μαγνητική τοξοειδής δομή (σχ. πάνω αριστερά) εξελίσσεται σε ένα συστραμμένο σωλήνα ροής που περικλείεται από τοξοειδής βρόχους (σχ. πάνω δεξιά). Αν η αναδυόμενη μαγνητική ροή είναι μικρή, ο σωλήνας ροής μπορεί να φτάσει σε κατάσταση ισορροπίας. Αν όμως η ροή είναι αρκετά μεγάλη, τελικώς ολόκληρο το σύστημα θα οδηγηθεί σε έκρηξη (κάτω σχήματα).

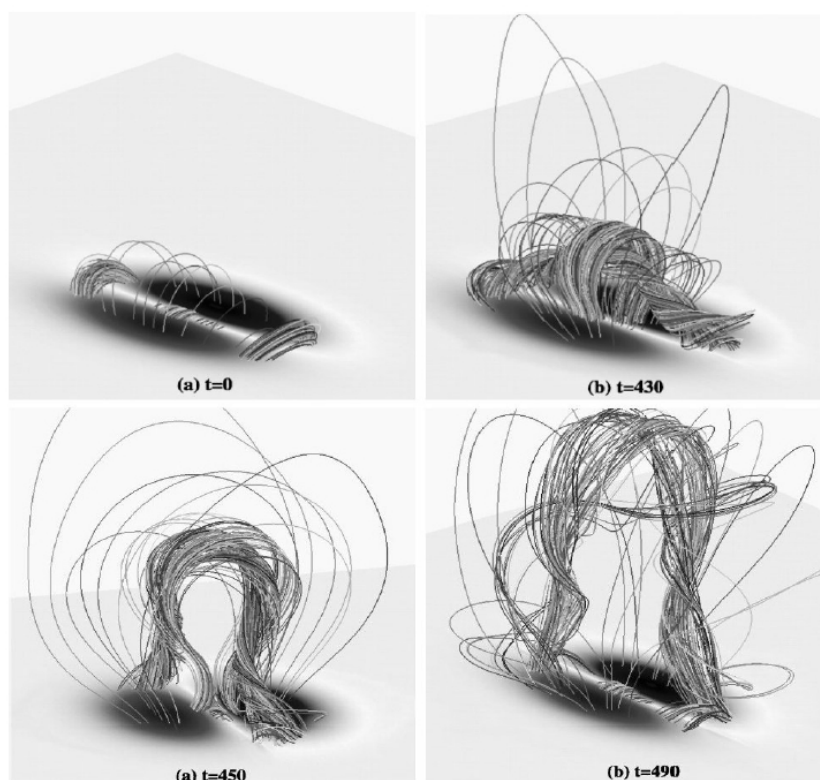
Άλλοι Μηχανισμοί

Πέραν των προαναφερθέντων μηχανισμών, έχουν προταθεί και άλλοι μηχανισμοί εκκίνησης CMEs που δεν έχουν μελετηθεί εκτενώς.

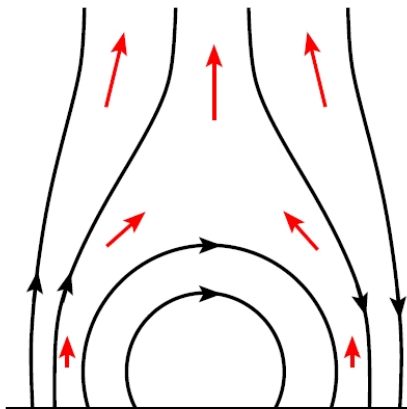
Ελάττωση Μάζας: Τα νήματα εν γένει θεωρείται ότι είναι σταθερά λόγω ισορροπίας της μαγνητικής άνωσης με την δύναμη της βαρύτητας. Αν σε ένα κομμάτι του νήματος, αρχίσει και ελαττώνεται η μάζα, το ισοζύγιο των δυνάμεων θα μεταβληθεί με αποτέλεσμα η δύναμη Lorentz να ανεβάσει το βρόχο ψηλότερα (Fan and Low, 2003). Αυτός ο μηχανισμός έχει ανιχνευτεί σε ορισμένα γεγονότα (Zhou *et al.*, 2006).



Σχήμα 4.22: Σχήματα (a)-(e): Η θέση ισορροπίας του μαγνητικού σωλήνα μεταβάλλεται με το ύψος όσο λαμβάνει τόπο η μαγνητική επανασύνδεση. Σχήματα (e)-(f): Λαμβάνει τόπο κάποιο καταστροφικό φαινόμενο (Forbes and Isenberg, 1991).



Σχήμα 4.23: Τα σχήματα αυτά αποτελούν προσομοίωση περιοχής όπου υπάρχουν ταυτόχρονα τόσο διατμητικές κινήσεις όσο και ανάδυσση μαγνητικής ροής πολικότητας που ευνοεί την επανασύνδεση. Αν η ροή είναι χαμηλή, ο σωλήνας ροής θα φτάσει σε ισορροπία (πάνω δεξιά). Αν η ροή είναι υψηλή, το σύστημα δεν έχει κατάσταση ισορροπίας και τελικώς εκρήγνυται (Amari et al., 2000).



Σχήμα 4.24: Σχηματική αναπαράσταση μιας περιοχής που βρίσκεται ένα CME και περικλείεται από ανοιχτές δυναμικές γραμμές μέσω των οποίων εξέρχεται επιταχυνόμενος ηλιακός άνεμος. Λόγω των δυνάμεων Bernoulli αυτή η περιοχή μπορεί να αποσταθεροποιηθεί (Chen, 2011).

Αλυσιδωτές Εκρήξεις: Ορισμένες CMEs παράγουν κύματα Moreton ή EIT κύματα. Αυτά, μπορούν να πυροδοτήσουν την ταλάντωση (Eto *et al.*, 2002) ή και την έκρηξη (Ballester, 2006) ενός γειτονικού νήματος. Ένας άλλος μηχανισμός, υποθέτει ότι οι ροές που αναπτύσσονται προς την περιοχή της επανασύνδεσης κατά την επανασύνδεση, είναι σε θέση να κάνουν μια γειτονική περιοχή να χάσει την ισορροπία της. (Cheng *et al.*, 2005).

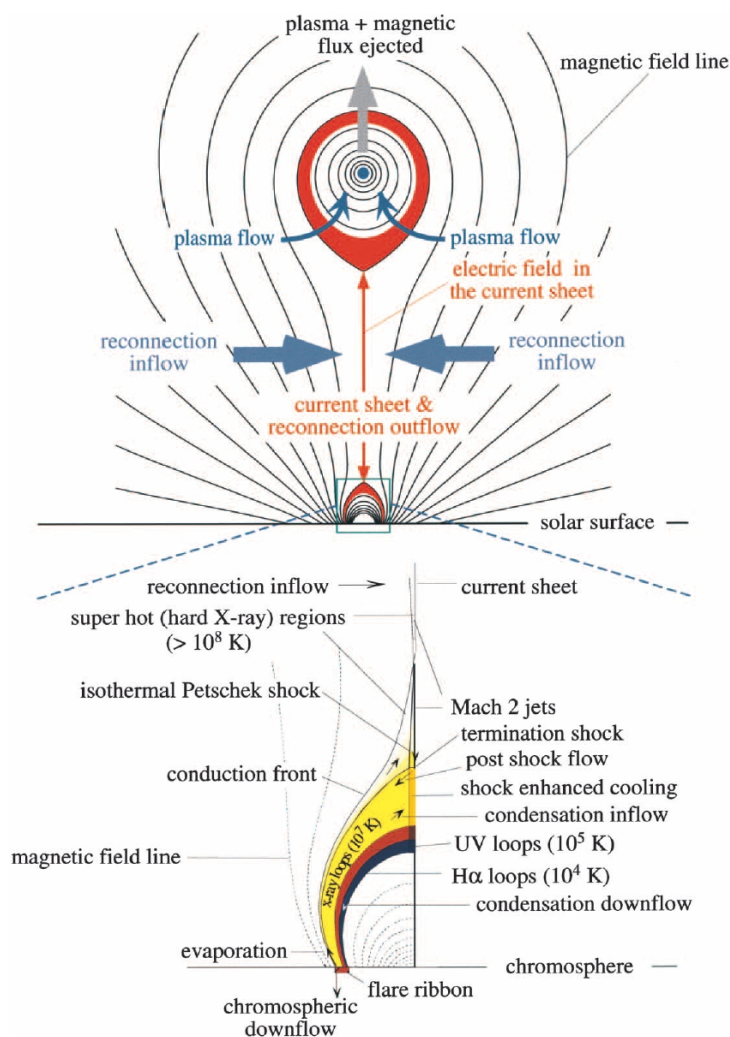
Ηλιακός Άνεμος: Στο σχήμα 4.24 απεικονίζεται μια περίπτωση, όπου η περιοχή του CME έχει ως άνω όριο ανοιχτές δυναμικές γραμμές, από τις οποίες ο ηλιακός άνεμος επιταχύνεται και φτάνει ταχύτητες των εκατοντάδων km s^{-1} . Είναι πιθανό ότι η κεντρική περιοχή μπορεί να αποσταθεροποιηθεί από δυνάμεις Bernoulli που αναπτύσσονται στην περιοχή (Forbes *et al.*, 2006).

4.5.3 Το Μοντέλο CSHKP

Το μοντέλο CSHKP, δεν είναι ένα μαγνητοϋδροδυναμικό μοντέλο, αλλά ένα φαινομενολογικό μοντέλο που περιγράφει τις διαδικασίες με τις οποίες γίνεται η εκκίνηση ενός CME και η δημιουργία μιας έκλαμψης, όπως αυτές έχουν προκύψει από τις παρατηρήσεις. Σαν μοντέλο, θεωρείται ως το καθιερωμένο μοντέλο για τα CMEs, παρόλο που δεν υπεισέρχονται σε αυτό πολλές λεπτομέρειες. Το μοντέλο αυτό, πήρε το όνομά του από τους Carmichael (1964); Sturrock (1966); Hirayama (1974); Kopp and Pneuman (1976), και περιγράφεται συνοπτικά από τους Svestka and Cliver (1992).

Στο σχήμα 4.25, δίνεται η σχηματική αναπαράσταση του μοντέλου αυτού. Στην εικόνα αυτή φαίνεται η έκρηξη μια κεντρικής περιοχής (core), που περιβάλλεται από μια κοιλότητα (cavity), που δημιουργείται κατά την φάση της εκκίνησης του CME. Υψηλές θερμοκρασίες αναμένονται και στις δύο περιοχές λόγω της θέρμανσης από την επανασύνδεση. Η επανασύνδεση λαμβάνει τόπο κάτω από την κεντρικό σωλήνα ροής που θα εξελιχθεί σε CME. Η επανασύνδεση, αναμένεται να δημιουργεί υποπίεση στην περιοχή αυτή, με αποτέλεσμα, κάνοντας το γειτονικό πλάσμα και μαγνητική ροή να εισέρχεται στην περιοχή της επανασύνδεσης.

Μέσω της επανασύνδεσης, στο φύλλο ρεύματος που δημιουργείται, η μαγνητική ενέργεια μετατρέπεται σε θερμική ενέργεια που πυροδοτεί την έκλαμψη, και κινητική ενέργεια που πυροδοτεί το CME. Ως εκ τούτου, αναμένεται να υπάρχει αντιστοιχία στη μεταβολή της ακτινοβολίας στα SXR και την καμπύλη επιτάχυνσης του CME (Zhang *et al.*, 2004). Μια καθυστέρηση ανάμεσα στις δύο διαδικασίες εξαρτάται από το μαγνητικό πεδίο και το ρυθμό επανασύνδεσης (Reeves, 2006).



Σχήμα 4.25: Σχηματική αναπαράσταση του μοντέλου CSHKP για την εκκίνηση ενός CME. Τα διαφορετικά χρώματα υποδηλώνουν διαφορετικής θερμοκρασίας πλάσμα, με το κόκκινο να αντιστοιχεί σε λιγότερο θερμό πλάσμα από το μπλε (Lin et al., 2004).

Οι πολλοί μηχανισμοί πυροδότησης ενός CME (§4.5.2), όπως το tether-cutting, η ανάδυση νέας μαγνητικής ροής και η ελάττωση μάζας από το νήμα, χρειάζονται πολλές παρατηρησιακές ενδείξεις που να τα υποστηρίζουν. Παρόλα αυτά, όλοι οι μηχανισμοί, από τη στιγμή που οδηγούν το CME σε αστάθεια, υποθέτουν μια εξέλιξη όπως αυτή που περιγράφει το CSHKP μοντέλο.

Κεφάλαιο 5

Μελέτη της Εκκίνησης μιας Στεμματικής Εκτίναξης Μάζας

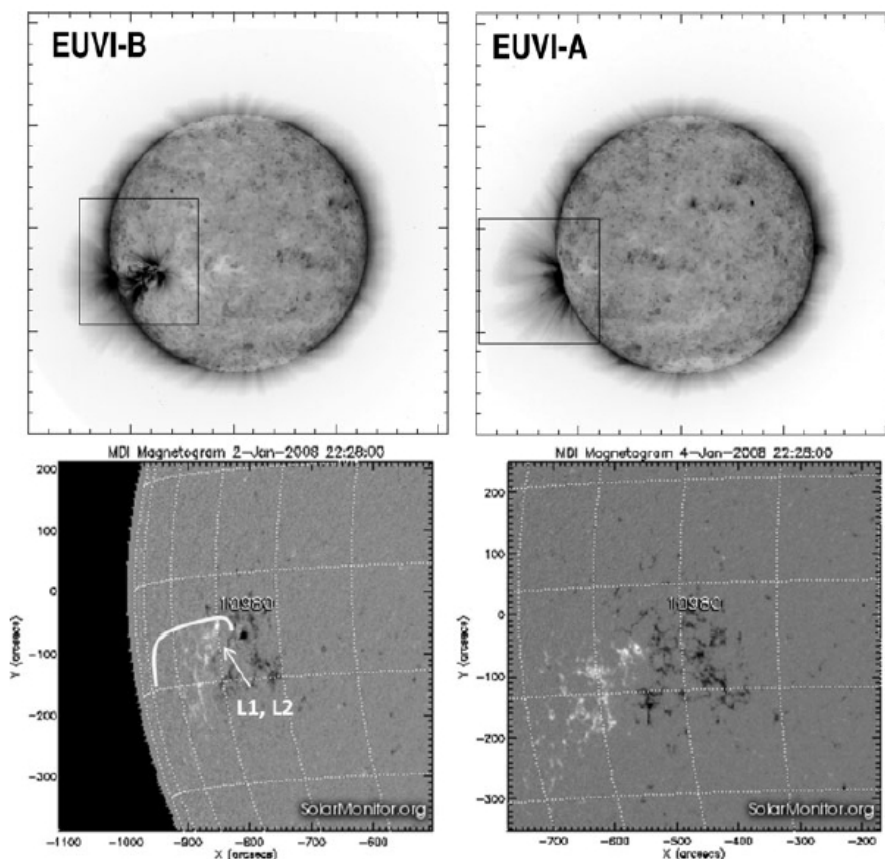
5.1 Εισαγωγικά

Η ενότητα αυτή της εργασίας είναι αφιερωμένη στην παρουσίαση των αποτελεσμάτων της έρευνας που έγινε στα πλαίσια της εκπόνησης της μεταπτυχιακής διπλωματικής εργασίας, στο ζήτημα της εκκίνησης των στεμματικών εκτινάξεων μάζας.

Όπως αναφέρθηκε στην προηγούμενη ενότητα, για την περιγραφή του φαινομένου των CMEs έχουν προταθεί διάφοροι μηχανισμοί με τους οποίους μπορεί το φαινόμενο να πυροδοτηθεί (§4.5.2). Η γενική εικόνα για την περιγραφή των φαινομένων που λαμβάνουν τόπο κατά της εκκίνησης ενός CME, θεωρείται ότι περιγράφεται ικανοποιητικά από το φαινομενολογικό μοντέλο CSHKP (§4.5.3). Το μοντέλο αυτό, δεν αποτελεί προϊόν λύσεις των MHD εξισώσεων, αλλά αποτελεί μια δισοδιάστατη περιγραφή της διαδικασίας της έκρηξης, που απεικονίζει τα σημαντικά στοιχεία που περιγράφουν παρατηρησιακά τις CME (δομή, εκτίναξη σωλήνα ροής, εκλάμψεις).

Αρκετά ερωτήματα όμως είναι ανοικτά στο ζήτημα των αρχικών σταδίων του σχηματισμού και της εκκίνησης ενός CME, όπως το κατά πόσον ο σωλήνας ροής προϋπάρχει ή δημιουργείται κατά την εκκίνηση του CME. Ο σχηματισμός και η αρχική εξέλιξη των CME λαμβάνει τόπο χαμηλά στο στέμμα ($<1.6R_{\odot}$), με αποτέλεσμα να είναι εμφανής σε όργανα που παρατηρούν στο EUV και στις SXR. Οι φασματικές γραμμές παρατήρησης αυτών των οργάνων είναι περιορισμένες σε συγκεκριμένες περιοχές θερμοκρασιών. Η εκκίνηση των CME, πιθανώς να οφείλεται σε αστάθειες, οι οποίες λαμβάνουν τόπο σε μικρές χωρικές και χρονικές κλίμακες, με την αντίστοιχη απελευθέρωση ενέργειας που συνοδεύει τα φαινόμενα όπως οι εκλάμψεις, να λαμβάνουν τόπο σε αντίστοιχες κλίμακες. Συνεπώς, υπάρχει δυσκολία στην ερμηνεία των παρατηρήσεων, καθώς τα όργανα δεν είναι σε θέση να διακρίνουν τα επιμέρους φαινόμενα, και να υπολογίσουν τις συνεισφορές τους. Ένα ακόμα σημαντικό ζήτημα που αφορά τις παρατηρήσεις αυτές έχει να κάνει με τα φαινόμενα προβολής που υπεισέρχονται στις παρατηρήσεις.

Στην παρούσα εργασία, χρησιμοποιήθηκαν παρατηρήσεις του STEREO/SECCHI για την μελέτη της εκκίνησης μιας CME στο EUV, ελαχιστοποιώντας τις επιδράσεις των φαινομένων προβολής. Ο σκοπός της εργασίας είναι η μελέτη των διαφόρων σταδίων της εκκίνησης μιας CME, και η συσχέτισή της με τα συνήθη φαινόμενα που παρατηρούνται και τα με φαινόμενα που προβλέπεται από τα μοντέλα να συμβαίνουν.



Σχήμα 5.1: Πάνω: Εικόνες των EUVI-A/B στα 171Å οδόκνηρου του ηλιακού δίσκου στις 2 Ιανουαρίου 2008 στις 09:01 UT. Το τετράγωνο υποδηλώνει το πεδίο παρατήρησης γύρω από το κέντρο δράσης που χρησιμοποιήθηκε στην περαιτέρω ανάλυση. Κάτω: Μαγνητογράμματα από το SoHO/MDI του κέντρου δράσης στις 2 και 4 Ιανουαρίου αντίστοιχα. Η έντονη γραμμή δείχνει τη θέση του νήματος που υπάρχει στην περιοχή. Το βέλος υποδηλώνει τη θέση όπου βρέθηκαν οι βρόχοι που κατέρρευσαν προς το εσωτερικό του CME (§5.2.3). Το μαγνητόγραμμα προέρχεται από το Solar Monitor (Vourlidis et al., 2012b).

5.2 Η Εκκίνηση της CME στις 2 Ιανουαρίου 2008

Το προς μελέτη φαινόμενο έλαβε τόπο στις 2 Ιανουαρίου 2008 και προερχόταν από το κέντρο δράσης NOAA 10980, που βρισκόταν στις συντεταγμένες $(-0.5^\circ, -65^\circ)$, όπως φαίνεται στο σχήμα 5.1. Η κηλίδα στην ενεργό περιοχή εξαφανίστηκε ορισμένες μέρες αργότερα, αφήνοντας πίσω μια εκτενή περιοχή από plage. Η έκρηξη που συνόδευσε την CME έγινε κατά μήκος του νήματος που βρίσκεται στην περιοχή, πάνω από την ουδέτερη γραμμή (έντονη γραμμή στο σχ. 5.1). Το νήμα εκτείνεται από το κέντρο του κέντρου δράσης προς το εξωτερικό του στον ήρεμο ήλιο.

Η CME συνέβη ταυτόχρονα με μια έκλαμψη τύπου GOES C1.2, που ξεκίνησε στις 06:51 UT, κορυφώθηκε στις 10:00 UT και έληξε στις 11:21 UT. Πρόκειται δηλαδή για ένα μεγάλης διάρκειας γεγονός στις SXR, που η σταδιακή αύξησης της ακτινοβολίας υποδηλώνει ότι ίσως να είναι μερικώς καλυμμένη η περιοχή από υπερκείμενες δομές, γεγονός που επαληθεύεται από τις κινήσεις του πλάσματος που εμφανίζονται στην περιοχή.

Το CME παρατηρήθηκε από τα τηλεσκόπια SECCHI/EUVI των STEREO-A και STEREO-B, που βρίσκονταν υπό γωνία 21° Δυτικά και 23° Ανατολικά από την ευθεία Γης-Ήλιου κατά την ημέρα της παρατήρησης. Συνεπώς, η θέση του κέντρου δράσης ήταν τέτοια ώστε το γεγονός να παρατηρείται στο χείλος ($\sim 88^\circ$) από το EUVI-A, ενώ από το EUVI-B μα παρατηρείται στο ανατολικό μέρος του Ήλιου υπό γωνία $\sim 42^\circ$.

Η κινηματική περιγραφή του CME στους στεμματογράφους SECCHI έχει μελετηθεί προηγουμένως από τους Zhao *et al.* (2010). Στην παρούσα εργασία, μελετήθηκε η έναρξη του CME χαμηλά στο στέμμα, μέχρις ότου αυτό βγήκε εκτός του πεδίου του EUVI, σε ύψος περίπου $1.7R_\odot$.

Η μελέτη έγινε χρησιμοποιώντας κυρίως παρατηρήσεις στα 171\AA λόγω του υψηλού ρυθμού λήψεων εικόνων (1 εικόνα ανά 150s). Παρατηρήσεις και από τα 284\AA χρησιμοποιήθηκαν για να γίνει η αναγνώριση των θερμότερων περιοχών του πλάσματος στο CME. Οι εικόνες έχουν προεπεξεργασθεί χρησιμοποιώντας τον αλγόριθμο wavelet των Stenborg *et al.* (2008) για την ενίσχυση της ορατότητας στις δομές πέραν του χείλους.

5.2.1 Χρονική Εξέλιξη του Σχηματισμού του CME

Η εκκίνηση του υπό μελέτη CME διήρκεσε πολλές ώρες. Ως αρχή του γεγονότος θεωρείται η χρονική στιγμή κατά την οποία υπάρχει μια αδιαμφισβήτητη κίνηση προς τα πάνω των βρόχων που φαίνονται στο EUV, που αργότερα εξελίσσονται σε CME. Αυτή η χρονική στιγμή είναι στις 06:13:30 UT (σχ. 5.2). Για τη μέτρηση του ύψους χρησιμοποιήθηκαν οι εικόνες του EUVI-A, καθώς, λόγω του ότι το CME σε αυτές βρίσκεται στο χείλος και η κίνησή του γίνεται σχεδόν στο επίπεδο του ουρανού, και συνεπώς επηρεάζεται λιγότερο από φαινόμενα προβολής.

Η κίνηση στις εικόνες του EUVI-A προέρχεται από ένα σύστημα βρόχων που βρίσκεται σε μεγάλο ύψος, και περικλείει μια κοιλότητα, όπως φαίνεται από την έλλειψη ακτινοβολίας στα 171\AA (σχ. 5.2). Μέσα στην περιοχή της κοιλότητας (υπό προβολή) βρίσκεται ένα λαμπρός βρόχος (L1) ο οποίος αρχίζει και καταρρέει καθώς το υπόλοιπο σύστημα των βρόχων ανέρχεται αργά. Ο βρόχος αυτός είναι ορατός από τις 05:33:30 UT έως τις 07:21:00 UT. Παρόμοια συμπεριφορά παρουσιάζει και ένα μεγαλύτερο σύστημα βρόχων (L2), όπου αυτοί αρχίζουν και καταρρέουν περί τις 08:18:30 UT.

Το μέτωπο του CME περνάει έξω από το οπτικό πεδίο της παρατήρησης του EUVI-A στις 09:18:30 UT. Ο σχηματισμός του πυρήνα (core) του CME, γίνεται εμφανής στις 09:15:30 UT, την ώρα που ακόμα το σύστημα L2 συνεχίζει και καταρρέει. Στις 10:00:00 UT καταγράφεται το μέγιστο της ακτινοβολίας SXR που οφείλεται στην έκλαμψη. Στις 10:03:30 UT, το σύστημα L2 εξαφανίζεται πλήρως, και το CME συνεχίζει να επιταχύνεται, ενώ ταυτόχρονα εμφανίζονται βρόχοι στην περιοχή όπου βρισκόταν το νήμα (post-eruptive arcade). Ακόμα, παρατηρείται ένα κύμα στα EUV από το διαστελλόμενο CME περί τις 10:33:30 UT.

Πλάσμα συνεχίζει να εξέρχεται από την περιοχή, και οι βρόχοι που εμφανίστηκαν μετά την έκρηξη συνεχίζουν να αναδύονται και να μεγαλώνουν σε μέγεθος, μέχρι τις 13:03:30 UT. Αυτή η χρονική στιγμή θεωρείται ως το τέλος της φάσης της εκτίναξης.

Πίνακας 5.1: Συγκεντρωτικός πίνακας που περιέχει όλες τις χρονικές στιγμές που παρατηρούνται σημαντικά φαινόμενα για την εκκίνηση του CME (Vourlidas et al., 2012b).

Γεγονός	Χρόνος (UT)	Χρόνος Εξέλιξης (min)
Κίνηση προς τα πάνω (αρχή)	06:13:30	0
Μονός βρόχος (L1) καταρρέει	06:36:00	22.5
Αρχή έκλαμψης SXR	06:51:00	37.5
Μονός βρόχος (L1) εξαφανίζεται	07:21:00	67.5
Σύστημα βρόχων (L2) καταρρέει	07:18:30	125.0
Εμφάνιση πυρήνα CME	09:15:00	181.5
Εμφάνιση flaring arcade (FL1)	09:21:00	207.5
Μέγιστο SXR	10:00:00	246.5
Σύστημα βρόχων (L2) εξαφανίζεται	10:03:30	230.0
Μέγιστο επιτάχυνσης CME	10:23:00	249.5
Εμφάνιση κύματος EUV	10:33:00	260.0
Τέλος της έκλαμψης SXR	11:21:00	307.5
Τέλος των εκροών	13:03:30	410.0

Οι κινήσεις του πλάσματος και των βρόχων δεν είναι εμφανείς από το EUVI-A, αλλά είναι εμφανείς στις εικόνες του EUVI-B. Στις εικόνες αυτές φαίνεται ότι όλες οι κινήσεις του πλάσματος λαμβάνουν τόπο στην περιοχή του νήματος, που διατρέχει το κέντρο δράσης από τα ανατολικά προς τα δυτικά. Οι ροές και οι βρόχοι που καταρρέουν κατευθύνονται και οι δύο από το τα δυτικά προς τα ανατολικά, προς την ίδια κατεύθυνση. Στον πίνακα 5.1 δίνονται συγκεντρωτικά όλες οι χρονικές στιγμές που συμβαίνουν τα παραπάνω φαινόμενα.

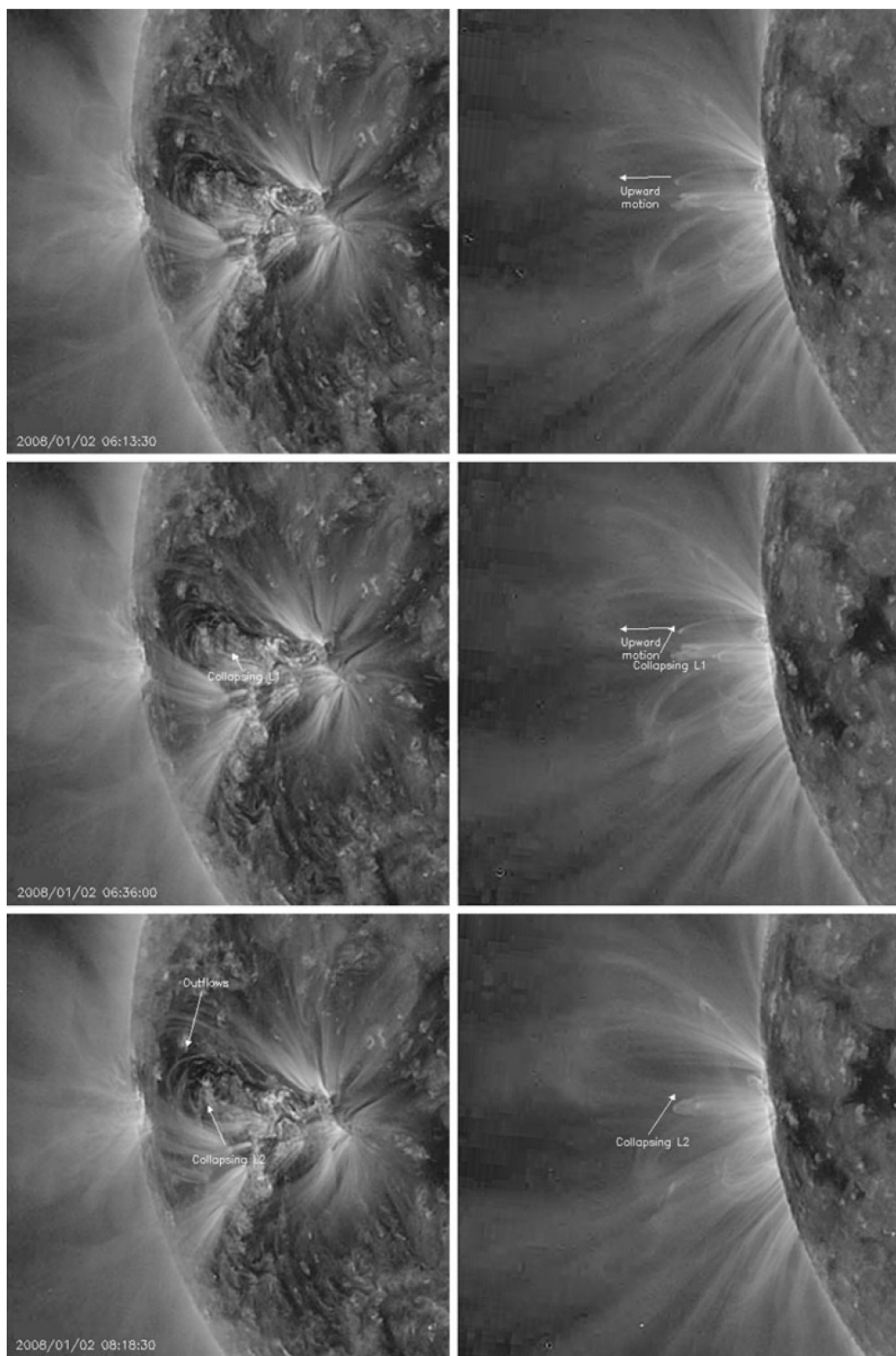
5.2.2 Χρονική Εξέλιξη του Ύψους του CME

Αρχικά, το σύστημα των βρόχων φαίνεται να είναι σταθερό, χωρίς να υπάρχουν εμφανείς κινήσεις πέραν της ηλιακής περιστροφής, έως τις 06:13:00 UT, όπου αρχίζουν να εμφανίζονται κινήσεις μέσα στο σύστημα των βρόχων. Στις 06:31:30 UT ολόκληρο το σύστημα πλέον αρχίζει και κινείται προς τα πάνω. Οι μετρήσεις του ύψους συναρτήσεως του χρόνου που ελήφθησαν έχουν ως σημείο αναφοράς του ύψους την κορυφή του συστήματος των βρόχων. Μέχρι τις 08:30:00 UT, όπου το σύστημα κινείται πολύ αργά, οι μετρήσεις έγιναν ανά 10 min (4 εικόνες), ενώ από εκεί και πέρα οι μετρήσεις έγιναν ανά 2.5 min.

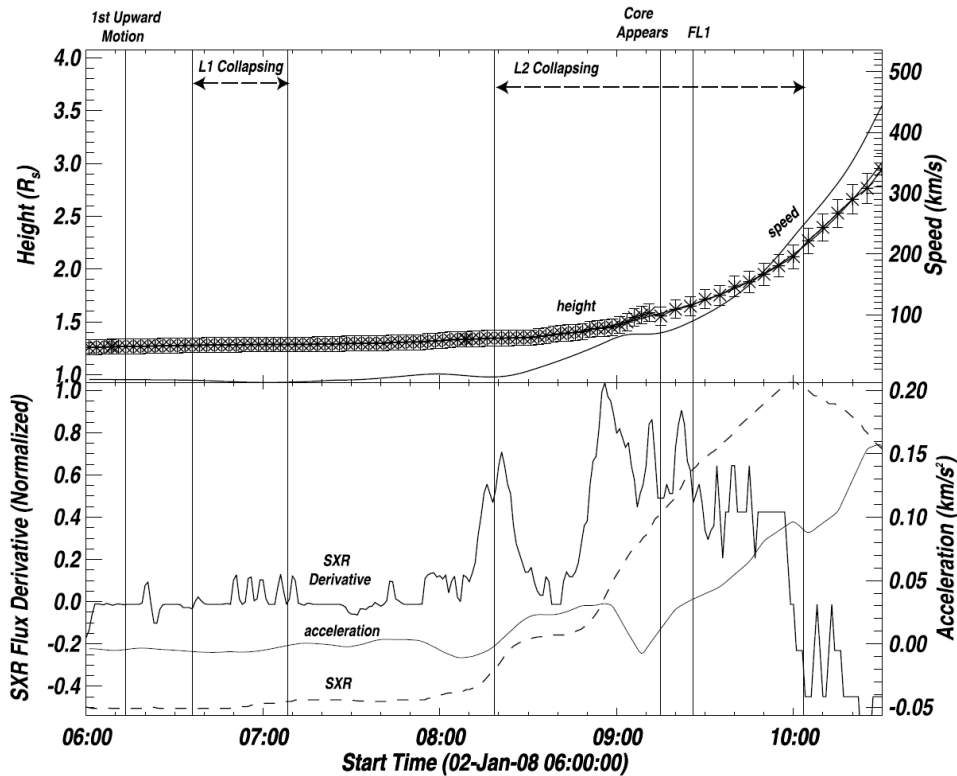
Το EUVI-A ήταν σε θέση να μετρήσει την κορυφή του βρόχου μέχρι τις 09:18 UT, όπου και το CME βγαίνει εκτός του οπτικού πεδίου του τηλεσκοπίου. Από εκεί και πέρα, για να ληφθεί το πλήρες προφίλ της κινητικής εξέλιξης του CME κατά τη διάρκεια της SXR έκλαμψης, οι υπόλοιπες μετρήσεις έγιναν από το όργανο COR1-A. Οι μετρήσεις συγκεντρώνονται στο σχήμα 5.3. Οι μετρήσεις του COR1-A ξεκινάνε από την κάθετη γραμμή που σηματοδοτεί την εμφάνιση του πυρήνα του CME.

Κατά τη μελέτη της μεταβολής του ύψους δεν επιχειρήθηκε να γίνει τριγωνοποίηση των δεδομένων από με τις εικόνες του STEREO-B, καθώς το CME φαίνεται μόνο στο χρονικό διάστημα 08:51-09:08 UT στις εικόνες του EUVI-B, και μάλιστα είναι δυσδιάκριτο και διάχυτο, με αποτέλεσμα να είναι ασαφής η θέση του μετώπου. Όμως, η θέση του EUVI-A είναι τέτοια, ώστε η προβολή να μην επηρεάζει τις μετρήσεις, καθώς το CME κινείται περίπου πάνω στο επίπεδο του ουρανού.

Για την εξαγωγή των προφίλ της ταχύτητας και της επιτάχυνσης, πραγματοποιήθηκε πρώτα λείανση των δεδομένων του ύψους. Η λείανση έγινε σύμφωνα με τη μέθοδο των Patsourakos et al. (2010b). Τα αποτελέσματα δίνονται στο σχήμα 5.3, όπου η ταχύτητα φαίνεται στο πάνω διάγραμμα, ενώ η επιτάχυνση στο κάτω. Στο κάτω σχήμα, δίνεται επίσης η καμπύλη της έντασης των SXR και της παραγωγού αυτής, που θεωρείται σαν πρόδρομος γεγονός των απελευθέρωσης



Σχήμα 5.2: Στιγμιότυπα την έκρηξης σε ταυτόχρονες εικόνες από το EUVI-A (αριστερή στήλη) και το EUVI-B (δεξιά στήλη). Πάνω στις εικόνες φαίνονται οι βρόχοι που καταρρέουν και σημειώνονται οι παρατηρούμενες ροές κατά μήκος του νήματος (Vourlidas et al., 2012b).



Σχήμα 5.3: Πάνω: Τα διαγράμματα της μεταβολής του ύψους και της ταχύτητας του CME συναρτήσει του χρόνου. Κάτω: Τα διαγράμματα της επιτάχυνσης, της κανονικοποιημένης έντασης των SXR και της κανονικοποιημένης παραγώγου των SXR συναρτήσει του χρόνου. Πάνω στο σχήμα σημειώνονται τα χαρακτηριστικά γεγονότα που λαμβάνουν τόπο κατά την εκκίνηση του CME (Vourlidis et al., 2012b).

ενέργειας. Και οι δύο καμπύλες είναι κανονικοποιημένες ως προς το μέγιστό τους. Η καμπύλη προκύπτει από μετρήσεις ανά 1 min του GOES (φίλτρο 1-8Å).

Η τελευταία μέτρηση από το COR1-A έγινε στις 10:50:18 UT, αλλά στο διάγραμμα φαίνονται μόνο οι μετρήσεις έως τις 10:30:00 UT. Σε αυτό το σημείο, το CME είχε φτάσει σε ύψος $3R_{\odot}$ και είχε ταχύτητα 420 km s^{-1} . Τόσο η ταχύτητα όσο και η επιτάχυνση στο ύψος αυτό είναι συνεπείς με τα αποτελέσματα των Zhao et al. (2010), που βασίστηκαν σε μετρήσεις μετά τις 10:00 UT και χρησιμοποίησαν διαφορετικές τεχνικές.

Από τα παραπάνω διαγράμματα, αρχικά παρατηρείται ότι η καμπύλη επιτάχυνσης του CME ακολουθεί με καθυστέρηση την καμπύλη των SXR, όπως έχει παρατηρηθεί και σε άλλες περιπτώσεις (πχ Zhang et al. 2004; Temmer et al. 2008). Το γεγονός αυτό έχει να κάνει με τη σταδιακή και αργή εκκίνηση του CME. Εν γένει, τα απότομα CMEs τείνουν να έχουν χρονική διαφορά ανάμεσα στην καμπύλη της επιτάχυνσης και την καμπύλη των SXR, καθώς για να σημειωθεί το μέγιστο στην επιτάχυνση, χρειάζεται να θερμανθεί το χρωμοσφαιρικό πλάσμα και να γεμίσει τους βρόχους με θερμό πλάσμα (Patsourakos et al., 2010b). Στην υπό μελέτη περίπτωση, η καμπύλη των SXR παρουσιάζει μέγιστο στις 10:00 UT, τη στιγμή που αρχίζουν και εμφανίζονται οι βρόχοι από την έκλαμψη (flaring arcade).

Η καμπύλη των SXR της έκλαμψης παρουσιάζει μια ιδιομορφία, καθώς παρουσιάζει δύο σημεία καμψής. Το πρώτο είναι το διάστημα 08:25-08:50 UT, και το δεύτερο εμφανίζεται στις 09:20 UT. Και τα δύο εμφανίζονται πριν από το μέγιστο της έκλαμψης στις 10:00 UT. Η καμπύλη της επιτάχυνσης του CME μεταβάλλεται με τον ακριβώς ίδιο τρόπο, σχεδόν στις ίδιες χρονικές στιγμές. Σημεία καμψής που μπορούν να παρατηρηθούν στην καμπύλη των SXR βρίσκονται στις χρονικές

στιγμές 08:30, 08:55, 09:10, 09:20, 09:55 και 10:25 UT. Αυτά τα σημεία αντιστοιχούν σε αύξηση της έντασης των SXR και σε κορυφές της παραγώγου τους. Ο συσχετισμός ανάμεσα στην αύξηση των SXR και την επιτάχυνση είναι θετικός, με εξαίρεση το σημείο στις 09:10 UT, το οποίο όταν συμβαίνει το CME βρίσκεται σε μία μικρή φάση επιβράδυνσης.

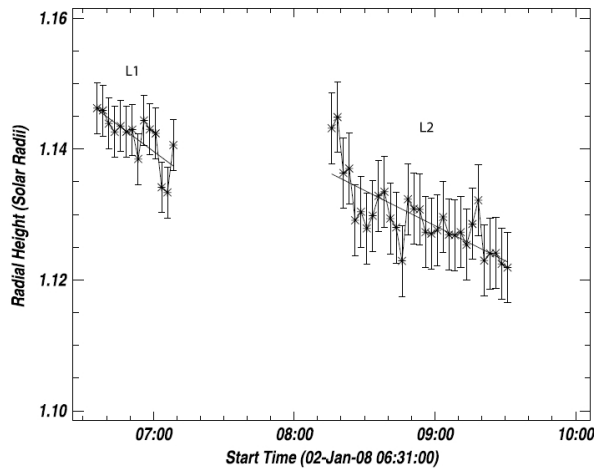
Τα μέγιστα στην καμπύλη της επιτάχυνσης βρίσκονται περίπου 5 min μετά από τα μέγιστα των SXR. Ακόμα, υπάρχει ένδειξη για μια μικρή επιτάχυνση στις 07:00 UT, όπου οι SXR μεταβάλλονται ελαφρώς. Καθώς οι μεταβολές στα SXR είναι αποτέλεσμα απελευθέρωσης ενέργειας στο στέμμα, είναι πιθανό η σχέση ανάμεσα στην καμπύλη της επιτάχυνσης και στην καμπύλη των SXR να οφείλεται στην ίδια ενέργεια που απελευθερώθηκε. Κατά τη διάρκεια του πρώτου μεγίστου των SXR, από τις 08:20 έως τις 09:00 UT, η ταχύτητα του CME αυξήθηκε από 5km s^{-1} σε 80km s^{-1} . Για τη περαιτέρω μελέτη της συσχέτισης ανάμεσα στα SXR και της επιτάχυνση του CME, εξετάζονται περισσότερο οι διάφορες φάσεις της εκκίνησης του CME

5.2.3 Βρόχοι που Καταρρέουν

Στην υπό μελέτη περιοχή βρέθηκαν δύο συστήματα βρόχων, τα L1 και L2, τα οποία καταρρέυσαν κατά τη διάρκεια της ανόδου του CME. Το πρώτο σύστημα, το L1, φαίνεται σαν ένας μονός λαμπρός βρόχος, που ξεχωρίζει από τις υπόλοιπες δομές στις εικόνες του EUVI-A επειδή προβάλλεται πάνω σε μια περιοχή χαμηλής εκπομπής στα 171\AA , που μετέπειτα εξελίσσεται στην κοιλότητα του CME. Ο βρόχος αυτός φαίνεται να αρχίζει να καταρρέει στις 06:36 UT και εξαφανίζεται από τις εικόνες στις 07:21 UT. Ο βρόχος, δεν συστέλλεται απλώς, όπως έχει παρατηρηθεί σε άλλες περιπτώσεις (Hudson, 2011), αλλά κινείται στο χώρο και κατευθύνεται προς το εσωτερικό της κοιλότητας. Κατά τη διάρκεια που συμβαίνει αυτό, η κοιλότητα ανεβαίνει και διαστέλλεται. Η συμπεριφορά αυτή, και ιδιαίτερα η εξαφάνιση του βρόχου, υποδεικνύει τη μαγνητική συσχέτιση του βρόχου και της κοιλότητας.

Ο βρόχος L1, είναι ένας πολύ ψηλός βρόχος, με ύψος $0.15R_{\odot}$ ή $1.04 \times 10^5\text{km}$. Στις εικόνες όμως του EUVI-B είναι δύσκολο να παρατηρηθεί, καθώς ο βρόχος είναι σχεδόν προς την ευθεία παρατήρησης του οργάνου, και η απόσταση των ποδιών του είναι πολύ μικρή. Όμως, ο βρόχος γίνεται εμφανής όταν αρχίζει να κινείται. Η μέτρηση της μεταβολής της θέσης του βρόχου έγινε με χρήση της ρουτίνας `scc_measure.pro`, που όπως περιγράφηκε και στην παράγραφο 3.4.2, επιλέγοντας την θέση της δομής στις παρατηρήσεις των δύο οργάνων, A και B, υπολογίζει τις ηλιογραφικές συντεταγμένες της θέσης αυτής. Ως κορυφή του βρόχου στο EUVI-B επιλέχθηκε μια λαμπρή κορυφή που προέκυπε στην ευθεία παρατήρησης που ορίζει η θέση της κορυφής στην εικόνα του EUVI-A από το `scc_measure`. Στην παρούσα μελέτη, μετρήθηκε η ακτινική μεταβολή της θέσης της κορυφής του βρόχου. Οι μετρήσεις που ελήφθησαν δίνονται στο σχήμα 5.4. Παρόλο το μεγάλο σφάλμα επιλογής της θέσης, τελικώς διαφαίνεται μια καθαρή τάση κίνησης προς τα κάτω. Η διασπορά στις μετρήσεις του ύψους προέρχεται από δυσκολία επιλογής της θέσης σε ορισμένες εικόνες. Οι μετρήσεις της θέσης ελήφθησαν τρεις φορές χωρίς να είναι δυνατόν να μειωθεί η διασπορά αυτή. Παρόλο που η διασπορά των θέσεων στην κάθε χρονική στιγμή μεταξύ των τριών μετρήσεων ήταν μικρή, ως σφάλμα τελικώς επιλέχθηκε η τυπική απόκλιση όλων των μετρήσεων. Δεδομένου αυτού του σφάλματος και της διασποράς των θέσεων, έγινε προσαρμογή ενός πολυωνύμου πρώτης τάξης, υποθέτοντας δηλαδή, σταθερή ταχύτητα. Η ταχύτητα που προέκυψε είναι -3km s^{-1} .

Μια ώρα περίπου αργότερα, στις 08:18 UT, μια μεγαλύτερη ομάδα βρόχων, η L2, ξεκίνησε να καταρρέει ακολουθώντας την ίδια πορεία προς την κοιλότητα που ακολούθησε και ο βρόχος L1 (σχ. 5.5). Το σύστημα αυτό αποτελείται από βρόχους ίδιου ύψους με τον L1 ($0.15R_{\odot}$). Η κίνηση της ομάδας είναι εμφανής χάρη στις ταυτόχρονες παρατηρήσεις από τις δύο οπτικές γωνίες, καθώς η προβολή των βρόχων μπροστά από την κοιλότητα είναι που τους κάνει εμφανείς. Αντίστοιχα με το βρόχο L1, η ανίχνευση των δομών στο EUVI-B χρειάζεται ιδιαίτερη προσοχή. Τα αποτελέσματα των μετρήσεων του ύψους συναρτήσει του χρόνου δίνονται στο σχήμα 5.4. Το ύψος του L2 τα πρώτα 15min φθίνει απότομα, και στη συνέχεια ακολουθεί μια πιο αργή συστολή. Προσαρμόζοντας πάλι ένα πολυώνυμο πρώτης τάξης στις μετρήσεις, προκύπτει ότι η μέση κίνηση του βρόχου κατά την



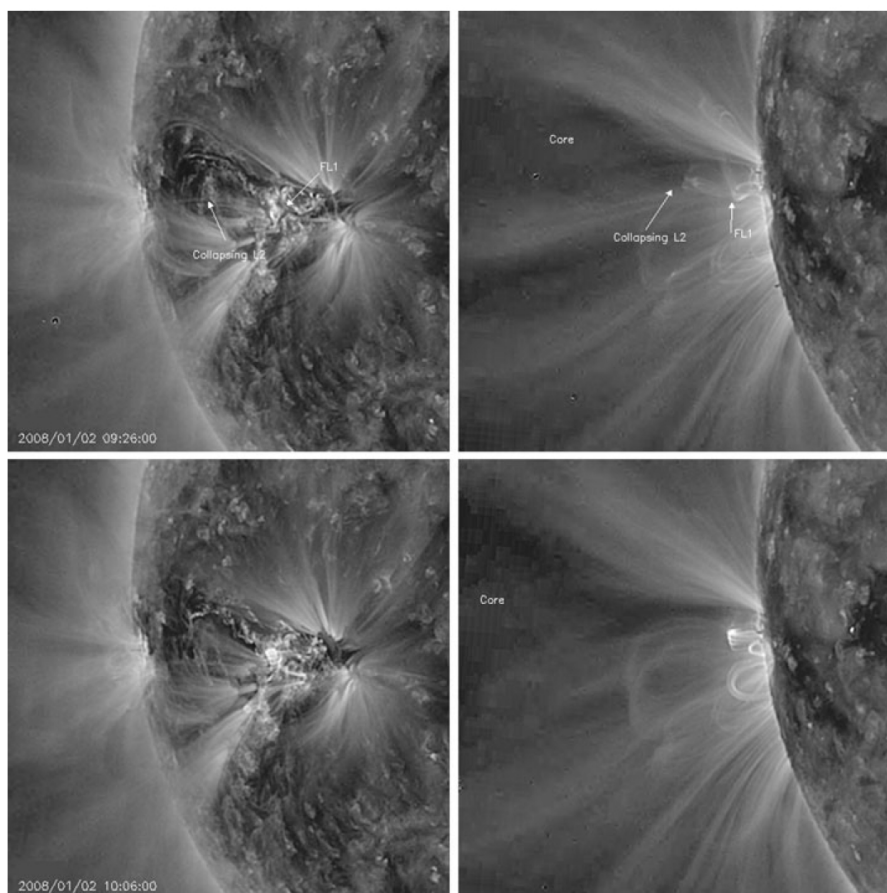
Σχήμα 5.4: Η καθ' ύψος μεταβολή των υπό κατάρρευση συστημάτων βρόχων L1 και L2, όπως μετρήθηκε από την μεταβολή της ακτινικής απόστασης τους από τριγωνοποίηση παρατηρήσεων των EUVI-A/B στα 171Å. Οι συνεχείς γραμμές είναι πολυωνυμικές προσαρμογές πρώτης τάξης, που αντιστοιχούν σε ταχύτητες -3km s^{-1} και -2km s^{-1} για τα L1 και L2 αντίστοιχα (Vourlidis et al., 2012b).

κατάρρευση του έχει μια ταχύτητα της τάξης των -2km s^{-1} . Το σύστημα των βρόχων L2 καταρρέει προς την βάση του εκρηκτικής περιοχής, και εξαφανίζεται σε ύψος $0.12R_{\odot}$. Κατά τη διάρκεια της κατάρρευσης η κοιλότητα ανέρχεται εμφανώς, όπως φαίνεται στο σχήμα 5.3. Ταυτόχρονα, η εξαφάνιση του L2 συμπίπτει με το μέγιστο της έκλαμψης. Κατά τη διάρκεια της κατάρρευσης της δομής L2, εμφανίζονται στις περιοχές των ποδιών του L2 και οι πρώτοι βρόχοι της έκλαμψης (flaring loops).

Η σύμπτωση των βρόχων που καταρρέουν με την άνοδο και της αύξηση του μεγέθους της δομής που θα εκτιναχθεί υποδηλώνει τη μαγνητική σύνδεση μεταξύ των δύο, και αναμένεται από τα στάνταρ μοντέλα των CMEs. Τα μοντέλα αυτά δείχνουν ότι καθώς ο σωλήνας ροής ανέρχεται, σχηματίζεται πίσω του ένα φύλλο ρεύματος, και η επανασύνδεση των γραμμών που συμβαίνει στην περιοχή εκείνη, δημιουργεί μια υποπίεση στην περιοχή, η οποία οδηγεί στην έλξη των γειτονικών μαγνητικών γραμμών. Το κενό αυτό που δημιουργείται, και η επακόλουθη ροή θα συμβεί κατά μήκος του καναλιού που γίνεται η έκρηξη (το νήμα στις περισσότερες των περιπτώσεων). Καθώς τα περισσότερα μοντέλα είναι δισδιάστατα, η περιγραφή της επανασύνδεσης είναι συμμετρική ως προς την κέντρο της ουδέτερης γραμμής (ή το νήμα), και συμβαίνει κατά μήκος της. Σε αυτή την περίπτωση, οι ροές προς τα μέσα εμφανίζονται να συμβαίνουν και από τις δύο πλευρές του φύλλου ρεύματος (σχ. 4.25).

Δεν σημαίνει όμως ότι αυτό πρέπει να συμβαίνει κατ' ανάγκη στη γενική μη συμμετρική περίπτωση, και το πιο πιθανό είναι ότι οι πραγματικές παρατηρήσεις αποκλείουν από την συμμετρική αυτή περιγραφή. Οι εκρηκτικές προεξοχές (που συνήθως γίνεται ο πυρήνας του CME), πολλές φορές ανέρχονται ασύμμετρα, και έχουν ως αποτέλεσμα οι επανασυνδέσεις να συμβαίνουν σταδιακά κατά πλάτος και κατά μήκος της προεξοχής. Αν η έκρηξη ξεκινήσει από τη μία άκρη της προεξοχής, θα διαδοθεί από αυτό το άκρο προς το άλλο, αντί να ξεκινήσει από τη μέση της προεξοχής και να διαδοθεί προς τα έξω και προς τις δύο κατευθύνσεις όπως ορίζει η συμμετρική περίπτωση (πχ Li and Zhang 2009). Σε αυτή την περίπτωση, το κενό θα δημιουργηθεί στην μία άκρη της προεξοχής, και οι ροές προς τα μέσα θα εμφανιστούν εκεί. Μια τέτοια ασύμμετρη έκρηξη έχει συζητηθεί από τους Patsourakos et al. (2010a).

Συνεπώς, αναμένεται οι ροές προς τα μέσα (πχ οι βρόχοι L1 και L2) να συμβαίνουν προς την περιοχή της προεξοχής και πίσω από αυτήν. Ακόμα, οι ροές θα εμφανιστούν στην περιοχή όπου ο σωλήνας ροής θα αναδυθεί πρώτα, και όχι συμμετρικά, και θα υπάρχει συσχέτιση ανάμεσα στην αύξηση του σωλήνα ροής και της ροής προς τα μέσα. Συνεπώς, τα συστήματα των βρόχων

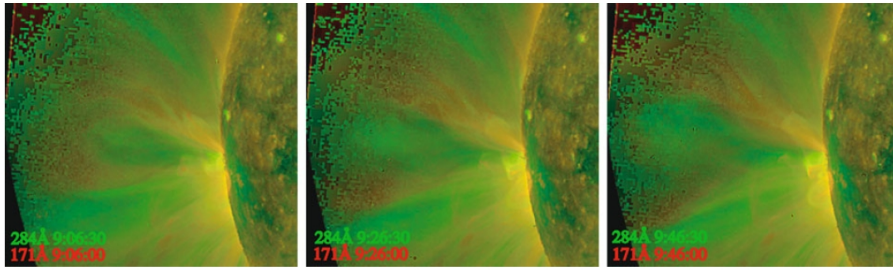


Σχήμα 5.5: Η εξέλιξη της κατάρρευσης του συστήματος των βρόχων L2. Η δεξιά και αριστερή στήλη είναι παρατηρήσεις των EUVI-B/A αντίστοιχα. Στην πάνω σειρά φαίνονται οι εικόνες κατά τη διάρκεια της κατάρρευσης, όπου το CME έχει αρχίσει να ανεβαίνει, ο πυρήνας του έχει γίνει εμφανής, και τα flaring loops (FL1) έχουν αρχίσει να εμφανίζονται στην περιοχή των ποδιών των βρόχων L2. Στην κάτω σειρά οι βρόχοι L2 έχουν εξαφανιστεί και στη θέση τους έχουν εμφανιστεί πολλαπλοί λαμπροί βρόχοι (Vourlidas et al., 2012b).

L1 και L2 συμφωνούν με όλα τα παραπάνω, και αποτελούν άμεση ένδειξη της διαδικασίας του σχηματισμού του σωλήνα ροής μέσω της διαδικασίας της επανασύνδεσης των γειτονικών βρόχων στην εκρηκτική περιοχή.

5.2.4 Ανίχνευση του Πυρήνα του Σωλήνα Ροής

Το υπό μελέτη CME έχει την δομή των τριών μερών που έχουν συνήθως τα CME στις παρατηρήσεις του STEREO από τα όργανα COR1 και COR2 (Zhao et al., 2010). Το μέτωπο (front) και η κοιλότητα (cavity) είναι εμφανή στις παρατηρήσεις του 171Å του EUVI-A. Ο πυρήνας (core) όμως, σε αυτό το μήκος κύματος είναι διάχυτος και δυσδιάκριτος. Στα 195Å ο πυρήνας δεν είναι ευδιάκριτος, παρά μετά τις 09:15 UT όπου εμφανίζεται μια διάχυτη δομή. Στα 304Å, δεν μπορεί να γίνει διάκριση της εκρηκτικής προεξοχής. Ο πυρήνας του CME είναι ευδιάκριτος στα 284Å, που είναι η φασματική γραμμή του Fe XV σε θερμοκρασία σχηματισμού τα 1.8MK. Σε παρατήρηση στις 09:26:30 UT ο πυρήνας είναι ευδιάκριτος στα 284Å, ενώ σχεδόν ταυτόχρονα, στις 09:26 UT στα 171Å ο πυρήνας είναι δυσδιάκριτος (σχ. 5.6). Συνεπώς, η έλλειψη εκπομπής από στα 171Å (0.9MK) στην περιοχή του πυρήνα, και η εκπομπή στα 284Å υποδηλώνει το πλάσμα του πυρήνα



Σχήμα 5.6: Στις εικόνες αυτές φαίνεται η επικάλυψη των εικόνων στα 171Å (0.9MK) (κόκκινο) και στα 284Å (1.8MK) (πράσινο) του EUVI-A. Οι εικόνες έχουν ληφθεί σχεδόν ταυτόχρονα. Το ποιο χρώμα κυριαρχεί σε κάθε περιοχή υποδηλώνει τη θερμοκρασία του πλάσματος στην περιοχή αυτή. Ο πυρήνας του CME στην εικόνα στις 09:26 UT είναι πράσινος, δηλαδή πιο θερμός από το μέτωπο του CME (Vourlidas et al., 2012b).

του CME προέρχεται από πιο μεγάλες θερμοκρασίες.

Αυτό είναι ένα αποτέλεσμα που προβλέπεται από τα μοντέλα, και έχει επιβεβαιωθεί από τις πρόσφατες παρατηρήσεις του SDO (Cheng et al., 2011). Συνεπώς, ο πυρήνας του CME στο υπό μελέτη γεγονός είναι πολύ θερμός, και βρίσκεται στο πίσω μέρος της κοιλότητας, μέσα στην εκρηκτική δομή. Μόλις αναγνωριστεί ο πυρήνας στα 284Å, είναι εύκολο να εντοπιστεί και σε άλλες φασματικές γραμμές.

5.2.5 Ροές Κατά Μήκος του Νήματος

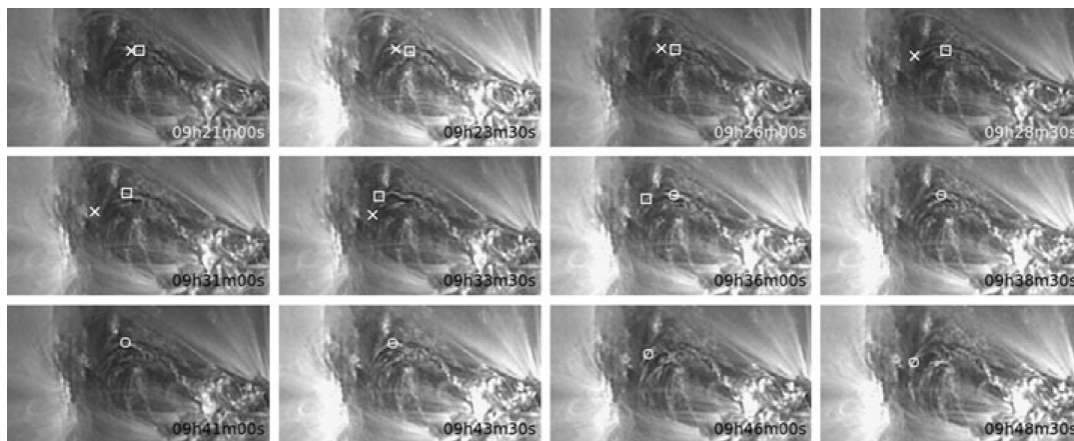
Καθ' όλη τη διάρκεια του γεγονότος, παρατηρούνται ροές κατά μήκος του νήματος, οι οποίες γίνονται πιο εμφανείς σε ένα λύγισμα που κάνει το νήμα στο ανατολικό του άκρο. Το νήμα έχει τη δυτική άκρη του στην ενεργό περιοχή, και την ανατολική άκρη του στον ήρεμο ήλιο. Στις παρατηρήσεις στα 171Å, το νήμα φαίνεται σαν μια συλλογή από σκοτεινά νηματίδια, λόγω της απορρόφησης του ψυχρού πλάσματος του νήματος.

Οι ροές φαίνονται να εξελίσσονται σε δύο φάσεις. Η πρώτη φάση είναι από την αρχή του φαινομένου μέχρι τις 08:28 UT, όπου οι ροές είναι λαμπρές. Στη δεύτερη φάση, που διαρκεί μέχρι τις 10:06 UT η ροή αποκτά χαρακτήρα σβόλων πλάσματος (blobs). Μερικά από αυτά τα blobs φαίνονται στην εικόνα 5.7. Τα σύμβολα που χρησιμοποιούνται στην εικόνα αυτή (κύκλος, τετράγωνο, σταυρός) δείχνουν τη θέση των blobs που ανιχνεύθηκαν. Στην εικόνα 5.8 δίνεται η περιοχή του νήματος, στραμμένη κατά τρόπο ώστε να είναι πιο εμφανής η κίνηση των blobs. Με τη λευκή γραμμή είναι ενωμένες οι διαδοχικές θέσεις των blobs.

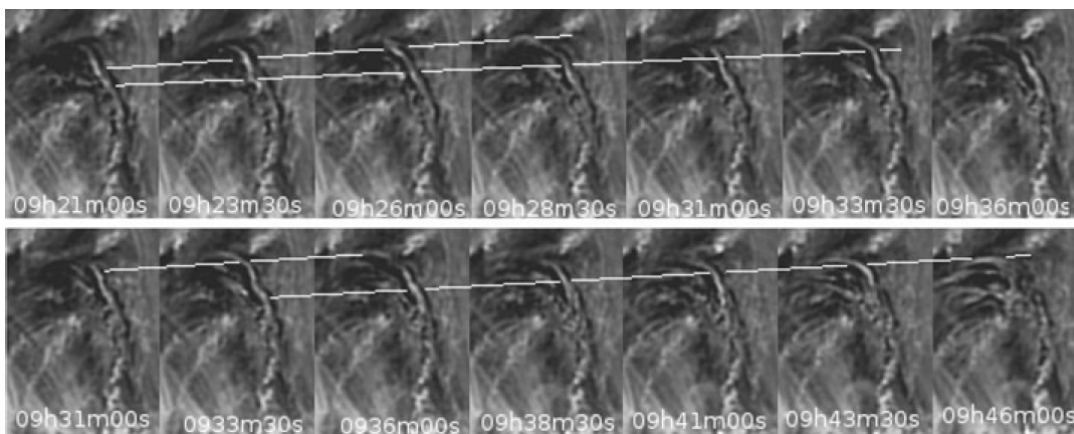
Αφού ανιχνεύθηκαν τα blobs, μετρήθηκαν οι ταχύτητές τους. Όταν το μέγεθος του blob ήταν μικρό (πχ. στις 09:23:00 UT), η θέση τους θεωρείται ως η συντεταγμένη τους στην εικόνα. Όταν τα blobs γίνονται πιο εκτεταμένα, η θέση τους λαμβάνεται ως το μέσο σημείο κατά μήκος τους, και το συνολικό μήκος ως η αβεβαιότητα της θέσης.

Λόγω του ότι τα blobs βρίσκονται χαμηλά στο στέμμα, δεν ήταν ορατά από το EUVI-A. Επειδή γνωρίζουμε την γωνιακή απόσταση των EUVI-A και EUVI-B και τη θέση των ροών στο EUVI-B, υπολογίζεται ένα άνω όριο του ύψους του νήματος ως $0.0015R_{\odot}$, ή $10.5 \times 10^4 \text{ km}$. Καθώς αυτά κινούνται παράλληλα στην επιφάνεια και σε ένα μικρό μήκος, δεν χρειάζεται διόρθωση λόγω της σφαιρικής γεωμετρίας. Η απόκλιση είναι μόλις 4% για το γωνιακό μήκος των 30° ολόκληρου του νήματος, ενώ τα blobs κινούνται σε ένα μικρό μήκος αυτού. Όμως, οι διορθώσεις λόγω της εγγύτητας της δομής στο χείλος πρέπει να ληφθούν υπ' όψη. Οι ροές μετρούνται σε περίπου ηλιογραφικό μήκος 65° ανατολικά, και συνεπώς η διόρθωση είναι $\sim 1/\cos(65^\circ) \sim 2.36$. Οι μέσες ταχύτητες των blobs μετά τις διορθώσεις του φαινομένου προβολής φαίνονται στον πίνακα 5.2. Κάθε blob ονομάζεται με βάση το σύμβολο με το οποίο απεικονίζεται στην εικόνα 5.7.

Η σχέση των ροών με την εκκίνηση του CME δεν είναι άμεσα εμφανής. Αρχικά, φαίνεται να είναι υλικό που ρέει από την ενεργό περιοχή προς τον ήρεμο ήλιο, καθώς κατευθύνονται προς αυτή



Σχήμα 5.7: Ροές κατά μήκος του νήματος. Τα σύμβολα δηλώνουν τη θέση συγκεκριμένων blobs σε διαφορετικές χρονικές στιγμές (Vourlidis *et al.*, 2012b).



Σχήμα 5.8: Ο εντοπισμός των blobs στις εικόνες του EUVI-B. Η περιοχή έχει περιστραφεί για να φαίνεται η κίνηση των blobs ευκολότερα. Οι γραμμές που ενώνουν τα blobs δείχνουν την αλληλαγή της θέσης τους. Στα πάνω σχήματα, η πάνω γραμμή ακολουθεί την κίνηση του blob με σύμβολο X του σχήματος 5.7, ενώ η κάτω γραμμή ακολουθεί την κίνηση του blob με σύμβολο το τετράγωνο. Στα κάτω σχήματα, η πάνω γραμμή ακολουθεί την κίνηση του blob με σύμβολο το τετράγωνο και η κάτω γραμμή την κίνηση του blob με σύμβολο τον κύκλο (Vourlidis *et al.*, 2012b).

Πίνακας 5.2: Οι μέσες ταχύτητες για κάθε ένα από τα τρία blobs. Τα ονόματα αντιστοιχούν στο σύμβολο που χρησιμοποιήθηκε για την απεικόνιση της θέσης τους στο σχήμα 5.7 (Vourlidas et al., 2012b).

Blob	Ταχύτητα (km s^{-1})	Σφάλμα (km s^{-1})
X	125	5.3
Τετράγωνο	116	4.9
Κύκλος	130	5.4

την κατεύθυνση. Τέτοια συμπεριφορά είναι γνωστή στις παρατηρήσεις στο EUVI, και σχετίζεται πάντα με νήματα ενεργών περιοχών που εκτείνονται στον ήρεμο ήλιο. Ένα γεγονός στις 3 Απριλίου 2010 που αναλύθηκε από τους Seaton et al. (2011) και συνδέει τέτοιες ροές με κρύο πλάσμα που φεύγει από την περιοχή, πιθανώς να συνδέεται με την μετέπειτα εκκίνηση ενός CME.

Η φύση των ροών του νήματος αλλάζει γύρω στις 08:28 UT, από επιμήκης ροές σε μικρότερα blob, υποδεικνύονται ή την μείωση του υλικού που κινείται κατά μήκος του νήματος, ή την ψύξη του πλάσματος. Ταυτόχρονα, το CME υπέστη εκείνη τη στιγμή την πρώτη αύξηση της επιτάχυνσης του. Αυτή η συσχέτιση, φαίνεται να υποστηρίζει την ερμηνεία των ροών των Seaton et al. (2011), ως υλικό που φεύγει από την περιοχή και υποδηλώνει ότι η βαρύτητα μπορεί να επηρεάζει το αρχικό προφίλ της επιτάχυνσης των CMEs.

Μια εναλλακτική ερμηνεία του φαινομένου είναι η ροή σιφωνίου. Τα blobs κινούνται κατά μήκος κλειστών γραμμών του νήματος, και η κίνηση των blobs είναι προς την αντίθετη κατεύθυνση από την οποία αναδύεται νέα μαγνητική ροή, όπου εισέρχεται ενέργεια στην περιοχή, οδηγώντας σε μεγαλύτερες πιέσεις του πλάσματος. Συνεπώς, μια άλλη ερμηνεία του φαινομένου είναι ότι οι ροές μπορούν να αποτελούν ροές σιφωνίου, λόγω της διαφοράς πίεσης μεταξύ των δύο ποδιών του νήματος (Cargill and Priest, 1980, 1982).

5.3 Σύνοψη

Στο παρών τμήμα της εργασίας έγινε μελέτη της εκκίνησης και του σχηματισμού μιας CME στις 2 Ιανουαρίου 2008, χρησιμοποιώντας παρατηρήσεις από δύο οπτικές γωνίες του STEREO/EUVI στο EUV, χαμηλά στο στέμμα. Οι εικόνες που μελετήθηκαν ήταν στις φασματικές γραμμές 171Å, με ρυθμό λήψης 150s και 284Å, με ρυθμό λήψης τα 20min των EUVI-A/B. Το γεγονός που μελετήθηκε εξελισσόταν αρκετές ώρες, μέχρις ότου επιταχύνθηκε απότομα την ίδια ώρα περίπου που έλαβε τόπο στην περιοχή μια έκλαμψη στις SXR. Η γεωμετρία της δομής υπό τις παρατηρήσεις του STEREO, σε συνδυασμό με την σταδιακή μεταβολή του φαινομένου, επέτρεψε τη λεπτομερή μελέτη της εξέλιξης της περιοχής μέχρι το σχηματισμό του CME, και τη συσχέτιση του με την ενέργεια της έκλαμψης.

Το προφίλ της επιτάχυνσης του CME είναι αρκετά μεταβλητό, με κορυφές και κοιλάδες. Η μεταβολές της επιτάχυνσης ήταν παρόμοιες με αυτές των μεταβολών των SXR, και είχαν μικρή υστέρηση μεταξύ τους. Η επιτάχυνση του CME μεγιστοποιείται στις 10:30:00 UT, 30min μετά το μέγιστο των SXR της έκλαμψης. Οι ανοδικές κινήσεις των βρόχων ξεκίνησαν στις 06:13 UT, 1 ώρα πριν από μία μικρή αύξηση της ροής των SXR, και 2 ώρες περίπου πριν από μια σημαντική αύξηση των SXR (σχ. 5.3).

Στην περιοχή του νήματος, ανιχνεύτηκαν δύο ομάδες από βρόχους που αρχικά ήταν σταθεροί, και στη συνέχεια κατέρρευσαν προς το εσωτερικό της κοιλότητας, για τις οποίες μετρήθηκε η τρισδιάστατη εξέλιξή τους. Οι βρόχοι αυτοί υφίστανται μικρή σμίκρυνση, και συνεπώς το μεγαλύτερο μέρος της κατάρρευσης τους οφείλεται λόγω της κλίσης τους προς το νήμα, κάτω από την κοιλότητα που συνεχώς ανεβαίνει σε ύψος. Οι βρόχοι αυτοί εμφανίζονται σε όλες τις γραμμές του EUVI, και εξαφανίζονται πάλι σε όλες σε ύψος περίπου $0.12R_{\odot}$. Μετά την εξαφάνιση των βρόχων, στη θέση των ποδιών τους αρχίζουν και σχηματίζονται λαμπροί βρόχοι (post-CME arcades). Η

κοιλότητα του CME, κατά την κατάρρευση της ομάδας βρόχων L2, αυξάνει πολύ σε μέγεθος και ύψος. Ως εκ τούτου, είναι πιθανό ότι τα δύο αυτά συστήματα βρόχων έλκονται πίσω από την διαστελλόμενη κοιλότητα που περικλείει τον πυρήνα, γεγονός που αναμένεται από τα μοντέλα της εκκίνησης των CMEs.

Ο πυρήνας του CME εντοπίζεται κατά κύριο λόγο στα 284Å (1.8MK). Αυτή η παρατήρηση υποστηρίζει ότι η κοιλότητα του CME περιέχει θερμό πλάσμα, γεγονός που παρατηρήθηκε και από παρατηρήσεις του AIA (Cheng *et al.*, 2011).

Κατά μήκος του νήματος, πριν από την έκρηξη, παρατηρούνται ροές για περίπου 3 ώρες. Η φύση των ροών αλλάζει απότομα από τις 08:30 UT και μετά, χρονική στιγμή που συμπίπτει με απότομη αύξηση της ταχύτητας της κοιλότητας. Αυτή η σύμπτωση υποδεικνύει ότι η αφαίρεση μάζας από το σύστημα πιθανώς να παίζει ρόλο στην εκκίνηση ενός CME. Οι κατευθύνσεις των ροών, από τα δυτικό άκρο προς τα ανατολικό άκρο του νήματος είναι σε συμφωνία με τους βρόχους που εμφανίζονται μετά της έκρηξη, και με την κατεύθυνση προς την οποία κατέρρευσαν μέσα στην κοιλότητα. Συνεπώς, η έκρηξη ξεκινά στο κέντρο της ενεργού περιοχής και διαδίδεται προς τα ανατολικά κατά μήκος του νήματος, προς την κατεύθυνση του ποδιού του νήματος στον ήλιο.

Παρόλο που δεν μπορεί να ειπωθεί το κατά πόσον ο σωλήνας ροής δημιουργήθηκε επιτόπου ή προϋπήρχε, σίγουρα, περαιτέρω ροή εισήχθη στο σύστημα κατά την άνοδό του. Είναι η δεύτερη φορά που παρατηρείται κάτι τέτοιο (Patsourakos *et al.*, 2010a), και είναι σε συμφωνία με τις προβλέψεις πολλών θεωρητικών μοντέλων (Lin *et al.*, 2004; Cheng *et al.*, 2011).

Οι παραπάνω παρατηρήσεις επιβεβαιώνουν προβλέψεις των σπάντων μοντέλων CME-εκλάμψεων (CSHKP), και υποδεικνύουν ότι τέτοια μοντέλα είναι αξιόπιστες αναπαραστάσεις εκρηκτικών διαδικασιών στο στέμμα.

Τα αποτελέσματα που παρουσιάστηκαν σε αυτό το κεφάλαιο έχουν δημοσιευτεί στο:

Vourlidas, A., Syntelis P., and Tsinganos, K., 2012, "Uncovering the Birth of a Coronal Mass Ejection from Two-Viewpoint SECCHI Observations", *Solar Phys.*, **280** p. 509-523.

Παράρτημα

Παράρτημα Α΄

Συστήματα συντεταγμένων για Στεμματικούς Βρόχους

Το παρακάτω κείμενο είναι μέρος των σημειώσεων του καθηγητή κ. Αλυσσαδράκη, και αφορά τα συστήματα συντεταγμένων στον ήλιο που χρησιμοποιούνται για τη μελέτη στεμματικών βρόχων, καθώς και τη μέθοδο ανακατασκευής της τρισδιάστατης δομής και της δυναμικής των βρόχων.

Α΄.1 Το Σύστημα του Βρόχου και οι Τοπικές Συντεταγμένες

Α΄.1.1 Μετασχηματισμοί συντεταγμένων

Έστω ένας επίπεδος βρόχος, που βρίσκεται πάνω σε ένα επίπεδο (x, z) , με τα πόδια του βρόχου να βρίσκονται πάνω στον άξονα x , και την αρχή του συστήματος συντεταγμένων να βρίσκεται στο μέσο της απόστασης των δύο ποδιών του βρόχου. Το σύστημα αυτό, ονομάζεται *σύστημα του βρόχου* (*loop system*).

Έστω το σύστημα (x_l, y_l, z_l) , το *τοπικό σύστημα συντεταγμένων* στο μέσο της απόστασης των δύο ποδιών του βρόχου, που ορίζεται με το x_l με φορά προς τη Δύση, το y_l με φορά προς τον Βορρά, και το z_l κάθετο στην στο επίπεδο (x_l, y_l) , δηλαδή στην ακτινική ακτινική διεύθυνση. Έστω α η γωνία που σχηματίζεται ανάμεσα στην ευθεία που ενώνει τα πόδια του βρόχου και τον άξονα x_l ($-\pi/2 < \alpha < \pi/2$), και β η γωνία της κλίσης του βρόχου ως προς την κάθετο z_l ($-\pi < \beta < \pi$) (σχήμα Α΄.1).

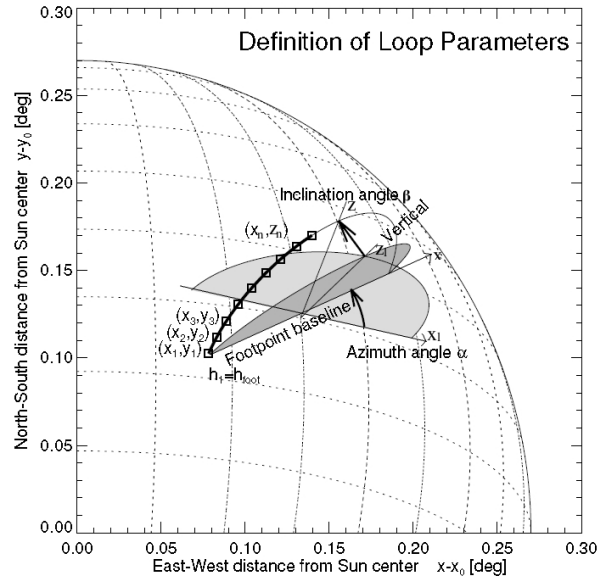
Ο μετασχηματισμός από το σύστημα του βρόχου (x, z) στο τοπικό σύστημα (x_l, y_l, z_l) γίνεται πρώτα στρέφοντας το σύστημα κατά β γύρω από τον άξονα x ,

$$\begin{aligned}x' &= x \\y' &= y \cos \beta + z \sin \beta \\z' &= -y \sin \beta + z \cos \beta\end{aligned}\tag{Α΄.1}$$

και έπειτα περιστρέφοντας το ενδιάμεσο σύστημα (x', y', z') κατά α γύρω από τον άξονα z' .

$$\begin{aligned}x_l &= x' \cos \alpha - y' \sin \alpha \\y_l &= x' \sin \alpha + y' \cos \alpha \\z_l &= z'\end{aligned}\tag{Α΄.2}$$

Συνδυάζοντας τις εξισώσεις (Α΄.1) και (Α΄.2) προκύπτει ο εξής μετασχηματισμός συντεταγμένων για τη μεταφορά από το σύστημα του βρόχου στο τοπικό σύστημα:



Σχήμα Α΄.1: Ο θρόχος είναι η καμπύλη με τα επιλεγμένα σημεία (x_n, y_n) , και πάνω σε αυτόν ορίζεται το σύστημα του θρόχου, (x, z) . Η γωνιά κλίσης β φαίνεται στο σχήμα, και η περιοχή σκούρου γκρι χρώματος είναι ο θρόχος μετά από στροφή κατά β . Η γωνία α της κλίσης των ποδιών του θρόχου φαίνεται στο σχήμα, και τη περιοχή με το ανοικτού γκρι χρώμα είναι ο θρόχος μετά από στροφή πρώτα κατά β και μετά κατά α (Τροποποιημένο σχήμα των [Aschwanden 2005](#)).

$$\begin{pmatrix} x_l \\ y_l \\ z_l \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \alpha & -\sin \alpha & 0 \\ \sin \alpha & \cos \alpha & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \beta & \sin \beta \\ 0 & -\sin \beta & \cos \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}$$

ή

$$\begin{pmatrix} x_l \\ y_l \\ z_l \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \alpha & -\sin \alpha \cos \beta & -\sin \alpha \sin \beta \\ \sin \alpha & \cos \alpha \cos \beta & \cos \alpha \sin \beta \\ 0 & -\sin \beta & \cos \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} \quad (\text{A.3})$$

ή σε διανυσματική μορφή,

$$\mathbf{x}_l = \mathbf{A} \cdot \mathbf{x} \quad (\text{A.4})$$

Ο αντίστροφος μετασχηματισμός του (A.1) είναι:

$$\begin{aligned} x &= x' \\ y &= y' \cos \beta - z' \sin \beta \\ z &= y' \sin \beta + z' \cos \beta \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

και του A.2 είναι:

$$\begin{aligned} x' &= x_l \cos \alpha + y_l \sin \alpha \\ y' &= x_l \sin \alpha + y_l \cos \alpha \\ z' &= z_l \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

οπότε, ο μετασχηματισμός από το τοπικό σύστημα στο σύστημα του βρόχου είναι:

$$\begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \beta & -\sin \beta \\ 0 & \sin \beta & \cos \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha & 0 \\ -\sin \alpha & \cos \alpha & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_l \\ y_l \\ z_l \end{pmatrix}$$

ή

$$\begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha & 0 \\ -\sin \alpha \cos \beta & \cos \alpha \cos \beta & -\sin \beta \\ -\sin \alpha \sin \beta & \cos \alpha \sin \beta & \cos \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_l \\ y_l \\ z_l \end{pmatrix} \quad (\text{A'.7})$$

ή σε διανυσματική μορφή:

$$\mathbf{x} = \mathbf{A}^{-1} \cdot \mathbf{x}_l \quad (\text{A'.8})$$

Α'.1.2 Εξίσωση του Επιπέδου του Βρόχου

Η εξίσωση που περιγράφει τη θέση του επιπέδου του βρόχου στο τοπικό σύστημα, προκύπτει για $y = 0$ από την εξίσωση (A'.8)

$$-x \sin \alpha \cos \beta + y \cos \alpha \cos \beta - z \sin \beta = 0 \quad (\text{A'.9})$$

Α'.2 Τοπικές Συντεταγμένες και Συντεταγμένες του Ουρανού

Α'.2.1 Μετασχηματισμοί Συντεταγμένων

Έστω (x_s, y_s, z_s) το σύστημα του ουρανού, με το επίπεδο (x_s, y_s) να είναι το επίπεδο του ουρανού (το επίπεδο στο οποίο βρίσκεται ο ηλιακός δίσκος σε μία παρατήρηση), όπου $\hat{\mathbf{y}}_s$ είναι στην κατεύθυνση της προβολής του άξονα περιστροφής του ήλιου στο επίπεδο του ουρανού, $\hat{\mathbf{x}}_s$ στην κατεύθυνση της Δύσης, και $\hat{\mathbf{z}}_s$ στην κατεύθυνση προς τον παρατηρητή (ευθεία παρατήρησης).

Έστω τώρα, οι ηλιογραφικές συντεταγμένες του κέντρου του τοπικού συστήματος, (ℓ, ϑ) , όπου ℓ το ηλιογραφικό μήκος και ϑ το ηλιογραφικό πλάτος. Το ηλιογραφικό πλάτος του κέντρου του ηλιακού δίσκου είναι B_0 .

Για το μετασχηματισμό των τοπικών συντεταγμένων στο σύστημα του ουρανού, πρώτα εκτελείται στροφή κατά ϑ γύρω από τον άξονα x_l , για να βρεθεί το σύστημα πάνω στον ηλιακό ισημερινό.

$$\begin{aligned} x' &= x_l \\ y' &= y_l \cos \vartheta + z_l \sin \vartheta \\ z' &= -y_l \sin \vartheta + z_l \cos \vartheta \end{aligned} \quad (\text{A'.10})$$

.Στη συνέχεια το νέο σύστημα, (x', y', z') , περιστρέφεται κατά ℓ γύρω από τον άξονα y' , ώστε το σύστημα να βρεθεί στην αρχή του συστήματος των Ηλιογραφικών συντεταγμένων:

$$\begin{aligned} x'' &= x' \cos \ell + z' \sin \ell \\ y'' &= y' \\ z'' &= -x' \sin \ell + z' \cos \ell \end{aligned} \quad (\text{A'.11})$$

Ο Ήλιος δεν παρατηρείται κατ' ανάγκη κάθετα στον άξονα περιστροφής του, αλλά υπό γωνία. Αυτό οφείλεται πρώτον, στο ότι ο άξονας περιστροφής του ήλιου είναι στραμμένος κατά περίπου $\pm 7.23^\circ$ ως προς την τροχιά της Γης, και δεύτερον, υπάρχει μια διακύμανση αυτό λόγω της κλίσης της εκλειπτικής ως προς το επίπεδο του ισημερινού του Ήλιου. Αυτό το φαινόμενο έχει ως αποτέλεσμα συνήθως, ο ηλιακός ισημερινός να είναι στραμμένος προς τα κάτω ή προς τα πάνω κατά μια ηλιογραφική γωνία B_0 , ως προς την ευθεία που ενώνει την Ανατολή και τη Δύση στο επίπεδο του ουρανού.

Συνεπώς, για να βρεθεί το σύστημα (x'', y'', z'') , που είναι στην αρχή του συστήματος των ηλιογραφικών συντεταγμένων, στο επίπεδο του ουρανού (x_s, y_s, z_s) , πρέπει να στραφεί κατά B_0 περί του άξονα x''

$$\begin{aligned} x_s &= x'' \\ y_s &= y'' \cos B_0 - z'' \sin B_0 \\ z_s &= y'' \sin B_0 + z'' \cos B_0 \end{aligned} \quad (\text{A'.12})$$

Συνδυάζοντας τις εξισώσεις (Α'.10) έως (Α'.12), προκύπτει ο μετασχηματισμός συντεταγμένων από το τοπικό σύστημα στο σύστημα του ουρανού:

$$\begin{pmatrix} x_s \\ y_s \\ z_s \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos B_0 & -\sin B_0 \\ 0 & \sin B_0 & \cos B_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \ell & 0 & \sin \ell \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \ell & 0 & \cos \ell \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \vartheta & \sin \vartheta \\ 0 & -\sin \vartheta & \cos \vartheta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_l \\ y_l \\ z_l \end{pmatrix}$$

ή,

$$\begin{pmatrix} x_s \\ y_s \\ z_s \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \ell & -\sin \ell \sin \vartheta & \sin \ell \cos \vartheta \\ \sin B_0 \sin \ell & \cos B_0 \cos \vartheta + \sin B_0 \cos \ell \sin \vartheta & \cos B_0 \sin \vartheta - \sin B_0 \cos \ell \cos \vartheta \\ -\cos B_0 \sin \ell & \sin B_0 \cos \vartheta - \cos B_0 \cos \ell \sin \vartheta & \sin B_0 \sin \vartheta + \cos B_0 \cos \ell \cos \vartheta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_l \\ y_l \\ z_l \end{pmatrix} \quad (\text{Α'.13})$$

ή σε διανυσματική μορφή,

$$\mathbf{x}_s = \mathbf{B} \cdot \mathbf{x}_l \quad (\text{Α'.14})$$

Οι αντίστροφοι μετασχηματισμοί των (Α'.10) έως (Α'.12) είναι οι:

$$\begin{aligned} x_l &= x' \\ y_l &= y' \cos \vartheta - z' \sin \vartheta \\ z_l &= y' \sin \vartheta + z' \cos \vartheta \end{aligned} \quad (\text{Α'.15})$$

$$\begin{aligned} x' &= x'' \cos \ell - z'' \sin \ell \\ y' &= y'' \\ z' &= x'' \sin \ell + z'' \cos \ell \end{aligned} \quad (\text{Α'.16})$$

και

$$\begin{aligned} x'' &= x_s \\ y'' &= y_s \cos B_0 + z_s \sin B_0 \\ z'' &= -y_s \sin B_0 + z_s \cos B_0 \end{aligned} \quad (\text{Α'.17})$$

. Συνεπώς, ο μετασχηματισμός από τις συντεταγμένες του ουρανού στο τοπικό σύστημα είναι:

$$\begin{pmatrix} x_l \\ y_l \\ z_l \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \vartheta & -\sin \vartheta \\ 0 & \sin \vartheta & \cos \vartheta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \ell & 0 & -\sin \ell \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin \ell & 0 & \cos \ell \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos B_0 & \sin B_0 \\ 0 & -\sin B_0 & \cos B_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_s \\ y_s \\ z_s \end{pmatrix}$$

ή,

$$\begin{pmatrix} x_l \\ y_l \\ z_l \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \ell & \sin B_0 \sin \ell & -\cos B_0 \sin \ell \\ -\sin \ell \sin \vartheta & \cos B_0 \cos \vartheta + \sin B_0 \cos \ell \sin \vartheta & \sin B_0 \cos \vartheta - \cos B_0 \cos \ell \sin \vartheta \\ \sin \ell \cos \vartheta & \cos B_0 \sin \vartheta - \sin B_0 \cos \ell \cos \vartheta & \sin B_0 \sin \vartheta + \cos B_0 \cos \ell \cos \vartheta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_s \\ y_s \\ z_s \end{pmatrix} \quad (\text{Α'.18})$$

ή σε διανυσματική μορφή,

$$\mathbf{x}_l = \mathbf{B}^{-1} \cdot \mathbf{x}_s \quad (\text{Α'.19})$$

Α'.2.2 Μετασχηματισμός Συντεταγμένων του Ουρανού σε Ηλιογραφικές

Η αρχή των αξόνων στο τοπικό σύστημα είναι, $(x_l = 0, y_l = 0, z_l = R_\odot)$, συνεπώς, από την εξίσωση (Α'.14) προκύπτει ότι η αρχή του συστήματος στο σύστημα του ουρανού είναι:

$$\begin{aligned} x_s &= R_\odot \cos \vartheta \sin \ell \\ y_s &= R_\odot \sin \vartheta \cos B_0 - R_\odot \cos \vartheta \cos \ell \sin B_0 \\ z_s &= R_\odot \sin \vartheta \sin B_0 + R_\odot \cos \vartheta \cos \ell \cos B_0 \end{aligned} \quad (\text{Α'.20})$$

Άρα είναι απαραίτητη η γνώση των ηλιογραφικών συντεταγμένων του κέντρου του τοπικού συστήματος για τις μετατροπές μεταξύ των συστημάτων. Για τον υπολογισμό τους από τις συντεταγμένες του ουρανού (x_s, y_s) , που είναι οι παρατηρήσεις, πρώτα υπολογίζεται το z_s ως

$$z_s = \sqrt{R_\odot^2 - x_s^2 - y_s^2} \quad (\text{A'.21})$$

και στη συνέχεια από το μετασχηματισμό (A'.17), υπολογίζονται οι συντεταγμένες (x'', y'', z'') . Από το συνδυασμό των εξισώσεων (A'.10) και (A'.11), για $x_l = 0, y_l = 0, z_l = R_\odot$, και του αποτελέσματος της (A'.17) προκύπτει:

$$\begin{aligned} x'' &= R_\odot \cos \vartheta \sin \ell \\ y'' &= R_\odot \sin \vartheta \\ z'' &= R_\odot \cos \vartheta \cos \ell \end{aligned} \quad (\text{A'.22})$$

το οποίο λύνεται και προκύπτουν οι ηλιογραφικές συντεταγμένες του κέντρου του τοπικού συστήματος από τη γνώση των συντεταγμένων του συστήματος του ουρανού, (x_s, y_s) , την ακτίνα του ήλιου R_\odot και την γωνία B_0 :

$$\vartheta = \sin^{-1}(y''/R_\odot) \quad (\text{A'.23})$$

$$\ell = \tan^{-1}(x''/z'') \quad (\text{A'.24})$$

A'.2.3 Εξίσωση Εφαπτόμενου επιπέδου στο τοπικό σύστημα

Η εξίσωση του εφαπτόμενου επιπέδου στο τοπικό σύστημα υπολογίζεται από την εξ. (A'.19), για $z_l = 0$:

$$0 = x_s \sin \ell \cos \vartheta + y_s (\cos B_0 \sin \vartheta - \sin B_0 \cos \ell \cos \vartheta) + z_s (\sin B_0 \sin \vartheta + \cos B_0 \cos \ell \cos \vartheta) \quad (\text{A'.25})$$

ή,

$$z_s = -\frac{x_s \sin \ell \cos \vartheta + y_s (\cos B_0 \sin \vartheta - \sin B_0 \cos \ell \cos \vartheta)}{\sin B_0 \sin \vartheta + \cos B_0 \cos \ell \cos \vartheta} \quad (\text{A'.26})$$

Η κλίση του ως προς το επίπεδο του ουρανού είναι:

$$\Omega = \cos^{-1}(\hat{\mathbf{z}}_s \cdot \hat{\mathbf{z}}_l) = \sin B_0 \sin \vartheta + \cos B_0 \cos \ell \cos \vartheta \quad (\text{A'.27})$$

A'.3 Σύστημα του Βρόχου και Συντεταγμένες Συστήματος Ουρανού

A'.3.1 Μετασχηματισμοί Συντεταγμένων

Συνδυάζοντας τις εξισώσεις (A'.4) και (A'.14), προκύπτουν οι συντεταγμένες του συστήματος του ουρανού από τις συντεταγμένες του συστήματος του βρόχου:

$$\begin{aligned} \mathbf{x}_s &= \mathbf{B} \cdot \mathbf{A} \cdot \mathbf{x} & \text{or,} \\ \mathbf{x}_s &= \mathbf{C} \cdot \mathbf{x} \end{aligned} \quad (\text{A'.28})$$

Οι συνιστώσες του πίνακα C είναι:

$$\begin{aligned}
C_{11} &= \cos \alpha \cos \ell - \sin \alpha \sin \ell \sin \vartheta \\
C_{12} &= -(\sin \alpha \cos \beta \cos \ell + \cos \alpha \cos \beta \sin \ell \sin \vartheta + \sin \beta \sin \ell \cos \vartheta) \\
C_{13} &= -\sin \alpha \sin \beta \cos \ell - \cos \alpha \sin \beta \sin \ell \sin \vartheta + \cos \beta \sin \ell \cos \vartheta \\
C_{21} &= \cos \alpha \sin B_0 \sin \ell + \sin \alpha \cos B_0 \cos \vartheta + \sin \alpha \sin B_0 \cos \ell \sin \vartheta \\
C_{22} &= -\sin \alpha \cos \beta \sin B_0 \sin \ell + \cos \alpha \cos \beta \cos B_0 \cos \vartheta + \cos \alpha \cos \beta \sin B_0 \cos \ell \sin \vartheta \\
&\quad - \sin \beta \cos B_0 \sin \vartheta + \sin \beta \sin B_0 \cos \ell \cos \vartheta \\
C_{23} &= -\sin \alpha \sin \beta \sin B_0 \sin \ell + \cos \alpha \sin \beta \cos B_0 \cos \vartheta + \cos \alpha \sin \beta \sin B_0 \cos \ell \sin \vartheta \\
&\quad + \cos \beta \cos B_0 \sin \vartheta - \cos \beta \sin B_0 \cos \ell \cos \vartheta \\
C_{31} &= -\cos \alpha \cos B_0 \sin \ell + \sin \alpha \sin B_0 \cos \vartheta - \sin \alpha \cos B_0 \cos \ell \sin \vartheta \\
C_{32} &= \sin \alpha \cos \beta \cos B_0 \sin \ell + \cos \alpha \cos \beta \sin B_0 \cos \vartheta - \cos \alpha \cos \beta \cos B_0 \cos \ell \sin \vartheta \\
&\quad - \sin \beta \sin B_0 \sin \vartheta - \sin \beta \cos B_0 \cos \ell \cos \vartheta \\
C_{33} &= \sin \alpha \sin \beta \cos B_0 \sin \ell + \cos \alpha \sin \beta \sin B_0 \cos \vartheta - \cos \alpha \sin \beta \cos B_0 \cos \ell \sin \vartheta \\
&\quad + \cos \beta \sin B_0 \sin \vartheta + \cos \beta \cos B_0 \cos \ell \cos \vartheta
\end{aligned} \tag{A'.29}$$

Όμοια, ο αντίστροφος μετασχηματισμός που από τις συντεταγμένες του ουρανού προκύπτουν οι συντεταγμένες στο σύστημα του βρόχου, δίνονται από συνδυασμό των εξισώσεων (A'.8) και (A'.18):

$$\begin{aligned}
\mathbf{x} &= \mathbf{A}^{-1} \cdot \mathbf{B}^{-1} \cdot \mathbf{x}_s && \text{or,} \\
\mathbf{x} &= \mathbf{D} \cdot \mathbf{x}_s
\end{aligned} \tag{A'.30}$$

Οι συνιστώσες του πίνακα $\mathbf{D} = \mathbf{C}^{-1}$ είναι:

$$\begin{aligned}
D_{11} &= C_{11} = \cos \alpha \cos \ell - \sin \alpha \sin \ell \sin \vartheta \\
D_{12} &= C_{21} = \cos \alpha \sin B_0 \sin \ell + \sin \alpha \cos B_0 \cos \vartheta + \sin \alpha \sin B_0 \cos \ell \sin \vartheta \\
D_{13} &= C_{31} = -\cos \alpha \cos B_0 \sin \ell + \sin \alpha \sin B_0 \cos \vartheta - \sin \alpha \cos B_0 \cos \ell \sin \vartheta \\
D_{21} &= C_{12} = -(\sin \alpha \cos \beta \cos \ell + \cos \alpha \cos \beta \sin \ell \sin \vartheta + \sin \beta \sin \ell \cos \vartheta) \\
D_{22} &= C_{22} = -\sin \alpha \cos \beta \sin B_0 \sin \ell + \cos \alpha \cos \beta \cos B_0 \cos \vartheta + \cos \alpha \cos \beta \sin B_0 \cos \ell \sin \vartheta \\
&\quad - \sin \beta \cos B_0 \sin \vartheta + \sin \beta \sin B_0 \cos \ell \cos \vartheta \\
D_{23} &= C_{32} = \sin \alpha \cos \beta \cos B_0 \sin \ell + \cos \alpha \cos \beta \sin B_0 \cos \vartheta - \cos \alpha \cos \beta \cos B_0 \cos \ell \sin \vartheta \\
&\quad - \sin \beta \sin B_0 \sin \vartheta - \sin \beta \cos B_0 \cos \ell \cos \vartheta \\
D_{31} &= C_{13} = -\sin \alpha \sin \beta \cos \ell - \cos \alpha \sin \beta \sin \ell \sin \vartheta + \cos \beta \sin \ell \cos \vartheta \\
D_{32} &= C_{23} = -\sin \alpha \sin \beta \sin B_0 \sin \ell + \cos \alpha \sin \beta \cos B_0 \cos \vartheta + \cos \alpha \sin \beta \sin B_0 \cos \ell \sin \vartheta \\
&\quad + \cos \beta \cos B_0 \sin \vartheta - \cos \beta \sin B_0 \cos \ell \cos \vartheta \\
D_{33} &= C_{33} = \sin \alpha \sin \beta \cos B_0 \sin \ell + \cos \alpha \sin \beta \sin B_0 \cos \vartheta - \cos \alpha \sin \beta \cos B_0 \cos \ell \sin \vartheta \\
&\quad + \cos \beta \sin B_0 \sin \vartheta + \cos \beta \cos B_0 \cos \ell \cos \vartheta
\end{aligned} \tag{A'.31}$$

A'.3.2 Μοναδιαία Διανύσματα

Οι σχέσεις (A'.28) και (A'.30) ισχύουν και για μοναδιαία διανύσματα, καθώς:

$$\hat{\mathbf{x}}_s = \mathbf{C} \cdot \hat{\mathbf{x}} \tag{A'.32}$$

$$\hat{\mathbf{x}} = \mathbf{D} \cdot \hat{\mathbf{x}}_s \tag{A'.33}$$

Οι συντεταγμένες των πινάκων C και D προκύπτουν από τα εσωτερικά γινόμενα των μοναδιαίων διανυσμάτων των δύο συστημάτων.

$$\begin{aligned}
 D_{11} &= C_{11} = \hat{\mathbf{x}} \cdot \hat{\mathbf{x}}_s \\
 D_{12} &= C_{21} = \hat{\mathbf{x}} \cdot \hat{\mathbf{y}}_s \\
 D_{13} &= C_{31} = \hat{\mathbf{x}} \cdot \hat{\mathbf{z}}_s \\
 D_{21} &= C_{12} = \hat{\mathbf{y}} \cdot \hat{\mathbf{x}}_s \\
 D_{22} &= C_{22} = \hat{\mathbf{y}} \cdot \hat{\mathbf{y}}_s \\
 D_{23} &= C_{32} = \hat{\mathbf{y}} \cdot \hat{\mathbf{z}}_s \\
 D_{31} &= C_{13} = \hat{\mathbf{z}} \cdot \hat{\mathbf{x}}_s \\
 D_{32} &= C_{23} = \hat{\mathbf{z}} \cdot \hat{\mathbf{y}}_s \\
 D_{33} &= C_{33} = \hat{\mathbf{z}} \cdot \hat{\mathbf{z}}_s
 \end{aligned} \tag{A'.34}$$

Α'.3.3 Το Επίπεδο του Βρόχου στο Σύστημα του Ουρανού

Η εξίσωση του επιπέδου του βρόχου στο σύστημα του ουρανού μπορεί να ληφθεί από την εξ. (A'.30) για $y = 0$:

$$D_{21}x_s + D_{22}y_s + D_{23}z_s = 0 \tag{A'.35}$$

, συνεπώς, ο βρόχος μπορεί να κατασκευαστεί από τα x_s και y_s , αν γνωρίζουμε τις παραμέτρους D_{21} , D_{22} και D_{23} . Η γωνία μεταξύ του της καθέτου στο επίπεδο του ουρανού, $\hat{\mathbf{y}}$, και της ευθείας παρατήρησης, $\hat{\mathbf{z}}_s$, είναι

$$\omega = \cos^{-1}(\hat{\mathbf{y}} \cdot \hat{\mathbf{z}}_s) = D_{23}$$

όπου η σχέση (A'.34) χρησιμοποιήθηκε για να εκφραστεί το $\hat{\mathbf{y}} \cdot \hat{\mathbf{z}}_s$. Αντικαθιστώντας το D_{23} από τη σχέση (A'.31):

$$\begin{aligned}
 \cos \omega &= \cos \beta (\sin \alpha \cos B_0 \sin \ell + \cos \alpha \sin B_0 \cos \vartheta - \cos \alpha \cos B_0 \cos \ell \sin \vartheta) \\
 &\quad - \sin \beta (\sin B_0 \sin \vartheta + \cos B_0 \cos \ell \cos \vartheta)
 \end{aligned} \tag{A'.36}$$

Η ευθεία παρατήρησης είναι πάνω στο επίπεδο του βρόχου, ή δηλαδή ο βρόχος είναι ορατός σαν ένα ευθύγραμμο τμήμα, όταν $\cos \omega = 0$:

$$\beta = \beta_1 = \tan^{-1} \frac{\sin \alpha \cos B_0 \sin \ell + \cos \alpha \sin B_0 \cos \vartheta - \cos \alpha \cos B_0 \cos \ell \sin \vartheta}{\sin B_0 \sin \vartheta + \cos B_0 \cos \ell \cos \vartheta} \tag{A'.37}$$

Η μέγιστη κλίση του επιπέδου του βρόχου σε σχέση με την ευθεία παρατήρησης, είναι: $d \cos \omega / d\beta = 0$, i.e.

$$\begin{aligned}
 &\sin \beta (\sin \alpha \cos B_0 \sin \ell + \cos \alpha \sin B_0 \cos \vartheta - \cos \alpha \cos B_0 \cos \ell \sin \vartheta) \\
 &+ \cos \beta (\sin B_0 \sin \vartheta + \cos B_0 \cos \ell \cos \vartheta) = 0
 \end{aligned}$$

που προϋπτει:

$$\beta = \beta_2 = -\tan^{-1} \frac{\sin B_0 \sin \vartheta + \cos B_0 \cos \ell \cos \vartheta}{\sin \alpha \cos B_0 \sin \ell + \cos \alpha \sin B_0 \cos \vartheta - \cos \alpha \cos B_0 \cos \ell \sin \vartheta} \tag{A'.38}$$

Ισχύει ότι $\tan \beta_1 = -(\tan \beta_2)^{-1}$, και συνεπώς,

$$\beta_2 - \beta_1 = \pi/2 \tag{A'.39}$$

Α'.3.4 Το Διάνυσμα της Ταχύτητας

Έστω ότι ο βρόχος έχει κατά μήκος του μια ροή. Το διάνυσμα της ταχύτητας, \mathbf{V} , συνεπώς θα είναι πάνω στο επίπεδο του βρόχου:

$$\mathbf{V} = V_x \hat{\mathbf{x}} + V_y \hat{\mathbf{z}} \quad (\text{A'.40})$$

Η προβολή της ταχύτητας του βρόχου στην ευθεία παρατήρησης, δηλαδή η ταχύτητα Doppler του βρόχου, θα είναι:

$$V_{s_z} = \mathbf{V} \cdot \hat{\mathbf{z}}_s = V_x \hat{\mathbf{x}} \cdot \hat{\mathbf{z}}_s + V_y \hat{\mathbf{z}} \cdot \hat{\mathbf{z}}_s = D_{13} V_x + D_{33} V_y \quad (\text{A'.41})$$

όπου η σχέση (A'.34) χρησιμοποιήθηκε για τον υπολογισμό των εσωτερικών γινομένων. Έστω τώρα η κλίση του διανύσματος της ταχύτητας,

$$\tan \gamma = \frac{V_z}{V_x} \quad (\text{A'.42})$$

Η σχέση (A'.41) γίνεται:

$$V_{s_z} = V_x (D_{13} + \tan \gamma D_{33})$$

και

$$V_x = \frac{V_{s_z}}{D_{13} + \tan \gamma D_{33}} \quad (\text{A'.43})$$

δεδομένου ότι $V_z = V_x \tan \gamma$ και $V_x = V \cos \gamma$, έχουμε ακόμα ότι:

$$V_z = \frac{V_{s_z}}{(\tan \gamma)^{-1} D_{13} + D_{33}} \quad (\text{A'.44})$$

$$V = \frac{V_{s_z}}{\cos \gamma D_{13} + \sin \gamma D_{33}} \quad (\text{A'.45})$$

Συνεπώς, η ταχύτητα της ροής, V , καθώς και οι συνιστώσες της, V_x και V_z , μπορούν να υπολογιστούν από την ταχύτητα στην ευθεία της παρατήρησης, V_{s_z} , αν το γ είναι γνωστό.

Η γωνία μεταξύ της ταχύτητας της ροής και της ευθείας παρατήρησης είναι:

$$\cos \delta = \frac{\mathbf{V}}{V} \cdot \hat{\mathbf{z}}_s = \cos \gamma \hat{\mathbf{x}} \cdot \hat{\mathbf{z}}_s + \sin \gamma \hat{\mathbf{z}} \cdot \hat{\mathbf{z}}_s$$

ή,

$$\delta = \cos^{-1}(\cos \gamma D_{13} + \sin \gamma D_{33}) \quad (\text{A'.46})$$

Η ροή θα είναι κάθετη στην ευθεία παρατήρησης αν $\cos \gamma D_{13} + \sin \gamma D_{33} = 0$, δηλαδή, όταν:

$$\gamma = \gamma_0 = -\tan^{-1} \frac{D_{13}}{D_{33}} \quad (\text{A'.47})$$

Στο σημείο αυτό, η ταχύτητα Doppler V_{s_z} θα πρέπει να αλλάξει πρόσημο αν η ροή είναι προς μια κατεύθυνση

Α'.4 Η Ανακατασκευή του Βρόχου

Έστω ότι έχουν μετρηθεί οι θέσεις και οι ταχύτητες του βρόχου στο πεδίο του ουρανού, και αντιστοιχούν σε σημεία $(x_{si}; v_{si}, i = 1, 2, \dots, N)$, με τα σημεία των ποδιών του βρόχου να είναι γνωστά. Γνωστά από τις παρατηρήσεις είναι ακόμα τα B_0 και R_{\odot} . Ακολουθώντας τα παρακάτω βήματα, μπορεί να γίνει η ανακατασκευή του βρόχου:

1. Υπολογίζονται αρχικά οι ηλιογραφικές συντεταγμένες των ποδιών του βρόχου από τις εξισώσεις (A'.21)-(A'.24), και βρίσκονται οι θέσεις τους στο τοπικό σύστημα (x_l, y_l) . Υπολογίζονται στη συνέχεια οι ηλιογραφικές συντεταγμένες (ℓ, ϑ) του κέντρου και η θέση στο επίπεδο του ουρανού του κεντρικού σημείου του βρόχου, καθώς και η κλίση των ποδιών του βρόχου, α .

2. Έστω μια τιμή του β μέσα στα όρια που επιτρέπονται από τις τιμές β_1 και β_2 που ορίζονται από τις εξισώσεις (A'.37)-(A'.28).

3. Για κάθε σημείο, i , κατά μήκος του βρόχου, υπολογίζεται το z_{si} από τα x_{si} και y_{si} , χρησιμοποιώντας την εξίσωση (A'.35).

$$z_{si} = -\frac{x_{si}D_{21} + y_{si}D_{23}}{D_{23}} \quad (\text{A'.48})$$

με τα D_{21} , D_{23} και D_{23} να προκύπτουν από τη σχέση (A'.31).

4. Υπολογίζονται οι συντεταγμένες του του κάθε σημείου στο επίπεδο του βρόχου, x_i, z_i από τα x_{si}, y_{si}, z_{si} μέσω της σχέσης (A'.30).

5. Υπολογίζεται η κλίση του βρόχου σε κάθε σημείο, γ :

$$\gamma = \frac{dz}{dx} \quad (\text{A'.49})$$

6. Θεωρώντας ότι η ταχύτητα είναι εφαπτόμενη στο βρόχο, υπολογίζεται η ταχύτητα V , και οι συνιστώσες της V_x και V_z από τις εξ. (A'.43)-(A'.45).

7. Ελέγχονται τα αποτελέσματα και επιλέγεται οι καλύτερες τιμές του β .

Παράρτημα Β΄

Υπολογισμός Βέλτιστης Κλίσης Στεμματικών Βρόχων

Στο παράρτημα αυτό βρίσκεται ο κώδικας του προγράμματος που αναπτύχθηκε στη γλώσσα IDL για την εύρεση της βέλτιστης γωνίας β της μεθόδου ανακατασκευής βρόχων των [Alissandrakis et al. \(2008\)](#).

```
1 ;+
2 ; NAME:
3 ; loopvel
4 ;
5 ; PURPOSE:
6 ; This program computes loop inclination and flow velocity from dopplergrams
7 ; by using the methd described at Alissandrakis et al 2008, Sol Phys
8 ;
9 ; CATEGORY:
10 ; Loop Stereoscopy
11 ;
12 ;
13 ; CALLING SEQUENCE:
14 ; loopvel , xs,ys,vel,b0,r,length,length0,beta,beta1,beta2,x,z,v,vx,vz, $
15 ;          b1,b2,beta_mean,sigma,vdiff,vsol,solution, diff=diff,smooth=smooth, max=max,
16 ;          sharp=sharp,$
17 ;          gap=gap,db=db,factor=factor, epsilon=epsilon, vdiff_upper_limit=
18 ;          vdiff_upper_limit, porder=porder, $
19 ;          show_plots=show_plots, quiet=quiet, sparam=sparam
20 ;
21 ; INPUTS:
22 ; xs :          x-sky sytem coordinates of the loop
23 ; ys :          y-sky sytem coordinates of the loop
24 ; vel :         doppler velocities along the loop
25 ; b0 :          latitude of solar center at the day of the observation
26 ; r :          solar radius
27 ;
28 ; KEYWORDS:
29 ; /diff         :          select the minimum difference of velocities as a criterion
30 ; /stable       :          select the most stable minimum as a solution
31 ; /max          :          select the beta where maximum velocity is minimized
32 ; /sharp        :          finds sharp minimums for velocity differences < 500
33 ;
34 ; db=db         :          beta step. Default is 0.1
35 ; gap=gap       :          the beta discontinuity between minima if several minima occur. This is used
36 ;                to be more accurate
37 ;                if many minima occurs. Default is 2 degrees
38 ; factor=factor:          the number over the minimum's solution where we calculate sigma. Default is
```

```

2.
37 ;           times over the minimum velocity difference
38 ; epsilon=epsilon: Perturbation parameter for /smooth and /sharp mode. Default is 10
39 ;                   In /sharp mode use small epsilon (1,2) and in /smooth larger
40 ;
41 ; vdiff_upper_limit=vdiff_upper_limit:
42 ;           The upper limit for the velocity differences for which the program searches
           for minimum.
43 ;           Used in /smooth and /sharp modes. Default is 100
44 ;
45 ; sparam=sparam:   Use this to smooth velocity values. Default is 0 (unsmoothed)
46 ;
47 ; porder           :   Permutation order. If set to 0 this give the zero solution (less
           permutation variable). If set to
48 ;                   1,2,3.. this gives higher order solution, more affected by permutation.
49 ;                   It is used in /smooth and /sharp. Default is porder=0, the minimum
           permutation.
50 ;
51 ; /show_plots      :   prints two windows with the resulting plots to test if the program has
           found the minimum.
52 ;                   Use it only for control
53 ;
54 ; /quiet           :   Does not prints the beta, sigma and velocity results at the end
55 ;
56 ;
57 ;
58 ; OUTPUTS:
59 ;
60 ; length           :   the length of the loop for every beta
61 ; length0          :   the length of the loop in the sky plane
62 ; beta             :   the betas (900 point between beta1 and beta2)
63 ; beta1            :   the minimum beta for which the method calculates the betas, as described in
           paper
64 ; beta2            :   the maximum beta for which the method calculates the betas, as described in
           paper
65 ; x                :   x points in the loop system of the loop for every beta
66 ; z                :   z points in the loop system of the loop for every beta
67 ; v                :   Absolute velocity for every beta
68 ; vx              :   Velocity in the x direction for every beta
69 ; vz              :   Velocity in the z direction for every beta
70 ; b1               :   minimum beta within the factor-vmin criterion
71 ; b2               :   maximum beta within the factor-vmin criterion
72 ; beta_mean        :   mean(b1,b2)
73 ; sigma            :   the variance due to b1, b2
74 ; vdiff            :   the velocity difference vector for each beta
75 ; vsol             :   velocity at the solution point
76 ; solution         :   the index of the solution. the best beta is beta[* ,solution]
77 ;
78 ;
79 ; EXAMPLE:
80 ; IDL> loopvel, xs,ys,vel,b0,r,length,beta,beta1,beta2,x,z,v,vx,vz, b1,b2,vsol,solution, /diff
81 ; This code runs the method and finds the best solution using the velocity difference
           criterion.
82 ;
83 ; The best solutions are the x[* ,solution],z[* ,solution], v[* ,solution],vx[* ,solution], vz[* ,
           solution]
84 ;
85 ;
86 ; MODIFICATION HISTORY:
87 ;
88 ;
89 ;
90 ; AUTHOR:
91 ; Petros Syntelis 2012, Costis Gontikakis 2008
92 ;

```

```

93 ; -
94
95 pro loopvel, xs,ys,vel,b0,r,length,length0,beta,beta1,beta2,x,z,v,vx,vz, $
96     b1,b2,beta_mean,sigma,vdiff,vsol,solution, diff=diff,smooth=smooth, max=max,
97     sharp=sharp,$
98     gap=gap,db=db,factor=factor, epsilon=epsilon, vdiff_upper_limit=vdiff_upper_limit
99     , porder=porder, $
100     show_plots=show_plots, quiet=quiet, sparam=sparam
101 ;on_error, 2
102
103 ;Initial Conditions for factor, gap, db
104 if keyword_set(gap) then gap=gap else gap=2 ;discontinuity gap
105 if keyword_set(factor) then factor=factor else factor=2. ;this is the factor for the
106     calculation of sigma
107 if keyword_set(db) then db=db else db=0.1 ;beta step
108 if keyword_set(epsilon) then epsilon=epsilon else epsilon=10 ;perturbation parameter
109 if keyword_set(vdiff_upper_limit) then vdiff_upper_limit=vdiff_upper_limit else
110     vdiff_upper_limit=1.e2 ;upper limit for velocity differences
111 if keyword_set(porder) then porder=porder else porder=0
112
113 if keyword_set(sparam) then sparam=sparam else sparam=0
114 vel=smooth(vel,sparam, /edge_truncate) ;——SMOOTH PARAMETERS
115
116
117 ; DEFINE INITIAL PARAMETERS AND READ THE DATA FILE
118 imax=n_elements(xs)
119 degrad=!dpi/180.d0
120 cosb0=cos(B0*degrad)
121 sinb0=sin(B0*degrad)
122 ;
123 ; COMPUTE HELIOGRAPHIC COORDINATES OF FOOTPOINTS AND OF THEIR MIDDLE
124 skytohel, xs[0],ys[0],z,r,lon1,lat1,b0
125
126 skytohel, xs[imax-1],ys[imax-1],z,r,lon2,lat2,b0
127
128 xs0=(xs[0]+xs[imax-1])*0.5
129 ys0=(ys[0]+ys[imax-1])*0.5
130 zs0=0.
131 skytohel, xs0,ys0,zs0,r,lon,lat,b0
132 coslon=cos(lon*degrad) & sinlon=sin(lon*degrad)
133 coslat=cos(lat*degrad) & sinlat=sin(lat*degrad)
134 ; SUBSTRACT SKY POSITION OF LOCAL CENTER
135 vel=-vel
136
137 ;if subtract eq 'y' then begin
138     xs=xs-xs0 & ys=ys-ys0
139 ;endif
140
141 ; Compute foot point coordinates in local system
142 zs=fltarr(imax)
143 zs[imax-1]=-(sinlon*coslat*xs[imax-1]+(cosb0*sinlat-sinb0*coslon*coslat)*ys[imax-1])$
144     /(sinb0*sinlat+cosb0*coslon*coslat)
145 skytoloc, xs[imax-1],ys[imax-1],zs[imax-1],x1,y1,z1,lon,lat,b0,0.,0.,0.
146 alpha=atan(y1,x1)& sina=sin(alpha) & cosa=cos(alpha) & alpha=alpha/degrad
147 loopsize=2.*sqrt(x1^2+y1^2)
148
149 ;COMPUTE INCLINATION FOR WHICH LINE OF SIGHT IS ON THE LOOP PLANE
150 AA=(sina*cosb0*sinlon+cosa*sinb0*coslat-cosa*cosb0*coslon*sinlat)
151 BB=(sinb0*sinlat+cosb0*coslon*coslat) & tnb=AA/BB
152 beta1=atan(tnb)/degrad
153

```

```

154 ; Compute minimum inclination
155 beta2=atan(-1./tnb)
156 cosb=cot(beta2) & sinb=sin(beta2)& beta2=beta2/degrad & cosom=-cosb*AA+sinb*BB
157 omegamin=acos(cosom)/degrad
158
159 %%%%%%%%% betas %%%%%%%%%
160
161 mimumum_beta=min([beta1 , beta2])
162
163 ;db=0.1 ; beta step
164 beta=findgen(900)*db+mimumum_beta
165 nbeta=n_elements(beta)
166 %%%%%%%%%
167
168
169
170 cosb=cot(beta*degrad) & sinb=sin(beta*degrad)
171 cosom=-cosb*AA+sinb*BB
172 omega=acos(cosom)/degrad
173 ; COMPUTE MATRIX COEFFICIENT
174
175 A21=-(sina*cosb*coslon+cosa*cosb*sinlon*sinlat+sinb*sinlon*coslat)
176 A22=-sina*cosb*sinb0*sinlon+$
177     cosa*cosb*cosb0*coslat+cosa*cosb*sinb0*coslon*sinlat-$
178     sinb*cosb0*sinlat+ sinb*sinb0*coslon*coslat
179 A23= sina*cosb*cosb0*sinlon+$
180     cosa*cosb*sinb0*coslat-cosa*cosb*cosb0*coslon*sinlat-$
181     sinb*sinb0*sinlat- sinb*cosb0*coslon*coslat
182
183 ; CHECK OUT A21 OK A22 OK A23 OK
184 zsv=fltarr(imax,nbeta)
185 ; COMPUTE THE ZS which is the Z-coordinate of the sky system
186 ; VECTORIZE SOME QUANTITIES
187 xsv=reform([xs, replicate(0,imax*(nbeta-1))],imax,nbeta)
188 ysv=reform([ys, replicate(0,imax*(nbeta-1))],imax,nbeta)
189 betav=reform([beta, replicate(0,(imax-1)*nbeta)],imax,nbeta)
190
191 for ibe=0,nbeta-1 do xsv[* ,ibe]=xs
192 for ibe=0,nbeta-1 do ysv[* ,ibe]=ys
193 for ip=0,imax-1 do betav[ip,*]=beta
194
195 for ip=0,imax-1 do zsv[ip,*]=-(a21*xs[ip]+a22*ys[ip])/a23
196 ; the zsv presents 1% errors at some numbers
197
198 skytoloc ,xsv,ysv,zsv,xl,y1,z1,lon,lat,b0,0.,0.,0.
199 ; the xl,y1,z1, are ok with some errors
200 loctoloop ,xl,y1,z1,x,y,z,alpha,betav
201 zmax=fltarr(nbeta)
202
203 for ib=0,nbeta-1 do zmax[ib]=max(z[* ,ib])
204
205 ; compute the length along the loop
206
207 length=fltarr(imax,nbeta)
208 length0=fltarr(imax)
209 for ip=1,imax-1 do length[ip,*]=length[ip-1,*]+sqrt((x[ip,*]-x[ip-1,*])^2+(y[ip,*]-y[ip-1,*])
210     ^2+(z[ip,*]-z[ip-1,*])^2)
211 for ip=1,imax-1 do length0[ip]=length0[ip-1,*]+sqrt((xs[ip,*]-xs[ip-1,*])^2+(ys[ip,*]-ys[ip
212     -1,*])^2+(zs[ip,*]-zs[ip-1,*])^2)
213
214 ; Now the velocities
215
216 a13=-cosa*cosb0*sinlon+sina*sinb0*coslat-sina*cosb0*coslon*sinlat
217 a33= sina*sinb*cosb0*sinlon+$
218     cosa*sinb*sinb0*coslat-cosa*sinb*cosb0*coslon*sinlat+$

```

```

217      cosb*cosb0*coslon*coslat
218 ; I NEED TO VECTORIZE THE A13,A33
219 ; Remember, A13 is a scalar but A33 is a vector depending on angle beta
220 a13v=reform([ replicate(a13,imax*nbeta) ],imax,nbeta)
221 a33v=reform([ a33, replicate(0,(imax-1)*nbeta) ],imax,nbeta)
222 velv=reform([ vel, replicate(0,imax*(nbeta-1)) ],imax,nbeta)
223 ; load the new vectors
224 for ip=0,imax-1 do a33v[ip,*]=a33
225 for ip=0,nbета-1 do velv[* ,ip]=vel
226 ;;-----no point
227 gamma=-atan(a13/a33)/degrad
228 gammal=gamma & gamma2=gamma
229 negat=where(gamma lt 0)
230 posit=where(gamma ge 0)
231 if negat[0] ne -1 then begin
232     gammal[negat]=gamma[negat]
233     gamma2[negat]=gamma[negat]+180.
234 endif
235 if posit[0] ne -1 then begin
236     gammal[posit]=gamma[posit]-180
237     gamma2[posit]=gamma[posit]
238 endif
239 ;;-----
240 gamma=fltarr(imax,nbета)
241
242 for ip=1,imax-2 do gamma[ip,*]=atan(z[ip+1,*]-z[ip-1,*],x[ip+1,*]-x[ip-1,*])
243 ip=0 & gamma[ip,*]=atan(z[ip+1,*]-z[ip,*],x[ip+1,*]-x[ip,*])
244 ip=imax-1 & gamma[ip,*]=atan(z[ip,*]-z[ip-1,*],x[ip,*]-x[ip-1,*])
245
246 cosg=cos(gamma)
247 sing=sin(gamma)
248 gamma=gamma/degrad
249 v=fltarr(imax,nbета)
250 ; to be continued...
251 v=velv/(cosg*A13v+sing*A33v)
252
253 vx=v*cosg
254 vz=v*sing
255 looptoloc , vx1 , vyl , vz1 , vx , 0 , vz , alpha , betav
256 loctosky , vxs , vvs , vzs , vx1 , vyl , vz1 , lon , lat , b0 , 0 . , 0 . , 0 .
257 delta=acos(cosg*a13v+sing*a33v)/degrad
258
259
260 ; Compute the sound speed at the formation temperature of the ions in km/sec
261 ;vsound=1.51e4*sqrt(temper)/1.e5 ; [km/sec]
262
263
264
265
266
267 %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
268 %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
269 %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
270 %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
271 %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
272 %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
273
274 vmax=fltarr(nbета)
275 vdiff=fltarr(nbета)
276 vdiff2=fltarr(nbета)
277 zmax=fltarr(nbета)
278 for i=0,nbета-1 do begin
279     vmax[i]=max(abs(v[* , i]))
280     auxil=abs((v[* , i]-shift(v[* , i],1))[1:imax-2])
281     vdiff[i]=max(auxil)

```

```

282 zmax[i]=max(abs(z[* , i]))
283 endfor
284
285
286
287
288 zmax=fltarr(nbeta)
289 for i=0,nbeta-1 do zmax[i]=max(z1[* , i])
290
291
292 ;factor=2. ;this is the factor for the calculation of sigma
293
294 %%%%%%%%%%% KEYWORD FOR THE SMOOTH SOLUTION %%%%%%%%%%
295 if keyword_set(smooth) then begin
296     vdiff_deriv=shift(vdiff,1)-vdiff ;velocity dirence derivative
297     min_pos=where(vdiff_deriv le 0. and shift(vdiff_deriv,1) ge 0.) ;minimums positions via
        change of derivative sign
298
299     perturbation=abs(vdiff[min_pos]-vdiff[min_pos+epsilon]) ;perurbation around two
        points of minimums. The least is the most stable minimum
300
301
302 ;upperlimit
303 ; tt=where(vdiff[min_pos] le vdiff_upper_limit)
304 ; smooth_min_pos=where(perturbation[tt] eq min(perturbation[tt])) ;position of the most
        stable minimum in terms of minimum positions under the upper limit
305 ; solution=min_pos[tt[smooth_min_pos]] ;position of the most sharp minimum
306
307 ;minimum
308 ; smooth_min_pos=where(perturbation eq min(perturbation))
309 ; solution=min_pos[smooth_min_pos] ;position of the most sharp minimum
310
311 tt=where(vdiff[min_pos] le vdiff_upper_limit) ;confines the vdiff to those under the upper
        limit
312 per_sort=sort(perturbation[tt]) ;sorts perurbation to find orgers
313 solution=min_pos[tt[per_sort[porder]]] ;finds solution based on order
314
315 vsol=vdiff[solution] ;velocity difference at solution
316
317 range1=where(vdiff le factor*vsol[0] and zmax lt 1.e3 and vdiff ge vsol[0] )
318 bmin=beta[solution]
319
320 rbeta=beta[range1]
321 cbeta=beta[range1]-bmin[0] ;confined betas
322
323 t=where(cbeta eq 0.)
324 siz=n_elements(cbeta)
325 i0=t[0]
326
327 for i=i0,1,-1 do begin
328     test=abs(cbeta[i-1]-cbeta[i])
329     if test ge 10*gap*db then break
330 endfor
331 b1=rbeta[i]
332
333 for i=i0,siz-2 do begin
334     test=cbeta[i+1]-cbeta[i]
335     if test ge 10*gap*db then break
336 endfor
337 b2=rbeta[i]
338
339 sigma=(max([b1,b2])-min([b1,b2]))/2.
340 beta_mean=mean([b1,b2])
341
342 endif

```



```

343
344 %%%%%%%%%% KEYWORD FOR THE SHARP SOLUTION %%%%%%%%%%
345 if keyword_set(sharp) then begin
346   vdiff_deriv=shift(vdiff,1)-vdiff ;velocity dirence derivative
347   max_pos=where(vdiff_deriv le 0. and shift(vdiff_deriv,1) ge 0.) ;minimums positions via
      change of derivative sign
348
349   perturbation=abs(vdiff[max_pos]-vdiff[max_pos+epsilon]) ;perurbation around two
      points of minimums. The least is the most stable minimum
350
351 ;   tt=where(vdiff[max_pos] le vdiff_upper_limit)
352 ;   smooth_max_pos=where(perturbation[tt] eq max(perturbation[tt]))
353 ;   solution=max_pos[tt[smooth_max_pos]] ;position of the most sharp minimum
354
355
356
357   tt=where(vdiff[max_pos] le vdiff_upper_limit) ;confines the vdiff to those under the upper
      limit
358   per_sort=reverse(sort(perturbation[tt])) ;sorts perurbation to find orgers
359   solution=max_pos[tt[per_sort[porder]]] ;finds solution based on order
360   print, per_sort
361   vsol=vdiff[solution] ;velocity difference at solution
362
363   range1=where(vdiff le factor*vsol[0] and zmax lt 1.e3 and vdiff ge vsol[0] )
364   bmin=beta[solution]
365
366   rbeta=beta[range1]
367   cbeta=beta[range1]-bmin[0] ;confined betas
368
369   t=where(cbeta eq 0.)
370   siz=n_elements(cbeta)
371   i0=t[0]
372
373   for i=i0,1,-1 do begin
374     test=abs(cbeta[i-1]-cbeta[i])
375     if test ge 10*gap*db then break
376   endfor
377   b1=rbeta[i]
378
379   for i=i0,siz-2 do begin
380     test=cbeta[i+1]-cbeta[i]
381     if test ge 10*gap*db then break
382   endfor
383   b2=rbeta[i]
384
385   sigma=(max([b1,b2])-min([b1,b2]))/2.
386   beta_mean=mean([b1,b2])
387
388 endif
389 ;%%%%%%%%% Keyword for Maximum %%%%%%%%%%
390
391
392
393
394 if keyword_set(max) then begin
395   solution=where( vmax eq min(vmax)) ;maximum velocity solution
396   bmin=beta[solution]
397   vsol=vmax[solution]
398
399   factor=2.
400   range0=where(vmax lt factor*min(vmax))
401   b1=beta[ min(range0) ]
402   b2=beta[ max(range0) ]
403   sigma=(max([b1,b2])-min([b1,b2]))/2.
404

```

```

405     beta_mean=mean(beta [min(range0) :max(range0) ])
406 endif
407
408
409 if keyword_set(diff) then begin
410     good_sol=where(zmax lt 1.e3)
411     solution2=where( vdiff[good_sol] eq min(vdiff[good_sol])) ;minimum velocity difference
412     solution=good_sol[solution2]
413
414     bmin=beta[solution]
415     vsol=vdiff[solution]
416
417     range1=where(vdiff lt factor*min(vdiff) and zmax lt 1.e3)
418     b1=beta [min(range1)]
419     b2=beta [max(range1)]
420     sigma=(max([b2,b1])-min([b2,b1]))/2.
421
422     beta_mean=mean(beta [min(range1) :max(range1) ])
423
424 endif
425
426 if keyword_set(quiet) eq 0 then begin
427     print, 'betasmax=',bmin[0]
428     print, 'sigma=', sigma
429     print, 'mean=',beta_mean
430 endif
431
432
433 if keyword_set(show_plots) then begin
434     window,2 & plot,beta, vdiff,/ylog,tit='Difference velocity criterion' &
435     oplot,[min(beta),max(beta)], [vsol,vsol] &
436     oplot,[min(beta),max(beta)], factor*[vsol,vsol]
437     oplot, [b1,b1],[.1,1.e7] & oplot,[b2,b2],[.1,1.e7]
438
439     window, 0 & plot, length[* ,solution], vz[* ,solution], ytit='vz',xtit='length'
440 endif
441 message, 'end', /cont
442
443
444
445 end

```

Παράρτημα Γ΄

Δημοσιεύσεις

Στις επόμενες σελίδες, βρίσκονται οι δημοσιεύσεις που προέκυψαν από τις μελέτες που παρουσιάστηκαν στα μέρη Ι και ΙΙ της εργασίας. Οι δημοσιεύσεις έχουν τα βιβλιογραφικά στοιχεία αναφοράς:

Syntelis, P., Gontikakis, C., Georgoulis, M. K., Alissandrakis, C. E. and Tsinganos, K., 2012, “Study of the Three-Dimensional Shape and Dynamics of Coronal Loops Observed by Hinode/EIS”, *Solar Phys.*, **280**, 475-489.

Vourlidas, A., Syntelis P., and Tsinganos, K., 2012, “Uncovering the Birth of a Coronal Mass Ejection from Two-Viewpoint SECCHI Observations”, *Solar Phys.*, **280** p. 509-523.

Study of the Three-Dimensional Shape and Dynamics of Coronal Loops Observed by *Hinode*/EIS

P. Syntelis · C. Gontikakis · M.K. Georgoulis ·
C.E. Alissandrakis · K. Tsinganos

Received: 15 November 2011 / Accepted: 2 May 2012 / Published online: 6 June 2012
© Springer Science+Business Media B.V. 2012

Abstract We study plasma flows along selected coronal loops in NOAA Active Region 10926, observed on 3 December 2006 with *Hinode*'s *EUV Imaging Spectrograph* (EIS). From the shape of the loops traced on intensity images and the Doppler shifts measured along their length we compute their three-dimensional (3D) shape and plasma flow velocity using a simple geometrical model. This calculation was performed for loops visible in the Fe VIII 185 Å, Fe X 184 Å, Fe XII 195 Å, Fe XIII 202 Å, and Fe XV 284 Å spectral lines. In most cases the flow is unidirectional from one footpoint to the other but there are also cases of draining motions from the top of the loops to their footpoints. Our results indicate that the same loop may show different flow patterns when observed in different spectral lines, suggesting a dynamically complex rather than a monolithic structure. We have also carried out magnetic extrapolations in the linear force-free field approximation using SOHO/MDI magnetograms, aiming toward a first-order identification of extrapolated magnetic field lines

Advances in European Solar Physics

Guest Editors: Valery M. Nakariakov, Manolis K. Georgoulis, and Stefaan Poedts

P. Syntelis · C. Gontikakis (✉) · M.K. Georgoulis

Research Center for Astronomy and Applied Mathematics, Academy of Athens, Soranou Efessiou 4,
11527 Athens, Greece

e-mail: cgontik@academyofathens.gr

P. Syntelis

e-mail: psyntelis@phys.uoa.gr

C.E. Alissandrakis

Section of Astro-Geophysics, Department of Physics, University of Ioannina, 45110 Ioannina, Greece

e-mail: calissan@cc.uoi.gr

K. Tsinganos

National Observatory of Athens, Lofos Nymphon, Thission, 11810 Athens, Greece

K. Tsinganos

Section of Astrophysics, Astronomy and Mechanics Department of Physics, University of Athens,
Panepistimiopolis 157 84, Zografos, Greece

e-mail: tsingan@phys.uoa.gr

corresponding to the reconstructed loops. In all cases, the best-fit extrapolated lines exhibit left-handed twist ($\alpha < 0$), in agreement with the dominant twist of the region.

Keywords Active regions · Structure · Velocity field · Magnetic fields

1. Introduction

Solar telescopes provide us with two-dimensional projections of coronal structures on the plane of the sky. The measure of the 3D geometry of coronal loops is important for understanding these structures. Reconstructions of a loop's true shape have been attempted via a variety of methods, such as stereoscopy or models that make assumptions for the loop shape, flow *etc.* (Loughhead, Wang, and Blows, 1983; Berton and Sakurai, 1985; Aschwanden *et al.*, 1999; Nitta, van Driel-Gesztelyi, and Harra-Murnion, 1999). Moreover, the STEREO space mission, with its twin telescopes in two different positions in space, is dedicated to the solar coronal stereoscopy by combining simultaneous EUV images from two different lines of sight (Aschwanden, 2009; Aschwanden and Wülser, 2011). The 3D geometry of active-region loops, computed with STEREO images, was used to constrain the magnetic field topology computed with non-linear force-free extrapolation methods (De Rosa *et al.*, 2009). To interpret the active-region Doppler maps computed with the data from instruments such as *Hinode*/EIS and to understand the plasma flows along coronal loops, one also needs to know the loops' 3D geometry. Del Zanna (2008), using *Hinode*/EIS observations of NOAA AR 10926, studied the behavior of the line of sight velocity, along loops and weak emission regions of the active region, at different plasma temperatures.

In this work we analyze the same active region and we study the flows along selected loops for which we were able to reconstruct their 3D geometry. Our method, introduced by Alissandrakis, Gontikakis, and Dara (2008) (Paper I) also uses the Doppler shifts measured along coronal loops in this reconstruction. Based on the analysis of Paper I we extend the study to more loops and a wider range of formation temperatures in this work.

2. Observations

NOAA AR 10926 was observed on 3 December 2006, at $(395'', -198'')$ from disk center (see Figure 1). During that day, *Hinode*'s *EUV Imaging Spectrograph* (EIS) performed two rasters of the AR, recording spectral lines of Fe VIII 185 Å ($10^{5.8}$ K), Fe X 184 Å (10^6 K), Fe XII 195 Å ($10^{6.1}$ K), Fe XIII 202 Å ($10^{6.2}$ K), and Fe XV 284 Å ($10^{6.3}$ K). These formation temperatures have been published by Young *et al.* (2007). Raster 1 was obtained from 15:32:19 UT to 17:46:31 UT with a $256'' \times 256''$ field of view (FOV), while raster 2 was obtained from 19:15:12 UT to 23:44:09 UT and covered a $512'' \times 256''$ FOV. Both rasters were scanned from West to East (see Figure 1) with a 30 s exposure time for each slit position, and a $1''$ spatial pixel size. We also used a timeseries of TRACE 171 Å filtergrams, recorded from 19:10:49 UT to 23:49:06 UT, with $0.5''$ spatial pixel size and a time cadence of 1 minute. Magnetic field extrapolations were performed using a SOHO/MDI magnetogram. The MDI full disk line-of-sight magnetogram (Figure 1) had a rough pixel size of $1.9''$, covered the entire active-region FOV and was recorded on 3 December 2006 at 20:51:01 UT, during raster 2. SOT provided a vector magnetogram with a pixel size of $0.15''$ in a FOV of $316'' \times 157''$, pointing at $(447'', -171'')$, on 4 December 2006 from 10:07:00 UT to 13:03:36 UT.

Figure 1 Full disk image recorded by SOHO/MDI on 3 December 2006, at 20:51 UT. EIS rasters 1 and 2 fields of view are represented with dark frames around AR 10926. The white frame shows the part of the MDI magnetogram used for the magnetic field extrapolation.

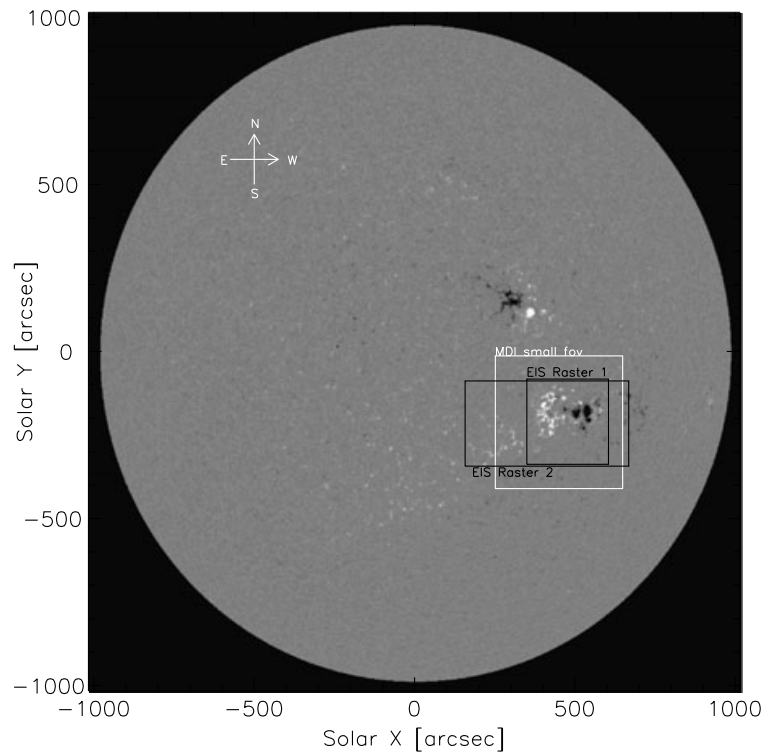
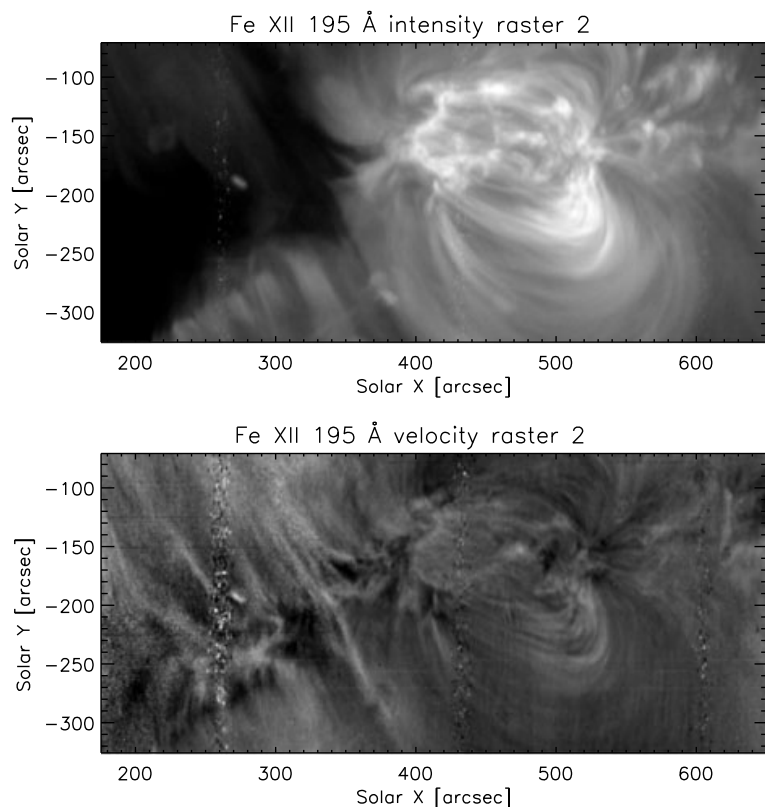


Figure 2 Top: EIS intensity image of the active region in Fe XII 195 Å for raster 2. Bottom: The corresponding EIS Dopplergram. For the Dopplergram, white/black colors correspond to red/blue shifts. Doppler shifts are in the range of -20 to 20 km s^{-1} .



3. Data Processing and Loop Reconstruction

The EIS data were treated following standard procedures. After correcting for electron spikes, pedestal and dark current, hot pixels, slit tilt and thermal drift, we performed Gaussian fits on all individual line spectral profiles to compute Dopplergrams and intensity images (see Figure 2). Fe VIII 185 Å is blended with Ni XVI 185.23 Å ($T = 10^{6.4}$ K, Young

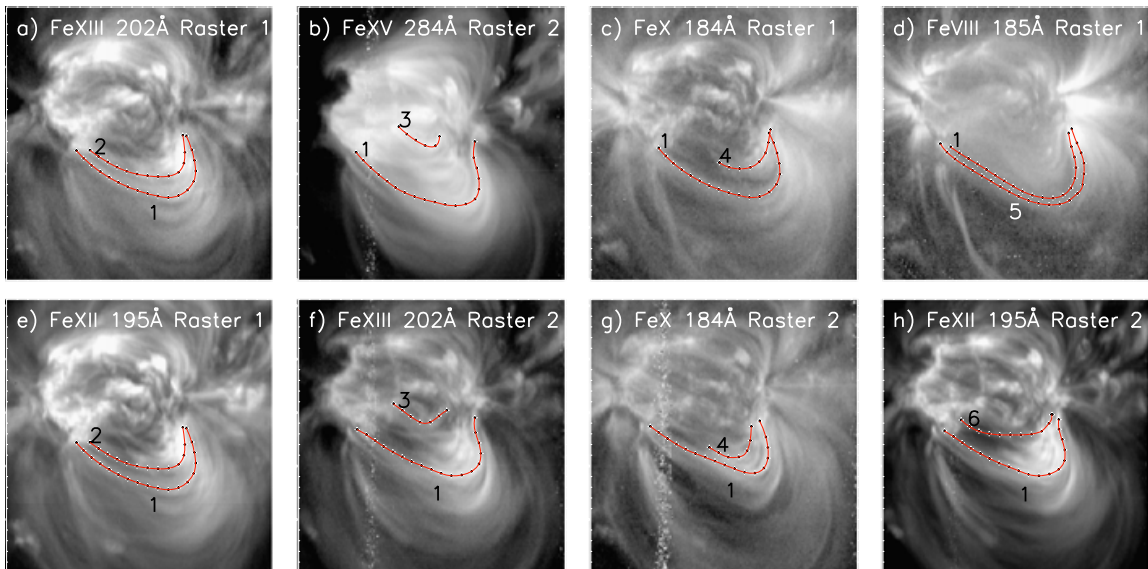


Figure 3 Intensity images in various spectral lines from both rasters, on which we indicate the shape of the selected loops. Loop 1 appears in all lines and in all rasters. Loop 2 can be seen in panels (a) and (e), loop 3 in panels (b) and (f), loop 4 in panels (c) and (g), loops 5 and 6 in panels (d) and (h).

et al., 2007), thus a double Gaussian fit was performed to estimate the effect of the blending on the Dopplergrams. As the loops selected in Fe XII 195 Å were outside the active region core, the Ni XVI 185.23 Å line intensity is negligible and does not influence the measured Doppler shift.

To calibrate the zero level of the measured Doppler shifts, we averaged the velocities in small quiet areas near the active region observed during the second raster. We compared our Dopplergrams with the ones published in Del Zanna (2008) and found that they were in good agreement.

For every spectral line, pointing corrections relative to He II 256 Å were taken into account to co-align the EIS data. Furthermore, in order for the different data sets to be comparable, co-alignment was performed among the EIS, TRACE, SOT and MDI data, within the uncertainty of the MDI spatial resolution.

From the aforementioned EIS data we manually selected, at each wavelength, the loops that could be distinguished from the background, along their entire length (Figure 3). For each loop, we recorded their positions (x_s, y_s) on the intensity image as well as the Doppler shifts V_{S_z} , at the same positions, from the Dopplergrams. We applied a boxcar average with a width of 5 to 7 at these LOS velocities to reduce noise.

The measured positions (x_s, y_s) and LOS velocities V_{S_z} along the loops' length, were then used as input for the computation of the loops' 3D structure following the methodology of Paper I. Briefly, the model assumes that a given loop is i) stationary, ii) lying in a single plane, and iii) exhibits plasma flows along its length. The sought-after unknown parameter is the inclination β of the plane with respect to the local solar vertical. There are two extremes for β : β_1 , that is the LOS inclination with respect to the local vertical, and a maximum inclination $\beta_2 = \beta_1 - 90^\circ$ such that the loop plane is not submerged below the solar surface.

To find the unknown inclination β we first transform the loop's positions and LOS velocities from the plane-of-sky coordinate system (x_s, y_s, z_s) to the local orthogonal system (x_l, y_l, z_l) , where the (x_l, y_l) -plane is tangent to the solar surface and x_l runs parallel to the equator, and then to the loop's system (x, z) . Here \hat{x} is defined by the loop's footpoints, \hat{z} is lying in the loop's plane, and $V(s, \beta)$ is the velocity in the plane, along the loop's length (see Figure 3 of Paper I for the geometrical setup).

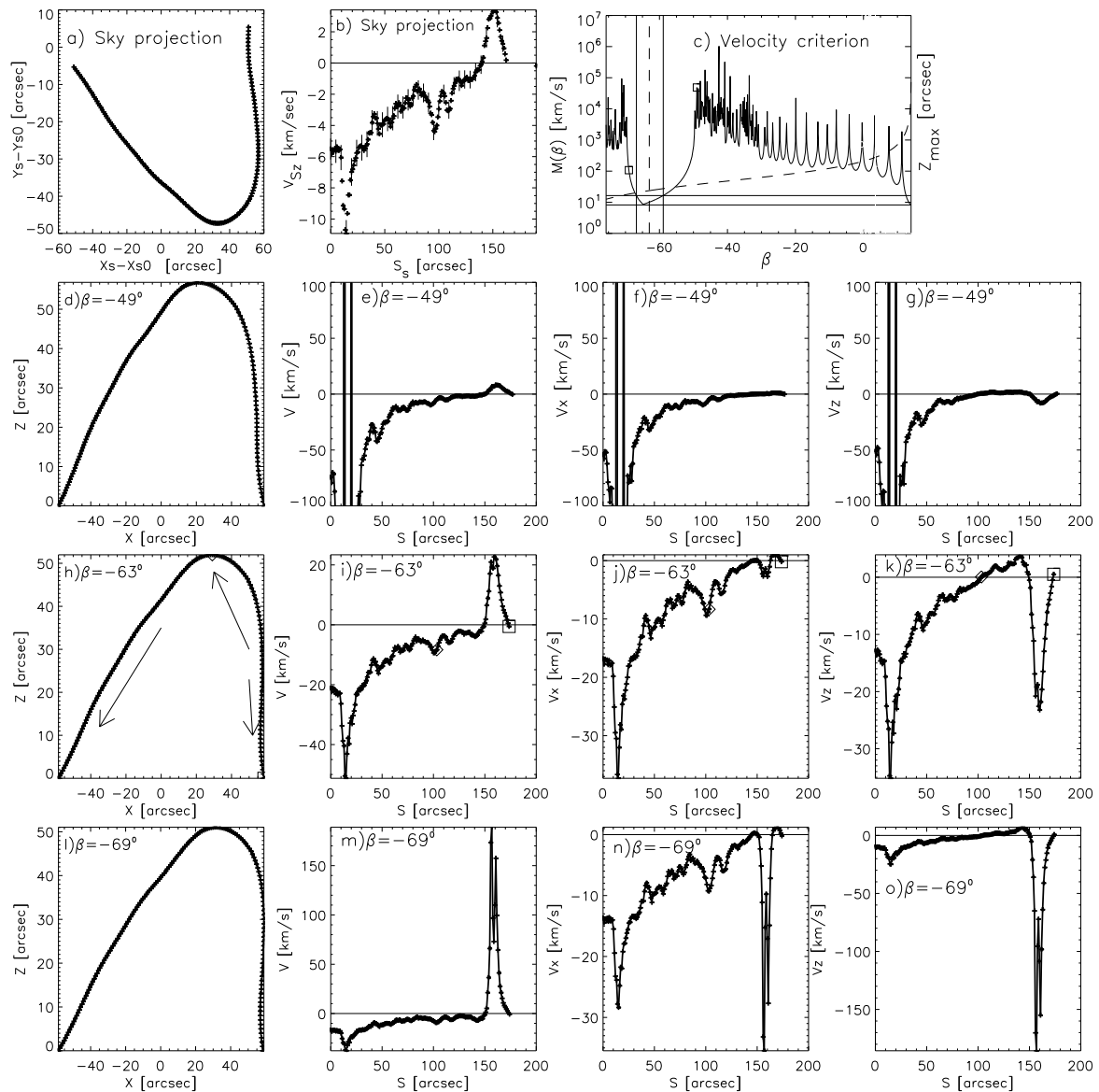


Figure 4 Results for loop 1 at Fe XII 195 Å. First row, panels (a) and (b): Loop position in the sky plane and LOS velocity as a function of the loop's length. panel (c), shows $M(\beta)$ (solid line) and $z_{\max}(\beta)$, maximum loop altitude (dashed line), as a function of β . The two vertical lines show the range of optimum solutions while the vertical dashed line indicates the selected β . Each row of four panels shows calculations for different loop inclinations, β . These include: The reconstructed loop in its own plane (x, z) (panels (d, h, l)), the flow velocity V along the loop (panels (e, i, m)), the horizontal component V_x (panels (f, j, n)) and vertical component V_z (panels (g, k, o)) as a function of the loop length. The third row is for the optimal value of $\beta = -63^\circ$. The diamond indicates the top of the loop and the box indicates the western footpoint. The arrows in panel (h) show the direction of the plasma flow. Note the discontinuities of the flow velocity in the second and the fourth rows ($\beta = -49^\circ$ and $\beta = -69^\circ$). Positive lines of sight velocities correspond to redshifts.

We apply the method by changing the inclination within the interval $[\beta_1, \beta_2]$ in steps of 0.1° . At each step, we monitor the quantity $M(\beta) = \max \Delta V(s, \beta)$, where $\Delta V(s, \beta) = |V(s_{i+1}, \beta) - V(s_i, \beta)|$ is the absolute velocity difference between consecutive pixel positions, $i, i + 1$, along the loop. The optimal β is the one minimizing $M(\beta)$. We further define an uncertainty $\delta\beta$ such that $M(\beta)$ is smaller than twice the minimum $M(\beta)$ -value. In effect this is a 2σ uncertainty level; see Figure 4c for an example. Most β -values within the inspected range are immediately discarded either because large discontinuities appear in $V(s, \beta)$ along the loop or because $V(s, \beta)$ takes unrealistically large values. Besides the

primary minimum $M(\beta)$ for $\beta \in [\beta_1, \beta_2]$ we sometimes obtain a secondary minimum for $\beta \simeq \beta_1$. This is also typically discarded as the loop-length solution in this case becomes unrealistically large, larger than the solar radius.

4. Results

In the active region studied, during both rasters and in all recorded spectral lines, we were able to identify six loops having a sufficient contrast with respect to the background along their entire length. All of them were located in the south part of the active region (solar- Y coordinates less than $-200''$). For an additional four loops the method did not work successfully, failing to converge to a continuous velocity solution.

Figure 3 shows all studied loops as they appear in intensity images of different spectral lines during the two rasters. Loop 1 was the most prominent, as it appears in both rasters and in all wavelengths shown in Figure 3. Loop 2 was observed during raster 1 in Fe XIII 202 Å and Fe XII 195 Å (Figure 3 panels (a, e)). Loop 3 was observed during raster 2 in Fe XV 284 Å and Fe XIII 202 Å (Figure 3 panels (b, f)). Loop 4 was observed in Fe X 184 Å during both rasters (Figure 3 panels (c, g)). Finally, loops 5 and 6 were observed in Fe VIII 185 Å during raster 1 and in Fe XII 195 Å during raster 2, respectively (Figure 3 panels (d, h)).

4.1. Results for Loop 1

4.1.1. Loop Reconstruction

Figure 4 shows the application of the reconstruction method for loop 1, from the Fe XII 195 Å image during raster 2 (see Figure 3, panel (h)). In the first row, the first two panels show the plane of the sky projection of the loop (panel (a)) and the Doppler velocity along its length (panel (b)), where positive values correspond to redshifts. The error bars in panel b are derived from the statistical uncertainties of the Gaussian fit. The data presented in panels (a) and (b) are the input of the reconstruction method. Then, for a wide range of inclinations β we computed the loop shape and the velocity along the loop, in the loop reference system (x, z). Panel (c) shows the maximum velocity difference (solid line) $M(\beta)$ and the maximum loop altitude z_{\max} (dashed line) as a function of β . Panel (c) presents a ‘forest’ of large $M(\beta)$ values, of the order of 10^3 to 10^6 km s $^{-1}$ interrupted by a region with values of 10 to 200 km s $^{-1}$. For large β values, $M(\beta)$ has another small-value region, which corresponds to unphysically large values for z_{\max} ($\simeq 10\,000''$).

Each of the next three rows has four panels, showing, from left to right, the reconstructed loop on its own plane, the velocity V of the flow along the loop, the horizontal V_x and the vertical V_z velocity components as a function of the loop length. The second and fourth row show the results for $\beta = -49^\circ$ and -69° , respectively. There, the transformation from the sky plane to the loop plane gives a discontinuity in the computed velocity (panels (e, f) and (g)) for $\beta = -49^\circ$, and a strong peak in velocities that does not seem physical (panels (m, n) and (o) for $\beta = -69^\circ$), thus these results are rejected as unphysical. For the third row, where $\beta = -63^\circ$, the velocity is continuous (panels (i, j) and (k)), and therefore the results are considered acceptable. The examined values of β range from $\beta_2 = -75^\circ$ where the loop plane becomes tangent to the solar surface, to $\beta_1 = 14^\circ$, where the LOS is in the loop plane. Negative values of β mean that the loop is inclined towards the south part of the active region. Let us come back to panel (c). At $\beta = -49^\circ$ a square shows the $M(\beta)$ value of 4.8×10^4 km s $^{-1}$ which corresponds to the subtraction between the most negative

values of v seen in panels (e), (f), and (g) at $s = 19$ arcsec, where V , V_x and V_z resemble of delta functions. In panel (c), at $\beta = -69^\circ$ a square shows the value of $\simeq 105 \text{ km s}^{-1}$ which corresponds to the maximum difference values at $s \simeq 155$ arcsec in panels (m), (n), and (o).

The two horizontal lines show the minimum and two times the minimum of $M(\beta)$. These yield a range for β (shown between the two continuous vertical lines), defining an uncertainty of $\pm 4^\circ$ for the loop's inclination β . The mean value of β in this interval is indicated out by the vertical dashed line.

4.1.2. Interpretation of Flows in Loop 1

The flow velocity V , in Figure 4h, for $\beta = -63^\circ$, is negative, with the exception of the western footpoint in the plot. This means that the flow is directed towards the eastern footpoint starting from the upper part of the western leg, through the loop apex as indicated by the two arrows in panel (h). There is however also a portion of the loop, near the western footpoint where we observe a downflow indicated by the right arrow in panel (h). In panel (j), V_x is negative, indicating also a motion towards the eastern footpoint. The western leg is almost vertical which is why $V_x \simeq 0$. In panel (k), V_z also shows a flow towards the eastern footpoint with negative/down-flows, East of the loop top (diamond), and positive/up-flows West of the loop top. Near the western footpoint, V_z changes sign again, at the same position where also the Doppler shift changes sign (panel (b)). This would mean that the plasma flows towards the western footpoint in this small section. However, the small Doppler shift values increase the relative error and makes interpretation ambiguous, for this small loop section.

Figure 5 shows the results for loop 1, for all spectral lines during raster 2. Each row in Figure 5 corresponds to a different spectral line and includes three panels. The left panel shows the loop shape on its own plane, the middle panel shows the measured Doppler shift along the loop and the third panel shows the magnitude of the computed velocity. For the middle panels, positive values mean redshifts and error bars are due to Gaussian statistical uncertainties.

From the first column of panels we can see that loop 1 implies similar inclinations in all spectral lines, in the range of -63° to -60° . For the Fe VIII spectral line, we measure redshifts of 5 to 20 km s^{-1} along the loop (panel (b)) which for the given loop inclination correspond to unidirectional flow from the eastern toward the western footpoint (panel (c)). The results for Fe X spectral line show that both the Doppler shift (panel (e)) and the computed velocity (panel (f)) change sign near the loop top; this indicates a draining motion from the loop top (indicated with a diamond symbol) towards the footpoints. This draining shows velocities of $\simeq 40 \text{ km s}^{-1}$ at both footpoints. The last two spectral lines, Fe XIII 202 Å and Fe XV 284 Å, show a similar dynamic behavior. The measured Doppler shifts are towards the blue (panels (k, n)) and the computed velocity (panels (l, o)) shows unidirectional flows from western to eastern footpoints. This similarity indicates that we observe the same plasma structure in these two spectral lines. The flow of Fe XII 195 Å in panel (i) also has the characteristics of a unidirectional flow as in panels (l) and (o), but the positive flow at the western footpoint makes this interpretation problematic. It is worth noting that the flow in the hot lines is in the opposite direction to the flow in the cooler Fe VIII 185 Å. Therefore, this may imply that loop 1 is composed of different strands or background structures.

4.2. Results for All Loops

In Table 1 we present a summary of the general characteristics of the flow for all studied loops in all the recorded spectral lines for both rasters. As seen in column 4, all the studied

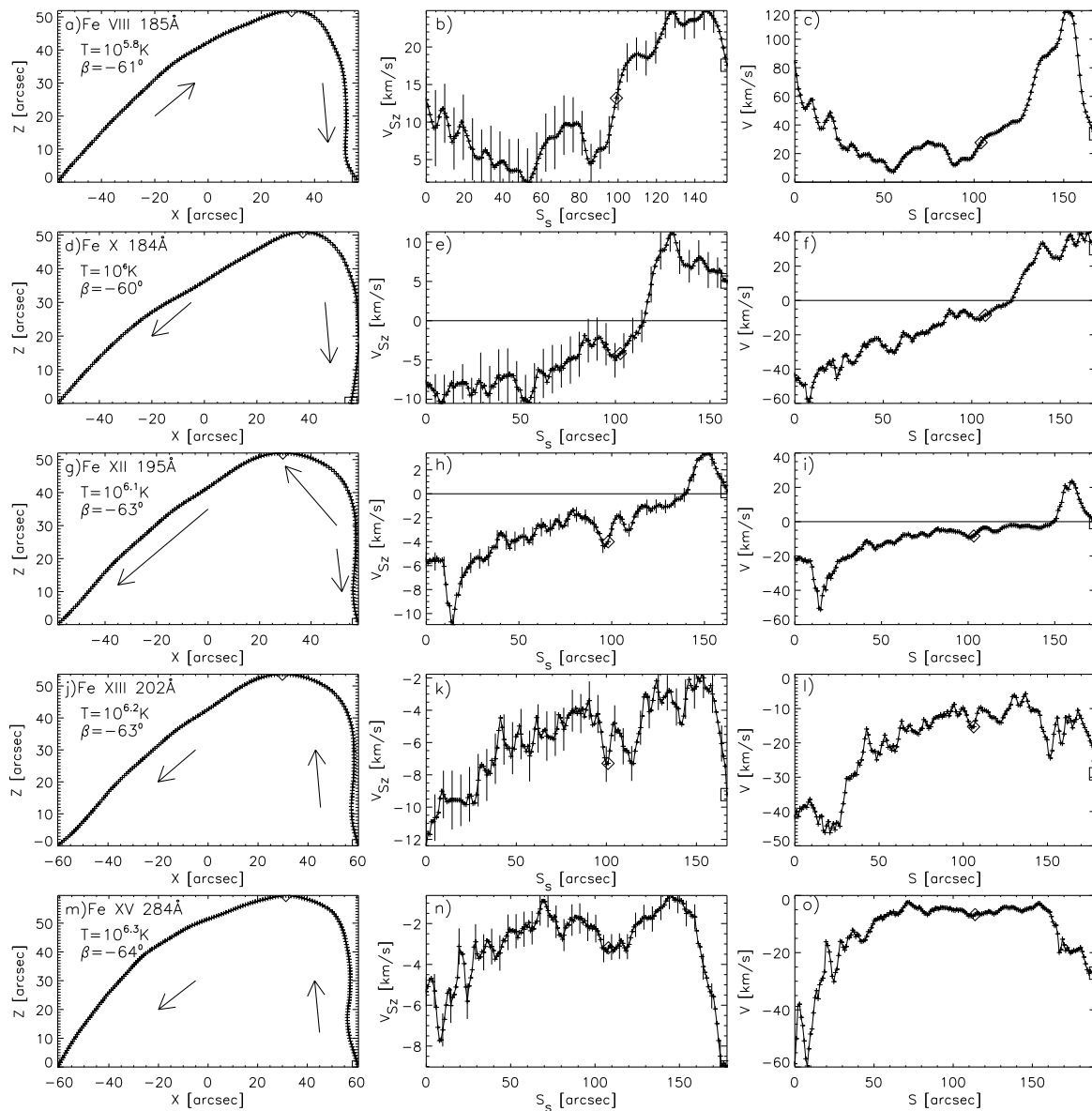


Figure 5 Results for loop 1 for all spectral lines during Raster 2. First column: The reconstructed loop in its own plane (x, z). Second column: Line-of-sight velocity as a function of the loop's length. Third column: Velocity of the flow as a function of the reconstructed loop's length.

loops, in the different spectral lines have a high inclination in the range -60° to -75° with an average inclination of -64.5° and an uncertainty of 3.5° . The inclination measured for loop 1 has an average of -63.3° with an uncertainty of 1.8° . Loop 1 inclinations in the first raster have a small scatter, in agreement with the smaller error bars. The larger error on β is measured for loop 3 (line 12) and is of $\pm 15^\circ$. In column 5 more than half of the loops (53 %) show unidirectional flow from West to East, 30 % show draining flow from the loop top to the footpoints while the rest of them, all in Fe VIII 185 Å line, have flows from East to West. Three of the four cases observed in the Fe X 184 Å line presented draining motions.

We note that the dynamics of loop 1 does not change qualitatively from the first to the second raster, except for the case of the Fe XII 195 Å line. Loops 4, 5 and 6 also change dynamics from the first to the second raster. For the cases with qualitatively similar loop dynamics in both rasters we can argue for a quasi-steady flow along them between 16:05 UT, the time when the first raster started scanning the loop, and 21:31 UT, the time the second raster finished, which is five and a half hours. Moreover, the ratios of the loop lengths (Ta-

Table 1 A summary of the 3D reconstruction results for all selected loops. The table includes: loop number (column 1), spectral line (column 2), raster number (column 3), β (column 4), the type of flow, which can be draining, or flow from East to West (E. to W.) or West to East (column 5), apparent density scale length (column 6), maximum altitude (column 7) and length (column 8). The last three columns show the mean velocity values along 10 % of the loops length starting, respectively, from eastern and the western footpoint and the mean velocity along 10 % of the loop top. The corresponding standard deviation is shown in parentheses.

No.	Spectral line	Raster	$\beta \pm \delta\beta$ ($^{\circ}$)	Flow	λ_n^{obs} ($''$)	Z ($''$)	L ($''$)	Velocities (km s^{-1})		
								East	West	Top
1	Fe VIII 185 Å	1	-64 ± 4	E. to W.	40	26	185	74(27)	47(14)	47(11)
1	Fe X 184 Å	1	-65 ± 1	Draining	148	25	182	-92(19)	69(22)	-1(3)
1	Fe XII 195 Å	1	-65 ± 1	Draining	197	23	176	-72(15)	33(12)	-2(2)
1	Fe XIII 202 Å	1	-65 ± 1	W. to E.	221	23	176	-94(18)	-36(14)	-3(2)
1	Fe VIII 185 Å	2	-61 ± 4	E. to W.	126	26	168	52(16)	76(34)	26(7)
1	Fe X 184 Å	2	-60 ± 4	Draining	230	25	170	-46(6)	36(3)	-8(3)
1	Fe XII 195 Å	2	-63 ± 4	W. to E.	253	24	174	-30(6)	9(6)	-6(1)
1	Fe XIII 202 Å	2	-63 ± 4	W. to E.	252	25	180	-40(2)	-17(4)	-12(1)
1	Fe XV 284 Å	2	-64 ± 2	W. to E.	272	26	190	-43(10)	-21(3)	-6(.5)
2	Fe XII 195 Å	1	-64 ± 4	Draining	47	15	129	-34(4)	19(6)	-4(2)
2	Fe XIII 202 Å	1	-64 ± 4	W. to E.	102	15	129	-42(7)	-9(12)	-7(2)
3	Fe XIII 202 Å	2	-75 ± 15	W. to E.	205	4	64	-16(1)	-11(3)	-16(1)
3	Fe XV 284 Å	2	-61 ± 6	W. to E.	107	6	55	-11(1)	-17(5)	-7(1)
4	Fe X 184 Å	1	-69 ± 7	Draining	66	7	73	-33(6)	31(4)	-9(5)
4	Fe X 184 Å	2	-65 ± 7	W. to E.	177	9	65	-39(4)	-21(2)	-6(2)
5	Fe VIII 185 Å	1	-67 ± 0.3	E. to W.	67	27	185	30(25)	147(32)	31(5)
6	Fe XII 195 Å	2	-68 ± 5	W. to E.	56	24	106	-14(2)	3(4)	-12(2)

ble 1, column 8) over the corresponding velocities at the footpoints (columns 9 and 10), give timescales, 90 % of which, are within 25 minutes to 2 hours. These values are close to the duration of the loops rastering (about 1 hour). For the other loops we cannot argue whether or not their dynamical behavior changes between the two rasters. However, as long as the loop magnetic structure is not modified during the raster, the applied method should give valid results for the inclination β .

The last three columns of Table 1 show the velocity average values along 10 % of the loop's length starting, respectively, from the eastern footpoint the western footpoint and at the top of the loop, with their standard deviation in parentheses. In most cases, the eastern footpoints have larger velocities by, factors from 1.2 to 3. We suggest that the loops appearing in Fe XIII 202 Å and Fe XV 284 Å should correspond to the same loop because the calculated dynamics are very similar. Columns 7 and 8 show the maximum altitude from the solar surface and the true loop lengths, respectively. Loop 1 is apparently composed of separate strands that appear in different spectral lines as indicated by the different kind of flows found. For each spectral line, the reconstruction method gave values of the loop height (column 7) which vary from 23'' to 26'' while the loop reconstructed length varies from 170'' to 190''. These variations indicate the uncertainties of the method but could also show the difference between various strands composing the loop.

4.2.1. Calculation of Scale Lengths and Mach Numbers

The hydrostatic pressure scale height, defined in centimeters as ($\lambda_p = 4.7 \times 10^9 (T/1 \text{ MK})$) (Aschwanden, 2005) for the spectral lines Fe VIII, 185 Å ($10^{5.8}$ K), Fe X, 184 Å (10^6 K), Fe XII, 195 Å ($10^{6.1}$ K), Fe XIII, 202 Å ($10^{6.2}$ K), and Fe XV, 284 Å ($10^{6.3}$ K), is 41.5'', 65.7'', 82.7'', 104.2'', and 131.2'', respectively, and was computed using the formation temperature of each spectral line given in the parentheses. This scale height is still meaningful for subsonic flows, which is the case for our loops, as is shown in the next paragraph. Note that the maximum altitudes (column 7) of all measured loops are smaller than the corresponding pressure scale height. Thus this explains that the tops of the loops are dense enough to be bright and detectable.

Column 6 shows the apparent density scale, λ_n^{obs} (see Aschwanden, 2005, p. 84). To calculate λ_n^{obs} along the loops, we first corrected the loop intensity from the background contamination. To estimate the background, we represented each loop in images with curvilinear grids (Aschwanden *et al.*, 1999; their Figure 6). The x -axis of these images represents the length of the loop so that the loop looks stretched and horizontal. For each point $(x_{\text{loop}}, y_{\text{loop}})$ along the loop in the curvilinear grid, we selected pixels lying along the line perpendicular to the loop (x_{loop}, y) with intensities $I_{\text{back}}(x_{\text{loop}}, y_{\text{back}}) < f I_{\text{loop}}(x_{\text{loop}}, y_{\text{loop}})$ where factor f is in the range from 0.5 to 0.8. We subtract the average of the background pixel intensities from the corresponding loop pixel intensities to get the corrected intensity along the loop. We then calculate the electron density $n_e(s)$ along the loop as follows. For each loop we use the contribution functions $G(T)$ of the corresponding spectral line from the CHIANTI software (Dere *et al.*, 1997). The contribution function for all spectral lines was computed assuming a Mazzotta *et al.* (1998) ionization fraction and a hybrid abundance for iron (Fludra and Schmelz, 1999). We assume that the loop width along the LOS is constant and of $w = 2''$. The electron density is calculated as $n_e(s) = \sqrt{\frac{I(s)}{wG(T_{\text{max}})}}$. T_{max} is the spectral line's formation temperature, maximizing the contribution function and s is the length along the loop. We performed a fit with an exponential function to the electron density function $n_e(s)$ computed along the loop. The density scale length λ_n^{obs} is the derived length from the exponential fit. The resulting relative difference between λ_n^{obs} and $\lambda_p / \cos(\beta)$ is in the range of 0.01 to 0.8 with an average of 0.46.

The sound velocity, expressed as $v_s = 0.151 \times \sqrt{T}$ km s⁻¹, was computed for the different spectral line formation temperatures to be in the range of 120 km s⁻¹ to 213 km s⁻¹. Therefore, the corresponding Mach numbers are smaller than one with the exception of the western footpoint of loop 5 (row 15 in Table 1) which is supersonic. For the Fe VIII, 185 Å, Fe X, 184 Å, Fe XII, 195 Å, Fe XIII, 202 Å and the Fe XV, 284 Å lines, the mean Mach numbers computed from the corresponding velocities in columns 9 and 10 (Table 1) are 0.6, 0.3, 0.2, 0.2 and 0.1, respectively, and show that the larger the line formation temperature, the smaller the Mach number.

4.2.2. Influence of Background Subtraction on Doppler Shifts

In order to check the influence of the background subtraction on our results, we also performed the loop reconstruction, using loop Doppler shifts calculated from spectral profiles from which we subtracted a background spectral profile (Gontikakis *et al.*, 2005). We obtained better results when the background points were selected along the same slit position as the corresponding loop points. We obtained similar inclinations within $\simeq 3^\circ$ compared to the uncorrected case. Qualitatively, the flow (draining or unidirectional flow) is the same for nine cases (rows 1, 2, 3, 6, 7, 10, 14, 15, and 16 of Table 1). The calculated flow in most

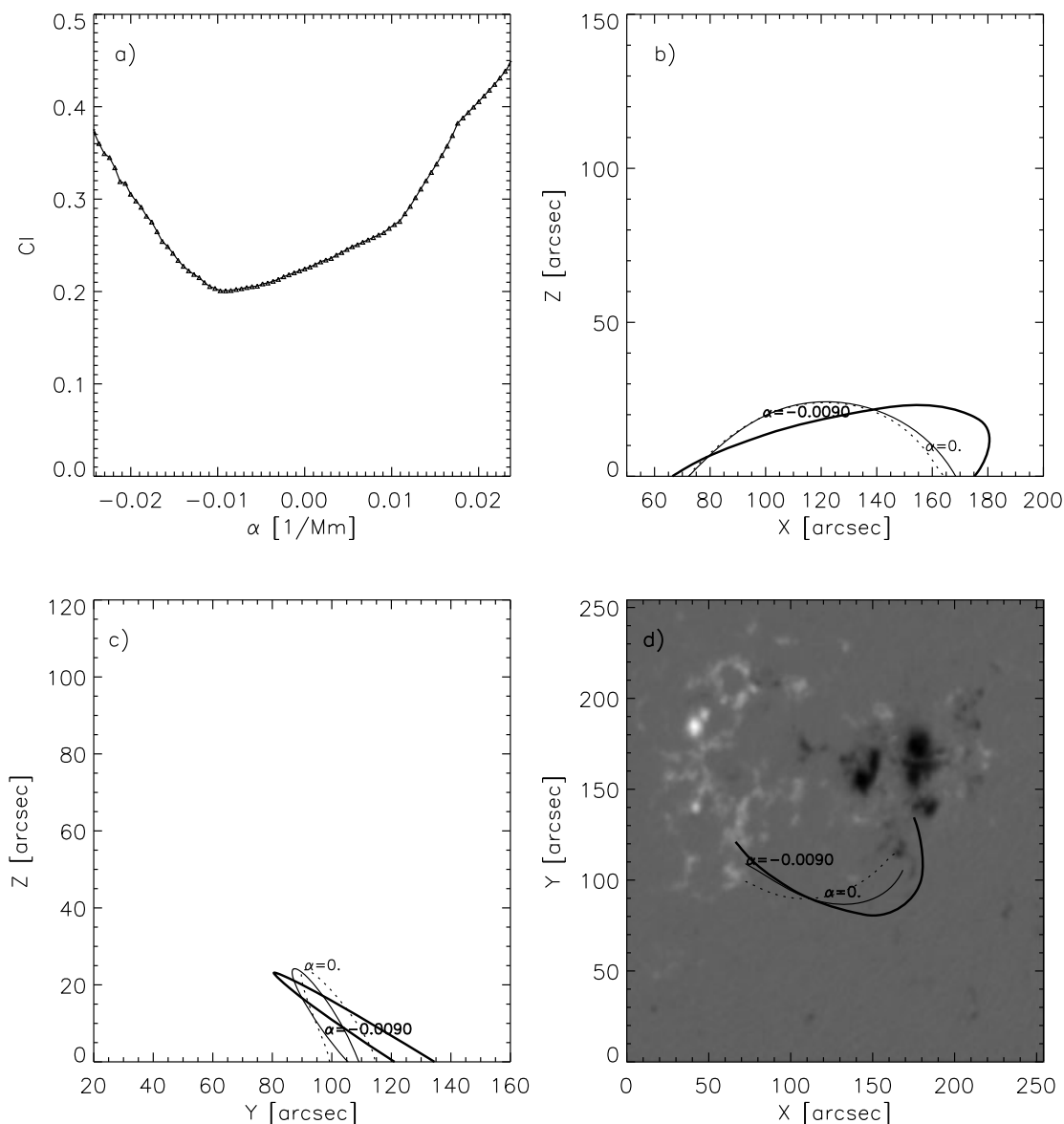


Figure 6 Fitting loop 1 at Fe XII 195 Å during raster 1: (a) the C_1 modulus along the loop as a function of α . A minimum C_1 is achieved for $\alpha \simeq -0.009 \text{ Mm}^{-1}$. (b, c) Two different views of the inferred loop (thick solid curve), accompanied by a potential-field extrapolated line ($\alpha = 0$; dotted curve) and the “best-fit” extrapolated field line ($\alpha = -0.009 \text{ Mm}^{-1}$; thin solid curve). (d) The same system, seen from above and projected on the respective SOHO/MDI magnetogram.

of the other cases diverged at the western leg of the loops. The western leg of the loops is almost parallel to the slit so that our method to select appropriate background points fails.

5. Comparing Reconstructed with Extrapolated Coronal-Loop Shapes

As an independent test of our 3D reconstructions we used linear force-free magnetic field extrapolations as described by Alissandrakis (1981) to determine whether extrapolated field lines (viewed as loops) that model the reconstructed loops can be found. That active-region magnetic fields are far from a linear force-free configuration (and, in fact, far from a force-free field configuration in general, at least at photospheric heights) is well known (see, *e.g.*, Metcalf *et al.*, 1995; Georgoulis and LaBonte, 2004). However, we are seeking single α -

values to fit *single* loops, with different values corresponding to different loops. In this approach we have better control over the fitting process, which cannot be achieved by a fully fledged model-dependent nonlinear force-free field extrapolation (see, *e.g.*, Schrijver *et al.*, 2006; Metcalf *et al.*, 2008). To compare the observed and the extrapolated loops we employ the distance modulus C_1 , introduced by Wiegmann and Neukirch (2002), namely,

$$C_1 = \frac{1}{L_{\text{loop}}^2} \int |\mathbf{R}_{\text{loop}} - \mathbf{R}_{\text{line}}| dl, \quad (1)$$

where \mathbf{R}_{loop} , \mathbf{R}_{line} are respective vector positions along the reconstructed loop and extrapolated field line, respectively, and L_{loop} is the loop's length. Integration occurs along the reconstructed loop's length with respective points considered as points having the same location (in terms of normalized distance from footpoints) along the loop. The number of points taken vary with the loops' length: for the smallest loop (loop 3) we used 51 points while for the largest (loops 1 and 5) we used up to 215 points. We only compared loops and extrapolated field lines with footpoints lying within a square with a 30''-linear size.

As lower boundaries for the extrapolations we use a Level 1.8 magnetogram from the full-disk *Michelson Doppler Imager* (MDI; Scherrer *et al.*, 1995) onboard SOHO. The course of action is to, first, crop the MDI magnetogram to select the desired photospheric patch and then use the cosine-corrected line-of-sight magnetic field component on the image (sky) plane. We choose this action because de-projecting for the local, heliographic plane would introduce unforeseen uncertainties when similarly de-projecting the EIS images. Acknowledging this, we understand that each approach has weaknesses – this is an issue that we plan to investigate thoroughly in future studies.

The linear size of the selected patch is $L = 183$ Mm. This determines the extremes of the $|\alpha|$ -range to be investigated (*e.g.*, Alissandrakis, 1981; Green *et al.*, 2002), by the formula $|\alpha_{\text{max}}| = (2\pi/L)$. Hence, we scan an α -range between -0.0343 Mm $^{-1}$ and 0.0343 Mm $^{-1}$, with a step-size equal to 0.006 Mm $^{-1}$.

An example loop fitting, corresponding to loop 1 at Fe XII 195 Å is shown in Figure 6. The minimum C_1 -value achieved in this case (Figure 6a; also shown in Table 2) is $C_1 \simeq 0.2$. Figure 6 also includes the best-fit extrapolated field line (thin solid curve) and a potential-field line (dotted curve) for reference. Notice that, despite the proximity between the best-fit line and the reconstructed loop, the match is not perfect. In particular, the best-fit line shows smaller inclination than the loop and larger distances between the footpoint locations as compared to the distances between the two (loop and field-line) apices. In addition, the C_1 -curve is quite shallow (as also reported by Wiegmann and Neukirch, 2002), so different α -values give rise to very similar extrapolated lines. In situations like this it is challenging to assign an uncertainty to each best-fit value. For the purpose of providing an error margin in the best-fit α -values, however, we have selected a 10 %-margin in C_1 enclosing the minimum and calculated the standard deviations of α -values within this margin. For the example of Figure 6 we find $\alpha = -0.009 \pm 0.006$ Mm $^{-1}$. Even given the uncertainty, therefore, loop 1 at Fe XII 195 Å is better fitted by a negative- α field line.

From the 17 loop cases listed in Table 1 the fitting method gave a minimum (albeit shallow) C_1 in 15 cases. The results are summarized in Table 2. From them, we notice that, first, all best-fit α -values, including uncertainties, are negative, indicating left-handed twist in the best-fit extrapolated field lines. Second, the distance Z between the solar surface and the reconstructed loop apices is well-reproduced by the fitting. Excluding loop 3 at Fe XIII 202 Å (7'' of difference) and loop 6 at Fe XII 195 Å (5'' of difference), the mean amplitude difference in Z between loops and extrapolated field lines is $(1.2 \pm 1.3)''$, corresponding to ~ 5.5 % of the mean loop length. When it comes to loop inclinations, however, extrapolation gives *consistently* lower inclinations. The mean inclination difference between all

Table 2 Summary of the results obtained from the magnetic field extrapolation in comparison with the results of the 3D reconstruction. Columns 4 and 5 are the reconstruction results as in Table 1. Columns 6 to 8 are the extrapolation results for the best fitting magnetic field line and column 9 is the calculated best α with its error bar.

Loop num.	Spectral line	Rast. num.	β ($^{\circ}$)	Z ($''$)	β mag. ($^{\circ}$)	Z mag. ($''$)	C_1	$\alpha \pm \delta\alpha$ (Mm^{-1})
1	Fe VIII 185 Å	1	-64	26	-55	26	0.23	-0.013 ± 0.006
1	Fe X 184 Å	1	-65	25	-52	25	0.23	-0.012 ± 0.007
1	Fe XII 195 Å	1	-65	23	-51	24	0.20	-0.009 ± 0.006
1	Fe XIII 202 Å	1	-65	23	-51	24	0.24	-0.009 ± 0.007
1	Fe VIII 185 Å	2	-61	26	-50	25	0.13	-0.006 ± 0.005
1	Fe X 184 Å	2	-60	25	-50	22	0.15	-0.008 ± 0.004
1	Fe XII 195 Å	2	-63	24	-50	25	0.15	-0.006 ± 0.004
1	Fe XIII 202 Å	2	-63	25	-50	25	0.15	-0.006 ± 0.004
1	Fe XV 284 Å	2	-64	26	-48	30	0.14	-0.003 ± 0.004
2	Fe XII 195 Å	1	-64	15	-44	13	0.23	-0.010 ± 0.009
2	Fe XIII 202 Å	1	-64	15	-47	15	0.23	-0.015 ± 0.009
3	Fe XIII 202 Å	2	-75	4	-49	11	0.19	-0.010 ± 0.004
3	Fe XV 284 Å	2	-61	6	-50	8	0.22	-0.004 ± 0.006
5	Fe VIII 185 Å	1	-67	27	-51	27	0.24	-0.007 ± 0.007
6	Fe XII 195 Å	2	-68	7	-54	12	0.12	-0.007 ± 0.002

reconstructed loops and extrapolated field lines in Table 2 is $14.5^{\circ} \pm 4.3^{\circ}$, or $(22.5 \pm 5) \%$ of the reconstructed loop length. The reason(s) for this systematic difference need to be investigated further. Generally speaking, however, more than one effect may be contributing to this besides the limited validity of the force-free approximation in the photospheric magnetic fields used as extrapolation boundaries. It is not clear, however, whether this should yield a systematically lower inclination. Possible causes are:

- i) The central assumption of loops lying in a single plane may overestimate the loops' inclination as the most highly projected parts of each loop weigh heavier in the reconstruction,
- ii) The extrapolations using the image-plane magnetic field include some projections that may well give rise to an underestimation of the extrapolated field lines' inclination.

In summary, it is indeed a nontrivial exercise to compare reconstructed loops with extrapolated field lines. Previous works (Wiegmann and Neukirch, 2002; Démoulin *et al.*, 2002; Carcedo *et al.*, 2003 and others) reach similar conclusions. Why is this first-order comparison attempted here, then? A rather straightforward answer is: because, despite difficulties,

- i) we closely match the loop apices' height from the solar surface,
- ii) all best-fit lines correspond to negative α -values, in statistical agreement with the best-fit α -value obtained for the entire NOAA AR 10926 ($\alpha = -0.049 \pm 0.006 \text{ Mm}^{-1}$), as calculated by the method described in Georgoulis and LaBonte (2007), using the SOT magnetogram.

This implies that the linear force-free method applied separately to each loop consistently yields a dominant left-hand twist in the AR, in agreement with the cruder linear force-free approximation for the entire AR. Even the systematically lower inclination for extrapolated

field lines is an effect that is interesting to investigate further, as one may be able to assess the validity of the loop reconstruction method *vis à vis* various effects in the extrapolation. We intend to continue and extend these comparisons to clarify these issues.

6. Summary and Conclusions

We reconstructed the 3D geometry of six loops observed by the *Hinode*/EIS spectrograph in five spectral lines during two rasters, a total of 17 cases. All loops are within NOAA AR 10926. All reconstructed loops have large inclinations with respect to the vertical, in the range of -60° to -75° and they are all projected to the South of the bright central part of the active region. Moreover, due to pressure scale height effects, large inclinations lead to denser and brighter plasma near the loop top, hence the entire loop stands clearly above the background level. The flows calculated for all loops were subsonic in all spectral lines that validates the loops description using their hydrostatic scale.

The best-studied loop is loop 1, successfully reconstructed in nine images. We find that this loop is *not a monolithic* structure, as the flows deduced in different spectral lines vary from unidirectional flow from East to West in the low-temperature Fe VIII line, to draining motion from the top to the footpoints in the intermediate-temperature Fe X line, to unidirectional flow from West to East in the high-temperature lines. This having been said, the computed inclination is very similar in all images, namely $63^\circ \pm 3^\circ$, that strengthens our assessment of internal structure in the loop in different temperature ranges.

An independent comparison between the reconstructed loops and extrapolated field lines by means of a linear force-free extrapolation implemented on a case-by-case basis give results that call for additional investigation. We have been able to closely match the height of the loops' apices and we have obtained best-fit lines with a consistent (left-handed in this case) twist in the AR, but extrapolated field lines are consistently less inclined than reconstructed loops. This discrepancy may be due to drawbacks in the reconstruction method, weaknesses in the extrapolation and/or the extrapolated boundary conditions, or a combination of both. Aiming to validate our technique as reliably as possible, we intend to carry out similar investigations in future work, relying on larger statistical samples of reconstructed coronal loops.

Acknowledgements This research was supported by research grant 200/740 of the Academy of Athens. CHIANTI is a collaborative project involving researchers at NRL (USA) RAL (UK), and the Universities of: Cambridge (UK), George Mason (USA), and Florence (Italy). We would also like to thank the anonymous referee for the valuable comments, which improved our paper, as well as the editor for a careful reading of the manuscript.

References

- Alissandrakis, C.E.: 1981, On the computation of constant alpha force-free magnetic field. *Astron. Astrophys.* **100**, 197–200.
- Alissandrakis, C.E., Gontikakis, C., Dara, H.C.: 2008, Determination of the true shape of coronal loops. *Solar Phys.* **252**, 73–87. doi:[10.1007/s11207-008-9242-4](https://doi.org/10.1007/s11207-008-9242-4) (Paper I).
- Aschwanden, M.J.: 2005, *Physics of the Solar Corona. An Introduction with Problems and Solutions*, 2nd edn. Springer-Praxis Books/Astronomy and Planetary Sciences, Chichester.
- Aschwanden, M.J.: 2009, The 3D geometry, motion, and hydrodynamic aspects of oscillating coronal loops. *Space Sci. Rev.* **149**, 31–64. doi:[10.1007/s11214-009-9505-x](https://doi.org/10.1007/s11214-009-9505-x).
- Aschwanden, M.J., Wülser, J.-P.: 2011, 3-D reconstruction of active regions with STEREO. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* **73**, 1082–1095. doi:[10.1016/j.jastp.2010.09.008](https://doi.org/10.1016/j.jastp.2010.09.008).

- Aschwanden, M.J., Newmark, J.S., Delaboudinière, J.-P., Neupert, W.M., Klimchuk, J.A., Gary, G.A., Portier-Fazzani, F., Zucker, A.: 1999, Three-dimensional stereoscopic analysis of solar active region loops. I. SOHO/EIT observations at temperatures of $(1.0-1.5) \times 10^6$ K. *Astrophys. J.* **515**, 842–867. doi:[10.1086/307036](https://doi.org/10.1086/307036).
- Berton, R., Sakurai, T.: 1985, Stereoscopic determination of the three-dimensional geometry of coronal magnetic loops. *Solar Phys.* **96**, 93–111. doi:[10.1007/BF00239795](https://doi.org/10.1007/BF00239795).
- Carcedo, L., Brown, D.S., Hood, A.W., Neukirch, T., Wiegelmann, T.: 2003, A quantitative method to optimise magnetic field line fitting of observed coronal loops. *Solar Phys.* **218**, 29–40. doi:[10.1023/B:SOLA.0000013045.65499.da](https://doi.org/10.1023/B:SOLA.0000013045.65499.da).
- De Rosa, M.L., Schrijver, C.J., Barnes, G., Leka, K.D., Lites, B.W., Aschwanden, M.J., Amari, T., Canou, A., McTiernan, J.M., Régnier, S., Thalmann, J.K., Valori, G., Wheatland, M.S., Wiegelmann, T., Cheung, M.C.M., Conlon, P.A., Fuhrmann, M., Inhester, B., Tadesse, T.: 2009, A critical assessment of nonlinear force-free field modeling of the solar corona for active region 10953. *Astrophys. J.* **696**, 1780–1791. doi:[10.1088/0004-637X/696/2/1780](https://doi.org/10.1088/0004-637X/696/2/1780).
- Del Zanna, G.: 2008, Flows in active region loops observed by *Hinode* EIS. *Astron. Astrophys.* **481**, L49–L52. doi:[10.1051/0004-6361:20079087](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20079087).
- Démoulin, P., Mandrini, C.H., van Driel-Gesztelyi, L., Thompson, B.J., Plunkett, S., Kóvári, Z., Aulanier, G., Young, A.: 2002, What is the source of the magnetic helicity shed by CMEs? The long-term helicity budget of AR 7978. *Astron. Astrophys.* **382**, 650–665. doi:[10.1051/0004-6361:20011634](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20011634).
- Dere, K.P., Landi, E., Mason, H.E., Monsignor Fossi, B.C., Young, P.R.: 1997, CHIANTI – an atomic database for emission lines – Paper I: Wavelengths greater than 50 Å. *Astron. Astrophys. Suppl.* **125**, 149–173.
- Fludra, A., Schmelz, J.T.: 1999, The absolute coronal abundances of sulfur, calcium, and iron from *Yohkoh*-BCS flare spectra. *Astron. Astrophys.* **348**, 286–294.
- Georgoulis, M.K., LaBonte, B.J.: 2004, Vertical Lorentz force and cross-field currents in the photospheric magnetic fields of solar active regions. *Astrophys. J.* **615**, 1029–1041. doi:[10.1086/424501](https://doi.org/10.1086/424501).
- Georgoulis, M.K., LaBonte, B.J.: 2007, Magnetic energy and helicity budgets in the active region solar corona. I. Linear force-free approximation. *Astrophys. J.* **671**, 1034–1050. doi:[10.1086/521417](https://doi.org/10.1086/521417).
- Gontikakis, C., Petie, G.J.D., Dara, H.C., Tsinganos, K.: 2005, A solar active region loop compared with a 2D MHD model. *Astron. Astrophys.* **434**, 1155–1163. doi:[10.1051/0004-6361:20041268](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20041268).
- Green, L.M., López Fuentes, M.C., Mandrini, C.H., Démoulin, P., van Driel-Gesztelyi, L., Culhane, J.L.: 2002, The magnetic helicity budget of a CME-prolific active region. *Solar Phys.* **208**, 43–68.
- Loughhead, R.E., Wang, J.-L., Blows, G.: 1983, High-resolution photography of the solar chromosphere. XVII Geometry of H-alpha flare loops observed on the disk. *Astrophys. J.* **274**, 883–899. doi:[10.1086/161501](https://doi.org/10.1086/161501).
- Mazzotta, P., Mazzitelli, G., Colafrancesco, S., Vittorio, N.: 1998, Ionization balance for optically thin plasmas: Rate coefficients for all atoms and ions of the elements H to Ni. *Astron. Astrophys. Suppl.* **133**, 403–409.
- Metcalf, T.R., Jiao, L., McClymont, A.N., Canfield, R.C., Uitenbroek, H.: 1995, Is the solar chromospheric magnetic field force-free? *Astrophys. J.* **439**, 474–481. doi:[10.1086/175188](https://doi.org/10.1086/175188).
- Metcalf, T.R., De Rosa, M.L., Schrijver, C.J., Barnes, G., van Ballegoijen, A.A., Wiegelmann, T., Wheatland, M.S., Valori, G., McTiernan, J.M.: 2008, Nonlinear force-free modeling of coronal magnetic fields. II. Modeling a filament arcade and simulated chromospheric and photospheric vector fields. *Solar Phys.* **247**, 269–299. doi:[10.1007/s11207-007-9110-7](https://doi.org/10.1007/s11207-007-9110-7).
- Nitta, N., van Driel-Gesztelyi, L., Harra-Murnion, L.K.: 1999, Flare loop geometry. *Solar Phys.* **189**, 181–198.
- Scherrer, P.H., Bogart, R.S., Bush, R.I., Hoeksema, J.T., Kosovichev, A.G., Schou, J., Rosenberg, W., Springer, L., Tarbell, T.D., Title, A., Wolfson, C.J., Zayer, I., the MDI Engineering team: 1995, The solar oscillations investigation – Michelson Doppler Imager. *Solar Phys.* **162**, 129–188. doi:[10.1007/BF00733429](https://doi.org/10.1007/BF00733429).
- Schrijver, C.J., De Rosa, M.L., Metcalf, T.R., Liu, Y., McTiernan, J., Régnier, S., Valori, G., Wheatland, M.S., Wiegelmann, T.: 2006, Nonlinear force-free modeling of coronal magnetic fields part I: A quantitative comparison of methods. *Solar Phys.* **235**, 161–190. doi:[10.1007/s11207-006-0068-7](https://doi.org/10.1007/s11207-006-0068-7).
- Wiegelmann, T., Neukirch, T.: 2002, Including stereoscopic information in the reconstruction of coronal magnetic fields. *Solar Phys.* **208**, 233–251.
- Young, P.R., Del Zanna, G., Mason, H.E., Dere, K.P., Landi, E., Landini, M., Doschek, G.A., Brown, C.M., Culhane, L., Harra, L.K., Watanabe, T., Hara, H.: 2007, EUV emission lines and diagnostics observed with *Hinode*/EIS. *Publ. Astron. Soc. Japan* **59**, 857–864.

Uncovering the Birth of a Coronal Mass Ejection from Two-Viewpoint SECCHI Observations

A. Vourlidas · P. Syntelis · K. Tsinganos

Received: 11 November 2011 / Accepted: 30 December 2011 / Published online: 31 January 2012
© U.S.A. Government 2012

Abstract We investigate the initiation and formation of Coronal Mass Ejections (CMEs) via a detailed two-viewpoint analysis of low corona observations of a relatively fast CME acquired by the SECCHI instruments aboard the STEREO mission. The event which occurred on 2 January 2008, was chosen because of several unique characteristics. It shows upward motions for at least four hours before the flare peak. Its speed and acceleration profiles exhibit a number of inflections which seem to have a direct counterpart in the GOES light curves. We detect and measure, in 3D, loops that collapse toward the erupting channel while the CME is increasing in size and accelerates. We suggest that these collapsing loops are our first evidence of magnetic evacuation behind the forming CME flux rope. We report the detection of a hot structure which becomes the core of the white light CME. We observe and measure unidirectional flows along the erupting filament channel which may be associated with the eruption process. Finally, we compare these observations to the predictions from the standard flare-CME model and find a very satisfactory agreement. We conclude that the standard flare-CME concept is a reliable representation of the initial stages of CMEs and that

Advances in European Solar Physics
Guest Editors: V.M. Nakariakov, M.K. Georgoulis, and S. Poedts

Electronic supplementary material The online version of this article (doi:[10.1007/s11207-012-9933-8](https://doi.org/10.1007/s11207-012-9933-8)) contains supplementary material, which is available to authorized users.

A. Vourlidas (✉)
Space Sciences Division, Naval Research Laboratory, Washington, DC, USA
e-mail: vourlidas@nrl.navy.mil

P. Syntelis
Research Center for Astronomy and Applied Mathematics, Academy of Athens, Athens, Greece

K. Tsinganos
National Observatory of Athens, Athens, Greece

P. Syntelis · K. Tsinganos
Section of Astrophysics, Astronomy and Mechanics, Department of Physics, University of Athens, Athens, Greece

multi-viewpoint, high cadence EUV observations can be extremely useful in understanding the formation of CMEs.

Keywords Coronal mass ejections, low coronal signatures · Coronal mass ejections, initiation and propagation · Magnetic reconnection, observational signatures

1. Introduction

CMEs have been observed for more than 40 years now. They are one of the most energetic phenomena in our solar system and the main driver of disturbances in the terrestrial space environment. Despite observations of tens of thousands of CMEs, the physical processes behind their formation and propagation have not yet become understood completely (Klimchuk, 2001; Forbes *et al.*, 2006; Chen, 2011).

To make progress, we need to select the model (or models) that best describe the phenomenon. To accomplish this, it is necessary to test the theoretical predictions of the various models against the observations as was discussed by Klimchuk (2001). Here, we concentrate on the ‘standard’ flare-CME model, also known as the CSHKP model (Švestka and Cliver, 1992). This is not actually a full-fledged model derived from the solution of a set of magnetohydrodynamic (MHD) equations, but it is rather a two-dimensional (2D) cartoon representation of the erupting process. However, it captures the key ingredients of many MHD models (*i.e.*, the three-part CME, the ejection of a flux rope, post-CME flaring loops, *etc.*) and demonstrates, in a straightforward way, the possible connection between the erupting and flaring processes. For our discussion, we use the detailed model representation in Lin, Raymond, and van Ballegoijen (2004) (their Figure 1) but many more variations can be found in the literature.

Even as a cartoon, the CSHKP model makes several predictions that can be tested against the observations.

First, it predicts the eruption of a core surrounded by a cavity (or bubble) that forms during the initiation process. High temperatures are expected in both the cavity and the core as a result of magnetic reconnection (Chen, 2011).

Second, the reconnection behind the erupting system creates a magnetic void which draws adjacent lines toward the current sheet, thereby creating an inflow of material from the surrounding flux systems.

Third, through the reconnection processes in the post-CME current sheet, magnetic energy is transformed into thermal energy that powers the flare and kinetic energy that powers the CME. Therefore, we expect a close correspondence between the SXR light curve and the CME acceleration profile as has been found in the past (see, *e.g.*, Zhang *et al.*, 2004). A delay between the two processes is also likely depending on the magnetic fields and reconnection rates involved (Reeves, 2006).

Fourth, there are many candidates for the role of the eruption trigger. Flux emergence, tether-cutting or even mass unloading from the prominence channel, are all capable of driving the system out of its equilibrium state to set off the eruption (see discussion and references in Chen, 2011). Can the trigger be identified in the observations?

Many, if not all, of these predictions relate to the very first stages of the CME; namely, its initiation and formation. However, the initiation and formation stages of CMEs present some serious observational challenges. The CME formation and initial evolution take place low in the corona which is accessible only to imagers in the Extreme Ultraviolet (EUV) or (less often) Soft X-Ray (SXR) wavelengths. These instruments observe in a relatively

narrow passband and hence are sensitive to only a narrow range of temperatures, at a time. CME triggers, such as plasma instabilities, occur within Alfvénic temporal and spatial scales (of the order of tens of seconds or hundreds of km for an active region). The subsequent energy release also occurs on similar scales and the eruption is usually accompanied by other phenomena such as flares, jets and lateral plasma motions that may have nothing to do with the erupting structure, but they complicate the interpretation of the EUV observations.

Therefore, we need observations of the formation stages of a CME taken with high cadence and spatial resolution but with minimal line-of-sight confusion. The unique stereoscopic viewing and instrument complement provided by the *Sun–Earth Connection Coronal and Heliospheric Investigation* (SECCHI; Howard *et al.*, 2008) on-board the *Solar TERrestrial RELations Observatory* (STEREO) (Kaiser *et al.*, 2008) fulfills these requirements nicely.

To demonstrate this, we undertake a CME initiation study for an event which took place on 2 January 2008. The eruption in the low corona was observed very well by both SECCHI *Extreme Ultraviolet Imagers* (EUVI). We are able to examine in detail the various stages of the initiation of a CME and relate them to the usual phenomena that accompany these eruptions, such as flares and filament ejections. In addition, we capture the transition of loop arcades into the forming flux rope and report the first three-dimensional observations of a loop ‘implosion’. Taken together, these observations reveal many of the key components of CME initiation and provide strong constraints for CME models.

The paper is organized as follows. In Section 2, we present the time history of the CME and discuss in detail several key observations including the close correspondence between the acceleration profile and the GOES SXR light curve, the novel observation and 3D measurements of collapsing loops, the detection of a hot CME core, and the observation of outflows along the filament channel. We conclude in Section 3.

2. Stereoscopic Observations of the 2 January 2008 CME

The event under study erupted from active region NOAA 10980 located at S05E65 (Figure 1). The region has an alpha magnetic configuration with a single leading negative polarity sunspot. The sunspot disappeared within a couple of days leaving only an extended area of plage fields. The eruption occurred along a filament channel (thick white line in Figure 1) overlying a neutral line extending from the center of the region to its periphery. The CME was accompanied by a GOES C1.2 flare starting at 06:51 UT, peaking at 10:00 UT, and ending at 11:21 UT. It is therefore a long duration Soft X-ray (SXR) event, but the gradual rise of the light curve is also indicative of a partially occulted event. Indeed, upward motions at the location of the subsequent CME can be detected much earlier than the flare peak, as we shall see later. The event was observed by the SECCHI/EUVI imagers on the STEREO-A and STEREO-B spacecraft, which were located 21° West and 23° East from the Sun–Earth line, respectively. Therefore, it was a limb event for EUVI-A (~88°) and an eastern event for EUVI-B (~42°). The 3D kinematics of the CME in the SECCHI coronagraph fields of view have been discussed in detail by Zhao *et al.* (2010). Here, we focus on the initiation of the CME in the low corona as witnessed in the EUVI fields of view up to about 1.7 R_{Sun} . We mainly use the 171-Å images because of their high cadence (150 s), but we discuss the observations in the other wavelengths as well. The images have been processed by the Stenborg, Vourlidis, and Howard (2008) wavelet-based algorithm to enhance the visibility of the off-limb structures by removing the instrumental stray light.

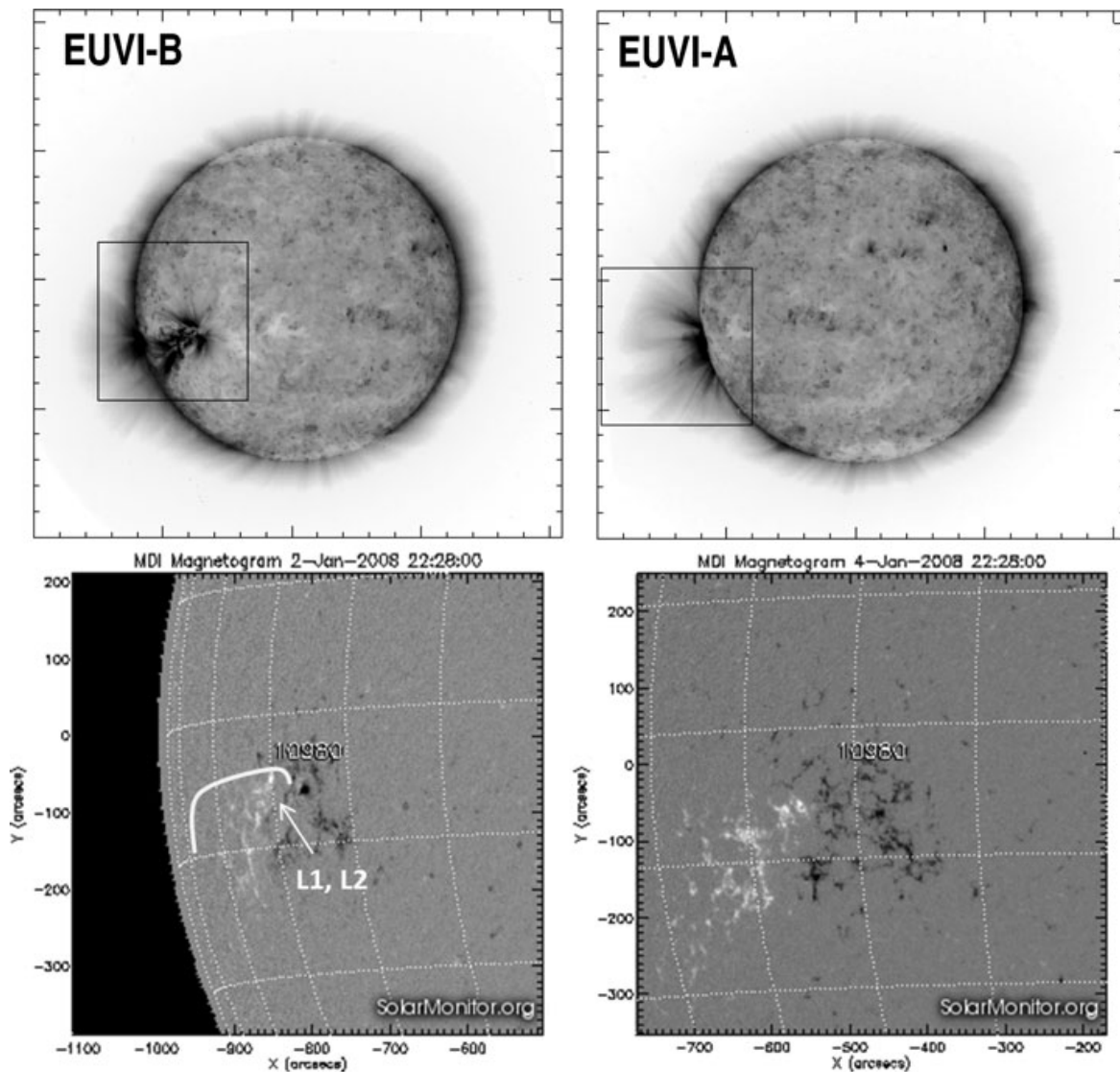


Figure 1 Top panels: EUVI-A and -B 171-Å full disk images on 2 January 2008 at 09:01 UT. The box marks the field of view around AR 10980 used in the subsequent analysis. Bottom panels: MDI magnetograms of AR10980 on 2 and 4 January showing the magnetic field configuration for the event. The thick white line marks the filament channel involved in the eruption. The arrow mark the approximate location of collapsing loops discussed in Section 2.3. The magnetogram images are courtesy of SolarMonitor.org.

2.1. The Time History of the CME Formation in the Low Corona

Because of the unusual duration of the eruption, we have to find a reliable marker for the start of the event. We use the time of the first unambiguous detection of upward motion of EUV loops at the location of the subsequent CME. This occurs at 06:13:30 UT (online movie and Figure 2). We rely on the EUVI-A images to describe the upward evolution, since the CME is propagating along the sky plane of STEREO-A and therefore the images are least affected by projection effects.

The motion in EUVI-A originates in a high-lying loop system which appears to encompass a cavity as evidenced by the lack of 171-Å emission (Figure 2). Inside this cavity (in projection) we detect a single bright loop (L1) that begins to collapse as the rest of the loop system expands slowly. The loop is visible from 05:33:30 UT to 07:21:00 UT. The behavior of this collapsing loop is almost immediately imitated by a larger loop arcade (L2). Their collapse starts at around 08:18:30 UT. The CME front leaves the edge of the EUVI-A field

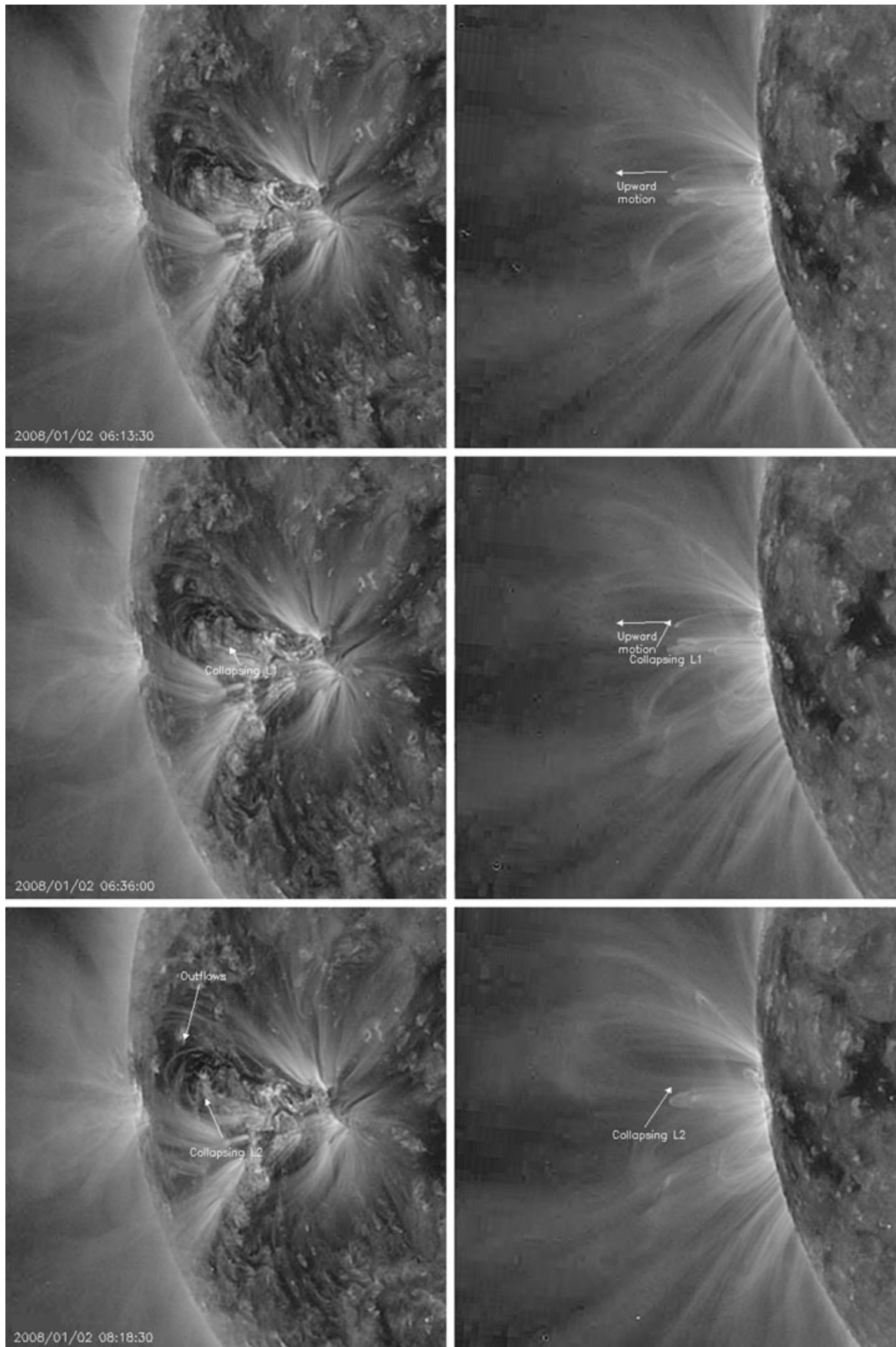


Figure 2 Snapshots of the eruption as seen in simultaneous images from SECCHI/EUVI-A (right) and EUVI-B (left). The frames are taken from the online movie and the labeled features are discussed in Sections 2.2 and 2.3. The times correspond to the EUVI-A observation time.

Table 1 Time history of the CME eruption as marked by several key events.

Event	Time (UT)	Elapsed time (min)
Upward motion (event starts)	06:13:30	0
Single loop (L1) collapses	06:36:00	22.5
SXR flare starts	06:51:00	37.5
Single loop (L1) disappears	07:21:00	67.5
Loop arcade (L2) collapses	08:18:30	125.0
Core appears	09:15:00	181.5
Flaring Arcade (FL1) appears	09:21:00	207.5
SXR Flare peaks	10:00:00	246.5
Loop Arcade (L2) disappears	10:03:30	230.0
CME acceleration peaks	10:23:00	249.5
EUV Wave appears	10:33:30	260.0
End of SXR flare	11:21:00	307.5
End of outflows (event ends)	13:03:30	410.0

of view at 09:18:30 UT. The first evidence of a CME core, in the traditional sense of a three-part CME, becomes apparent at 09:15:30 UT while the L2 system continues to collapse. At 10:03:30 UT, the loop arcade disappears, the CME continues to accelerate and the usual post-eruptive arcade forms. An EUV wave is launched by the expanding CME at around 10:33:30 UT. Material continues to flow outward from the active region, while the post-eruptive arcade continues to grow until about 13:03:30 UT. We take this time as the end of the eruption since it marks the end of the material outflow and the growth of the flaring arcade.

The low-lying activity in the source region is not visible from EUVI-A, but it is clearly visible in EUVI-B. The images show that all the action takes place along the filament channel running roughly east–west through the center of the active region. The start of the event occurs at the easternmost edge of the filament channel, closest to the leading sunspot of 10890. The post-eruption loop system expands from that location toward the east. The collapsing loops follow the same path as they collapse (see online movie). The time history is summarized in Table 1.

2.2. Height-Time Evolution of the CME in the Low Corona

From the beginning of the day, the overlying loop system seems to be in a steady state without noticeable motions other than the effect of the solar rotation (the AR is rotating over the eastern limb as seen from EUVI-A). Starting at around 6:13 UT, we can see upward motions within the loop system and the whole system begins to expand after 6:31:30 UT. We choose to follow the top of the loops for our height-time (ht) measurements. For the first two hours, however, the motion is very slow and can be best appreciated by examining the accompanying movie. Because of the slow rise, we use a running cadence of 10 min (every four 171-Å frames) to make the motion easier to see. However, the height-time (ht) measurements were taken with the full available cadence of 2.5 min.

EUVI-A is able to follow the loop top until 09:18 UT, when the CME exits the telescope's field of view (Figure 2). We then turn to the COR1-A images to obtain a complete set of ht measurements during the rise time of the SXR flare. The measurements are presented in

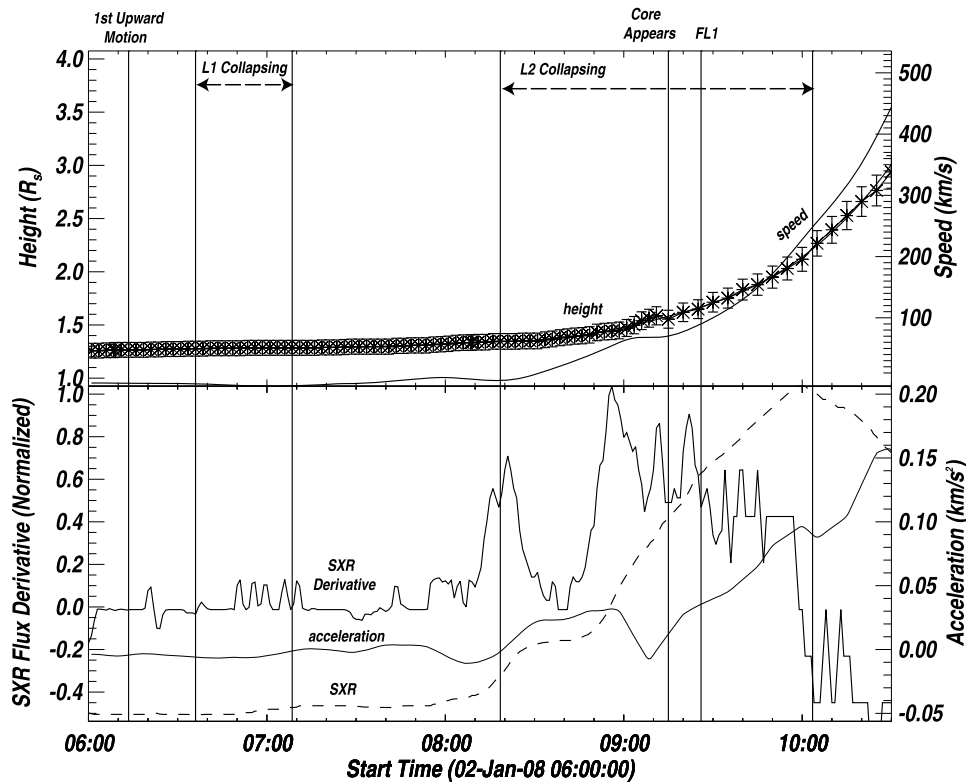


Figure 3 The development of the eruption as seen through height–time and velocity–time diagrams (top panel) and the Soft X-ray light curve and its derivative (bottom panel). The heights correspond to the top of the CME structure and the speed is derived using a smoothing procedure (Section 2.2). Key events, such as collapsing loops, are also marked on the figure and are discussed in Sections 2.3 and 2.4.

Figure 3. The first COR1-A ht point is plotted right next to the line labeled ‘Core Appears’. We did not attempt to triangulate the CME front positions in EUVI-B, because the front is visible only between 8:51–9:08 UT and is quite extended and diffuse. The projection, however, does not affect our EUVI-A measurements, because it is clear that the CME lies very close to the EUVI-A plane of the sky. To derive velocity and acceleration profiles from our sparse ht points, it is always better to smooth the ht points first. We use the same smoothing method as in Patsourakos, Vourlidas, and Stenborg (2010). Namely, we minimize the χ^2 between the data and a cubic spline plus a penalty function equal to the second derivative of the spline multiplied by a weighting factor, *spar*, provided by the user. In this case, *spar* = 0.6 offers the best balance between noisy and overly smooth acceleration profiles. The results are shown in Figure 3, where the velocity is plotted in the top panel and the acceleration in the bottom panel.

The last height measurement was taken in COR1-A at 10:50:18 UT, but we show results only until 10:30 UT. At that point the CME has reached a height of $3R_{\odot}$ with velocity of 420 km s^{-1} . Both our speed and acceleration results are consistent with the results of Zhao *et al.* (2010), which were based on ht measurements after 10:00:00 UT and on a different technique.

In the bottom panel of Figure 3, we compare the CME acceleration to the 1-min GOES SXR light curve (1–8-Å channel) and its time derivative, which is considered a proxy to energy release episodes. Both SXR curves are normalized to their respective peaks.

First, we see that the CME acceleration profile follows closely the SXR rise as seen before (Zhang *et al.*, 2004; Temmer *et al.*, 2008; Temmer *et al.*, 2010), albeit with some time delay. This delay is consistent with the gradual character of this CME. Generally speak-

ing, impulsive CMEs tend to have acceleration profiles leading the SXR flux profile (Patsourakos, Vourlidas, and Stenborg, 2010), since it takes some time to heat the chromosphere and to fill in the coronal loops with the hot plasma. In our case, the CME acceleration peaks sharply after about 10:23 UT, when the flux rope core and the post-CME flaring arcades appear. We return to this point in Section 2.4.

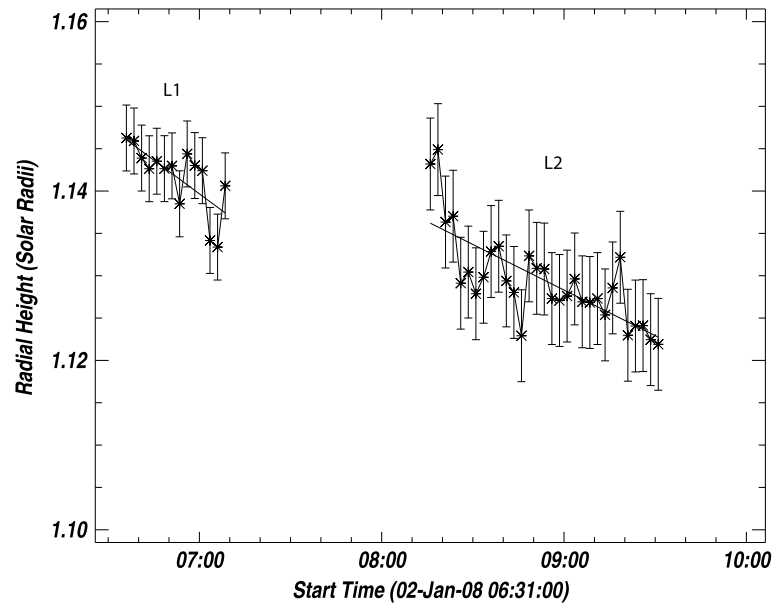
Second, the impulsive phase of a flare is a bit unusual because the rise of the SXR flux is marked by two interim inflections (one at $\sim 8:25 - 8:50$ and the second at 9:20 UT) before the SXR peak at 10:00 UT. Remarkably, the CME acceleration profile changes at almost the same times. We can discern inflection points at approximately 8:30, 8:55, 9:10, 9:20, 9:55, and 10:25 UT in the bottom panel of Figure 3. These points bracket intensity changes in the SXR light curve and coincide with peaks in the SXR derivative (and hence energy release episodes). The correlations are positive (acceleration) with the exception of the SXR derivative peak at 9:10 UT which occurs during a decelerating phase of the CME. The time offsets between the SXR and CME acceleration peaks are within 5 min of each other. There is even indication for an earlier acceleration jump associated with a small step in the SXR flux at around 7:00 UT. Since flaring and hence changes in the SXR profile result from energy release in the low corona, it is tempting to interpret the changes in the CME acceleration profile as a result of the same energy release. For example, the CME speed increases from about 5 km s^{-1} to almost 80 km s^{-1} during the first flaring episode, between 8:20 and 9:00 UT. To investigate whether the correspondence between the SXR and CME acceleration profiles is based on a causal relationship we look into the various phases of the event in detail in the following.

2.3. Collapsing Loops

The observation of the two collapsing loop systems, L1 and L2, represents a unique aspect of this event and drew our attention to it. The first system, L1, appears to be a single loop which stands out because it is projected against an area of reduced 171-\AA emission, possibly a cavity, as viewed from EUVI-A. The loop appears to collapse starting at around 6:36 UT and disappears at 7:21 UT. The loop does not appear to simply contract as has been seen in other occasions (see Hudson, 2011 and references therein) but it rather seems to incline toward the cavity. At the same time, the cavity is slowly rising and expanding. This behavior, especially the disappearance of the loop, is seen for the first time and is suggestive of a magnetic relationship between the loop and the cavity. But before we discuss this further, we have to understand the 3D topology of the loop.

The loop is quite tall ($0.15 R_{\odot}$ or $1.04 \times 10^5 \text{ km}$). However, it is very hard to discern from the EUVI-B perspective, because it is narrow (small footpoint distance) and is oriented toward EUVI-B (Figure 2, middle panels). Nevertheless, its three-dimensional (3D) orientation can be established because it becomes visible in EUVI-B once it starts collapsing. We use standard SECCHI software (the `scc_measure` routine) to derive its 3D parameters as a function of time for the period 6:36–7:08 UT. Briefly, the algorithm requires the user to select a point in the loop in one view. This selection corresponds to a line (the epipolar line) in the other view. The successful triangulation is achieved by identifying the location where the epipolar line intersects the projection of the original point in the loop. In our case, the obvious candidate is the bright loop top in EUVI-A. Unfortunately it does not have a clearly identifiable counterpart in EUVI-B, because we view the loop top face-on. After careful examination of the movies, we decided to use a relatively bright edge in EUVI-B as the starting point because it was easier to find the intersection of the epipolar line with the loop in the EUVI-A images. The intersection was located a few pixels below the bright loop apex

Figure 4 Height-time measurements of the two sets of collapsing loops observed during this CME event. The heights are true radial distances obtained via triangulation of the structures in the EUVI-A and -B 171-Å images. The solid lines represent linear fits to the ht points and result in speeds of -3 km s^{-1} and -2 km s^{-1} for the L1 and L2 systems, respectively.



along the loop leg farthest from the EUVI-A observer. Here, we are primarily interested in the temporal behavior of the loop height. The ht measurements are shown in Figure 4. There is an obvious downward trend despite some scatter in the measurements around 7 UT. The scatter arises from inaccurate identification of the same part of the structure in the two images. We repeated the measurements three times but we were not able to improve the scatter in time. Although the scatter in the three measurements (at the same time) was very small, we decided to adopt a conservative error estimate equal to the standard deviation of all measurements in order to account for the scatter in time. Given the scatter, we fit the ht data points with a first order polynomial, assuming, therefore, a constant speed. We obtained a speed of -3 km s^{-1} .

Just an hour later, at 8:18 UT, a larger loop system (L2) begins to collapse following an almost identical path to L1 (Figure 5). The L2 system is located just a few pixels southeast of L1 and reaches almost the same height, $0.15 R_{\odot}$. L2 is more discernible in the EUVI-B images but it could easily be overlooked if it were not for the EUVI-A observations. This is a very important point and explains the lack of such observations in the past. How many times have we missed such inclining, collapsing loops in the past because we had only one viewpoint available? Thanks to the two EUVI views, we can derive the 3D orientation of L2 as we did for L1. The resulting ht points in Figure 4 show a rather sharp drop in the first 15 min, followed by a gradual contraction. We chose to fit again a first order polynomial to describe the long-term evolution of the loop apex. In this case, we derived a slight slower speed of -2 km s^{-1} . The L2 system collapses toward the bottom of the erupting structure and the cavity is clearly rising while the loop system is collapsing. The loops disappear similarly to L1, at a height of $0.12 R_{\odot}$. We note that the CME clearly took off while the L2 system was still collapsing and that the disappearance of the L2 loops coincides with the flare peak. It is also worth noting (Figure 2) that the first set of bright flaring loops (in 171 Å) appears at the location of the L2 footpoints.

The coincidence of the collapsing loops with the rise and growth of the erupting structure is very suggestive of a magnetic connection between the two and is expected according to the standard CME models. Specifically, the models show that, as the flux rope rises and a current sheet forms behind it, the resulting reconnection attracts nearby magnetic field lines. The result is the creation of a void which field lines further afield would rush to fill. The void, and subsequent inflow, would occur across the erupting channel. Because most models are

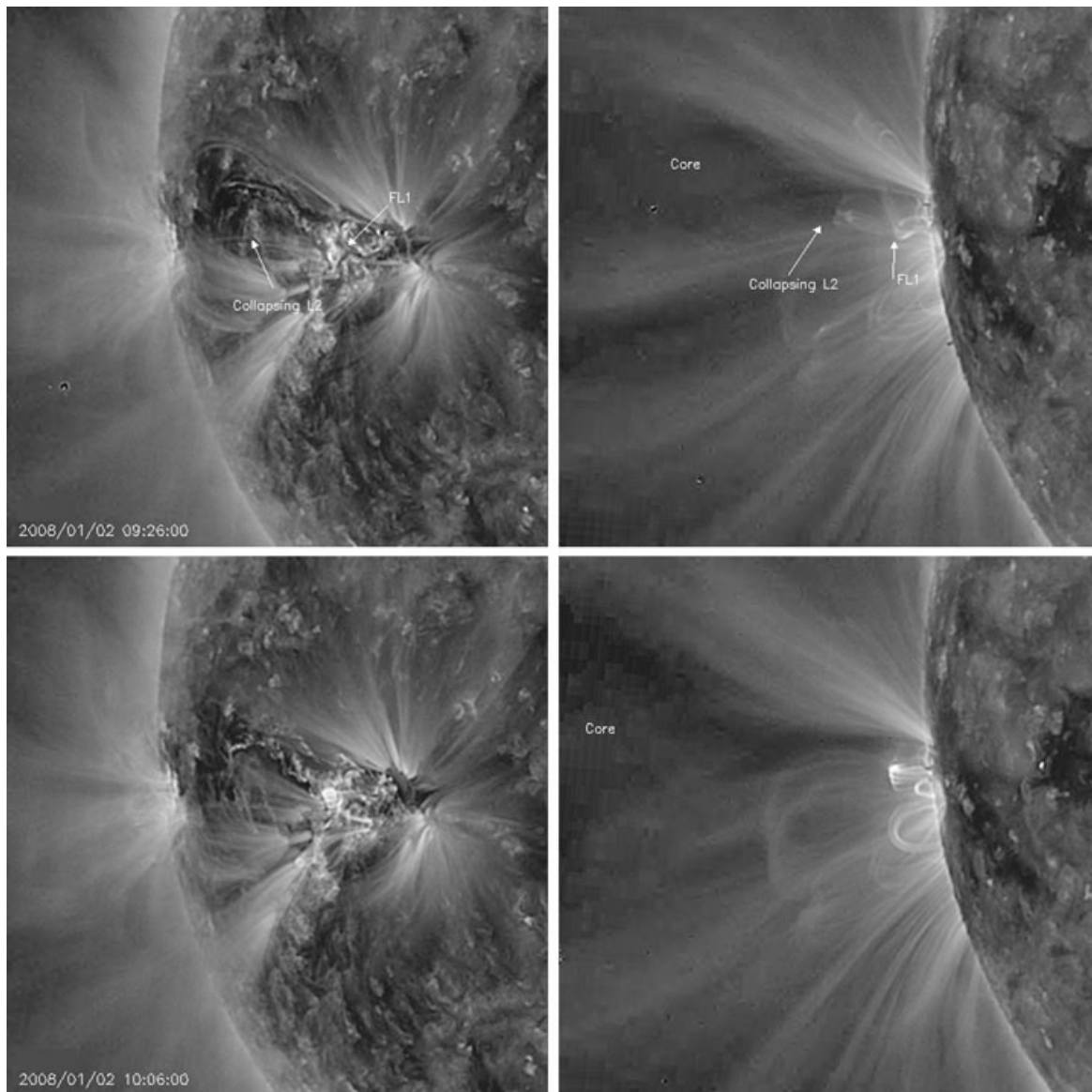


Figure 5 Loops (L2) collapsing toward the expanding CME cavity as seen from EUVI-A (top right) and EUVI-B (top left). The arrows point to the direction of the collapse. A flaring loop system with peculiar connectivity is also marked (FL1). The bottom panels show snapshots at the time of the disappearance of the L2 system and the appearance of bright flaring loops at their footpoints.

essentially two-dimensional, the reconnection is symmetric and proceeds from the center of the neutral line (or filament channel) outwards and across the channel. In this situation, the inflows are depicted on either side of the post-CME current sheet (see, *e.g.*, Lin, Raymond, and van Ballegoijen, 2004). However, this does not have to be so, and most likely it is not the situation with the actual observations. Erupting prominences (a usual proxy for the CME core) are often seen rising asymmetrically and the majority of H α ribbons brighten progressively both across and along the channel. If the eruption were to start at one end of the filament channel, then the ribbons would move from that end of the channel to the opposite instead from starting at the middle and propagate outwards along the channel as the symmetric picture would suggest (Li and Zhang, 2009). In that case, the void would form on one end of the channel and any likely inflows would occur there. Such an asymmetric eruption was discussed by Patsourakos, Vourlidas, and Kliem (2010). Therefore, we expect the following:

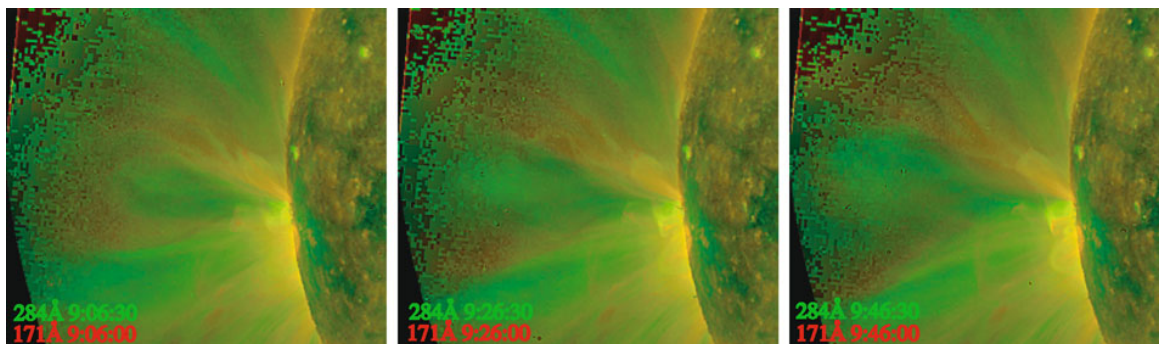


Figure 6 Overlays of quasi-simultaneous EUVI-A observations at 284 Å (green) and 171 Å (red) during the appearance of the CME core. The degree of color dominance (green or red) at a given location can be used as a proxy for the temperature of the material at that location. For example, the CME core appears fully green at 9:26 UT, which implies that most of the core material is emitting at 284 Å or about 1.8 MK, at that time.

- i) Inflows toward and behind the erupting structure.
- ii) The inflows would occur where the flux rope rises first.
- iii) The inflows and flux rope growth would be correlated.

The analysis of the collapsing loops meets all three of these expectations and hence we claim that they constitute the first direct evidence of the process of flux rope formation (or growth) though the incorporation of neighboring flux systems into the erupting structure.

2.4. The Detection of the Hot Flux Rope Core

The CME has a clear three-part structure in the COR1 and COR2 observations (Zhao *et al.*, 2010) and both the front and following cavity are easily discernible in the 171-Å observations. The counterpart for the core is not easy to identify until 9:15 UT, when a rather diffuse blob-like structure appears in the 195-Å images. No erupting prominence is detected in the 304-Å observations. The core is clearly visible in the 284-Å image taken at 9:26:30 UT but it is very hard to detect in the almost simultaneous 171-Å image at 9:26 UT (Figure 6). The dominant contribution in the 284-Å bandpass comes from the FeXV line which forms at around 1.8 MK. Therefore, the lack of 171-Å emission and the bright 284-Å emission suggest that most of the core plasma comes from hot temperatures. This is exactly what the models predict, and what recent *Solar Dynamics Observatory* (SDO) observations show (Cheng *et al.*, 2011). Therefore, we conclude that the CME core in our event is hot and comes at the tail end of the cavity within the erupting structure. Once the core is identified in the 284-Å and 194-Å images, it is relatively straightforward to follow in 171 Å as well, although it remains quite faint (see online movie).

2.5. Flows Along the Filament Channel

Throughout the event, one can observe flows along the filament channel (FC). They become more obvious along a bend of the FC at its eastern end. The filament itself is observed as a collection of dark threads in the 171-Å channel due to the absorption from the cool material. It is anchored in the AR on its western end and in the quiet sun at its eastern end. The flows seem to evolve in two phases. In the first one, which lasts until 8:28 UT, the flows are brighter. In the second phase, which lasts until 10:06 UT, the flowing material acquires a blob-like character. Some of those blobs are depicted in Figure 7. The symbols in this figure (cross, box, circle) indicate the position of the blobs we identified and measured at different

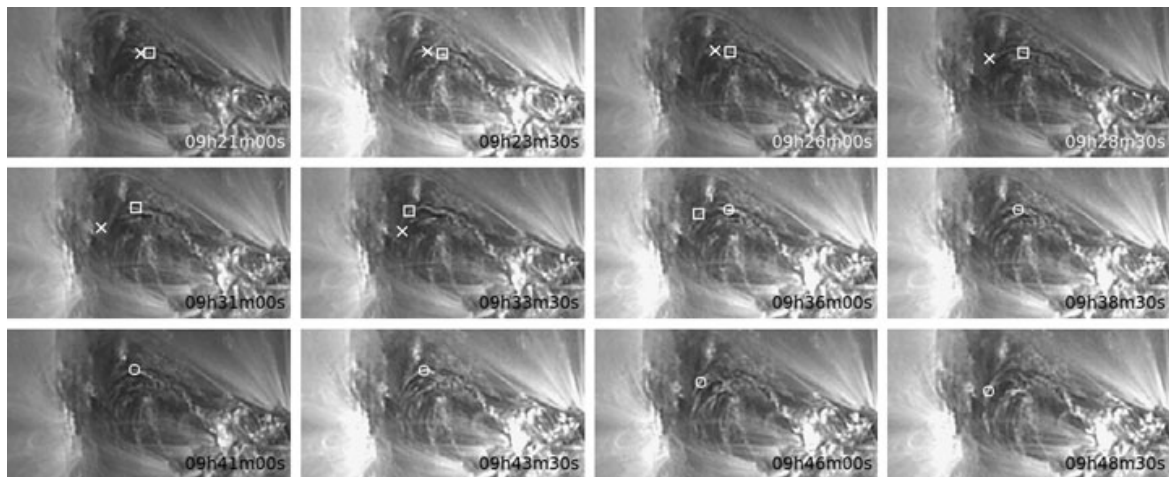


Figure 7 Flows along the erupting filament channel. The symbols indicate a particular blob tracked at different times in each of these EUVI-B 171-Å images.

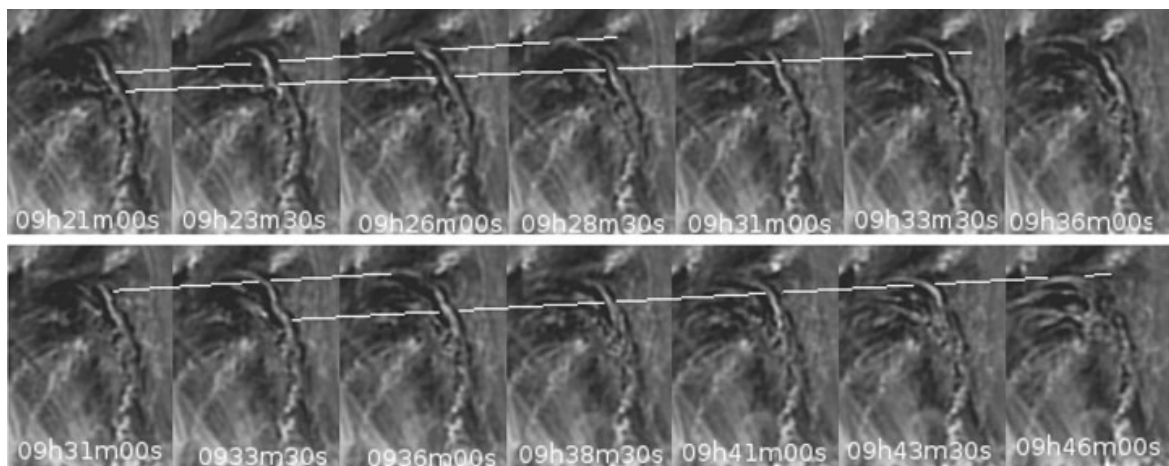


Figure 8 Demonstration of our tracking of the blobs in the EUVI-B images. The area was rotated to make the display of lines connecting the blobs easier. In the top panels, the upper line traces the blob marked with an X in Figure 7, and the lower line traces the blob marked with a box. In the bottom panels, the first two frames are repeats from the last two frames of the top panel. The upper line is the continuation of the trace for the blob marked with the box symbol, and the lower line traces the blob marked with the circle.

time frames. In Figure 8, the area of interest has been rotated to make the blob movement more obvious. The position of each blob in this sequence of images is connected with a line.

After tracing the blobs, we measured their velocities. When the size of blobs was small (*e.g.* at 09:23:00 UT), their position was assumed to be their coordinates in the image. When the blobs became more extended (*e.g.* at 09:38:30 UT), we took the middle point as their average position, and their length was taken as the error uncertainty.

Because the blobs were located very low in the corona, they were not visible from EUVI-A. Because we know the angular distance of EUVI-A and the location of the flows from EUVI-B, we can derive an upper limit for the height of the channel of $0.015 R_{\odot}$ or 10.5×10^4 km. Since they move parallel to the surface and over a limited spatial extension, there was no need to correct for spherical geometry. The effect is less than 4% for the full 30° length of the filament which we did not use in our measurements. However, the projection effect due to the proximity of the channel to the limb needs to be taken into account. The flows are measured at about 65° east longitude so the correction factor is $\sim 1/\cos(65^{\circ}) \sim 2.36$.

Table 2 Average velocities for each of the three blobs. The names correspond to the symbols used to mark the blobs in Figure 7.

Blob	Velocity (km s ⁻¹)	Error (km s ⁻¹)
X	125	5.3
Box	116	4.9
Circle	130	5.4

The average deprojected velocities of the blobs are given in Table 2. Each blob is named after the symbol we used to mark them in Figure 7.

The relation of the flows to the eruption is not immediately clear. First, they appear to correspond to material flowing out of the AR into the quiet sun, because they propagate only in one direction, from the center of the AR toward the quiet sun. Such behavior has been very common since the beginning of EUVI observations and is always related to AR filaments that extend into the quiet sun. Examples can be seen in the eruptions of 1, 16, and 19 May 2009, 5 and 9 April 2008, 14 and 18 August 2010. The event on 3 April 2010 has been analyzed in detail by Seaton *et al.* (2011) who connect such flows to off-loading of cool plasma that may contributed to the subsequent CME eruption. Second, the nature of the blobs changes at around 8:28 UT from thick elongated flows to smaller blob-like features suggesting that the amount of the flowing material has been reduced or the plasma has cooled down. It is interesting to note that the CME underwent its first acceleration jump during that time. This apparent correlation seems to support the interpretation of the flows of Seaton *et al.* (2011) as off-loading material, and it suggests that gravity may affect the early acceleration profile of CMEs. There is an alternative explanation, however. The flows apparently trace closed field lines along the filament. The movement of the blobs is directed away from the site of the emerging flux rope where energy input is taking place leading to higher plasma pressures in its vicinity. Therefore, the observed flows could be siphon flows imposed by a pressure difference between the two footpoints of the filament (Cargill and Priest, 1980; Cargill and Priest, 1982).

3. Discussion and Conclusions

We investigate in detail the initiation and formation of a CME on 2 January 2008 using two-viewpoint EUV observations in the lower corona. The images are obtained in 171-Å (150 s cadence) and 284-Å (20 min cadence) channels of the EUVI instruments aboard the STEREO mission. The event evolves slowly for several hours, but it then quickly accelerates around the time of the accompanying SXR flare. This allows us to study in detail both its evolution toward the eruption, the subsequent formation of a CME, and its connection to the flare energy release profile. Our main results can be summarized as follows:

- The acceleration profile of the CME is quite variable with peaks and valleys. The acceleration changes are similar, in time of appearance and duration, with corresponding changes in the GOES SXR light curve.
- The CME acceleration peaks at 10:30 UT which is 30 min after the peak of the SXR flare.
- The upward motions of the (eventually) erupting structure started at 6:13 UT, about 1 hour before a small SXR flux increase and 2 hours before a significant increase of SXR flux occurred (Figure 3).
- We detect, for the first time, two sets of collapsing loops. The two-viewpoint EUVI observations allow us to measure their 3D evolution. They shrink very little (compared to past

observations of shrinking loops) so most of their collapse is due to their inclining toward the erupting channel, beneath the rising cavity. They appear in all EUVI channels and they disappear in all of them at a height of $0.12 R_{\odot}$. The post-CME arcades appear after the disappearance of the collapsing loops and at the same location. The CME cavity is clearly growing while the second loop system (L2) is collapsing. These observations lead us to conclude that the two loop systems are likely drawn behind the expanding magnetic cavity surrounding the CME core. This appears to be the first detection of this process predicted by CME initiation models.

- We detect the core of the CME mostly in the hot EUVI channel at 284 \AA (1.8 MK) and the 195-\AA channel. This observation provides further support that the CME cavity contains hot plasma, as recent AIA observations have shown (Cheng *et al.*, 2011).
- We detect significant and long duration (~ 3 hours) plasma flows along the filament channel before its eruption. Their nature changes abruptly at around 8:30 UT coincident with a sudden change in the rising speed of the cavity. This coincidence suggests that mass unloading is perhaps playing a role in the early CME kinematics.
- The direction of the flows, from the western to the eastern part of the active region, is also in agreement with the temporal evolution of the flare ribbons and post-eruptive flaring arcades, and the direction of the collapsing loops. Clearly, the eruption starts at the center of the active region and propagates to the east along the filament channel, and toward the quiet sun footpoints of that channel.
- Despite the large number of novel observations and detailed measurements, we cannot tell with certainty whether the erupted flux rope was pre-existing or was formed during the eruption. However, we are fairly certain that additional flux was introduced in the erupting flux rope during its ascent. This is the second event for which we reach this conclusion (Patsourakos, Vourlidas, and Kliem, 2010) and it is the expected outcome of several models (Lin, Raymond, and van Ballegoijen, 2004; Forbes *et al.*, 2006; Chen, 2011). It is, therefore, important to take this effect into account in the estimation of magnetic flux entrained in CMEs.

All these observations confirm corresponding expectations of the standard flare-CME models and suggest that such models are likely reliable representations of the eruption process in the corona. Our analysis demonstrates the power of two-viewpoint observations of the low corona and the importance of extended fields of view for EUV instruments so that the acceleration profile of the CME and the relationships among the various erupting structures can be measured consistently.

Acknowledgements We thank the referee for the very useful comments and G. Stenborg for providing the wavelet-enhanced EUVI images and S. Patsourakos for fruitful discussions. The work of AV is supported by NASA contract S-136361-Y to the Naval Research Laboratory. The SECCHI data are produced by an international consortium of the NRL, LMSAL and NASA GSFC (USA), RAL and Univ. Bham (UK), MPS (Germany), CSL (Belgium), IOTA and IAS (France).

References

- Cargill, P.J., Priest, E.R.: 1980, *Solar Phys.* **65**, 251.
 Cargill, P.J., Priest, E.R.: 1982, *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.* **20**, 227.
 Chen, P.F.: 2011, *Living Rev. Solar Phys.* **8**, 1.
 Cheng, X., Zhang, J., Liu, Y., Ding, M.D.: 2011, *Astrophys. J. Lett.* **732**, L25.
 Forbes, T.G., Linker, J.A., Chen, J., Cid, C., Kóta, J., Lee, M.A., Mann, G., Mikić, Z., Potgieter, M.S., Schmidt, J.M., Siscoe, G.L., Vainio, R., Antiochos, S.K., Riley, P.: 2006, *Space Sci. Rev.* **123**, 251.

- Howard, R.A., Moses, J.D., Vourlidas, A., Newmark, J.S., Socker, D.G., Plunkett, S.P., Korendyke, C.M., Cook, J.W., Hurley, A., Davila, J.M., Thompson, W.T., St Cyr, O.C., Mentzell, E., Mehalick, K., Lemen, J.R., Wuelsel, J.P., Duncan, D.W., Tarbell, T.D., Wolfson, C.J., Moore, A., Harrison, R.A., Waltham, N.R., Lang, J., Davis, C.J., Eyles, C.J., Mapson-Menard, H., Simnett, G.M., Halain, J.P., Defise, J.M., Mazy, E., Rochus, P., Mercier, R., Ravet, M.F., Delmotte, F., Auchere, F., Delaboudiniere, J.P., Bothmer, V., Deutsch, W., Wang, D., Rich, N., Cooper, S., Stephens, V., Maahs, G., Baugh, R., McMullin, D., Carter, T.: 2008, *Space Sci. Rev.* **136**, 67.
- Hudson, H.S.: 2011, *Space Sci. Rev.* **158**, 5.
- Kaiser, M.L., Kucera, T.A., Davila, J.M., St. Cyr, O.C., Guhathakurta, M., Christian, E.: 2008, *Space Sci. Rev.* **136**, 5.
- Klimchuk, J.A.: 2001, In: Song, P., Singer, H., Siscoe, G. (eds.) *Space Weather, Geophysical Monograph* **125**, AGU, Washington, 143.
- Li, L., Zhang, J.: 2009, *Astrophys. J.* **690**, 347.
- Lin, J., Raymond, J.C., van Ballegoijen, A.A.: 2004, *Astrophys. J.* **602**, 422.
- Patsourakos, S., Vourlidas, A., Kliem, B.: 2010, *Astron. Astrophys.* **522**, A100.
- Patsourakos, S., Vourlidas, A., Stenborg, G.: 2010, *Astrophys. J. Lett.* **724**, L188.
- Reeves, K.K.: 2006, *Astrophys. J.* **644**, 592.
- Seaton, D.B., Mierla, M., Berghmans, D., Zhukov, A.N., Dolla, L.: 2011, *Astrophys. J. Lett.* **727**, L10.
- Stenborg, G., Vourlidas, A., Howard, R.A.: 2008, *Astrophys. J.* **674**, 1201.
- Švestka Z., Cliver E.W.: 1992, In: Švestka, Z. Jackson, B.V., Machado, M.E. (eds.) *IAU Colloq. 133: Eruptive Solar Flares, Lecture Notes in Physics* **399**, Springer, Berlin, p. 1.
- Temmer, M., Veronig, A.M., Vršnak, B., Rybák, J., Gömöry, P., Stoiser, S., Maričić, D.: 2008, *Astrophys. J. Lett.* **673**, L95.
- Temmer, M., Veronig, A.M., Kontar, E.P., Krucker, S., Vršnak, B.: 2010, *Astrophys. J.* **712**, 1410.
- Zhang, J., Dere, K.P., Howard, R.A., Vourlidas, A.: 2004, *Astrophys. J.* **604**, 420.
- Zhao, X.H., Feng, X.S., Xiang, C.Q., Liu, Y., Li, Z., Zhang, Y., Wu, S.T.: 2010, *Astrophys. J.* **714**, 1133.

Βιβλιογραφία

AIA, “SDO/AIA Project Homepage”, URL: <http://aia.lmsal.com/>

Alissandrakis, C. E., 1981, “On the computation of constant alpha force-free magnetic field”, *Astron. Astrophys.*, **100**, 197–200. [ADS]

Alissandrakis, C. E., Gontikakis, C. and Dara, H. C., 2008, “Determination of the True Shape of Coronal Loops”, *Solar Phys.*, **252**, 73–87. [DOI], [ADS]

Aly, J. J., 1990, “Quasi-static evolution of a force-free magnetic field”, *Computer Physics Communications*, **59**, 13–20. [DOI], [ADS]

Amari, T., Luciani, J. F., Mikic, Z. and Linker, J., 2000, “A Twisted Flux Rope Model for Coronal Mass Ejections and Two-Ribbon Flares”, *Astrophys. J. Lett.*, **529**, L49–L52. [DOI], [ADS]

Antiochos, S. K., DeVore, C. R. and Klimchuk, J. A., 1999, “A Model for Solar Coronal Mass Ejections”, *Astrophys. J.*, **510**, 485–493. [DOI], [ADS], [arXiv:astro-ph/9908072]

Antolin, P., Shibata, K., Kudoh, T., Shiota, D. and Brooks, D., 2008, “Predicting Observational Signatures of Coronal Heating by Alfvén Waves and Nanoflares”, *Astrophys. J.*, **688**, 669–682. [DOI], [ADS]

Aschwanden, M. J., 1999, “Do EUV Nanoflares Account for Coronal Heating?”, *Solar Phys.*, **190**, 233–247. [DOI], [ADS]

Aschwanden, M. J., 2001, “Revisiting the Determination of the Coronal Heating Function from Yohkoh Data”, *Astrophys. J. Lett.*, **559**, L171–L174. [DOI], [ADS]

Aschwanden, M. J., 2005, *Physics of the Solar Corona. An Introduction with Problems and Solutions (2nd edition)*. [ADS]

Aschwanden, M. J. and Nightingale, R. W., 2005, “Elementary Loop Structures in the Solar Corona Analyzed from TRACE Triple-Filter Images”, *Astrophys. J.*, **633**, 499–517. [DOI], [ADS]

Aschwanden, M. J., Newmark, J. S., Delaboudinière, J.-P., Neupert, W. M., Klimchuk, J. A., Gary, G. A., Portier-Fozzani, F. and Zucker, A., 1999, “Three-dimensional Stereoscopic Analysis of Solar Active Region Loops. I. SOHO/EIT Observations at Temperatures of $(1.0-1.5) \times 10^6$ K”, *Astrophys. J.*, **515**, 842–867. [DOI], [ADS]

Aschwanden, M. J., Nightingale, R. W. and Alexander, D., 2000, “Evidence for Nonuniform Heating of Coronal Loops Inferred from Multithread Modeling of TRACE Data”, *Astrophys. J.*, **541**, 1059–1077. [DOI], [ADS]

Aschwanden, M. J., Wülser, J.-P., Nitta, N. V. and Lemen, J. R., 2008, “First Three-Dimensional Reconstructions of Coronal Loops with the STEREO A and B Spacecraft. I. Geometry”, *Astrophys. J.*, **679**, 827–842. [DOI], [ADS]

- Aschwanden, M. J., Nitta, N. V., Wuelser, J.-P., Lemen, J. R., Sandman, A., Vourlidas, A. and Colaninno, R. C., 2009, “First Measurements of the Mass of Coronal Mass Ejections from the EUV Dimming Observed with STEREO EUVI A+B Spacecraft”, *Astrophys. J.*, **706**, 376–392. [DOI], [ADS]
- Aulanier, G., DeLuca, E. E., Antiochos, S. K., McMullen, R. A. and Golub, L., 2000, “The Topology and Evolution of the Bastille Day Flare”, *Astrophys. J.*, **540**, 1126–1142. [DOI], [ADS]
- Aulanier, G., Török, T., Démoulin, P. and DeLuca, E. E., 2010, “Formation of Torus-Unstable Flux Ropes and Electric Currents in Erupting Sigmoids”, *Astrophys. J.*, **708**, 314–333. [DOI], [ADS]
- Ballester, J. L., 2006, “Seismology of Prominence-Fine structures: Observations and Theory”, *Space Sci. Rev.*, **122**, 129–135. [DOI], [ADS]
- Barnes, C. W. and Sturrock, P. A., 1972, “Force-Free Magnetic-Field Structures and Their Role in Solar Activity”, *Astrophys. J.*, **174**, 659. [DOI], [ADS]
- Bateman, G., 1978, *MHD instabilities*. [ADS]
- Beliën, A. J. C., Martens, P. C. H. and Keppens, R., 1999, “Coronal Heating by Resonant Absorption: The Effects of Chromospheric Coupling”, *Astrophys. J.*, **526**, 478–493. [DOI], [ADS]
- Berton, R. and Sakurai, T., 1985, “Stereoscopic determination of the three-dimensional geometry of coronal magnetic loops”, *Solar Phys.*, **96**, 93–111. [DOI], [ADS]
- Beveridge, C., Longcope, D. W. and Priest, E. R., 2003, “A model for elemental coronal flux loops”, *Solar Phys.*, **216**, 27–40. [DOI], [ADS]
- Billings, D. E., 1966, *A guide to the solar corona*. [ADS]
- Bougeret, J., Goetz, K., Kaiser, M., Bale, S., Kellogg, P., Maksimovic, M., Monge, N., Monson, S., Astier, P., Davy, S., Dekkali, M., Hinze, J., Manning, R., Aguilar-Rodriguez, E., Bonnin, X., Briand, C., Cairns, I., Cattell, C., Cecconi, B., Eastwood, J., Ergun, R., Fainberg, J., Hoang, S., Huttunen, K., Krucker, S., Lecacheux, A., MacDowall, R., Macher, W., Mangeney, A., Meetre, C., Moussas, X., Nguyen, Q., Oswald, T., Pulupa, M., Reiner, M., Robinson, P., Rucker, H., Salem, C., Santolik, O., Silvis, J., Ullrich, R., Zarka, P. and Zouganelis, I., 2008, “S/WAVES: The Radio and Plasma Wave Investigation on the STEREO Mission”, *Space Science Reviews*, **136**, 487–528, URL: <http://dx.doi.org/10.1007/s11214-007-9298-8>. 10.1007/s11214-007-9298-8
- Bradshaw, S. J. and Cargill, P. J., 2005, “The cooling of coronal plasmas”, *Astron. Astrophys.*, **437**, 311–317. [DOI], [ADS]
- Brekke, P., Kjeldseth-Moe, O. and Harrison, R. A., 1997, “High-Velocity Flows in an Active Region Loop System Observed with the Coronal Diagnostic Spectrometer (Cds) on SOHO”, *Solar Phys.*, **175**, 511–521. [DOI], [ADS]
- Brickhouse, N. S. and Schmelz, J. T., 2006, “The Transparency of Solar Coronal Active Regions”, *Astrophys. J. Lett.*, **636**, L53–L56. [DOI], [ADS], [arXiv:astro-ph/0605116]
- Brosius, J. W., Davila, J. M., Thomas, R. J. and Monsignori-Fossi, B. C., 1996, “Measuring Active and Quiet-Sun Coronal Plasma Properties with Extreme-Ultraviolet Spectra from SERTS”, *Astrophys. J. Suppl.*, **106**, 143. [DOI], [ADS]

- Browning, P. K., Gerrard, C., Hood, A. W., Kevis, R. and van der Linden, R. A. M., 2008, "Heating the corona by nanoflares: simulations of energy release triggered by a kink instability", *Astron. Astrophys.*, **485**, 837–848. [DOI], [ADS]
- Carcedo, L., Brown, D. S., Hood, A. W., Neukirch, T. and Wiegmann, T., 2003, "A Quantitative Method to Optimise Magnetic Field Line Fitting of Observed Coronal Loops", *Solar Phys.*, **218**, 29–40. [DOI], [ADS]
- Cargill, P. J., 1994, "Some implications of the nanoflare concept", *Astrophys. J.*, **422**, 381–393. [DOI], [ADS]
- Cargill, P. J. and Klimchuk, J. A., 2004, "Nanoflare Heating of the Corona Revisited", *Astrophys. J.*, **605**, 911–920. [DOI], [ADS]
- Cargill, P. J. and Priest, E. R., 1980, "Siphon flows in coronal loops. I - Adiabatic flow", *Solar Phys.*, **65**, 251–269. [DOI], [ADS]
- Cargill, P. J. and Priest, E. R., 1982, "The energetics of steady-state flows in the solar corona", *Geophysical and Astrophysical Fluid Dynamics*, **20**, 227–245. [DOI], [ADS]
- Carmichael, H., 1964, "A Process for Flares", *NASA Special Publication*, **50**, 451. [ADS]
- Chae, J., Wang, H., Lee, C.-Y., Goode, P. R. and Schuhle, U., 1998, "Chromospheric Upflow Events Associated with Transition Region Explosive Events", *Astrophys. J. Lett.*, **504**, L123. [DOI], [ADS]
- Chen, J., 1989, "Effects of toroidal forces in current loops embedded in a background plasma", *Astrophys. J.*, **338**, 453–470. [DOI], [ADS]
- Chen, P. F., 2011, "Coronal Mass Ejections: Models and Their Observational Basis", *Living Reviews in Solar Physics*, **8**(1), URL: <http://www.livingreviews.org/lrsp-2011-1>
- Chen, P. F. and Shibata, K., 2000, "An Emerging Flux Trigger Mechanism for Coronal Mass Ejections", *Astrophys. J.*, **545**, 524–531. [DOI], [ADS]
- Chen, P. F., Innes, D. E. and Solanki, S. K., 2008, "SOHO/SUMER observations of prominence oscillation before eruption", *Astron. Astrophys.*, **484**, 487–493. [DOI], [ADS], [arXiv:0802.1961]
- Cheng, J.-X., Fang, C., Chen, P.-F. and Ding, M.-D., 2005, "Two Sympathetic Homologous CMEs on 2002 May 22", *Chin. J. Astron. Astrophys.*, **5**, 265–272. [DOI], [ADS]
- Cheng, X., Zhang, J., Liu, Y. and Ding, M. D., 2011, "Observing Flux Rope Formation During the Impulsive Phase of a Solar Eruption", *Astrophys. J. Lett.*, **732**, L25. [DOI], [ADS], [arXiv:1103.5084 [astro-ph.SR]]
- Culhane, J. L., Harra, L. K., James, A. M., Al-Janabi, K., Bradley, L. J., Chaudry, R. A., Rees, K., Tandy, J. A., Thomas, P., Whillock, M. C. R., Winter, B., Doschek, G. A., Korendyke, C. M., Brown, C. M., Myers, S., Mariska, J., Seely, J., Lang, J., Kent, B. J., Shaughnessy, B. M., Young, P. R., Simnett, G. M., Castelli, C. M., Mahmoud, S., Mapson-Menard, H., Probyn, B. J., Thomas, R. J., Davila, J., Dere, K., Windt, D., Shea, J., Hagood, R., Moye, R., Hara, H., Watanabe, T., Matsuzaki, K., Kosugi, T., Hansteen, V. and Wikstol, Ø., 2007, "The EUV Imaging Spectrometer for Hinode", *Solar Phys.*, **243**, 19–61. [DOI], [ADS]
- De Groof, A., Berghmans, D., van Driel-Gesztelyi, L. and Poedts, S., 2004, "Intensity variations in EIT shutterless mode: Waves or flows?", *Astron. Astrophys.*, **415**, 1141–1151. [DOI], [ADS]

- De Pontieu, B., McIntosh, S. W., Carlsson, M., Hansteen, V. H., Tarbell, T. D., Schrijver, C. J., Title, A. M., Shine, R. A., Tsuneta, S., Katsukawa, Y., Ichimoto, K., Suematsu, Y., Shimizu, T. and Nagata, S., 2007, “Chromospheric Alfvénic Waves Strong Enough to Power the Solar Wind”, *Science*, **318**, 1574-. [DOI], [ADS]
- De Rosa, M. L., Schrijver, C. J., Barnes, G., Leka, K. D., Lites, B. W., Aschwanden, M. J., Amari, T., Canou, A., McTiernan, J. M., Régnier, S., Thalmann, J. K., Valori, G., Wheatland, M. S., Wiegmann, T., Cheung, M. C. M., Conlon, P. A., Fuhrmann, M., Inhester, B. and Tadesse, T., 2009, “A Critical Assessment of Nonlinear Force-Free Field Modeling of the Solar Corona for Active Region 10953”, *Astrophys. J.*, **696**, 1780–1791. [DOI], [ADS]
- Del Zanna, G., 2008, “Flows in active region loops observed by Hinode EIS”, *Astron. Astrophys.*, **481**, L49–L52. [DOI], [ADS]
- Del Zanna, G. and Mason, H. E., 2003, “Solar active regions: SOHO/CDS and TRACE observations of quiescent coronal loops”, *Astron. Astrophys.*, **406**, 1089–1103. [DOI], [ADS]
- Démoulin, P., Mandrini, C. H., van Driel-Gesztelyi, L., Thompson, B. J., Plunkett, S., Kovári, Z., Aulanier, G. and Young, A., 2002, “What is the source of the magnetic helicity shed by CMEs? The long-term helicity budget of AR 7978”, *Astron. Astrophys.*, **382**, 650–665. [DOI], [ADS]
- Démoulin, P., van Driel-Gesztelyi, L., Mandrini, C. H., Klimchuk, J. A. and Harra, L., 2003, “The Long-Term Evolution of AR 7978: Testing Coronal Heating Models”, *Astrophys. J.*, **586**, 592–605. [DOI], [ADS]
- Deng, Y., Wang, J., Yan, Y. and Zhang, J., 2001, “Evolution of Magnetic Nonpotentiality in NOAA AR 9077”, *Solar Phys.*, **204**, 11–26. [DOI], [ADS]
- Dere, K. P., 1982, “Extreme ultraviolet spectra of solar active regions and their analysis”, *Solar Phys.*, **77**, 77–93. [DOI], [ADS]
- Dere, K. P., 2008, “The plasma filling factor of coronal bright points. Coronal bright points”, *Astron. Astrophys.*, **491**, 561–566. [DOI], [ADS]
- Dere, K. P., 2009, “The plasma filling factor of coronal bright points. II. Combined EIS and TRACE results”, *Astron. Astrophys.*, **497**, 287–290. [DOI], [ADS]
- Dere, K. P., Landi, E., Mason, H. E., Monsignori Fossi, B. C. and Young, P. R., 1997, “CHIANTI - an atomic database for emission lines”, *Astron. Astrophys. Suppl.*, **125**, 149–173. [DOI], [ADS]
- Di Giorgio, S., Reale, F. and Peres, G., 2003a, “CDS/SoHO multi-line observation of a solar active region: Detection of a hot stable loop and of a cool dynamic loop”, *Astron. Astrophys.*, **406**, 323–335. [DOI], [ADS]
- Di Giorgio, S., Reale, F. and Peres, G., 2003b, “CDS/SoHO multi-line observation of a solar active region: Detection of a hot stable loop and of a cool dynamic loop”, *Astron. Astrophys.*, **406**, 323–335. [DOI], [ADS]
- Di Matteo, V., Reale, F., Peres, G. and Golub, L., 1999, “Analysis and comparison of loop structures imaged with NIXT and Yohkoh/SXT”, *Astron. Astrophys.*, **342**, 563–574. [ADS]
- Doschek, G. A., Mariska, J. T., Warren, H. P., Brown, C. M., Culhane, J. L., Hara, H., Watanabe, T., Young, P. R. and Mason, H. E., 2007, “Nonthermal Velocities in Solar Active Regions Observed with the Extreme-Ultraviolet Imaging Spectrometer on Hinode”, *Astrophys. J. Lett.*, **667**, L109–L112. [DOI], [ADS]

- Doschek, G. A., Warren, H. P., Mariska, J. T., Muglach, K., Culhane, J. L., Hara, H. and Watanabe, T., 2008, “Flows and Nonthermal Velocities in Solar Active Regions Observed with the EUV Imaging Spectrometer on Hinode: A Tracer of Active Region Sources of Heliospheric Magnetic Fields?”, *Astrophys. J.*, **686**, 1362–1371. [DOI], [ADS], [arXiv:0807.2860]
- EIS, “Hinode/EIS Project Homepage”, URL: <http://msslxr.mssl.ucl.ac.uk:8080/SolarB/Solar-B.jsp>
- Eto, S., Isobe, H., Narukage, N., Asai, A., Morimoto, T., Thompson, B., Yashiro, S., Wang, T., Kitai, R., Kurokawa, H. and Shibata, K., 2002, “Relation between a Moreton Wave and an EIT Wave Observed on 1997 November 4”, *Pub. Astron. Soc. Japan*, **54**, 481–491. [ADS]
- EVE, “SDO/EVE Project Homepage”, URL: <http://lasp.colorado.edu/eve/>
- Fan, Y. and Gibson, S. E., 2007, “Onset of Coronal Mass Ejections Due to Loss of Confinement of Coronal Flux Ropes”, *Astrophys. J.*, **668**, 1232–1245. [DOI], [ADS]
- Fan, Y. and Low, B. C., 2003, “Dynamics of CME Driven by a Buoyant Prominence Flux Tube”, in *Current Theoretical Models and Future High Resolution Solar Observations: Preparing for ATST*, (Eds.) Pevtsov, A. A., Uitenbroek, H., vol. 286 of Astronomical Society of the Pacific Conference Series, [ADS]
- Feng, L., Inhester, B., Solanki, S. K., Wiegelmann, T., Podlipnik, B. and Howard, R. A., 2007, “First Stereoscopic Coronal Loop Reconstructions From STEREO/SECCHI Images”, *AGU Fall Meeting Abstracts*, p. B6. [ADS]
- Feynman, J. and Martin, S. F., 1995, “The initiation of coronal mass ejections by newly emerging magnetic flux”, *J. Geophys. Res.*, **100**, 3355–3367. [DOI], [ADS]
- Filippov, B. and Koutchmy, S., 2008, “Causal relationships between eruptive prominences and coronal mass ejections”, *Annales Geophysicae*, **26**, 3025–3031. [DOI], [ADS], [arXiv:0711.4752]
- Fisher, G. H., Canfield, R. C. and McClymont, A. N., 1985, “Flare loop radiative hydrodynamics. V - Response to thick-target heating. VI - Chromospheric evaporation due to heating by nonthermal electrons. VII - Dynamics of the thick-target heated chromosphere”, *Astrophys. J.*, **289**, 414–441. [DOI], [ADS]
- Fludra, A. and Schmelz, J. T., 1999, “The absolute coronal abundances of sulfur, calcium, and iron from Yohkoh-BCS flare spectra”, *Astron. Astrophys.*, **348**, 286–294. [ADS]
- Forbes, T. G., 2000, “A review on the genesis of coronal mass ejections”, *J. Geophys. Res.*, **105**, 23 153–23 166. [DOI], [ADS]
- Forbes, T. G. and Isenberg, P. A., 1991, “A catastrophe mechanism for coronal mass ejections”, *Astrophys. J.*, **373**, 294–307. [DOI], [ADS]
- Forbes, T. G., Linker, J. A., Chen, J., Cid, C., Kóta, J., Lee, M. A., Mann, G., Mikić, Z., Potgieter, M. S., Schmidt, J. M., Siscoe, G. L., Vainio, R., Antiochos, S. K. and Riley, P., 2006, “CME Theory and Models”, *Space Sci. Rev.*, **123**, 251–302. [DOI], [ADS]
- Foukal, P. V., 1976, “The pressure and energy balance of the cool corona over sunspots”, *Astrophys. J.*, **210**, 575–581. [DOI], [ADS]
- Gabriel, A. H., 1976, “A magnetic model of the solar transition region”, *Royal Society of London Philosophical Transactions Series A*, **281**, 339–352. [DOI], [ADS]

- Galvin, A., Kistler, L., Popecki, M., Farrugia, C., Simunac, K., Ellis, L., Möbius, E., Lee, M., Boehm, M., Carroll, J., Crawshaw, A., Conti, M., Demaine, P., Ellis, S., Gaidos, J., Googins, J., Granoff, M., Gustafson, A., Heirtzler, D., King, B., Knauss, U., Lévassieur, J., Longworth, S., Singer, K., Turco, S., Vachon, P., Vosbury, M., Widholm, M., Blush, L., Karrer, R., Bochsler, P., Daoudi, H., Etter, A., Fischer, J., Jost, J., Opitz, A., Sigrist, M., Wurz, P., Klecker, B., Ertl, M., Seidenschwang, E., Wimmer-Schweingruber, R., Koeten, M., Thompson, B. and Steinfeld, D., 2008, "The Plasma and Suprathermal Ion Composition (PLASTIC) Investigation on the STEREO Observatories", *Space Science Reviews*, **136**, 437–486, URL: <http://dx.doi.org/10.1007/s11214-007-9296-x>. 10.1007/s11214-007-9296-x
- Georgoulis, M. K. and LaBonte, B. J., 2004, "Vertical Lorentz Force and Cross-Field Currents in the Photospheric Magnetic Fields of Solar Active Regions", *Astrophys. J.*, **615**, 1029–1041. [DOI], [ADS]
- Georgoulis, M. K. and LaBonte, B. J., 2007, "Magnetic Energy and Helicity Budgets in the Active Region Solar Corona. I. Linear Force-Free Approximation", *Astrophys. J.*, **671**, 1034–1050. [DOI], [ADS], [arXiv:0706.4122]
- Gold, T. and Hoyle, F., 1960, "On the origin of solar flares", *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **120**, 89. [ADS]
- Golub, L., Maxson, C., Rosner, R., Vaiana, G. S. and Serio, S., 1980, "Magnetic fields and coronal heating", *Astrophys. J.*, **238**, 343–348. [DOI], [ADS]
- Golub, L., Hartquist, T. W. and Quillen, A. C., 1989, "Comments on the observability of coronal variations", *Solar Phys.*, **122**, 245–261. [DOI], [ADS]
- Golub, L., Deluca, E., Austin, G., Bookbinder, J., Caldwell, D., Cheimets, P., Cirtain, J., Cosmo, M., Reid, P., Sette, A., Weber, M., Sakao, T., Kano, R., Shibasaki, K., Hara, H., Tsuneta, S., Kumagai, K., Tamura, T., Shimojo, M., McCracken, J., Carpenter, J., Haight, H., Siler, R., Wright, E., Tucker, J., Rutledge, H., Barbera, M., Peres, G. and Varisco, S., 2007, "The X-Ray Telescope (XRT) for the Hinode Mission", *Solar Phys.*, **243**, 63–86. [DOI], [ADS]
- Gomez, D. O., Martens, P. C. H. and Golub, L., 1993, "Normal incidence X-ray telescope power spectra of X-ray emission from solar active regions. I - Observations. II - Theory", *Astrophys. J.*, **405**, 767–781. [DOI], [ADS]
- Gontikakis, C., Petrie, G. J. D., Dara, H. C. and Tsinganos, K., 2005, "A solar active region loop compared with a 2D MHD model", *Astron. Astrophys.*, **434**, 1155–1163. [DOI], [ADS], [arXiv:astro-ph/0503694]
- Gopalswamy, N., 2004, "A Global Picture of CMEs in the Inner Heliosphere", in *The Sun and the Heliosphere as an Integrated System*, (Eds.) Poletto, G., Suess, S. T., vol. 317 of Astrophysics and Space Science Library, [ADS]
- Gopalswamy, N., 2010, "Corona Mass Ejections: a Summary of Recent Results", in *20th National Solar Physics Meeting*, (Ed.) Dorotovic, I., [ADS]
- Gopalswamy, N. and Kundu, M. R., 1993, "Structure of a fast coronal mass ejection from radio observations.", *Advances in Space Research*, **13**, 75–78. [ADS]
- Gopalswamy, N., Lara, A., Yashiro, S., Nunes, S. and Howard, R. A., 2003, "Coronal mass ejection activity during solar cycle 23", in *Solar Variability as an Input to the Earth's Environment*, (Ed.) Wilson, A., vol. 535 of ESA Special Publication, [ADS]

- Gopalswamy, N., Yashiro, S., Michalek, G., Stenborg, G., Vourlidas, A., Freeland, S. and Howard, R., 2009, "The SOHO/LASCO CME Catalog", *Earth Moon and Planets*, **104**, 295–313. [DOI], [ADS]
- Gopalswamy, N., Yashiro, S., Michalek, G., Xie, H., Mäkelä, P., Vourlidas, A. and Howard, R. A., 2010, "A Catalog of Halo Coronal Mass Ejections from SOHO", *Sun and Geosphere*, **5**, 7–16. [ADS]
- Guarrasi, M., Reale, F. and Peres, G., 2010, "Coronal Fuzziness Modeled with Pulse-heated Multi-stranded Loop Systems", *Astrophys. J.*, **719**, 576–582. [DOI], [ADS]
- Gudiksen, B. V. and Nordlund, Å., 2005, "An Ab Initio Approach to the Solar Coronal Heating Problem", *Astrophys. J.*, **618**, 1020–1030. [DOI], [ADS], [arXiv:astro-ph/0504072]
- Hansteen, V., 1993, "A new interpretation of the redshift observed in optically thin transition region lines", *Astrophys. J.*, **402**, 741–755. [DOI], [ADS]
- Hara, H., Watanabe, T., Harra, L. K., Culhane, J. L., Young, P. R., Mariska, J. T. and Doschek, G. A., 2008, "Coronal Plasma Motions near Footpoints of Active Region Loops Revealed from Spectroscopic Observations with Hinode EIS", *Astrophys. J. Lett.*, **678**, L67–L71. [DOI], [ADS]
- Harrison, R. A., 1995, "The nature of solar flares associated with coronal mass ejection.", *Astron. Astrophys.*, **304**, 585. [ADS]
- Harrison, R. A., Bryans, P., Simnett, G. M. and Lyons, M., 2003, "Coronal dimming and the coronal mass ejection onset", *Astron. Astrophys.*, **400**, 1071–1083. [DOI], [ADS]
- Harrison, R. A., Davis, C. J., Eyles, C. J., Bewsher, D., Crothers, S. R., Davies, J. A., Howard, R. A., Moses, D. J., Socker, D. G., Newmark, J. S., Halain, J.-P., Defise, J.-M., Mazy, E., Rochus, P., Webb, D. F. and Simnett, G. M., 2008, "First Imaging of Coronal Mass Ejections in the Heliosphere Viewed from Outside the Sun Earth Line", *Solar Phys.*, **247**, 171–193. [DOI], [ADS]
- Harrison, R. A., Davis, C. J. and Davies, J. A., 2009, "Pre-CME Onset Fuses - Do the STEREO Heliospheric Imagers Hold the Clues to the CME Onset Process?", *Solar Phys.*, **259**, 277–296. [DOI], [ADS]
- Hinode, "Hinode Project Homepage", URL: <http://solarb.msfc.nasa.gov/>
- Hirayama, T., 1974, "Theoretical Model of Flares and Prominences. I: Evaporating Flare Model", *Solar Phys.*, **34**, 323–338. [DOI], [ADS]
- HMI, "SDO/HMI Project Homepage", URL: <http://hmi.stanford.edu/>
- Hollweg, J. V., 1984, "Resonances of coronal loops", *Astrophys. J.*, **277**, 392–403. [DOI], [ADS]
- Hood, A. W. and Priest, E. R., 1979, "The equilibrium of solar coronal magnetic loops", *Astron. Astrophys.*, **77**, 233–251. [ADS]
- Howard, R. A., Moses, J. D., Vourlidas, A., Newmark, J. S., Socker, D. G., Plunkett, S. P., Korendyke, C. M., Cook, J. W., Hurley, A., Davila, J. M., Thompson, W. T., St Cyr, O. C., Mentzell, E., Mehalick, K., Lemen, J. R., Wuelser, J. P., Duncan, D. W., Tarbell, T. D., Wolfson, C. J., Moore, A., Harrison, R. A., Waltham, N. R., Lang, J., Davis, C. J., Eyles, C. J., Mapson-Menard, H., Simnett, G. M., Halain, J. P., Defise, J. M., Mazy, E., Rochus, P., Mercier, R., Ravet, M. F., Delmotte, F., Auchere, F., Delaboudiniere, J. P., Bothmer, V., Deutsch, W., Wang, D., Rich, N., Cooper, S., Stephens, V., Maahs, G., Baugh, R., McMullin, D. and Carter, T., 2008, "Sun Earth Connection Coronal and Heliospheric Investigation (SECCHI)", *Space Sci. Rev.*, **136**, 67–115. [DOI], [ADS]

- Hudson, H. S., 2011, “Global Properties of Solar Flares”, *Space Sci. Rev.*, **158**, 5–41. [DOI], [ADS], [arXiv:1108.3490 [astro-ph.SR]]
- Hudson, H.S. and Webb, D.F., 1997, “Soft X-ray signatures of coronal ejections”, *Geophysical Monograph Series*, **99**, 27–38
- Hundhausen, A. J., 1993, “Sizes and locations of coronal mass ejections - SMM observations from 1980 and 1984–1989”, *J. Geophys. Res.*, **98**, 13 177. [DOI], [ADS]
- Illing, R. M. E. and Hundhausen, A. J., 1985, “Observation of a coronal transient from 1.2 to 6 solar radii”, *J. Geophys. Res.*, **90**, 275–282. [DOI], [ADS]
- IMPACT, webpage, “STEREO/IMPACT Project Homepage”, URL: <http://sprg.ssl.bekeley.edu/impact/>
- Jackson, B. V., Sheridan, K. V., Dulk, G. A. and McLean, D. J., 1978, “A possible association of solar type III bursts and white light transients”, *Proceedings of the Astronomical Society of Australia*, **3**, 241. [ADS]
- Jacobs, C., Poedts, S. and van der Holst, B., 2006, “The effect of the solar wind on CME triggering by magnetic foot point shearing”, *Astron. Astrophys.*, **450**, 793–803. [DOI], [ADS]
- Jing, J., Yurchyshyn, V. B., Yang, G., Xu, Y. and Wang, H., 2004, “On the Relation between Filament Eruptions, Flares, and Coronal Mass Ejections”, *Astrophys. J.*, **614**, 1054–1062. [DOI], [ADS]
- Jordan, C., Ayres, T. R., Brown, A., Linsky, J. L. and Simon, T., 1987, “The chromospheres and coronae of five G-K main-sequence stars”, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **225**, 903–937. [ADS]
- Kaiser, M. L., Kucera, T. A., Davila, J. M., St. Cyr, O. C., Guhathakurta, M. and Christian, E., 2008, “The STEREO Mission: An Introduction”, *Space Sci. Rev.*, **136**, 5–16. [DOI], [ADS]
- Kano, R. and Tsuneta, S., 1995, “Scaling Law of Solar Coronal Loops Obtained with YOHKOH”, *Astrophys. J.*, **454**, 934. [DOI], [ADS]
- Kashyap, V. and Drake, J. J., 1998, “Markov-Chain Monte Carlo Reconstruction of Emission Measure Distributions: Application to Solar Extreme-Ultraviolet Spectra”, *Astrophys. J.*, **503**, 450. [DOI], [ADS]
- Katsukawa, Y. and Tsuneta, S., 2005, “Magnetic Properties at Footpoints of Hot and Cool Loops”, *Astrophys. J.*, **621**, 498–511. [DOI], [ADS]
- Klassen, A., Bothmer, V., Mann, G., Reiner, M. J., Krucker, S., Vourlidas, A. and Kunow, H., 2002, “Solar energetic electron events and coronal shocks”, *Astron. Astrophys.*, **385**, 1078–1088. [DOI], [ADS]
- Klein, K.-L., Aurass, H., Soru-Escout, I. and Kalman, B., 1997, “Electron acceleration sites in a large-scale coronal structure.”, *Astron. Astrophys.*, **320**, 612–619. [ADS]
- Klimchuk, J. A., 1987, “On the large-scale dynamics and magnetic structure of solar active regions”, *Astrophys. J.*, **323**, 368–379. [DOI], [ADS]
- Klimchuk, J. A., 2006, “On Solving the Coronal Heating Problem”, *Solar Phys.*, **234**, 41–77. [DOI], [ADS], [arXiv:astro-ph/0511841]
- Klimchuk, J. A., Lemen, J. R., Feldman, U., Tsuneta, S. and Uchida, Y., 1992, “Thickness variations along coronal loops observed by the Soft X-ray Telescope on YOHKOH”, *Pub. Astron. Soc. Japan*, **44**, L181–L185. [ADS]

- Kopp, R. A. and Pneuman, G. W., 1976, “Magnetic reconnection in the corona and the loop prominence phenomenon”, *Solar Phys.*, **50**, 85–98. [DOI], [ADS]
- Kosugi, T., Matsuzaki, K., Sakao, T., Shimizu, T., Sone, Y., Tachikawa, S., Hashimoto, T., Minesugi, K., Ohnishi, A., Yamada, T., Tsuneta, S., Hara, H., Ichimoto, K., Suematsu, Y., Shimojo, M., Watanabe, T., Shimada, S., Davis, J. M., Hill, L. D., Owens, J. K., Title, A. M., Culhane, J. L., Harra, L. K., Doschek, G. A. and Golub, L., 2007, “The Hinode (Solar-B) Mission: An Overview”, *Solar Phys.*, **243**, 3–17. [DOI], [ADS]
- Landi, E. and Feldman, U., 2004, “Models for Solar Magnetic Loops. IV. On the Relation between Coronal and Footpoint Plasma in Active Region Loops”, *Astrophys. J.*, **611**, 537–544. [DOI], [ADS]
- Landi, E. and Landini, M., 2004, “Models for Solar Magnetic Loops. III. Dynamic Models and Coronal Diagnostic Spectrometer Observations”, *Astrophys. J.*, **608**, 1133–1147. [DOI], [ADS]
- Lantos, P., Kerdraon, A., Rapley, G. G. and Bentley, R. D., 1981, “Relationship between a soft X-ray long duration event and an intense metric noise storm”, *Astron. Astrophys.*, **101**, 33–38. [ADS]
- Lemen, J. R., Title, A. M., Akin, D. J., Boerner, P. F., Chou, C., Drake, J. F., Duncan, D. W., Edwards, C. G., Friedlaender, F. M., Heyman, G. F., Hurlburt, N. E., Katz, N. L., Kushner, G. D., Levay, M., Lindgren, R. W., Mathur, D. P., McFeaters, E. L., Mitchell, S., Rehse, R. A., Schrijver, C. J., Springer, L. A., Stern, R. A., Tarbell, T. D., Wuelser, J.-P., Wolfson, C. J., Yanari, C., Bookbinder, J. A., Cheimets, P. N., Caldwell, D., Deluca, E. E., Gates, R., Golub, L., Park, S., Podgorski, W. A., Bush, R. I., Scherrer, P. H., Gummin, M. A., Smith, P., Aufer, G., Jerram, P., Pool, P., Soufli, R., Windt, D. L., Beardsley, S., Clapp, M., Lang, J. and Waltham, N., 2012, “The Atmospheric Imaging Assembly (AIA) on the Solar Dynamics Observatory (SDO)”, *Solar Phys.*, **275**, 17–40. [DOI], [ADS]
- Lenz, D. D., 2004, “Effects of Flow on Structure and Abundances in Multispecies Solar Coronal Loops”, *Astrophys. J.*, **604**, 433–441. [DOI], [ADS]
- Lenz, D. D., Deluca, E. E., Golub, L., Rosner, R. and Bookbinder, J. A., 1999, “Temperature and Emission-Measure Profiles along Long-lived Solar Coronal Loops Observed with the Transition Region and Coronal Explorer”, *Astrophys. J. Lett.*, **517**, L155–L158. [DOI], [ADS]
- Li, L. and Zhang, J., 2009, “On the Brightening Propagation of Post-Flare Loops Observed by TRACE”, *Astrophys. J.*, **690**, 347–357. [DOI], [ADS], [arXiv:0809.0958]
- Li, Y. and Luhmann, J., 2006, “Coronal Magnetic Field Topology over Filament Channels: Implication for Coronal Mass Ejection Initiations”, *Astrophys. J.*, **648**, 732–740. [DOI], [ADS]
- Lin, J., Raymond, J. C. and van Ballegoijen, A. A., 2004, “The Role of Magnetic Reconnection in the Observable Features of Solar Eruptions”, *Astrophys. J.*, **602**, 422–435. [DOI], [ADS]
- Litwin, C. and Rosner, R., 1998, “Alfvén Wave Transmission and Heating of Solar Coronal Loops”, *Astrophys. J.*, **499**, 945. [DOI], [ADS]
- López Fuentes, M. C., Klimchuk, J. A. and Démoulin, P., 2006, “The Magnetic Structure of Coronal Loops Observed by TRACE”, *Astrophys. J.*, **639**, 459–474. [DOI], [ADS], [arXiv:astro-ph/060507462]
- López Fuentes, M. C., Klimchuk, J. A. and Mandrini, C. H., 2007, “The Temporal Evolution of Coronal Loops Observed by GOES SXI”, *Astrophys. J.*, **657**, 1127–1136. [DOI], [ADS], [arXiv:astro-ph/0611338]

- Loughhead, R. E., Wang, J.-L. and Blows, G., 1983, “High-resolution photography of the solar chromosphere. XVII Geometry of H-alpha flare loops observed on the disk”, *Astrophys. J.*, **274**, 883–899. [DOI], [ADS]
- Low, B. C., 1977, “Evolving force-free magnetic fields. I - The development of the preflare stage”, *Astrophys. J.*, **212**, 234–242. [DOI], [ADS]
- Luhmann, J. G., Curtis, D. W., Schroeder, P., McCauley, J., Lin, R. P., Larson, D. E., Bale, S. D., Sauvaud, J.-A., Aoustin, C., Mewaldt, R. A., Cummings, A. C., Stone, E. C., Davis, A. J., Cook, W. R., Kecman, B., Wiedenbeck, M. E., von Rosenvinge, T., Acuna, M. H., Reichenthal, L. S., Shuman, S., Wortman, K. A., Reames, D. V., Mueller-Mellin, R., Kunow, H., Mason, G. M., Walpole, P., Korth, A., Sanderson, T. R., Russell, C. T. and Gosling, J. T., 2008, “STEREO IMPACT Investigation Goals, Measurements, and Data Products Overview”, *Space Sci. Rev.*, **136**, 117–184. [DOI], [ADS]
- Lynch, B. J., Antiochos, S. K., MacNeice, P. J., Zurbuchen, T. H. and Fisk, L. A., 2004, “Observable Properties of the Breakout Model for Coronal Mass Ejections”, *Astrophys. J.*, **617**, 589–599. [DOI], [ADS]
- Martin, S. F., 1980, “Preflare conditions, changes and events”, *Solar Phys.*, **68**, 217–236. [DOI], [ADS]
- Mazzotta, P., Mazzitelli, G., Colafrancesco, S. and Vittorio, N., 1998, “Ionization balance for optically thin plasmas: Rate coefficients for all atoms and ions of the elements H to NI”, *Astron. Astrophys. Suppl.*, **133**, 403–409. [DOI], [ADS], [arXiv:astro-ph/9% 806391]
- McTiernan, J. M., 2009, “RHESSI/GOES Observations of the Nonflaring Sun from 2002 to 2006”, *Astrophys. J.*, **697**, 94–99. [DOI], [ADS]
- Metcalf, T. R., De Rosa, M. L., Schrijver, C. J., Barnes, G., van Ballegooijen, A. A., Wiegmann, T., Wheatland, M. S., Valori, G. and McTiernan, J. M., 2008, “Nonlinear Force-Free Modeling of Coronal Magnetic Fields. II. Modeling a Filament Arcade and Simulated Chromospheric and Photospheric Vector Fields”, *Solar Phys.*, **247**, 269–299. [DOI], [ADS]
- Mikic, Z. and Linker, J. A., 1994, “Disruption of coronal magnetic field arcades”, *Astrophys. J.*, **430**, 898–912. [DOI], [ADS]
- Minnaert, M., 1930, “On the continuous spectrum of the corona and its polarisation. With 3 figures. (Received July 30, 1930)”, *Zeitschrift für Astrophysik*, **1**, 209. [ADS]
- Mittal, N., Pandey, K., Narain, U. and Sharma, S. S., 2009, “On properties of narrow CMEs observed with SOHO/LASCO”, *Astrophys. Space Sci.*, **323**, 135–145. [DOI], [ADS]
- Moore, R. L. and Labonte, B. J., 1980, “The filament eruption in the 3B flare of July 29, 1973 - Onset and magnetic field configuration”, in *Solar and Interplanetary Dynamics*, (Eds.) Dryer, M., Tandberg-Hanssen, E., vol. 91 of IAU Symposium, [ADS]
- Moore, R. L., Sterling, A. C., Hudson, H. S. and Lemen, J. R., 2001, “Onset of the Magnetic Explosion in Solar Flares and Coronal Mass Ejections”, *Astrophys. J.*, **552**, 833–848. [DOI], [ADS]
- Müller, D. A. N., De Groof, A., Hansteen, V. H. and Peter, H., 2005, “High-speed coronal rain”, *Astron. Astrophys.*, **436**, 1067–1074. [DOI], [ADS]
- Muller, R., Roudier, T., Vigneau, J. and Auffret, H., 1994, “The proper motion of network bright points and the heating of the solar corona”, *Astron. Astrophys.*, **283**, 232–240. [ADS]

- Nagai, F., 1980, “A model of hot loops associated with solar flares. I - Gasdynamics in the loops”, *Solar Phys.*, **68**, 351–379. [DOI], [ADS]
- Nagata, S., Hara, H., Kano, R., Kobayashi, K., Sakao, T., Shimizu, T., Tsuneta, S., Yoshida, T. and Gurman, J. B., 2003, “Spatial and Temporal Properties of Hot and Cool Coronal Loops”, *Astrophys. J.*, **590**, 1095–1110. [DOI], [ADS]
- Nakariakov, V. M., Verwichte, E., Berghmans, D. and Robbrecht, E., 2000, “Slow magnetoacoustic waves in coronal loops”, *Astron. Astrophys.*, **362**, 1151–1157. [ADS]
- Narain, U. and Ulmschneider, P., 1996, “Chromospheric and Coronal Heating Mechanisms II”, *Space Sci. Rev.*, **75**, 453–509. [DOI], [ADS]
- NASA, “Article for Quebec Blackout in 1989”, URL: http://www.nasa.gov/topics/earth/features/sun_darkness.html
- Nitta, N., 2000, “The relation between hot and cool loops”, *Solar Phys.*, **195**, 123–133. [ADS]
- Nogliki, J. B., Walsh, R. W. and Cirtain, J., 2008, “Comparison of High-Resolution TRACE Data to Spectroscopic CDS Data for Temperature Determination”, *Astrophys. J.*, **674**, 1191–1200. [DOI], [ADS]
- Ofman, L. and Aschwanden, M. J., 2002, “Damping Time Scaling of Coronal Loop Oscillations Deduced from Transition Region and Coronal Explorer Observations”, *Astrophys. J. Lett.*, **576**, L153–L156. [DOI], [ADS]
- O’Neill, I. and Li, X., 2005, “Coronal loops heated by turbulence-driven Alfvén waves: A two fluid model”, *Astron. Astrophys.*, **435**, 1159–1167. [DOI], [ADS]
- Orlando, S. and Peres, G., 1999, “Effects on UV lines observations of stationary plasma flows confined in coronal loops”, *Physics and Chemistry of the Earth C*, **24**, 401–406. [DOI], [ADS]
- Orlando, S., Peres, G. and Serio, S., 1995a, “Models of stationary siphon flows in stratified, thermally conducting coronal loops. 1: Regular solutions”, *Astron. Astrophys.*, **294**, 861–873. [ADS]
- Orlando, S., Peres, G. and Serio, S., 1995b, “Models of stationary siphon flows in stratified, thermally conducting coronal loops. II. Shocked solutions.”, *Astron. Astrophys.*, **300**, 549. [ADS]
- Parker, E. N., 1988, “Nanoflares and the solar X-ray corona”, *Astrophys. J.*, **330**, 474–479. [DOI], [ADS]
- Parker, E. N., 1991, “Heating solar coronal holes”, *Astrophys. J.*, **372**, 719–727. [DOI], [ADS]
- Patsourakos, S. and Klimchuk, J. A., 2006, “Nonthermal Spectral Line Broadening and the Nanoflare Model”, *Astrophys. J.*, **647**, 1452–1465. [DOI], [ADS]
- Patsourakos, S. and Klimchuk, J. A., 2007, “The Cross-Field Thermal Structure of Coronal Loops from Triple-Filter TRACE Observations”, *Astrophys. J.*, **667**, 591–601. [DOI], [ADS]
- Patsourakos, S. and Klimchuk, J. A., 2008, “Static and Impulsive Models of Solar Active Regions”, *Astrophys. J.*, **689**, 1406–1411. [DOI], [ADS], [arXiv:0808.2745]
- Patsourakos, S. and Klimchuk, J. A., 2009, “Spectroscopic Observations of Hot Lines Constraining Coronal Heating in Solar Active Regions”, *Astrophys. J.*, **696**, 760–765. [DOI], [ADS], [arXiv:0903.3880 [astro-ph.SR]]

- Patsourakos, S., Klimchuk, J. A. and MacNeice, P. J., 2004, “The Inability of Steady-Flow Models to Explain the Extreme-Ultraviolet Coronal Loops”, *Astrophys. J.*, **603**, 322–329. [DOI], [ADS]
- Patsourakos, S., Vourlidas, A. and Kliem, B., 2010a, “Toward understanding the early stages of an impulsively accelerated coronal mass ejection. SECCHI observations”, *Astron. Astrophys.*, **522**, A100. [DOI], [ADS], [arXiv:1008.1171 [astro-ph.SR]]
- Patsourakos, S., Vourlidas, A. and Stenborg, G., 2010b, “The Genesis of an Impulsive Coronal Mass Ejection Observed at Ultra-high Cadence by AIA on SDO”, *Astrophys. J. Lett.*, **724**, L188–L193. [DOI], [ADS], [arXiv:1010.5234 [astro-ph.SR]]
- Pesnell, W. D., Thompson, B. J. and Chamberlin, P. C., 2012, “The Solar Dynamics Observatory (SDO)”, *Solar Phys.*, **275**, 3–15. [DOI], [ADS]
- Petrie, G. J. D., Vlahakis, N. and Tsinganos, K., 2002, “Systematic construction of exact 2-D MHD equilibria with steady, compressible flow in Cartesian geometry and uniform gravity”, *Astron. Astrophys.*, **382**, 1081–1092. [DOI], [ADS], [arXiv:astro-ph/0% 111537]
- Petrie, G. J. D., Gontikakis, C., Dara, H. C., Tsinganos, K. and Aschwanden, M. J., 2003, “2D MHD modelling of compressible and heated coronal loops obtained via nonlinear separation of variables and compared to TRACE and SoHO observations”, *Astron. Astrophys.*, **409**, 1065–1083. [DOI], [ADS], [arXiv:astro-ph/0% 303373]
- Petrie, G. J. D., Tsinganos, K. and Neukirch, T., 2005, “Steady 2D prominence-like solutions of the MHD equations with field-aligned compressible flow”, *Astron. Astrophys.*, **429**, 1081–1092. [DOI], [ADS]
- PLASTIC, “STEREO/PLASTIC Project Homepage”, URL: <http://stereo.sr.unh.edu/>
- Porter, L. J. and Klimchuk, J. A., 1995, “Soft X-Ray Loops and Coronal Heating”, *Astrophys. J.*, **454**, 499. [DOI], [ADS]
- Porter, L. J., Klimchuk, J. A. and Sturrock, P. A., 1994, “The possible role of MHD waves in heating the solar corona”, *Astrophys. J.*, **435**, 482–501. [DOI], [ADS]
- Priest, E. R., 1978, “The structure of coronal loops”, *Solar Phys.*, **58**, 57–87. [DOI], [ADS]
- Priest, E. R., Foley, C. R., Heyvaerts, J., Arber, T. D., Mackay, D., Culhane, J. L. and Acton, L. W., 2000, “A Method to Determine the Heating Mechanisms of the Solar Corona”, *Astrophys. J.*, **539**, 1002–1022. [DOI], [ADS]
- Rappazzo, A. F., Velli, M., Einaudi, G. and Dahlburg, R. B., 2007, “Coronal Heating, Weak MHD Turbulence, and Scaling Laws”, *Astrophys. J. Lett.*, **657**, L47–L51. [DOI], [ADS], [arXiv:astro-ph/0% 701872]
- Raymond, J. C., Cox, D. P. and Smith, B. W., 1976, “Radiative cooling of a low-density plasma”, *Astrophys. J.*, **204**, 290–292. [DOI], [ADS]
- Reale, F., 2002, “More on the Determination of the Coronal Heating Function from Yohkoh Data”, *Astrophys. J.*, **580**, 566–573. [DOI], [ADS], [arXiv:astro-ph/0% 207550]
- Reale, F., 2007, “Diagnostics of stellar flares from X-ray observations: from the decay to the rise phase”, *Astron. Astrophys.*, **471**, 271–279. [DOI], [ADS], [arXiv:0705.3254]
- Reale, F., 2010, “Coronal Loops: Observations and Modeling of Confined Plasma”, *Living Reviews in Solar Physics*, **7**, 5. [ADS]

- Reale, F. and Ciaravella, A., 2006, “Analysis of a multi-wavelength time-resolved observation of a coronal loop”, *Astron. Astrophys.*, **449**, 1177–1192. [DOI], [ADS], [arXiv:astro-ph/0% 512397]
- Reale, F., Serio, S. and Peres, G., 1993, “Dynamics of the decay of confined stellar X-ray flares”, *Astron. Astrophys.*, **272**, 486. [ADS]
- Reale, F., Peres, G. and Serio, S., 1996, “Radiatively-driven downdrafts and redshifts in transition region lines. I. Reference model.”, *Astron. Astrophys.*, **316**, 215–228. [ADS]
- Reale, F., Peres, G. and Serio, S., 1997, “Radiatively driven downdrafts and redshifts in transition region lines. II. Exploring the parameter space.”, *Astron. Astrophys.*, **318**, 506–520. [ADS]
- Reale, F., Peres, G., Serio, S., Betta, R. M., DeLuca, E. E. and Golub, L., 2000a, “A Brightening Coronal Loop Observed by TRACE. II. Loop Modeling and Constraints on Heating”, *Astrophys. J.*, **535**, 423–437. [DOI], [ADS]
- Reale, F., Peres, G., Serio, S., DeLuca, E. E. and Golub, L., 2000b, “A Brightening Coronal Loop Observed by TRACE. I. Morphology and Evolution”, *Astrophys. J.*, **535**, 412–422. [DOI], [ADS]
- Reale, F., Parenti, S., Reeves, K. K., Weber, M., Bobra, M. G., Barbera, M., Kano, R., Narukage, N., Shimojo, M., Sakao, T., Peres, G. and Golub, L., 2007, “Fine Thermal Structure of a Coronal Active Region”, *Science*, **318**, 1582–. [DOI], [ADS]
- Reale, F., Testa, P., Klimchuk, J. A. and Parenti, S., 2009, “Evidence of Widespread Hot Plasma in a Nonflaring Coronal Active Region from Hinode/X-Ray Telescope”, *Astrophys. J.*, **698**, 756–765. [DOI], [ADS], [arXiv:0904.0878 [astro-ph.SR]]
- RedOrbit.com, “Scientific News”, URL: <http://www.redorbit.com/>
- Reeves, K. K., 2006, “The Relationship between Flux Rope Acceleration and Thermal Energy Release in a Model of Eruptive Solar Phenomena”, *Astrophys. J.*, **644**, 592–597. [DOI], [ADS]
- Robbrecht, E., Berghmans, D. and Van der Linden, R. A. M., 2009, “Automated LASCO CME Catalog for Solar Cycle 23: Are CMEs Scale Invariant?”, *Astrophys. J.*, **691**, 1222–1234. [DOI], [ADS], [arXiv:0810.1252]
- Rosner, R., Tucker, W. H. and Vaiana, G. S., 1978, “Dynamics of the quiescent solar corona”, *Astrophys. J.*, **220**, 643–645. [DOI], [ADS]
- Sakurai, T., 1976, “Magnetohydrodynamic interpretation of the motion of prominences”, *Pub. Astron. Soc. Japan*, **28**, 177–198. [ADS]
- Schmelz, J. T., Beene, J. E., Nasraoui, K., Blevins, H. T., Martens, P. C. H. and Cirtain, J. W., 2003, “The Effect of Background Subtraction on the Temperature of EIT Coronal Loops”, *Astrophys. J.*, **599**, 604–614. [DOI], [ADS]
- Schmelz, J. T., Nasraoui, K., Richardson, V. L., Hubbard, P. J., Nevels, C. R. and Beene, J. E., 2005, “All Coronal Loops Are the Same: Evidence to the Contrary”, *Astrophys. J. Lett.*, **627**, L81–L84. [DOI], [ADS], [arXiv:astro-ph/0% 505593]
- Schmelz, J. T., Nasraoui, K., Rightmire, L. A., Kimble, J. A., del Zanna, G., Cirtain, J. W., DeLuca, E. E. and Mason, H. E., 2009, “Are Coronal Loops Isothermal or Multithermal?”, *Astrophys. J.*, **691**, 503–515. [DOI], [ADS], [arXiv:0901.3281 [astro-ph.SR]]
- Schmieder, B., Rust, D. M., Georgoulis, M. K., Démoulin, P. and Bernasconi, P. N., 2004, “Emerging Flux and the Heating of Coronal Loops”, *Astrophys. J.*, **601**, 530–545. [DOI], [ADS]

- Schou, J., Scherrer, P. H., Bush, R. I., Wachter, R., Couvidat, S., Rabello-Soares, M. C., Bogart, R. S., Hoeksema, J. T., Liu, Y., Duvall, T. L., Akin, D. J., Allard, B. A., Miles, J. W., Rairden, R., Shine, R. A., Tarbell, T. D., Title, A. M., Wolfson, C. J., Elmore, D. F., Norton, A. A. and Tomczyk, S., 2012, “Design and Ground Calibration of the Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) Instrument on the Solar Dynamics Observatory (SDO)”, *Solar Phys.*, **275**, 229–259. [DOI], [ADS]
- Schrijver, C. J., 2007, “Braiding-induced Interchange Reconnection of the Magnetic Field and the Width of Solar Coronal Loops”, *Astrophys. J. Lett.*, **662**, L119–L122. [DOI], [ADS]
- SDO, “SDO Project Homepage”, NASA, URL: <http://sdo.gsfc.nasa.gov/>
- Seaton, D. B., Winebarger, A. R., DeLuca, E. E., Golub, L., Reeves, K. K. and Gallagher, P. T., 2001, “Active Region Transient Events Observed with TRACE”, *Astrophys. J. Lett.*, **563**, L173–L177. [DOI], [ADS]
- Seaton, D. B., Mierla, M., Berghmans, D., Zhukov, A. N. and Dolla, L., 2011, “SWAP-SECCHI Observations of a Mass-loading Type Solar Eruption”, *Astrophys. J. Lett.*, **727**, L10. [DOI], [ADS], [arXiv:1011.1144 [astro-ph.SR]]
- SECCHI, “STEREO/SECCHI Project Homepage”, URL: <http://secchi.nrl.navy.mil/>
- Serio, S., Reale, F., Jakimiec, J., Sylwester, B. and Sylwester, J., 1991, “Dynamics of flaring loops. I - Thermodynamic decay scaling laws”, *Astron. Astrophys.*, **241**, 197–202. [ADS]
- Sheeley, N. R., Walters, J. H., Wang, Y.-M. and Howard, R. A., 1999, “Continuous tracking of coronal outflows: Two kinds of coronal mass ejections”, *J. Geophys. Res.*, **104**, 24 739–24 768. [DOI], [ADS]
- Shimizu, T., Tsuneta, S., Acton, L. W., Lemen, J. R., Ogawara, Y. and Uchida, Y., 1994, “Morphology of active region transient brightenings with the YOHKOH Soft X-ray Telescope”, *Astrophys. J.*, **422**, 906–911. [DOI], [ADS]
- Shimojo, M., Kurokawa, H. and Yoshimura, K., 2002, “Dynamical Features and Evolutional Characteristics of Brightening Coronal Loops”, *Solar Phys.*, **206**, 133–142. [DOI], [ADS]
- Simnett, G. M. and Harrison, R. A., 1985, “The onset of coronal mass ejections”, *Solar Phys.*, **99**, 291–311. [DOI], [ADS]
- SOT, “Hinode/SOT Project Homepage”, URL: <http://sot.lmsal.com/>
- Spadaro, D., Noci, G., Zappala, R. A. and Antiochos, S. K., 1990, “The effect of nonequilibrium ionization on ultraviolet line shifts in the solar transition region”, *Astrophys. J.*, **355**, 342–347. [DOI], [ADS]
- Spitzer, L., 1962, *Physics of Fully Ionized Gases*. [ADS]
- St. Cyr, O. C., Plunkett, S. P., Michels, D. J., Paswaters, S. E., Koomen, M. J., Simnett, G. M., Thompson, B. J., Gurman, J. B., Schwenn, R., Webb, D. F., Hildner, E. and Lamy, P. L., 2000, “Properties of coronal mass ejections: SOHO LASCO observations from January 1996 to June 1998”, *J. Geophys. Res.*, **105**, 18 169–18 186. [DOI], [ADS]
- Stenborg, G., Vourlidas, A. and Howard, R. A., 2008, “A Fresh View of the Extreme-Ultraviolet Corona from the Application of a New Image-Processing Technique”, *Astrophys. J.*, **674**, 1201–1206. [DOI], [ADS]
- STEREO, “STEREO Project Homepage”, NASA, URL: <http://stereo.gsfc.nasa.gov/>

- Strong, K. T., Harvey, K., Hirayama, T., Nitta, N., Shimizu, T. and Tsuneta, S., 1992, “Observations of the variability of coronal bright points by the Soft X-ray Telescope on YOHKOH”, *Pub. Astron. Soc. Japan*, **44**, L161–L166. [ADS]
- Sturrock, P. A., 1966, “Model of the High-Energy Phase of Solar Flares”, *Nature*, **211**, 695–697. [DOI], [ADS]
- Svestka, Z. and Cliver, E. W., 1992, “History and Basic Characteristics of Eruptive Flares”, in *IAU Colloq. 133: Eruptive Solar Flares*, (Eds.) Svestka, Z., Jackson, B. V., Machado, M. E., vol. 399 of Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag, [DOI], [ADS]
- SWAVES, “STEREO/WAVES Project Homepage”, URL: <http://swaves.gsfc.nasa.gov/>
- Sylwester, B., Sylwester, J., Serio, S., Reale, F., Bentley, R. D. and Fludra, A., 1993, “Dynamics of flaring loops. III - Interpretation of flare evolution in the emission measure-temperature diagram”, *Astron. Astrophys.*, **267**, 586–594. [ADS]
- Syntelis, P., Gontikakis, C., Georgoulis, M. K., Alissandrakis, C. E. and Tsinganos, K., 2012, “Study of the Three-Dimensional Shape and Dynamics of Coronal Loops Observed by Hinode/EIS”, *Solar Phys.*, **280**, 475–489. [DOI], [ADS], [arXiv:1206.0126 [astro-ph.SR]]
- Taroyan, Y., 2009, “Alfvén Instability in Coronal Loops With Siphon Flows”, *Astrophys. J.*, **694**, 69–75. [DOI], [ADS]
- Taroyan, Y., Erdélyi, R., Doyle, J. G. and Bradshaw, S. J., 2005, “Footpoint excitation of standing acoustic waves in coronal loops”, *Astron. Astrophys.*, **438**, 713–720. [DOI], [ADS]
- Temmer, M., Veronig, A. M., Vršnak, B., Rybák, J., Gömöry, P., Stoiser, S. and Maričić, D., 2008, “Acceleration in Fast Halo CMEs and Synchronized Flare HXR Bursts”, *Astrophys. J. Lett.*, **673**, L95–L98. [DOI], [ADS]
- Teriaca, L., Doyle, J. G., Erdélyi, R. and Sarro, L. M., 1999, “New insight into transition region dynamics via SUMER observations and numerical modelling”, *Astron. Astrophys.*, **352**, L99–L102. [ADS]
- Teriaca, L., Madjarska, M. S. and Doyle, J. G., 2002, “Transition region explosive events: Do they have a coronal counterpart?”, *Astron. Astrophys.*, **392**, 309–317. [DOI], [ADS]
- Terzo, S. and Reale, F., 2010, “On the importance of background subtraction in the analysis of coronal loops observed with TRACE”, *Astron. Astrophys.*, **515**, A7. [DOI], [ADS], [arXiv:1002.2121 [astro-ph.SR]]
- Testa, P., Peres, G., Reale, F. and Orlando, S., 2002, “Temperature and Density Structure of Hot and Cool Loops Derived from the Analysis of TRACE Data”, *Astrophys. J.*, **580**, 1159–1171. [DOI], [ADS]
- Thompson, W. T., 2006, “Coordinate systems for solar image data”, *Astron. Astrophys.*, **449**, 791–803. [DOI], [ADS]
- Tomczyk, S., McIntosh, S. W., Keil, S. L., Judge, P. G., Schad, T., Seeley, D. H. and Edmondson, J., 2007, “Alfvén Waves in the Solar Corona”, *Science*, **317**, 1192–. [DOI], [ADS]
- Török, T. and Kliem, B., 2005, “Confined and Ejective Eruptions of Kink-unstable Flux Ropes”, *Astrophys. J. Lett.*, **630**, L97–L100. [DOI], [ADS], [arXiv:astro-ph/0507662]
- Tripathi, D., Mason, H. E., Young, P. R. and Del Zanna, G., 2008, “Density structure of an active region and associated moss using Hinode/EIS”, *Astron. Astrophys.*, **481**, L53–L56. [DOI], [ADS], [arXiv:0802.3311]

- Tripathi, D., Mason, H. E., Dwivedi, B. N., del Zanna, G. and Young, P. R., 2009, “Active Region Loops: Hinode/Extreme-Ultraviolet Imaging Spectrometer Observations”, *Astrophys. J.*, **694**, 1256–1265. [DOI], [ADS], [arXiv:0901.0095 [astro-ph.SR]]
- Tsuneta, S., Ichimoto, K., Katsukawa, Y., Nagata, S., Otsubo, M., Shimizu, T., Suematsu, Y., Nakagiri, M., Noguchi, M., Tarbell, T., Title, A., Shine, R., Rosenberg, W., Hoffmann, C., Jurcevich, B., Kushner, G., Levay, M., Lites, B., Elmore, D., Matsushita, T., Kawaguchi, N., Saito, H., Mikami, I., Hill, L. D. and Owens, J. K., 2008, “The Solar Optical Telescope for the Hinode Mission: An Overview”, *Solar Phys.*, **249**, 167–196. [DOI], [ADS], [arXiv:0711.1715]
- Ugarte-Urra, I., Warren, H. P. and Brooks, D. H., 2009, “Active Region Transition Region Loop Populations and Their Relationship to the Corona”, *Astrophys. J.*, **695**, 642–651. [DOI], [ADS], [arXiv:0901.1075 [astro-ph.SR]]
- Vaiana, G. S., Krieger, A. S. and Timothy, A. F., 1973, “Identification and Analysis of Structures in the Corona from X-Ray Photography”, *Solar Phys.*, **32**, 81–116. [DOI], [ADS]
- Vourlidas, A. and Howard, R. A., 2006, “The Proper Treatment of Coronal Mass Ejection Brightness: A New Methodology and Implications for Observations”, *Astrophys. J.*, **642**, 1216–1221. [DOI], [ADS]
- Vourlidas, A., Buzasi, D., Howard, R. A. and Esfandiari, E., 2002, “Mass and energy properties of LASCO CMEs”, in *Solar Variability: From Core to Outer Frontiers*, (Ed.) Wilson, A., vol. 506 of ESA Special Publication, [ADS]
- Vourlidas, A., Howard, R. A., Esfandiari, E., Patsourakos, S., Yashiro, S. and Michalek, G., 2010, “Comprehensive Analysis of Coronal Mass Ejection Mass and Energy Properties Over a Full Solar Cycle”, *Astrophys. J.*, **722**, 1522–1538. [DOI], [ADS], [arXiv:1008.3737 [astro-ph.SR]]
- Vourlidas, A., Lynch, B. J., Howard, R. A. and Li, Y., 2012a, “How Many CMEs Have Flux Ropes? Deciphering the Signatures of Shocks, Flux Ropes, and Prominences in Coronagraph Observations of CMEs”, *Solar Phys.*, p. 192. [DOI], [ADS], [arXiv:1207.1599 [astro-ph.SR]]
- Vourlidas, A., Syntelis, P. and Tsinganos, K., 2012b, “Uncovering the Birth of a Coronal Mass Ejection from Two-Viewpoint SECCHI Observations”, *Solar Phys.*, **280**, 509–523. [DOI], [ADS], [arXiv:1201.0162 [astro-ph.SR]]
- Wang, J., Shibata, K., Nitta, N., Slater, G. L., Savy, S. K. and Ogawara, Y., 1997, “Shrinkage of Coronal X-Ray Loops”, *Astrophys. J. Lett.*, **478**, L41. [DOI], [ADS]
- Warren, H. P. and Winebarger, A. R., 2007, “Static and Dynamic Modeling of a Solar Active Region”, *Astrophys. J.*, **666**, 1245–1255. [DOI], [ADS], [arXiv:astro-ph/0% 609023]
- Warren, H. P., Winebarger, A. R. and Hamilton, P. S., 2002, “Hydrodynamic Modeling of Active Region Loops”, *Astrophys. J. Lett.*, **579**, L41–L44. [DOI], [ADS]
- Warren, H. P., Winebarger, A. R. and Mariska, J. T., 2003, “Evolving Active Region Loops Observed with the Transition Region and Coronal explorer. II. Time-dependent Hydrodynamic Simulations”, *Astrophys. J.*, **593**, 1174–1186. [DOI], [ADS]
- Warren, H. P., Ugarte-Urra, I., Doschek, G. A., Brooks, D. H. and Williams, D. R., 2008, “Observations of Active Region Loops with the EUV Imaging Spectrometer on Hinode”, *Astrophys. J. Lett.*, **686**, L131–L134. [DOI], [ADS], [arXiv:0808.3227]
- Warren, H. P., Winebarger, A. R. and Brooks, D. H., 2010, “Evidence for Steady Heating: Observations of an Active Region Core with Hinode and TRACE”, *Astrophys. J.*, **711**, 228–238. [DOI], [ADS], [arXiv:0910.0458 [astro-ph.SR]]

- Watanabe, T., Hara, H., Yamamoto, N., Kato, D., Sakaue, H. A., Murakami, I., Kato, T., Nakamura, N. and Young, P. R., 2009, “Fe XIII Density Diagnostics in the EIS Observing Wavelengths”, *Astrophys. J.*, **692**, 1294–1304. [DOI], [ADS]
- Webb, D. F. and Howard, R. A., 1994, “The solar cycle variation of coronal mass ejections and the solar wind mass flux”, *J. Geophys. Res.*, **99**, 4201–4220. [DOI], [ADS]
- Wiegelmann, T. and Neukirch, T., 2002, “Including stereoscopic information in the reconstruction of coronal magnetic fields”, *Solar Phys.*, **208**, 233–251. [ADS], [arXiv:0801.3234]
- Winebarger, A. R. and Warren, H. P., 2005, “Cooling Active Region Loops Observed with SXT and TRACE”, *Astrophys. J.*, **626**, 543–550. [DOI], [ADS], [arXiv:astro-ph/05052270]
- Winebarger, A. R., Emslie, A. G., Mariska, J. T. and Warren, H. P., 1999, “Analyzing the Energetics of Explosive Events Observed by SUMER on SOHO”, *Astrophys. J.*, **526**, 471–477. [DOI], [ADS]
- Winebarger, A. R., Warren, H., van Ballegoijen, A., DeLuca, E. E. and Golub, L., 2002, “Steady Flows Detected in Extreme-Ultraviolet Loops”, *Astrophys. J. Lett.*, **567**, L89–L92. [DOI], [ADS]
- Winebarger, A. R., Warren, H. P. and Mariska, J. T., 2003, “Transition Region and Coronal Explorer and Soft X-Ray Telescope Active Region Loop Observations: Comparisons with Static Solutions of the Hydrodynamic Equations”, *Astrophys. J.*, **587**, 439–449. [DOI], [ADS]
- Woods, T. N., Eparvier, F. G., Hock, R., Jones, A. R., Woodraska, D., Judge, D., Didkovsky, L., Lean, J., Mariska, J., Warren, H., McMullin, D., Chamberlin, P., Berthiaume, G., Bailey, S., Fuller-Rowell, T., Sojka, J., Tobiska, W. K. and Viereck, R., 2012, “Extreme Ultraviolet Variability Experiment (EVE) on the Solar Dynamics Observatory (SDO): Overview of Science Objectives, Instrument Design, Data Products, and Model Developments”, *Solar Phys.*, **275**, 115–143. [DOI], [ADS]
- Wragg, M. A. and Priest, E. R., 1981, “The temperature-density structure of coronal loops in hydrostatic equilibrium”, *Solar Phys.*, **70**, 293–313. [DOI], [ADS]
- Wu, S. T., Wang, A. H., Liu, Y. and Hoeksema, J. T., 2006, “Data-driven Magnetohydrodynamic Model for Active Region Evolution”, *Astrophys. J.*, **652**, 800–811. [DOI], [ADS]
- Wu, Y. Q., Tang, Y. H., Dai, Y. and Wu, G. P., 2002, “The Solar Origin of the 6 January 1997 Coronal Mass Ejection”, *Solar Phys.*, **207**, 159–171. [ADS]
- XRT, “Hinode/XRT Project Homepage”, URL: <http://xrt.cfa.harvard.edu/>
- Yashiro, S., Gopalswamy, N., Michalek, G., St. Cyr, O. C., Plunkett, S. P., Rich, N. B. and Howard, R. A., 2004, “A catalog of white light coronal mass ejections observed by the SOHO spacecraft”, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, **109**, 7105. [DOI], [ADS]
- Yashiro, S., Gopalswamy, N., Akiyama, S., Michalek, G. and Howard, R. A., 2005, “Visibility of coronal mass ejections as a function of flare location and intensity”, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, **110**, 12. [DOI], [ADS]
- Yashiro, S., Akiyama, S., Gopalswamy, N. and Howard, R. A., 2006, “Different Power-Law Indices in the Frequency Distributions of Flares with and without Coronal Mass Ejections”, *Astrophys. J. Lett.*, **650**, L143–L146. [DOI], [ADS], [arXiv:astro-ph/0609197]
- Young, P. R., Del Zanna, G., Mason, H. E., Dere, K. P., Landi, E., Landini, M., Doschek, G. A., Brown, C. M., Culhane, L., Harra, L. K., Watanabe, T. and Hara, H., 2007, “EUV Emission Lines and Diagnostics Observed with Hinode/EIS”, *Pub. Astron. Soc. Japan*, **59**, 857. [ADS], [arXiv:0706.1857]

- Young, P. R., Watanabe, T., Hara, H. and Mariska, J. T., 2009, “High-precision density measurements in the solar corona. I. Analysis methods and results for Fe XII and Fe XIII”, *Astron. Astrophys.*, **495**, 587–606. [DOI], [ADS], [arXiv:0805.0958]
- Zhang, J., Dere, K. P., Howard, R. A., Kundu, M. R. and White, S. M., 2001, “On the Temporal Relationship between Coronal Mass Ejections and Flares”, *Astrophys. J.*, **559**, 452–462. [DOI], [ADS]
- Zhang, J., Dere, K. P., Howard, R. A. and Vourlidas, A., 2004, “A Study of the Kinematic Evolution of Coronal Mass Ejections”, *Astrophys. J.*, **604**, 420–432. [DOI], [ADS]
- Zhang, Y., Zhang, M. and Zhang, H., 2008, “On the Relationship between Flux Emergence and CME Initiation”, *Solar Phys.*, **250**, 75–88. [DOI], [ADS]
- Zhao, X. H., Feng, X. S., Xiang, C. Q., Liu, Y., Li, Z., Zhang, Y. and Wu, S. T., 2010, “Multi-spacecraft Observations of the 2008 January 2 CME in the Inner Heliosphere”, *Astrophys. J.*, **714**, 1133–1141. [DOI], [ADS]
- Zhou, G., Wang, J. and Cao, Z., 2003, “Correlation between halo coronal mass ejections and solar surface activity”, *Astron. Astrophys.*, **397**, 1057–1067. [DOI], [ADS]
- Zhou, G. P., Wang, J. X., Zhang, J., Chen, P. F., Ji, H. S. and Dere, K., 2006, “Two Successive Coronal Mass Ejections Driven by the Kink and Drainage Instabilities of an Eruptive Prominence”, *Astrophys. J.*, **651**, 1238–1244. [DOI], [ADS]