



**HAL**  
open science

# Analyse des structures magnetiques solaires observees par SOHO. Modelisation magnetohydrodynamique a trois dimensions

Stephane Regnier

► **To cite this version:**

Stephane Regnier. Analyse des structures magnetiques solaires observees par SOHO. Modelisation magnetohydrodynamique a trois dimensions. Astrophysique [astro-ph]. Université Paris Sud - Paris XI, 2001. Français. NNT: . tel-00098267

**HAL Id: tel-00098267**

**<https://theses.hal.science/tel-00098267v1>**

Submitted on 25 Sep 2006

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITÉ DE PARIS-SUD  
U.F.R. SCIENTIFIQUE D'ORSAY  
THÈSE  
présentée pour obtenir le grade de

**DOCTEUR EN SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ PARIS XI ORSAY**  
Spécialité : Physique des Plasmas  
par

**Stéphane RÉGNIER**

Sujet :

**ANALYSE DES STRUCTURES MAGNÉTIQUES SOLAIRES  
OBSERVÉES PAR SOHO.  
MODÉLISATION MAGNÉTOHYDRODYNAMIQUE À 3 DIMENSIONS**

Soutenue le 12 Novembre 2001 devant la commission d'examen

M. Jean-Claude CERISIER	Président
M. Jose Luis BALLESTER	Rapporteur
M. Jean HEYVAERTS	Rapporteur
M. Jean-Claude VIAL	Examineur
M. Pierre MEIN	Invité
M. Tahar AMARI	Co-Directeur de thèse
M. Jacques SOLOMON	Directeur de thèse



UNIVERSITÉ DE PARIS-SUD  
U.F.R. SCIENTIFIQUE D'ORSAY  
THÈSE  
présentée pour obtenir le grade de

**DOCTEUR EN SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ PARIS XI ORSAY**  
Spécialité : Physique des Plasmas  
par

**Stéphane RÉGNIER**

Sujet :

**ANALYSE DES STRUCTURES MAGNÉTIQUES SOLAIRES  
OBSERVÉES PAR SOHO.  
MODÉLISATION MAGNÉTOHYDRODYNAMIQUE À 3 DIMENSIONS**

Soutenue le 12 Novembre 2001 devant la commission d'examen

M. Jean-Claude CERISIER	Président
M. Jose Luis BALLESTER	Rapporteur
M. Jean HEYVAERTS	Rapporteur
M. Jean-Claude VIAL	Examineur
M. Pierre MEIN	Invité
M. Tahar AMARI	Co-Directeur de thèse
M. Jacques SOLOMON	Directeur de thèse



*Pour Annabelle*



# Remerciements

En tout premier lieu, je tiens à remercier Jacques Solomon et Tahar Amari pour avoir encadré ces trois années de thèse. En particulier, je les remercie d'avoir toujours été disponibles pour répondre à mes interrogations et à mes doutes malgré leurs emplois du temps chargés.

Je tiens à remercier J. L. Ballester et J. Heyvaerts d'avoir accepté la lourde tâche de juger et de commenter mes travaux de thèse. Je leur suis reconnaissant d'avoir effectué cette tâche dans un bref délai malgré leurs nombreuses et prenantes activités de recherche et d'enseignement.

Je remercie également J.-C. Cerisier pour avoir présidé le jury de thèse et pour les commentaires nécessaires à la conclusion du manuscrit. Je tiens à remercier également J.-C. Vial et P. Mein pour leurs critiques, pour m'avoir fait confiance dans la réalisation d'observations utilisant soit les instruments de SOHO, soit le DPSM/THEMIS, pour leurs conseils scientifiques et pour le temps qu'ils m'ont accordé.

J'ai effectué cette thèse dans différents laboratoires. L'Institut d'Astrophysique Spatiale (IAS) dirigé par A. Gabriel (jusqu'en 1998) puis par J.-L. Puget m'a accueilli pour effectuer mon stage de DEA ainsi que ces trois années de thèse. Je remercie particulièrement J.-C. Vial, J. Solomon et K. Bocchialini pour la confiance qu'ils m'ont accordé afin de poursuivre mes recherches à l'IAS. Je tiens à remercier I. Scholl et J.-L. Orcesi ainsi que Régis pour leur disponibilité à répondre aux questions concernant l'informatique. Le Centre de Physique Théorique (CPHT dirigé par P. Mora) de l'École Polytechnique m'a permis d'effectuer mes travaux de recherches avec T. Amari dans d'excellentes conditions. Je remercie également le DASOP (Observatoire de Paris-Meudon) pour son hospitalité durant les premiers mois de la thèse. Je tiens également à mentionner le soutien de J.-M. Rax, responsable du DEA de Physique des plasmas, afin d'obtenir le financement du ministère de l'éducation nationale m'ayant permis d'effectuer cette thèse.

Ces années de thèse n'auraient pas été ce qu'elles ont été sans le dynamisme et l'ambiance au sein de l'équipe solaire dirigée par J.-C. Vial. Et c'est pour cela que je tiens à remercier tous les membres de l'équipe solaire et de MEDOC. En particulier, je voudrais mentionner les thésards et post-docs de Physique Solaire : Nicolas, Spiros, Nour-Eddine, Valérie, Sabrina, Thierry, Rym, Daniela, Ina, Cécile et Christophe. Rym et Daniela ainsi que Maria pour m'avoir fait profiter de leur bonne humeur et de leur vitalité. Thierry pour ces discussions passionnantes sur la physique solaire (bien évidemment). Je tiens à remercier Jean-Luc et Régis pour leur amitié. Mon séjour à l'École Polytechnique aurait été réellement très différent sans la présence d'Évy.

De plus, je tiens à remercier les personnes qui par leurs commentaires et suite à des discussions m'ont permis de progresser dans mes travaux. Tout particulièrement pour les conseils observationnels, je remercie L. van Driel-Gesztelyi, B. Schmieder, D. Pike, P. Mein, F. Paletou, C. Briand, M. Madjarska.

Évidemment pendant ces années importantes, j'ai reçu le soutien primordial de mes parents, et de tous les membres de ma famille. Le seul sourire de Valentine, ma nièce, est



une joie de vivre. Je conclurai en précisant que ces années de thèse auraient été différentes si je n'avais pas eu la possibilité de changer d'environnement grâce à des amis de 10 ans (eh oui déjà) que sont Pascal, Thierry, Philippe et Christophe, et aussi (et je ne préciserai pas de date ...) grâce à Christelle et Christine.

Stéphane Régnier

”Ce n'est pas l'Amour qui fait tourner le monde,  
mais les post-docs [...] et les thésards”  
*La Sphère*, Gregory Benford <sup>a</sup>

---

<sup>a</sup>Heureusement, ce n'est pas la vision de la majorité du monde scientifique ...

Pages personnelles :

<http://www.ias.u-psud.fr/PPERSO/sregnier/>

<http://solar.physics.montana.edu/regnier/>

<http://stephaneregnier.free.fr/>

# Table des matières

<b>I</b>	<b>Introduction générale</b>	<b>1</b>
1	Présentation . . . . .	2
2	La structure interne du Soleil . . . . .	2
2.1	Le coeur du Soleil . . . . .	3
2.2	La zone radiative . . . . .	3
2.3	La tachocline . . . . .	3
2.4	La zone convective . . . . .	3
3	L'atmosphère solaire . . . . .	4
3.1	La photosphère . . . . .	4
3.2	La chromosphère . . . . .	4
3.3	La région de transition . . . . .	4
3.4	La couronne . . . . .	5
4	Les protubérances-filaments . . . . .	5
5	Plan de la thèse . . . . .	6
<b>II</b>	<b>Physique des plasmas. Magnétohydrodynamique</b>	<b>9</b>
1	Description d'un plasma . . . . .	10
2	La MHD . . . . .	13
2.1	Équations de Maxwell . . . . .	13
2.2	Équations de conservation . . . . .	14
2.3	Loi d'Ohm, MHD idéale . . . . .	15
2.4	Hypothèses de la MHD . . . . .	16
3	Équilibre magnétostatique . . . . .	16
3.1	Champ potentiel . . . . .	17
3.2	Champ sans-force . . . . .	17
4	Les ondes MHD . . . . .	18
<b>III</b>	<b>Reconstruction du champ magnétique coronal</b>	<b>23</b>
1	Introduction . . . . .	24
1.1	Mesures du champ magnétique . . . . .	24
1.2	Les différents modèles . . . . .	25
1.3	Problématique . . . . .	26
2	Description de la région active . . . . .	26

2.1	Les observations . . . . .	26
2.2	Les structures caractéristiques de la région . . . . .	27
2.3	L'évolution temporelle de la région . . . . .	28
2.4	Conclusions . . . . .	34
3	Analyse des données magnétiques . . . . .	34
3.1	Champ magnétique longitudinal : MDI . . . . .	34
3.2	Champ magnétique vectoriel : HSP et IVM . . . . .	35
3.3	Préparation des données pour l'extrapolation . . . . .	40
4	Champ magnétique sans-force non linéaire . . . . .	41
4.1	Méthode . . . . .	41
4.2	Reconstruction de la région active 8151 . . . . .	44
5	Comparaison avec les modèles potentiel et sans-force linéaire . . . . .	47
5.1	Méthodes de reconstruction potentielle et sans-force linéaire . . . . .	47
5.2	Comparaison entre les différents modèles . . . . .	48
6	Analyse du champ sans-force non linéaire . . . . .	48
6.1	Observations-Champ sans-force non linéaire . . . . .	48
6.2	Influence de la résolution spatiale . . . . .	50
6.3	HSP-IVM . . . . .	51
7	Discussion et conclusions . . . . .	53
<b>IV Structure du filament</b>		<b>55</b>
1	Introduction . . . . .	56
2	Recherche de creux magnétiques . . . . .	56
3	Le filament de la région active 8151 . . . . .	57
4	Discussion et conclusions . . . . .	58
<b>V Oscillations dans les filaments</b>		<b>61</b>
1	Introduction . . . . .	62
1.1	Les observations . . . . .	62
1.2	Les modèles . . . . .	63
1.3	La région étudiée . . . . .	64
2	Les observations SUMER . . . . .	66
2.1	Caractéristiques des observations . . . . .	66
2.2	Série temporelle en vitesse . . . . .	67
2.3	Analyse de Fourier . . . . .	69
2.4	Commentaires . . . . .	70
3	Modèle de filament appliqué aux oscillations . . . . .	72
3.1	Modèle de Joarder et Roberts . . . . .	72
3.2	Modes d'oscillations . . . . .	73
3.3	Analyse paramétrique des modes d'oscillations . . . . .	75
3.4	Observabilité des modes . . . . .	79
4	Comparaison observations-modèle . . . . .	79
4.1	Identification des modes . . . . .	79
4.2	Méthode indirecte de diagnostic . . . . .	80

5	Discussion et conclusions . . . . .	82
V.A	Méthode des modes normaux . . . . .	85
1	Opérateur des petits mouvements . . . . .	85
2	Expressions des perturbations . . . . .	87
3	Équations de dispersion . . . . .	87
4	Diagnostic du filament . . . . .	89
<b>VI</b>	<b>JOP124 : filament éruptif dans les régions actives</b>	<b>93</b>
1	Description et objectifs du JOP 124 . . . . .	94
2	La campagne MEDOC de mai 2000 . . . . .	95
2.1	Liste des observations . . . . .	95
2.2	La région active observée . . . . .	96
3	Analyse des oscillations . . . . .	98
3.1	CDS . . . . .	98
3.2	DPSM . . . . .	102
4	Discussion et conclusions . . . . .	103
VI.A	Résultats complémentaires : évolution d'un filament . . . . .	104
<b>VII</b>	<b>Conclusions</b>	<b>107</b>
1	Objectifs des travaux de thèse . . . . .	108
2	Résultats de la reconstruction . . . . .	108
3	Résultats de l'étude des oscillations . . . . .	109
4	Prolongement de ces travaux . . . . .	110
<b>A</b>	<b>Les regards tournés vers le Soleil</b>	<b>A-I</b>
A-1	La mission SOHO . . . . .	A-II
A-2	Les campagnes MEDOC . . . . .	A-III
A-3	Magnétographes . . . . .	A-IV
1	MDI/SOHO . . . . .	A-IV
2	HSP et IVM (Mees Solar Observatory) . . . . .	A-V
A-4	Spectrographes, spectromètres . . . . .	A-VI
1	SUMER/SOHO . . . . .	A-VI
2	CDS/SOHO . . . . .	A-VII
3	DPSM/THEMIS . . . . .	A-VII
<b>B</b>	<b>Activités de thèse</b>	<b>B-I</b>
<b>C</b>	<b>Articles et proceedings</b>	<b>C-I</b>



# Table des figures

I.1	Situation du Soleil dans la Voie Lactée (à gauche), structure du Soleil du coeur à la couronne (à droite). . . . .	2
II.1	Classement des plasmas spatiaux et terrestres en fonction de la densité et de la température . . . . .	10
III.1	Position et environnement de la région active 8151 le 11 Février 1998 : image EIT dans la raie FeXII à 195 Å (à gauche) et image SXT en rayons X "mous" (à droite en négatif). On remarque que la région active ne possède pas de connexion avec d'autres régions actives voisines ou de l'autre hémisphère solaire. . . . .	28
III.2	Description de la région active 8151 observée le 11 Février 1998 (champ de vue de 300"×300"). En haut à gauche : distribution du champ magnétique longitudinal (MDI); en haut à droite : filament (Obs. Paris-Meudon); en bas à gauche : système de boucles coronales (EIT); en bas à droite : sigmoïde (SXT). . . . .	29
III.3	Évolution temporelle de la distribution du champ magnétique longitudinal entre le 10 et le 12 Février 1998 : à gauche le 10 Février à 22:24 UT; au centre le 11 Février à 17:36 UT; à droite le 12 Février à 16:00 UT. Champ de vue de 300"×300". . . . .	30
III.4	Évolution temporelle du filament : à gauche le 11 Février à 08:58 UT; au centre le 12 Février à 09:19 UT; à droite le 13 Février à 08:19 UT. Champ de vue de 600"×600". . . . .	30
III.5	Évolution temporelle du système de boucles coronales et du canal de filament observé par EIT dans la raie du FeXII à 195 Å : à gauche le 11 Février à 08:50 UT; au centre le 12 Février à 08:51 UT; à droite le 12 Février à 13:51 UT. Champ de vue de 600"×600". . . . .	31
III.6	Évolution des pieds des boucles (régions brillantes) observés par CDS dans la raie de l'OV à 554 Å. À gauche : le 11 Février à 19:50 UT (avant l'éruption). À droite : le 12 Février à 18:07 UT (après l'éruption). Champ de vue de 120"×120". . . . .	32

III.7	Évolution temporelle du sigmoïde observé en rayons X "mous" : à gauche le 12 Février à 12:59 UT; au centre le 12 Février à 13:19 UT; à droite le 12 Février à 14:58 UT. Champ de vue de $600'' \times 600''$ . . . . .	32
III.8	Évolution du sigmoïde observé par CDS dans la raie du FeXVI à 360 Å. . . . .	33
III.9	Développement de la CME observée le 12 Février 1998. Série de différences d'images LASCO C2. . . . .	34
III.10	Champ magnétique vectoriel de la région active 8151 observé par HSP le 11 Février 1998 à 19:47 UT . . . . .	37
III.11	Tableau : Valeurs caractéristiques du champ magnétique vectoriel et de la densité de courant électrique vertical calculées à partir des observations HSP. Figure : Distribution de la densité de courant vertical. . . . .	38
III.12	Observations IVM de la région active 8151 le 11 Février 1998 à 17:35 UT : image du continu (en haut à gauche), les trois composantes du champ magnétiques $B_{LOS}$ (en haut à droite), $B_{Trans}$ (en bas à gauche) et $B_{Azim}$ (en bas à droite). . . . .	39
III.13	Les composantes $B_x$ , $B_y$ et $B_z$ du champ magnétique vectoriel après la transformation en coordonnées héliographiques et la résolution de l'ambiguïté de $180^\circ$ . . . . .	40
III.14	Distribution de la composante verticale du champ magnétique (à gauche) : image composite IVM et MDI; distribution de la densité de courant vertical (positif en blanc, négatif en noir) . . . . .	41
III.15	À gauche : distribution de $\alpha$ (valeurs positives en clair, valeurs négatives en sombre; à droite : histogrammes des valeurs de $\alpha$ pour la polarité négative (pointillés-tirets), pour la polarité positive (tirets) et pour la région active entière (trait plein). . . . .	42
III.16	Grille non uniforme dans le plan photosphérique (directions x et y) de $148 \times 128$ noeuds utilisée pour le calcul du champ sans force non linéaire de la région active 8151 . . . . .	44
III.17	Tubes de flux caractéristiques de la région active 8151 dans l'hypothèse d'un champ sans-force non linéaire : vue de dessus (à gauche), vue de côté (à droite) . . . . .	45
III.18	Visualisation d'une partie du tube de flux (1) pour mettre en évidence la torsion des lignes de champ . . . . .	46
III.19	Comparaison entre les modèles de champ potentiel (à gauche), de champ sans-force linéaire (au centre) et non linéaire (à droite). Pour les 3 modèles, les 3 tubes de flux sélectionnés ont les mêmes pieds dans la polarité positive. On note les différences de topologie et de géométrie (hauteur des lignes de champ) entre les modèles. . . . .	49
III.20	Tubes de flux (1), (2) et (3) dans le cas d'une grille réduite d'un facteur 8 pour le champ potentiel (à gauche) et pour le champ sans-force non linéaire (à droite) . . . . .	51
III.21	Lignes de champ caractéristiques de la région active 8151 obtenues à partir des données HSP dans le cas potentiel (à gauche) et sans-force non linéaire (à droite) . . . . .	52

IV.1	Vue de dessus des tubes de flux possédant des creux magnétiques susceptibles de supporter la matière contenue dans le filament . . . . .	57
IV.2	Vue de coté des configurations magnétiques possédant des creux magnétiques : configuration quadripolaire (à gauche), long tube de flux torsadé (à droite) . . . . .	58
IV.3	Exemple d'une structure quadripolaire présentant une nappe de courant verticale située sous les creux magnétiques . . . . .	59
V.1	Modèles de protubérances de Oliver et al. (1992) et de Joarder et al. (1997) . . . . .	64
V.2	Description globale de la région active 8725 le 13 Octobre 1999 . . . . .	65
V.3	À gauche : observation SUMER du 13 octobre à 22:17 UT. À droite : agrandissement de l'image $H\alpha$ (Fig. V.2) . . . . .	67
V.4	Comparaison des profils de raie dans le filament (pointillés) et en dehors du filament (trait plein). Le profil dans le filament est plus étroit qu'en dehors du filament. . . . .	68
V.5	Série temporelle en vitesse . . . . .	68
V.6	Moyenne temporelle de la série en vitesse : la position du filament (resp. de la région calme) est définie entre les deux traits pleins (resp. les deux traits en pointillés). . . . .	69
V.7	Spectres de puissance dans le filament et dans la région calme . . . . .	70
V.8	Modèle de Joarder & Roberts . . . . .	72
V.9	Variations des fréquences primaires des modes d'Alfvén (*), des modes magnétoacoustiques lents ( $\square$ ) et rapides ( $\times$ ) en fonction de l'angle $\phi$ (en haut à gauche), du module du champ magnétique (en haut à droite), et de la densité (à gauche). . . . .	78
V.10	Évolution du module du champ magnétique $B$ en fonction de la densité $\rho_0$ du filament. L'intervalle de champ magnétique (entre 10 et 70 G) caractéristique d'un filament délimite un intervalle de densité (entre $1.2 \cdot 10^{11}$ et $5.6 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ ). . . . .	82
VI.1	À gauche : distribution du champ magnétique longitudinal observé avec MDI le 14 Mai à 09:36 UT. À droite : image $H\alpha$ (Obs. Paris-Meudon) le 14 Mai à 05:44 UT. Le filament (en sombre) de forme semi-circulaire est appelé "l'anneau de Mai". . . . .	96
VI.2	Vue globale de la région active 9005 observée le 14 Mai 2000 par EIT : HeII à 304 Å (en haut à gauche), FeIX/X à 171 Å (en haut à droite), FeXII à 195 Å (en bas à gauche), et FeXV à 284 Å (en bas à droite) . . . . .	97
VI.3	Séries temporelles en intensité (colonne de gauche) et en vitesse (colonne de droite) pour la raie HeI à 584 Å, HeII à 304 Å, OIII à 599 Å et MgX à 609 Å (de haut en bas) . . . . .	99
VI.4	Évolution de la vitesse moyennée sur la fente au cours du temps avant (à gauche) et après (à droite) la correction de la dérive thermique pour HeI à 584 Å, HeII à 304 Å et Mg X à 609 Å (de haut en bas) . . . . .	100



VI.5	Spectre de puissance dans la filament de la région active 9005 pour les raies HeI (en haut à gauche), HeII (en haut à droite), OIII (en bas à gauche), MgX (en bas à droite) . . . . .	101
VI.6	DPSM : observations H $\alpha$ le 14 Mai 2000 à 10:21 UT. À gauche : intensité au centre de la raie ; à droite : distribution des vitesses . . . . .	102
VI.7	Spectre de puissance dans le filament pour la série temporelle en vitesse du 14 Mai 2000 entre 10:07 et 11:02 UT . . . . .	103
VI.8	Évolution d'un filament dans la raie H $\alpha$ par le DPSM : série temporelle en intensité (en haut) et en vitesse (en bas) . . . . .	105
VI.9	Scénario de l'événement éruptif appliqué au filament F observé dans la raie H $\alpha$ par le DPSM . . . . .	106
A.1	À gauche : schéma représentant le satellite SOHO avec l'ensemble des 12 instruments embarqués ; à droite : longueurs d'onde et raies observables avec les instruments SUMER, CDS, EIT et UVCS. . . . .	A-III
A.2	Exemple de planning scientifique CDS réalisé lors de la campagne MEDOC #5 (Mai 2000) : coordination des instruments CDS et SUMER pour les JOP 118, 124 et 95, programmes journaliers ("Synoptic Meridian Images") et programmes techniques ("QCM Logging"). . . . .	A-V

# Liste des tableaux

II.1	Modes oscillatoires de base dans un plasma . . . . .	19
III.1	Liste des observations de la région active 8151 du 5 au 14 Février 1998. fd : images du disque solaire entier ; ar : images dont le champ de vue est réduit à la taille de la région active. (Particularités : cf Annexe A) . . . . .	27
III.2	Valeurs caractéristiques du champ magnétique vectoriel et de la densité de courant électrique vertical calculées à partir des observations IVM. . . . .	38
V.1	Liste des périodes de fréquences observées dans le filament . . . . .	71
V.2	Approximation des fréquences primaires et secondaires pour les modes pair et impair . . . . .	74
V.3	Liste des fréquences primaires et secondaires . . . . .	76
V.4	Ensemble des rapports des fréquences observées . . . . .	80
V.5	Identification des fréquences observées aux fréquences primaires des modes d'oscillations théoriques . . . . .	80
V.6	Équations permettant le diagnostic du filament dans le cas d'une identification partielle des fréquences primaires (un couple de fréquences primaires utilisable pour le diagnostic) en fonction du paramètre libre choisi : la température du filament $T_o$ , l'angle $\phi$ ou la vitesse d'Alfvén $v_{A0}$ . . . . .	91
VI.1	Caractéristiques des observations du JOP 124 lors de la campagne MEDOC #5 du 13 au 16 Mai 2000. $\Delta\lambda$ : résolution spectrale ; $\Delta t$ : résolution temporelle sauf (1) intervalle de temps entre deux images successives. . . . .	95
VI.2	Liste des fréquences observées dans le filament pour les raies HeI et MgX . . . . .	100
A.1	Liste des campagnes MEDOC : réalisations des plannings scientifiques de SUMER et de CDS, et observations de filaments et de protubérances. . . . .	A-IV



# Chapitre I

## Introduction générale

### *Résumé*

*Afin de préciser le cadre des recherches effectuées lors de la thèse, une description générale du Soleil est nécessaire. Le Soleil peut être séparé en deux parties : l'intérieur du Soleil incluant le noyau, la zone radiative et la zone convective dont l'étude est limitée par l'observation, et l'atmosphère solaire (photosphère, chromosphère, région de transition et couronne) plus accessible aux observations. On insistera particulièrement sur les structures magnétiques de l'atmosphère solaire telles que les régions actives et les filaments-protubérances.*

## 1 Présentation

L'Univers est composé de milliards de galaxies, elles-mêmes composées de milliards d'étoiles. Le Soleil représente simplement une étoile appartenant à la Voie Lactée, notre galaxie (Fig. I.1 à gauche). Autour de cette étoile gravitent neuf planètes (Mercure, Vénus, la Terre, Mars, Jupiter, Saturne, Uranus, Neptune et Pluton) et une multitude d'astéroïdes et de comètes dont les mouvements sont très bien décrits par les lois de Kepler. Le système solaire constitue pour l'Homme le plus proche laboratoire pour comprendre la structure de l'Univers. La Terre et les Hommes ne pourraient exister sans la présence du Soleil. Cette étoile, foyer de notre système solaire, a facilité le développement et le maintien de la vie sur Terre. En cela, il est important de connaître sa structure, son évolution et son influence sur le climat ou le comportement terrestre.

Le Soleil est défini par des paramètres globaux tels que la masse ( $m_{\odot} = 1.99 \cdot 10^{30} \text{ kg}$ ), la magnitude ( $M_{\odot} = 4.8$ ) définissant le type spectral de l'étoile (type G2 V), le diamètre ( $D_{\odot} = 1.392 \cdot 10^9 \text{ m}$ ), la distance entre le Soleil et la Terre ( $1 \text{ AU} = 1.5 \cdot 10^{11} \text{ m}$ ), la température effective ( $T_e = 5785 \text{ K}$ ). Les modèles d'évolution stellaire prédisent que le Soleil, âgé de 4.6 milliards d'années, est approximativement à la moitié de son existence avant d'évoluer vers le stade de naine blanche. Le Soleil est principalement constitué d'hydrogène (90 %) et d'hélium ( $\sim 8\%$ ).

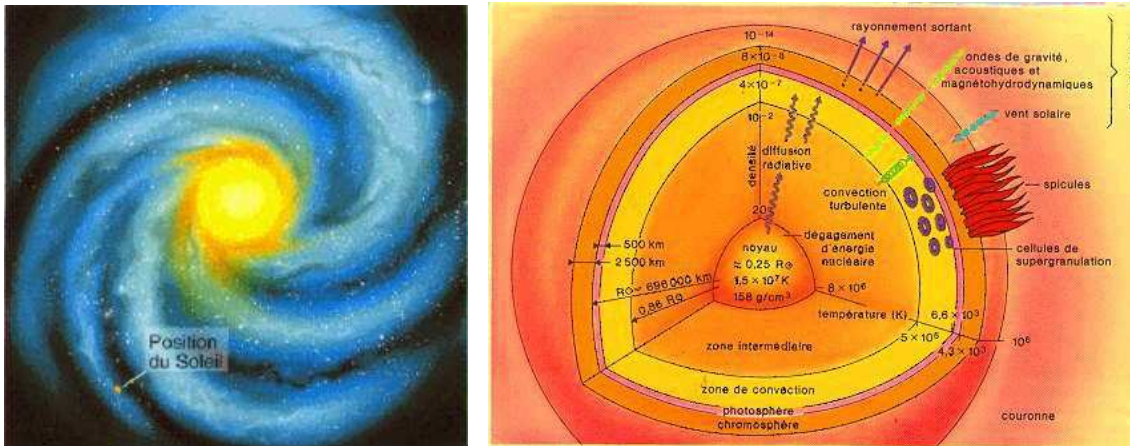


FIG. I.1 – Situation du Soleil dans la Voie Lactée (à gauche) ; structure du Soleil du coeur à la couronne (à droite) : les distances, la température et la densité sont indiquées sur chaque axe du repère.

## 2 La structure interne du Soleil

L'intérieur du Soleil peut être divisé en quatre régions dans lesquelles les processus physiques sont totalement différents : le noyau ou coeur du Soleil, la zone radiative, la tachocline et la zone convective.

## 2.1 Le coeur du Soleil

Le coeur du Soleil est la source d'énergie de l'étoile. Il est le siège de nombreuses réactions thermonucléaires qui transforment l'hydrogène en noyaux d'hélium. Ces réactions produisent de l'énergie qui se retrouvera sous la forme de lumière visible au niveau de la surface. La température au centre du Soleil est de 15 MK et la densité de  $150 \text{ g.cm}^{-3}$ . Les deux décroissent rapidement lorsque l'on s'éloigne du centre. Par exemple à la limite du noyau ( $\sim 175\,000 \text{ km}$  du centre), la température a diminué de moitié et la densité est de  $20 \text{ g.cm}^{-3}$ .

Ces réactions nucléaires créent également des neutrinos qui passent directement à travers les différentes couches de l'intérieur solaire et que l'on peut détecter sur la Terre. Le nombre de neutrinos détecté reste très inférieur au nombre de neutrinos prédit (environ un facteur 3). Le problème de ces neutrinos manquants est encore à l'heure actuelle un des grands mystères de la physique solaire.

## 2.2 La zone radiative

Dans la zone radiative, l'énergie se transporte par collisions électrons-photons (transport radiatif). Ce processus impose aux photons un temps de transport supérieur à  $10^6$  d'années pour sortir de la zone radiative. Cette zone s'étend de  $0.25 R_{\odot}$  à  $0.75 R_{\odot}$  avec une température passant de 7 MK à 2 MK et une densité variant de  $20 \text{ g.cm}^{-3}$  à  $0.2 \text{ g.cm}^{-3}$ . On considère en général que l'ensemble constitué du noyau et de la zone radiative est en rotation rigide autour de l'axe nord-sud.

## 2.3 La tachocline

La tachocline (Spiegel & Zahn, 1992) est l'interface entre la zone radiative et la zone convective. Cette fine couche (estimée à 3000 km) est le siège de phénomènes qui ont motivé les récentes études : la turbulence et/ou la circulation méridionale peuvent expliquer les changements soudains dans la composition chimique entre la zone radiative et la zone convective, et l'effet de dynamo solaire présent au niveau de cette interface permet de caractériser un site de création du champ magnétique (cf revue de Corbard et al., 2000).

## 2.4 La zone convective

La zone convective s'étend de la tachocline à la surface visible du Soleil ( $\sim 200\,000 \text{ km}$ ). La température varie de 2 MK à la base de la zone de convection à 5700 K à la surface. L'existence d'ions lourds (e. g. carbone, oxygène, calcium, fer) rend le milieu plus opaque et les radiations ont plus de difficultés à traverser cette couche. La densité à la surface ( $\sim 2 \cdot 10^{-7} \text{ g.cm}^{-3}$ ) est  $10^6$  fois inférieure à la densité à la base de la zone de convection. Les mouvements convectifs engendrés par ces forts gradients de densité et de température sont observables à la surface solaire comme des granules ou des supergranules.

Le fait que la zone de convection soit opaque rend les observations des couches internes du Soleil impossible. Par contre, il existe des oscillations solaires globales (modes de pression ou de gravité) directement liées à la nature même de l'étoile (profondeur de la

zone de convection, taux de rotation de la zone radiative, ...). L'analyse de ces oscillations globales permet donc de sonder l'intérieur du Soleil : c'est l'héliosismologie.

### 3 L'atmosphère solaire

#### 3.1 La photosphère

La surface visible du Soleil est appelée photosphère. C'est une couche très mince ( $\sim 100$  km) avec une température proche de la température effective du Soleil :  $T_e = 5785$  K. Les principales figures caractéristiques de la photosphère sont les taches solaires, les facules, les granules et les supergranules. Comme nous l'avons déjà évoqué, ces deux dernières structures sont représentatives des cellules de convection (respectivement, avec une largeur  $\sim 1000$  km et de  $\sim 35000$  km). Les taches solaires sont des points noirs sur le Soleil associés à des régions possédant de fortes valeurs du champ magnétique (quelques milliers de Gauss). Le champ magnétique est le plus intense et presque vertical dans l'ombre des taches, et le moins intense et presque entièrement horizontal dans la pénombre. Les taches sont utilisées comme des traceurs de l'activité magnétique. Le nombre de Wolf (nombre de taches et groupes de taches solaires) a permis de mettre en évidence le cycle d'activité magnétique solaire de l'ordre de 11 ans. Ce cycle peut aussi être observé en étudiant les variations en latitude des taches (diagramme papillon).

#### 3.2 La chromosphère

Dans la chromosphère, la densité continue à décroître rapidement alors que la température atteint environ 20 000 K. La raie  $H\alpha$  à 6563 Å est la plus utilisée pour caractériser les figures principales de la chromosphère : les plages, les filaments, les protubérances, les fibrilles, les spicules. Le réseau chromosphérique créé par le champ magnétique est observable dans la raie K du calcium ionisé. Les plages sont des régions brillantes caractérisant les forts champs magnétiques des taches solaires et des polarités magnétiques associées à ces taches. Les protubérances (vues au limbe) ou les filaments (vus sur le disque solaire) sont des structures magnétiques plus denses et plus froides que leur environnement. Ces structures sont principalement observées dans des raies chromosphériques mais le corps de ces structures se situe dans la couronne. Les propriétés des filaments-protubérances sont détaillées dans la section suivante. Les spicules sont de petits jets de matière dirigés de la chromosphère vers la couronne avec une vitesse de l'ordre de  $20 \text{ km.s}^{-1}$ .

#### 3.3 La région de transition

La région de transition est une couche mince (de 10 à 100 km) et irrégulière séparant la chromosphère et la couronne. Dans cette interface, la température augmente brutalement de  $\sim 20000$  K à 1 MK. Les observations mettent en évidence la présence d'un réseau magnétique (voir par exemple Gabriel, 1976). La région de transition est principalement observée dans les raies telles celles du CIV, de l'OIV ou du SiIV. On peut se reporter aux observations du disque entier obtenues par SUMER en 1996.

### 3.4 La couronne

La couronne s'étend depuis la zone de transition jusqu'à plusieurs unités astronomiques. Elle se caractérise par une température élevée ( $> 1$  MK) et une densité faible ( $\sim 10^{-15}$  g.cm $^{-3}$ ). Les structures caractéristiques sont variées par leurs dimensions : les boucles coronales, les sigmoïdes, les trous coronaux, les plumes, les points brillants, les "Helmet Streamers". Les régions actives regroupent des figures photosphériques (taches), chromosphériques (plages, filaments) et coronales (boucles, sigmoïdes). Les boucles coronales et les sigmoïdes sont des lignes de champ magnétique reliant les deux polarités d'une région active. Les "Helmet Streamers" sont des structures magnétiques de grandes dimensions ( $> 2 R_{\odot}$ ) recouvrant une région active. En période de minimum d'activité solaire, les "Helmet Streamers" sont symétriques par rapport à l'équateur. De ces régions provient le vent solaire lent. Les plumes polaires sont des serpentins longs et fins apparaissant aux pôles et associés à des structures magnétiques ouvertes. Les points brillants sont de petits bipôles magnétiques ( $\sim 2''-10''$ ) avec une durée de vie limitée (entre quelques minutes et quelques heures). Ils contribuent au chauffage à micro-échelle de la couronne. Les trous coronaux sont des zones sombres apparaissant aux pôles (parfois sur le disque) et associées à des lignes de champ magnétique ouvertes.

Des événements éruptifs sont souvent associés aux structures coronales. Les éruptions ("flares") correspondant à des embrillancements observés dans la raie H $\alpha$  se produisent dans les régions actives et se caractérisent par une réorganisation du champ magnétique et une modification des structures coronales de la région active. Les éruptions peuvent engendrer des éjections de la matière coronale dans le milieu interplanétaire (CME : éjection de masse coronale). Suivant la direction d'éjection, les particules ainsi libérées interagissent avec l'atmosphère terrestre (aurores boréales, perturbations électrostatiques).

## 4 Les protubérances-filaments

Dans la couronne solaire, il apparaît des structures massives et froides, en comparaison au milieu coronal les environnant, appelées soit protubérances lorsqu'elles sont observées au limbe, soit filaments lorsqu'elles sont sur le disque. Les filaments sont situés le long de la ligne d'inversion de la composante verticale du champ magnétique. Les filaments sont généralement classés en deux catégories principales : les filaments quiescents et actifs. Les filaments quiescents apparaissent comme des structures stables avec une durée de vie pouvant aller jusqu'à plusieurs rotations solaires. Au contraire, les filaments actifs sont liés à des éruptions. Ces filaments sont des structures dynamiques dont les mouvements violents réduisent la durée de vie à quelques heures.

L'intérêt des observateurs s'est depuis longtemps focalisé sur l'étude des filaments quiescents. Les dimensions typiques des filaments sont une longueur de 200 Mm, une hauteur de 50 Mm et une largeur de 10 Mm. Les paramètres caractéristiques du plasma sont les suivants. La température est estimée entre 5 000 et 8 000 K alors que la température de l'environnement coronal est de l'ordre de 1 MK. La densité électronique appartient à l'intervalle  $10^{10}-10^{11}$  cm $^{-3}$ . Le degré d'ionisation, représentant le rapport entre la densité électronique et la densité totale d'hydrogène, est compris entre 1 et 10. Les vitesses ca-



ractéristiques des mouvements de matière dans les filaments peuvent atteindre  $30 \text{ km.s}^{-1}$  (cf revue de Schmieder, 1989). Globalement, les mouvements de matière dans un filament sont ascendants ( $\sim 0.5 \text{ km.s}^{-1}$  pour la raie  $H\alpha$ ). Les mesures du champ magnétique (Leroy et al., 1984) révèlent des valeurs de l'ordre de 8 G. Le champ magnétique est considéré comme étant parallèle à la photosphère. L'angle entre le champ magnétique et la longueur du filament est d'environ  $25^\circ$  caractérisant un cisaillement important. Il existe de nombreuses observations mettant en évidence les structures fines du filament. Les filaments quiescents sont situés dans des régions calmes du Soleil ou dans l'environnement d'une région active où le champ magnétique photosphérique est faible ( $<$  quelques centaines de Gauss). Au cours de son évolution, un filament quiescent peut devenir un filament actif suite à une modification de la distribution du champ magnétique. L'ensemble de ces paramètres du plasma font que le  $\beta$  du plasma (rapport de la pression cinétique et de la pression magnétique) est généralement inférieur à 1. Cela a pour conséquence que le champ magnétique structure le plasma.

Dans les filaments actifs, la densité est généralement plus élevée (jusqu'à  $10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ) et le champ magnétique est compris entre 20 et 70 G. Ils sont situés dans des régions actives et sont impliqués dans les phénomènes éruptifs tels que les "flares" ou les éruptions de filament. Des signes précurseurs des éruptions associées à des filaments ont été mis en évidence par les observations : le champ magnétique photosphérique est très cisailé à proximité de la ligne d'inversion de la composante verticale du champ magnétique (Martin, 1998), le filament s'élève dans la couronne, ou une polarité parasite apparaît proche du site de l'éruption.

## 5 Plan de la thèse

Dans cette thèse, nous étudions les structures magnétiques solaires afin de déterminer les propriétés et l'évolution du champ magnétique dans les étapes précédant un phénomène éruptif. En particulier, nous nous intéressons à la structure des filaments. Pour ce faire, nous avons envisagé deux aspects distincts : l'extrapolation du champ magnétique photosphérique dans la couronne, et l'analyse des oscillations dans un filament. Chaque aspect nécessite de connaître la structure de la région étudiée à l'aide des observations. Principalement, nous avons utilisé les données fournies par le satellite SOHO et archivées au centre MEDOC (IAS).

Dans le chapitre II, je rappelle brièvement les principales caractéristiques d'un plasma et j'introduis la magnétohydrodynamique (MHD) qui servira de base à tous les calculs développés par la suite. En particulier, j'insiste sur la restriction de la MHD aux équilibres magnéto(hydro)statiques, ainsi que sur l'existence d'ondes MHD dans un plasma magnétisé. Le Chapitre III est dédié à l'étude de la structure magnétique d'une région active. Pour ce faire, nous reconstruisons le champ magnétique coronal en utilisant les observations au niveau photosphérique. Les données magnétiques vectorielles utilisées permettent de tenir compte de courants électriques localisés. Chapitre IV, nous poursuivons l'étude précédente pour identifier la structure et la localisation du filament. En ce qui concerne l'étude des ondes MHD (Chap. V), les observations SUMER/SOHO fournissent

---

des indications observationnelles de l'existence de telles ondes. Et le modèle de Joarder & Roberts (1993) nous permet d'identifier certaines de ces ondes ainsi que de développer une méthode diagnostique du filament. Dans le but de confirmer et de développer cette étude, nous avons défini un programme d'observation commun SOHO-THEMIS (Chap. VI) dédié à l'étude des oscillations dans les filaments de régions actives. Dans le Chapitre VII, je présente le bilan de cette thèse ainsi que les perspectives concernant ces travaux. Il est à noter que l'Annexe A décrit les moyens mis en oeuvre pour observer le Soleil : la mission SOHO, les caractéristiques des campagnes d'observation MEDOC, les instruments impliqués dans nos observations (SUMER, CDS, IVM, MDI, ...).



## Chapitre II

# Physique des plasmas Magnétohydrodynamique

### *Résumé*

*L'Univers est composé de 99% de gaz ionisés appelés plasmas, tels que les étoiles, l'atmosphère terrestre ou les lampes à néon. Ces plasmas sont décrits à l'aide de paramètres physiques tels que la température, la densité, le libre parcours moyen ou la longueur de Debye. Les particules composant un plasma satisfont aux équations électromagnétiques de Maxwell et aux équations de conservation. Sous certaines hypothèses développées dans ce chapitre, les équations citées précédemment définissent la magnétohydrodynamique (MHD) permettant de décrire les évolutions temporelles et spatiales de la densité ou du champ magnétique. L'étude des états d'équilibre d'un plasma magnétisé se déduit des équations de la MHD en considérant les hypothèses du champ magnétique potentiel ou sans-force. Des ondes peuvent se propager dans les plasmas. Après une revue des modes d'oscillation existants dans un plasma d'électrons et d'ions, les ondes MHD sont analysées : onde d'Alfvén et ondes magnétoacoustiques lentes et rapides.*

## 1 Description d'un plasma

### Les plasmas dans l'Univers

Le terme "Plasma" désigne un gaz ionisé électriquement neutre. Les plasmas sont couramment définis comme le quatrième état de la matière (solides, liquides, gaz, plasmas par ordre croissant de température). Les plasmas constituent environ 99% de l'Univers. Les variations de température et de densité (Fig. II.1) mettent en évidence la multitude de plasmas existant dans l'Univers pour des températures comprises entre 100 et  $10^8$  K et de densités entre 100 et  $10^{33}$  particules.m<sup>-3</sup>.

Les plasmas naturels (terrestres ou spatiaux) se retrouvent de façon disparate dans les nébuleuses, dans le nuage d'hydrogène composant le milieu interstellaire, dans les étoiles (du coeur de l'étoile siège de réactions de fusion nucléaires au vent stellaire en passant par l'atmosphère ténue), et dans l'environnement terrestre (ionosphère, magnétosphère, foudre).



FIG. II.1 – Classement des plasmas spatiaux et terrestres en fonction de la densité et de la température

Depuis le début du XX<sup>ème</sup> siècle, le développement de la physique des plasmas a permis la découverte de nombreuses applications technologiques. On citera les exemples des objets les plus courants tels les "lampes à néon" (tubes à décharge contenant un plasma de gaz rare ionisé), les télévisions à écran plasma, les composants électroniques nécessitant un traitement de la surface par un plasma pour la gravure et le dépôt de film, ou encore les radiocommunications grandes distances utilisant la réflexion d'une onde radiométrique sur l'ionosphère. Les plasmas sont aussi utilisés comme "combustibles" dans les moteurs ioniques : ces moteurs utilisent l'accélération des particules chargées d'un plasma magnétisé

plongées dans un champ électrique haute tension pour produire une poussée. Enfin, les plasmas sont au coeur des recherches sur la production d'énergie électrique par fusion thermonucléaire, soit par confinement magnétique (tokamak), soit par confinement inertiel. Les progrès réalisés dans ces domaines ces dernières années sont très prometteurs : le budget énergétique que fournissent ces réactions de fusion est théoriquement considérable par rapport aux méthodes de production actuelles.

### Description cinétique

Pour décrire un plasma ou un gaz, on peut soit utiliser les méthodes de l'hydrodynamique en considérant des grandeurs macroscopiques telles que la densité ou la vitesse du fluide, soit tenir compte de la nature moléculaire du fluide à partir des fonctions de distribution des vitesses qui donnent une description microscopique classique du fluide. Dans cette partie, nous allons donner les relations existant entre les grandeurs macroscopiques et les fonctions de distribution.

Dans une description statistique, le nombre probable de particules dans un élément de volume à 6 dimensions (3 dimensions de position, 3 dimensions de vitesse ou de quantité de mouvement) est  $f(\vec{r}, \vec{v}, t) d\vec{r} d\vec{v}$  où  $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$  s'appelle la fonction de distribution de cette population de particules. Une équation cinétique est une équation qui permet de déterminer la fonction de distribution en tenant compte des forces microscopiques dues aux collisions et des forces macroscopiques telles que les champs appliqués :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} + \frac{\vec{F}}{m} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{v}} = \left( \frac{\partial f}{\partial t} \right)_c \quad (\text{II.1})$$

où  $\vec{F}$  contient les forces macroscopiques ainsi que le champ électrique moyen dû aux particules donné de façon auto-consistante par l'équation de Poisson

$$\text{div}(\vec{E}) = \frac{1}{\epsilon_0} \sum_i q_i \int f_i(\vec{r}, \vec{v}, t) d\vec{v},$$

et éventuellement un champ magnétique  $\vec{B}$  donné par

$$\text{rot}(\vec{B}) = \mu_0 \sum_i q_i \int f_i(\vec{r}, \vec{v}, t) \vec{v} d\vec{v},$$

et le second membre rend compte des collisions entre particules.

Pour obtenir les grandeurs macroscopiques, on calcul les différents moments de la fonction de distribution :

- la densité de particules

$$n(\vec{r}, t) = \int f(\vec{r}, \vec{v}, t) d\vec{v}; \quad (\text{II.2})$$

- la vitesse moyenne des particules

$$\vec{u}(\vec{r}, t) = \frac{\int \vec{v} f(\vec{r}, \vec{v}, t) d\vec{v}}{\int f(\vec{r}, \vec{v}, t) d\vec{v}} = \frac{1}{n(\vec{r}, t)} \int \vec{v} f(\vec{r}, \vec{v}, t) d\vec{v}; \quad (\text{II.3})$$

– l'énergie cinétique moyenne

$$\overline{E_c} = \frac{1}{n} \int \frac{1}{2} m \vec{v}^2 d\vec{v} ; \quad (\text{II.4})$$

– le tenseur de pression cinétique

$$\overline{\overline{P}}(\vec{r}, t) = m \int (\vec{v} - \vec{u}) \otimes (\vec{v} - \vec{u}) f(\vec{r}, \vec{v}, t) d\vec{v} \quad (\text{II.5})$$

où  $\otimes$  représente le produit tensoriel ;

– le flux d'énergie thermique

$$\overline{\overline{Q}}(\vec{r}, t) = m \int (\vec{v} - \vec{u}) \otimes (\vec{v} - \vec{u}) \otimes (\vec{v} - \vec{u}) f(\vec{r}, \vec{v}, t) d\vec{v} . \quad (\text{II.6})$$

À partir de l'équation II.1 de la fonction de distribution, on peut écrire les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie des grandeurs macroscopiques. Par conséquent, en théorie la détermination de la fonction de distribution permet de déduire toutes les grandeurs macroscopiques du fluide.

### Les paramètres caractéristiques

Les plasmas sont constitués de populations d'électrons, d'ions et de neutres dont les interactions peuvent être décrites par les paramètres suivants :

- la température  $T$  : à chaque population de particules, on peut associer une fonction de distribution caractérisant la densité de probabilité de présence des particules dans un volume et dans l'espace des vitesses (cf. paragraphe précédent). La température est alors définie à partir d'un moment de la fonction de distribution suivant une équation d'état. Pour les plasmas composés de populations de neutres, d'ions et d'électrons, la température électronique ( $T_e \sim 30\,000$  K pour une pression de 1 Torr et une densité de  $10^{-9}$  g.cm $^{-3}$ ) est plus élevée que la température des ions ou des neutres ( $T_i \sim T_n \sim 300$  K dans les mêmes conditions) ;
- les longueurs caractéristiques : *la libre parcours moyen* est la distance moyenne entre deux collisions ; *la longueur de Debye* est la distance critique d'interaction collective, c'est-à-dire la distance au-delà de laquelle l'ion considéré est totalement écranté par les électrons (le potentiel de Debye d'interaction avec un autre ion devient négligeable) ; *le rayon de giration* est le rayon caractéristique du mouvement hélicoïdal des particules (électrons ou ions) dans un champ magnétique ;
- les fréquences caractéristiques : *la fréquence de collision* est la fréquence moyenne entre deux collisions successives, on distingue les collisions électrons-ions ( $\omega_{ei}$ ), électrons-neutres ( $\omega_{en}$ ) et ions-neutres ( $\omega_{in}$ ). La température des électrons étant très supérieure à la température des ions et des neutres, on a généralement  $\tau_{ei} \sim \tau_{en} < \tau_{in}$  où  $\tau$  est la période associée à la fréquence  $\omega$  ; *la fréquence plasma* est la fréquence d'oscillation d'un plasma soumis à une perturbation locale de la densité électronique ;
- les vitesses caractéristiques : *la vitesse du son* notée  $c_s = \sqrt{\frac{\gamma p}{\rho}}$  ; *la vitesse d'Alfvén* notée  $v_A = \frac{B}{(\mu_0 \rho)^{1/2}}$  ;

- le  $\beta$  du plasma : pour un plasma magnétisé, le paramètre  $\beta$  représente le rapport de la pression cinétique  $p$  et de la pression magnétique  $\frac{B^2}{2\mu_0}$ . Il indique si le plasma est dominé ou non par le champ magnétique. En particulier pour un  $\beta \ll 1$ , le champ magnétique prédomine sur la matière du plasma.

## 2 La magnétohydrodynamique (MHD)

Les plasmas que nous allons étudier sont régis par les équations électromagnétiques de Maxwell et les équations de continuité. Les hypothèses permettant de simplifier ces équations définissent la magnétohydrodynamique (MHD).

### 2.1 Équations de Maxwell

Les équations de Maxwell représentent les bases de l'électromagnétisme, c'est-à-dire que ces équations permettent de décrire les évolutions spatio-temporelles du champ électrique et du champ magnétique :

$$\text{rot}(\vec{E}) = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{II.7})$$

$$\text{div}(\vec{B}) = 0 \quad (\text{II.8})$$

$$\text{div}(\vec{E}) = \frac{\rho_c}{\epsilon_0} \quad (\text{II.9})$$

$$\text{rot}(\vec{B}) = \mu_0(\vec{j} + \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}) \quad (\text{II.10})$$

en tenant compte des relations constitutives  $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$  et  $\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E}$ . Dans ces équations,  $\vec{B}$  est l'induction magnétique (couramment appelée le champ magnétique),  $\vec{E}$  le champ électrique,  $\vec{j}$  la densité de courant,  $\rho_c$  la densité de charge,  $\mu_0$  la perméabilité magnétique ( $\mu_0 = 4\pi 10^{-7}$  H.m<sup>-1</sup>),  $\epsilon_0$  la permittivité électrique ( $\epsilon_0 = 8.854 \cdot 10^{-12}$  F.m<sup>-1</sup>).  $\mu_0$  et  $\epsilon_0$  sont reliées par  $\mu_0 \epsilon_0 c^2 = 1$  où  $c$  est la vitesse de la lumière.

Soient  $l_0$ ,  $t_0$  et  $V_0 = l_0/t_0$ , la longueur, le temps et la vitesse caractéristique du plasma. L'analyse dimensionnelle de l'équation (II.7) montre que

$$\frac{E}{l_0} \sim \frac{B}{t_0} \quad (\text{II.11})$$

Compte-tenu de cette dernière relation et du fait que  $V_0 \ll c$ , le second terme du membre de droite de l'équation (II.10) est négligeable devant le terme magnétique et devant la distribution de courant, c'est-à-dire :

$$\text{rot}(\vec{B}) = \mu_0 \vec{j} \quad (\text{II.12})$$

La forme intégrale de l'équation (II.8) signifie que le vecteur champ magnétique est à flux conservatif : le flux de  $\vec{B}$  à travers une surface fermée se conserve (égalité entre le flux entrant et le flux sortant). L'équation (II.8) permet aussi d'écrire que

$$\vec{B} = \text{rot} \vec{A} \quad (\text{II.13})$$

où  $\vec{A}$  est le potentiel vecteur associé au champ magnétique.



## 2.2 Équations de conservation

Les mouvements d'un plasma de densité  $\rho$  sont gouvernés par des équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement ou l'énergie. Ces relations sont déduites des différents moments de la fonction de distribution associée au plasma et considérée comme une distribution maxwellienne.

L'équation de continuité ou de conservation de la masse s'écrivant :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{v}) = 0 \quad (\text{II.14})$$

traduit le fait que la masse est distribuée continuellement dans le plasma.

Pour un plasma électriquement neutre soumis aux seules forces de pression, de Lorentz, de gravité et de viscosité, l'équation du mouvement (ou conservation de la quantité de mouvement) s'écrit :

$$\rho \left( \frac{\partial}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} \right) \vec{v} = -\text{grad}(p) + \vec{j} \wedge \vec{B} + \rho \vec{g} + \vec{F}_\nu \quad (\text{II.15})$$

où  $p$  représente le champ de pression cinétique,  $\vec{g}$  est le champ de gravité. La force de viscosité s'écrit  $\vec{F}_\nu = \rho \nu (\Delta \vec{v} + \frac{1}{3} \text{grad}(\text{div}(\vec{v})))$  où  $\nu$  est le coefficient de viscosité cinématique.

Suivant les mêmes hypothèses (en négligeant la viscosité), l'équation de conservation de l'énergie cinétique s'écrit :

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{1}{2} \rho v^2 \right) + \text{div} \left( \frac{1}{2} \rho v^2 \vec{v} \right) = \vec{v} \cdot (-\text{grad}(p) + \rho \vec{g} + \vec{j} \wedge \vec{B}) \quad (\text{II.16})$$

et l'équation de conservation de l'énergie interne  $U$  est

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \text{div}((U + p)\vec{v}) = \vec{v} \cdot \text{grad}(p) . \quad (\text{II.17})$$

Comme nous avons négligé ici la viscosité et les sources ou pertes de chaleur, nous nous situons dans l'hypothèse adiabatique qui nous permet de réécrire l'équation précédente sous la forme

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} \right) \left( \frac{p}{\rho^\gamma} \right) = 0 \quad (\text{II.18})$$

où  $\gamma$  est le coefficient adiabatique (rapport des chaleurs spécifiques  $c_p$  et  $c_v$ ). L'équation de conservation de l'énergie totale est alors la somme des équations II.16 et II.18 : conservation de l'énergie cinétique et de l'énergie interne.

D'autre part, la densité de charge  $\rho_c$  dans un plasma se conserve :

$$\frac{\partial \rho_c}{\partial t} + \text{div}(\vec{j}) = 0. \quad (\text{II.19})$$

Dans le cas d'un plasma électriquement neutre, la conservation de la densité de charge se réduit à  $\text{div}(\vec{j}) = 0$

### 2.3 Loi d'Ohm, MHD idéale

La loi d'Ohm pour un conducteur en mouvement dans un champ magnétique est donnée par :

$$\vec{j} = \sigma(\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B}) \quad (\text{II.20})$$

où  $\sigma$  est la conductivité électrique du plasma. De cette équation et des équations de Maxwell, nous en déduisons l'équation d'évolution du champ magnétique :

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \text{rot}(\vec{v} \wedge \vec{B}) + \eta \Delta \vec{B} \quad (\text{II.21})$$

avec  $\eta = (\mu_0 \sigma)^{-1}$  le coefficient de diffusion magnétique, et où le premier terme du second membre est le terme de convection, et le second terme est un terme de diffusion. Pour caractériser l'importance relative des deux termes, on forme le nombre sans dimension appelé le nombre de Reynolds magnétique :

$$R_B = \frac{v l}{\eta} = \left[ \frac{\text{convection}}{\text{diffusion}} \right] \quad (\text{II.22})$$

avec  $v$  la vitesse et  $l$  la longueur caractérisant l'écoulement. Pour  $R_B \gg 1$  dans lequel la convection domine, on suppose généralement que la conductivité électrique  $\sigma$  devient infinie. La loi d'Ohm implique alors que :

$$\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B} = \vec{0} . \quad (\text{II.23})$$

On se place alors dans le cadre de la MHD idéale. Les équations II.21 et II.23 ont pour conséquence le théorème du gel : les lignes de champ magnétique évoluent avec le plasma. Dans le cadre de la MHD idéale, il existe un certain nombre de paramètres se conservant tels que le moment magnétique orbital  $\mu$  ou encore l'hélicité magnétique  $H_m$ . Cette dernière quantité donnée par :

$$H_m = \int_V \vec{A} \cdot \vec{B} dV \quad (\text{II.24})$$

rend compte des propriétés topologiques du champ magnétique (cf revue de Berger, 1999). Par contre, cette expression de l'hélicité est sensible à la condition de jauge imposée (condition de fermeture imposée au potentiel vecteur). Pour pallier cette condition, Berger & Field (1984) ont défini l'hélicité magnétique relative  $\Delta H_m$  dans un volume  $\Omega$  en faisant intervenir le champ potentiel  $\vec{B}_0$  ( $\text{rot} \vec{B}_0 = \vec{0}$ ) avec les mêmes conditions aux limites imposées au champ  $\vec{B}$  :

$$\Delta H_m = \int_{\Omega} (\vec{A} - \vec{A}_0) \cdot (\vec{B} + \vec{B}_0) dV + \int_{\partial\Omega} \chi(\vec{B} + \vec{B}_0) \cdot \vec{n} dS \quad (\text{II.25})$$

où  $\vec{A}$  (resp.  $\vec{A}_0$ ) est le potentiel vecteur associé au champ magnétique  $\vec{B}$  (resp.  $\vec{B}_0$ ),  $\vec{n}$  est la normale à la surface.  $\chi$  s'exprime à partir de  $\vec{B}$  et de  $\vec{B}_0$  (Berger & Field, 1984). On peut considérer deux cas particuliers :

- si le volume  $\Omega$  est un demi-espace, l'intégrale de surface tend alors vers zéro ;

– si on impose que la composante normale du champ magnétique doit être nulle à la surface limitant le volume  $\Omega$ , alors l'intégrale de surface est exactement égale à zéro. Ces deux cas conduisent à l'expression de l'hélicité magnétique relative suivante :

$$\Delta H_m = \int_{\Omega} (\vec{A} - \vec{A}_0) \cdot (\vec{B} + \vec{B}_0) dV \quad (\text{II.26})$$

## 2.4 Hypothèses de la MHD

Les équations fondamentales de la MHD que nous utiliserons par la suite sont constituées des équations de Maxwell et des équations de conservation que nous résumons ci-dessous :

$$\begin{aligned} \text{div}(\vec{B}) &= 0 \\ \text{rot}(\vec{B}) &= \mu_0 \vec{j} \\ \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} &= \text{rot}(\vec{v} \wedge \vec{B}) \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{v}) &= 0 \\ \rho \left( \frac{\partial}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} \right) \vec{v} &= -\text{grad}(p) + \vec{j} \wedge \vec{B} + \rho \vec{g} \\ \left( \frac{\partial}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} \right) \left( \frac{p}{\rho^\gamma} \right) &= 0 \end{aligned}$$

Pour écrire ces équations, les hypothèses suivantes ont été appliquées :

- le plasma est traité comme un unique fluide neutre ;
- le plasma est considéré comme un milieu continu, c'est-à-dire que les échelles de longueur caractérisant l'évolution des grandeurs considérées (pression, densité, ...) sont très grandes devant les échelles de longueur interne au plasma comme le rayon de giration ionique ;
- le plasma est en équilibre thermodynamique avec une fonction de distribution proche d'une Maxwellienne. Les temps caractéristiques d'évolution du plasma sont plus grands que les temps de collision, et les échelles de longueur sont plus grandes que le libre parcours moyen ;
- la viscosité est négligée. Les effets relativistes sont aussi négligés en supposant que les vitesses d'Alfvén, sonore et la vitesse de déplacement de la matière soient inférieures à la vitesse de la lumière.

## 3 Équilibre magnétostatique

La MHD considère l'évolution temporelle et spatiale des différentes quantités telles que la densité ou le champ magnétique. Il est aussi intéressant d'étudier les variations lentes de ces paramètres (variations temporelles négligeables), c'est-à-dire de considérer que le plasma est en équilibre. De l'équation II.15, il en résulte que

$$\vec{0} = -\text{grad}(p) + \vec{j} \wedge \vec{B} + \rho \vec{g} . \quad (\text{II.27})$$

C'est l'équation d'équilibre magnétohydrostatique entre le gradient de pression, la force de Lorentz et la force de gravité. De l'équation II.27, on peut en déduire plusieurs cas simplifiés. Dans le cas d'un plasma à faible  $\beta$ , l'équation II.27 se réduit à :

$$\vec{j} \wedge \vec{B} = \vec{0} \quad (\text{II.28})$$

ce qui implique que le vecteur densité de courant est colinéaire au vecteur champ magnétique. Le champ magnétique vérifiant cette équation est appelé un champ sans-force. Dans le cas où la densité de courant est nulle, le champ magnétique est appelé un champ sans courant ou potentiel.

### 3.1 Champ potentiel

Quand la densité de courant s'annule, l'équation II.12 devient  $\text{rot}(\vec{B}) = \vec{0}$ , et peut aussi s'écrire :

$$\Delta \vec{B} = \vec{0} . \quad (\text{II.29})$$

Le champ magnétique est donc potentiel, c'est-à-dire que l'on peut associer au vecteur champ magnétique un potentiel scalaire  $\psi$  tel que  $\vec{B} = \text{grad}(\psi)$  et satisfaisant l'équation de Laplace

$$\Delta \psi = 0 . \quad (\text{II.30})$$

L'intérêt du champ potentiel pour la physique solaire est que la composante normale du champ magnétique permet d'obtenir une solution unique dans un volume fermé. Le champ magnétique potentiel dans ce volume contient la plus petite valeur d'énergie magnétique possible. Cela signifie qu'une configuration magnétique avec des courants électriques non nuls et avec les mêmes valeurs du champ magnétique au niveau de la surface contiendra plus d'énergie que le champ potentiel. Malheureusement, l'application du cas potentiel à la physique solaire est limitée puisque des courants électriques sont observés dans la plupart des structures magnétiques solaires.

### 3.2 Champ sans-force

Pour une densité de courant différente de zéro dans tout le volume contenant le plasma, l'équation II.28 signifie que le vecteur champ magnétique et le vecteur densité de courant sont parallèles. Par conséquent, l'équation II.12 s'écrit :

$$\text{rot}(\vec{B}) = \alpha(\vec{r})\vec{B} \quad (\text{II.31})$$

où  $\alpha$  est une fonction de la position. En utilisant les équations II.31 et II.8, on en déduit que  $\alpha$  doit être constant le long d'une ligne du champ :

$$\vec{B} \cdot \text{grad}(\alpha) = 0 . \quad (\text{II.32})$$

Le champ magnétique vérifiant les équations II.31 et II.32 est appelé champ sans-force. Si  $\alpha$  a la même valeur pour chaque ligne de champ, alors nous obtenons le cas sans-force linéaire ou à  $\alpha$  constant pour lequel l'équation II.31 devient

$$(\Delta + \alpha^2)\vec{B} = \vec{0} . \quad (\text{II.33})$$

Ce cas est intéressant car l'équation qui le gouverne possède des solutions relativement simples à trouver (ce qui n'est pas le cas pour l'équation II.28). Des solutions ont été mises en évidence en utilisant soit des transformées de Fourier (e.g. Nakagawa & Raadu, 1972), soit des fonctions de Green (e.g. Chiu & Hilton, 1977). Comme dans le cas potentiel, le calcul du champ sans-force à  $\alpha$  constant nécessite la connaissance de la composante normale du champ magnétique au niveau de la surface ( $z = 0$ ).

Malgré les difficultés à résoudre les équations du champ sans-force, on peut en déduire des relations intéressantes. En particulier, Molodensky (1969) a mis en évidence des propriétés intégrales du champ sans-force :

$$\begin{aligned} \int_S (B_z^2 - B_x^2 - B_y^2) dS &= 0, & \int_S B_x B_z dS &= 0, \\ \int_S B_y B_z dS &= 0, & \int_S (y B_x B_z - x B_y B_z) dS &= 0, \\ \int_S y (B_z^2 - B_x^2 - B_y^2) dS &= 0, & \int_S x (B_z^2 - B_x^2 - B_y^2) dS &= 0 \end{aligned} \quad (\text{II.34})$$

où S représente la surface photosphérique. Ces relations impliquent que, pour l'énergie magnétique contenue dans un volume V et dont le champ magnétique au niveau de la surface S est connue, on a la relation (Aly, 1989) :

$$\int_V \frac{B^2}{2\mu_0} dV = \int_S (x B_x + y B_y) \frac{B_z}{\mu_0} dx dy . \quad (\text{II.35})$$

L'hélicité magnétique (Sect. 2.3) possède aussi des caractéristiques particulières dans le cas d'un champ sans-force. Woltjer (1958) a démontré que, pour un plasma parfaitement conducteur, l'hélicité magnétique dans un volume fermé  $V_0$  est invariante et que l'état de minimum d'énergie correspond à un champ sans-force linéaire. Taylor (1974) a étendu les travaux de Woltjer : pour un plasma parfaitement conducteur, l'hélicité magnétique est invariante pour chaque tube de flux, et le minimum d'énergie est obtenu pour un champ sans-force linéaire. Taylor a aussi suggéré que, pour un plasma avec une faible résistivité, les modifications dans la topologie de la configuration magnétique étaient accompagnées par de faibles changements du champ magnétique, mais que globalement l'hélicité magnétique dans le volume total était inchangée. Par conséquent, l'hélicité est approximativement invariante et, d'après Woltjer (1958), le minimum d'énergie est obtenu pour le champ sans-force linéaire : c'est l'hypothèse de Taylor.

## 4 Les ondes MHD

### Ondes dans les plasmas

Des ondes se propagent dans les plasmas. L'analyse et la classification des ondes dans les plasmas sont complexes de par la nature même du plasma : un plasma contient au moins deux populations (électrons et ions) de masses très différentes et par conséquent l'une ou l'autre ou les deux populations participent à l'onde. D'autre part, les plasmas sont souvent soumis à un champ magnétique qui leur confère des propriétés anisotropes.

Ondes	Plasma	Nature	Relation de dispersion	Dénomination
$\delta\vec{B} = \vec{0}$	$\vec{B}_0 = \vec{0}$ ou $\vec{B}_0 // \vec{k}$	électronique	$\omega^2 = \omega_p^2 + \frac{3}{2}k^2 v_{th}^2$	Oscillation plasma
	$\vec{B}_0 \perp \vec{k}$	électronique	$\omega^2 = \omega_p^2 + \omega_c^2 = \omega_h^2$	Oscillation hybride supérieure
	$\vec{B}_0 = \vec{0}$ ou $\vec{B}_0 // \vec{k}$	ionique	$\omega^2 = k^2 v_s^2$	Onde acoustique
	$\vec{B}_0 \perp \vec{k}$	ionique	$\omega^2 = \Omega_c^2 + k^2 v_s^2$	Onde ionique cyclotronique
			$\omega^2 = \Omega_c \omega_c$	Onde hybride inférieure
$\delta\vec{B}, \delta\vec{E} \neq \vec{0}$	$\vec{B}_0 = \vec{0}$	électronique	$\omega^2 = \omega_p^2 + k^2 c^2$	Onde lumineuse
	$\vec{B}_0 \perp \vec{k},$ $\vec{B}_0 // \delta\vec{E}$	électronique	$\frac{k^2 c^2}{\omega^2} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$	Onde ordinaire
	$\vec{B}_0 \perp \vec{k},$ $\vec{B}_0 \perp \delta\vec{E}$	électronique	$\frac{k^2 c^2}{\omega^2} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \frac{\omega^2 - \omega_p^2}{\omega^2 - \omega_h^2}$	Onde extraordinaire
	$\vec{B}_0 // \vec{k}$	électronique	$\frac{k^2 c^2}{\omega^2} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega - \omega_c)}$	Onde R (siffleur)
			$\frac{k^2 c^2}{\omega^2} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + \omega_c)}$	Onde L
	$\vec{B}_0 = \vec{0}$	ionique	pas d'onde possible	
	$\vec{B}_0 // \vec{k}$	ionique	$\omega^2 = k^2 v_A^2$	Onde d'Alfvén
	$\vec{B}_0 \perp \vec{k}$	ionique	$\frac{\omega^2}{k^2} = c^2 \frac{v_s^2 + v_A^2}{c^2 + v_A^2}$	Onde magnétosonique

TAB. II.1 – Modes oscillatoires de base dans un plasma.  $v_{th}$  est la vitesse thermique,  $\omega_p$  la fréquence plasma,  $\omega_c$  la fréquence cyclotronique électronique,  $v_s$  la vitesse du son,  $\Omega_c$  la fréquence cyclotronique ionique,  $c$  la vitesse de la lumière et  $v_A$  la vitesse d'Alfvén (cf. texte).

Dans cette partie, nous allons préciser les types d'ondes planes pouvant se propager dans des plasmas isotropes. Les ondes se caractérisent par des perturbations en déplacement, en vitesse ou en champ magnétique des quantités globales (e. g. champ magnétique ou champ électrique extérieur). La méthode généralement utilisée pour déterminer les types d'ondes existant consiste à linéariser les équations fluides ou bi-fluides ou de la MHD (Éqs. de la Section 2.4) et ainsi d'obtenir l'opérateur des petits mouvements (cf Annexe V.A). Cette méthode s'applique aux ondes linéaires telles que nous les étudions ici.

Considérons un plasma composé d'électrons ( $T_e, n_e$ ) et d'ions ( $T_i, n_i$ ) soumis à un champ magnétique  $\vec{B}_0$  et à un champ électrique  $\vec{E}_0$ . L'onde plane a une pulsation  $\omega$ <sup>1</sup>, un vecteur d'onde  $\vec{k}$ , un champ magnétique  $\delta\vec{B}$  et un champ électrique  $\delta\vec{E}$ . L'ensemble des ondes pouvant exister dans un plasma est résumé dans le tableau II.1. La nature de l'onde

<sup>1</sup> Par abus de langage, on utilisera indifféremment pulsation ou fréquence

est associée aux mouvements des particules :

- électronique : seuls les électrons sont en mouvement (ondes hautes fréquences) ;
- ionique : les électrons et les ions sont en mouvement (ondes basses fréquences). Les électrons sont non inertiels car ils trouvent immédiatement leur régime d'équilibre. Les ions sont inertiels (pas d'accélération).

Pour chaque onde, on obtient une relation entre la fréquence (périodicité temporelle) et le vecteur d'onde (périodicité spatiale), appelée relation de dispersion. Les relations de dispersion font intervenir des vitesses caractéristiques telles que la vitesse de la lumière  $c$ , la vitesse du son  $v_s = \frac{\gamma_e k_B T_e + k_B T_i}{M}$ , la vitesse thermique électronique  $v_{th} = \frac{k_B T_e}{m_e}$ , la vitesse d'Alfvén  $v_A = \frac{B_0}{\sqrt{\mu_0(m_i n_i + m_e n_e)}}$ , ainsi que les fréquences caractéristiques suivantes : la fréquence plasma  $\omega_p^2 = \frac{n_e q^2}{m_e \epsilon_0}$ , la fréquence cyclotronique électronique ( $\omega_c = \frac{q}{m_e} B_0$ ) et ionique ( $\Omega_c = \frac{q}{m_i} B_0$ ).

Les ondes listées précédemment représentent un ensemble restreint des ondes pouvant exister dans un plasma. Par exemple, il existe des ondes gravitiques faisant intervenir la gravité, des ondes inertielles associées à la force de Coriolis. On peut aussi étudier une grande variété de phénomènes associés à l'existence des ondes comme la stabilité (Rayleigh-Taylor, "kink", "sausage"), l'amortissement (e.g. amortissement Landau), ou les effets non linéaires des ondes.

## Ondes MHD

Nous allons maintenant restreindre l'étude des ondes aux ondes électromagnétiques se propageant dans un plasma homogène infini soumis à un champ magnétique  $\vec{B}_0$  avec une pression cinétique  $p_0$ , une densité  $\rho_0$  et sans gravité. Dans un tel plasma, trois types d'ondes existent : l'onde d'Alfvén, les ondes magnétoacoustiques lentes et rapides. Ces ondes sont appelées les ondes MHD. Les vitesses caractéristiques de ces ondes sont la vitesse d'Alfvén et la vitesse du son.

Le mode d'Alfvén est dû aux forces de tension (vitesse d'Alfvén) et n'est pas associé à des perturbations de pression ou de densité. Les perturbations de vitesse ou de champ magnétique sont transverses à  $\vec{B}_0$  et au vecteur d'onde  $\vec{k}$ . Dans le cas d'un champ magnétique incliné par rapport au vecteur d'onde, les mouvements des ondes d'Alfvén sont perpendiculaires au plan défini par  $\vec{B}_0$  et  $\vec{k}$ . Par contre, ce mode ne se propage pas si  $\vec{B}_0$  et  $\vec{k}$  sont perpendiculaires.

Les modes magnétoacoustiques lent et rapide sont associés à des perturbations de tension (vitesse d'Alfvén) et de pression (vitesse du son). Le mode lent ne se propage pas lorsque  $\vec{B}_0$  et  $\vec{k}$  sont perpendiculaires.

Un développement plus général des ondes MHD est nécessaire pour satisfaire aux conditions solaires. En particulier, il est important de tenir compte des variations de densité et de champ magnétique (plasma non homogène et non isotrope), des ondes existant aux interfaces entre deux plasmas distincts, ou de la gravité. Malheureusement la complexité de ces problèmes oblige à se restreindre à des cas plus simples.

Pour le développement de ce chapitre, nous nous sommes reportés aux ouvrages suivants :

- "Nonlinear Magnetohydrodynamics", Biskamp, D., 1993, Cambridge Monographs on Plasma Physics, Cambridge [England]; New York, NY : Cambridge University Press
- "Physique des plasmas", Delcroix, J.L., Bers, A., 1994, InterÉditions/CNRS Éditions, Paris
- "Solar Magneto-hydrodynamics", Priest, E. R., 1984, Geophysics and Astrophysics Monographs, Dordrecht : Reidel
- "Transport and Energy Conversion in the Heliosphere", 2000, eds. Rozelot, J.P., Klein, L., Vial, J.C., Berlin : Springer





## Chapitre III

# Reconstruction du champ magnétique coronal

### Résumé

*Afin de déterminer la configuration magnétique des structures coronales, nous analysons différents équilibres magnétostatiques d'une région donnée à un instant donné. Trois hypothèses sont développées : le champ potentiel (sans courant), les champs sans-force linéaire (courant uniforme) et non linéaire (courants localisés). Pour ce dernier modèle, le champ magnétique vectoriel mesuré au niveau photosphérique permet d'obtenir la distribution de la densité de courant vertical nécessaire à l'extrapolation dans la couronne. Après avoir précisé les contraintes observationnelles permettant la reconstruction du champ magnétique coronal, les structures modélisées sont présentées (tubes de flux torsadés, cisailés) et identifiées aux structures observées : système de boucles coronales (EIT/SOHO), sigmoïde (SXT/Yohkoh). Dans le cas sans-force non linéaire, l'énergie magnétique est estimée à  $E_m, nlf = 6.4 \cdot 10^{31}$  erg et l'hélicité magnétique relative à  $\Delta H_m = 4.7 \cdot 10^{34} \text{ G}^2 \cdot \text{cm}^4$ . Les valeurs de l'énergie magnétique  $E_m$  et de l'hélicité magnétique relative sont discutées pour les modèles potentiel et sans-force :  $E_m, \text{pot} < E_m, lf < E_m, nlf$ .*

## 1 Mesures et modélisation du champ magnétique de la photosphère à la couronne

Comme nous l'avons vu dans le chapitre d'introduction, le champ magnétique joue un rôle primordial dans l'existence et l'évolution du Soleil. Dans cette partie, nous allons développer les différentes méthodes de mesure du champ magnétique dans l'atmosphère solaire ainsi que les modèles permettant de connaître la géométrie et la topologie du champ magnétique coronal à partir du champ magnétique photosphérique.

### 1.1 Mesures du champ magnétique

Le champ magnétique est, semble-t-il, généré au niveau de la tachocline (Spiegel & Zahn, 1992), interface entre la zone radiative et la zone convective. Les propriétés physiques de ces différentes couches font que l'on ne peut pas accéder de façon directe à leur observation et à la mesure du champ magnétique. Par contre, le champ magnétique solaire peut actuellement être mesuré dans l'atmosphère solaire : photosphère, chromosphère et couronne.

Le champ magnétique se déduit des observations polarimétriques de certaines raies spectrales. Deux effets permettent d'avoir accès aux caractéristiques du champ magnétique : l'effet Zeeman et l'effet Hanle. L'effet Zeeman sépare une raie soumise à un champ magnétique direct en trois composantes polarisées. Les paramètres de Stokes V, U et Q rendent compte de la polarisation circulaire pour V et de la polarisation linéaire pour U et Q (Leroy, 1989). La mesure du paramètre V permet de déduire la composante longitudinale du champ magnétique, alors que U et Q donnent accès aux composantes transverses (perpendiculaires à la ligne de visée) du champ magnétique (Leroy, 1989 ; Sakurai, 1989). L'effet Zeeman est utilisé pour mesurer le champ magnétique principalement dans des raies photosphériques (sensibles à cet effet) comme la raie du Ni I à 6768 Å (utilisée pour MDI) ou la raie du Fe I à 6302 Å (utilisée pour IVM). Les mesures de l'effet Zeeman ont aussi permis de progresser dans l'étude du champ magnétique des protubérances (Bashkirtsev & Mashnich, 1984 ; Leroy et al., 1984). L'effet Hanle tient compte d'une variation locale du champ magnétique due à la diffusion résonnante de certaines raies spectrales, et offre des possibilités de diagnostic du champ magnétique (e. g., Sahal-Brechot et al., 1977). L'effet Hanle affecte principalement la composante Stokes V (polarisation circulaire). Les mesures du champ magnétique ont principalement été effectuées pour des protubérances (e. g. Bommier et al., 1981) ou plus récemment dans la couronne (Raouafi, 2000).

L'instrumentation développée pour mesurer le champ magnétique est donc fondée sur la mesure de la polarisation de raies spectrales : soit par la mesure directe de la séparation Zeeman d'une raie (mesure du champ longitudinal), soit par la mesure des quatre paramètres de Stokes (mesure du champ vectoriel). Cette dernière méthode fournit plus d'informations sur la structure du champ photosphérique et permet aussi de mesurer la distribution de la densité de courant électrique vertical. La difficulté de la mesure du champ magnétique vectoriel réside dans l'observation simultanée des paramètres de Stokes ainsi que dans la sensibilité polarimétrique de l'instrument.

En conclusion, le champ magnétique est actuellement aisément connu au niveau pho-

tosphérique soit par sa composante longitudinale  $B_{LOS}$ , soit par ses trois composantes (une composante longitudinale  $B_{LOS}$  et deux composantes transverses  $B_{Trans}$  et  $B_{Azim}$ ). Actuellement, les magnétographes vectoriels connaissent un essor particulier (THEMIS, SOLIS, Solar-B, ...). Par contre, il est encore difficile d'obtenir le champ magnétique dans la chromosphère ou dans la couronne, malgré les travaux récents utilisant l'effet Hanle dans des raies coronales (Raouafi, 2000), les observations radiométriques (Brosius et al., 2001) ou l'effet Zeeman pour des raies infrarouges (Lin et al., 2000).

## 1.2 Les différents modèles

Afin de pallier le manque d'observations du champ magnétique coronal, une méthode consistant à utiliser les mesures photosphériques pour accéder à la structure du champ magnétique coronal a été développée (Sakurai, 1989) : en supposant que la structure observée est en équilibre magnéto(hydro)statique à l'instant donné, le champ magnétique coronal est alors la solution d'un problème aux conditions aux limites. Différents équilibres peuvent être considérés. Les champs potentiel et sans-force linéaire (cf Chap. II Sec. 3) sont les plus couramment utilisés. Pour le champ potentiel ou sans courant, deux méthodes de calcul sont généralement utilisées : la méthode utilisant des fonctions de Green (e. g. Sakurai, 1982) et le développement en séries de Fourier (Teuber et al., 1977). Pour obtenir une solution unique, des conditions aux limites pertinentes doivent être définies : soit en imposant la valeur aux bords du potentiel associé au champ magnétique (problème de Dirichlet), soit en fixant les dérivées normales aux limites du volume considéré (problème de Neumann). Le champ sans-force linéaire est aussi déterminé en utilisant soit la méthode des fonctions de Green (Chiu & Hilton, 1977 ; Semel, 1988), soit le développement en séries de Fourier (Nakagawa & Raadu, 1972 ; Alissandrakis, 1981). Ce dernier cas est maintenant bien connu et a été appliqué à un grand nombre de régions actives (e. g., van Driel-Gesztelyi et al., 1994 ; Yan & Wang, 1995 ; Schmieder et al., 1996) en utilisant la distribution de la composante longitudinale du champ magnétique photosphérique comme condition aux limites. Certaines contraintes limitent les applications du cas sans-force linéaire aux conditions solaires :

- le choix du paramètre sans-force  $\alpha$  est arbitraire ou est ajusté en fonction des observations ;
- il existe une valeur limite de  $\alpha$  qui fixe une contrainte sur les dimensions de la boîte de calcul : plus la boîte est grande, plus la limite supérieure de  $\alpha$  diminue ;
- si l'on étend la boîte de calcul au demi-espace au-dessus de la photosphère, l'énergie de la configuration est infinie (Amari & Démoulin, 1992).

Ces contraintes ont amené certains auteurs à ne plus utiliser seulement la composante longitudinale du champ magnétique mais soit deux composantes (Hannakam et al., 1984 ; Gary, 1989), soit les trois composantes du champ magnétique (Kress, 1989). Dans ces deux derniers cas se pose alors le problème de l'existence d'une solution (Amari et al., 1997).

Les configurations magnétiques associées aux hypothèses précédentes ne possèdent aucun courant électrique ou bien des courants électriques distribués uniformément alors que les observations (e. g. Gary et al., 1987 ; Hagyard, 1988) mettent en évidence des courants localisés. L'hypothèse de champ sans-force non linéaire tient compte de l'existence de cou-

rants électriques localisés. Pour résoudre le problème non linéaire, plusieurs techniques (principalement numériques) ont été développées (e. g., Nakagawa, 1974; Wu et al., 1990; Cuperman et al., 1990; Cuperman et al., 1991; Démoulin et al., 1992; McClymont & Mikić, 1994; Amari et al., 1997). Les méthodes citées précédemment nécessitent de connaître les trois composantes du champ magnétique au niveau photosphérique.

L'équilibre magnétohydrostatique (équilibre des forces de pression, de Lorentz et de gravité) a aussi été utilisé pour reconstruire le champ magnétique coronal. Les hypothèses d'un champ potentiel ou d'un champ sans-force s'appliquent dans le cas d'un plasma à faible  $\beta$ . Par contre pour des plasma plus denses (par exemple, les protubérances), la pression cinétique n'est plus négligeable, et l'hypothèse du champ magnétohydrostatique se justifie. Pour extrapoler le champ magnétique, il faut définir le champ de gravité dans l'atmosphère solaire (généralement uniforme) et le champ de pression (souvent une pression décroissant exponentiellement avec l'altitude). Cette méthode d'extrapolation a principalement été développée par Low (1991), Low (1992), Aulanier et al. (1998).

### 1.3 Problématique

Des deux paragraphes précédents, nous pouvons conclure que la mesure du champ magnétique dans les structures coronales ne permet pas encore de déduire la géométrie ou la topologie du champ magnétique, alors que la méthode d'extrapolation du champ magnétique photosphérique dans la couronne permet d'avoir de telles informations. L'étude développée ci-dessous utilise les données magnétiques vectorielles afin de reconstruire le champ magnétique coronal suivant l'hypothèse d'un champ sans-force avec un paramètre  $\alpha$  dépendant de la position. Ce modèle permet de tenir compte d'une distribution non-uniforme des courants électriques dans une région active.

## 2 Description de la région active

Dans la suite de ce travail, nous utilisons la région active NOAA 8151 observée en Février 1998 comme fil conducteur. Après avoir détaillé les caractéristiques de la région active qui ont motivé notre choix, nous détaillons l'analyse des données magnétiques photosphériques qui ont permis la reconstruction du champ magnétique dans la couronne.

### 2.1 Les observations

La région active étudiée a la particularité d'avoir été observée par un grand nombre d'instruments : imageurs, spectromètres, magnétographes, coronographes, ... (cf. Annexe A). Dans le tableau III.1, nous détaillons les observations de la région active 8151 réalisées sur plusieurs jours (du 5 au 14 Février 1998). Il est important de noter que les différents instruments fournissent des observations complémentaires à différentes altitudes dans l'atmosphère solaire, en particulier dans la chromosphère et la basse couronne pour la raie  $H\alpha$  ou dans la couronne chaude ( $\sim 2$  MK) pour les rayons X "mous". Dans la section 3, nous détaillerons les caractéristiques de l'ensemble des données magnétiques provenant des instruments MDI, HSP et IVM.

Instrument	Date	Longueurs d'onde	Particularités
MDI	7–14 Février 98		fd, 96 min
IVM	5–12 Février 98		ar, 1/jour
HSP	5–12 Février 98		ar, 1/jour
Meudon	5–14 Février 98		fd
CDS	11 et 12 Février 98	H $\alpha$ 6563 Å OIV 554.51 Å, OV 629.73 Å, MgIX 368.07 Å	contexte durée 10 min
		HeI 522.2 Å, HeI 584.33 Å, OIII 599.59 Å, OIV 554.52 Å, OV 629.73 Å, NeVI 562.83 Å, MgVIII 315.02 Å, MgIX 368.06 Å, FeXIV 334.17 Å, FeXVI 360.76 Å	diagnostic durée 25 min
EIT	5–14 Février 98	HeII 304 Å, FeIX/X 171 Å, FeXII 195 Å, FeXV 284 Å	fd, 1 image/6h
		FeXII 195 Å	fd
	11 Février 98	FeXII 195 Å	ar
SXT	11 et 12 Février 98		fd, ar
LASCO	5–14 Février 98		C1, C2, C3

TAB. III.1 – Liste des observations de la région active 8151 du 5 au 14 Février 1998. fd : images du disque solaire entier ; ar : images dont le champ de vue est réduit à la taille de la région active. (Particularités : cf Annexe A)

La région active est située dans l'hémisphère Sud à une latitude moyenne de 25° comme l'indiquent les images EIT et SXT (cf Fig. III.1). À partir des observations EIT dans la raie du FeXII à 195 Å et SXT en rayons X "mous" (Fig. III.1), nous pouvons en déduire l'environnement coronal de la région : aucune connexion n'existe avec d'autres régions actives (voisines ou transéquatoriales). La région active est donc (magnétiquement) isolée.

## 2.2 Les structures caractéristiques de la région

Le choix de la région active 8151 pour l'extrapolation a été motivé par la présence de structures caractéristiques situées à différentes hauteurs dans l'atmosphère solaire et ayant une nature magnétique différente (géométrie et topologie). Les différentes structures d'intérêt apparaissant dans cette région ont été observées par différents instruments (cf. Fig. III.2) :

MDI : la distribution de la composante longitudinale du champ magnétique est mesurée par le magnétographe MDI. On peut observer la structure dipolaire de la région active avec une polarité négative dominante et une polarité opposée plus diffuse ;

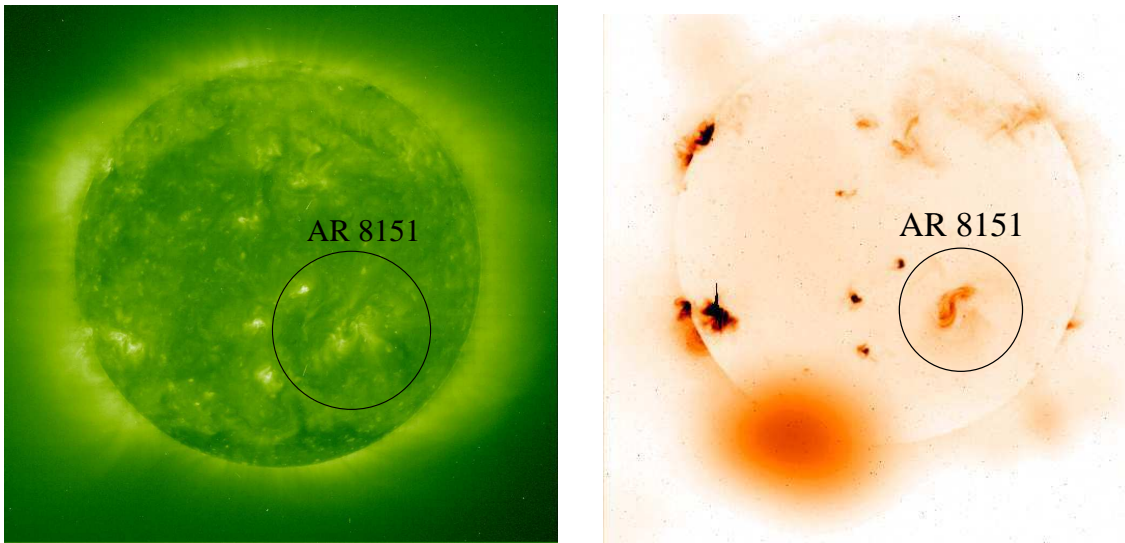


FIG. III.1 – Position et environnement de la région active 8151 (région encerclée) le 11 Février 1998 : image EIT dans la raie FeXII à 195 Å (à gauche) et image SXT en rayons X "mous" (à droite en négatif). On remarque que la région active ne possède pas de connexion avec d'autres régions actives voisines ou de l'autre hémisphère solaire.

$H\alpha$  : l'image  $H\alpha$  fournie par l'Observatoire de Paris-Meudon met en évidence la présence d'un large filament étiré (apparaissant en sombre dans la Fig. III.2 en haut à droite). On notera que le corps du filament est aligné avec la ligne d'inversion de la composante longitudinale du champ magnétique (Fig. III.2 en haut à gauche) ;

EIT : l'image EIT dans la raie du Fe XII à 195 Å permet de visualiser les structures coronales à une température voisine de 1.5 MK. En particulier, on notera la présence d'un système de boucles coronales reliant les deux polarités de la région active ;

SXT : les structures coronales observables en rayons X "mous" ont une température de l'ordre de 2 MK. L'image SXT (Fig. III.2 en bas à droite) met en évidence la présence d'une structure en forme "S" appelée sigmoïde. On peut aussi remarquer que le corps (partie centrale) du sigmoïde est aligné avec la ligne d'inversion de la composante longitudinale du champ magnétique (Fig. III.2 en haut à gauche).

À l'aide des méthodes de reconstruction, nous allons nous efforcer de déterminer la structure magnétique tridimensionnelle du filament, du système de boucles coronales et du sigmoïde à partir de la distribution du champ magnétique au niveau photosphérique.

### 2.3 L'évolution temporelle de la région

Il est intéressant d'utiliser le grand nombre d'observations obtenues pour cette région active afin d'étudier l'évolution temporelle des différentes structures caractéristiques et ainsi de décrire l'implication de ces structures dans le phénomène éruptif (Régnier et al., 1999a). L'éruption du filament se déroule le 12 Février à 13:51 UT et est suivie d'une

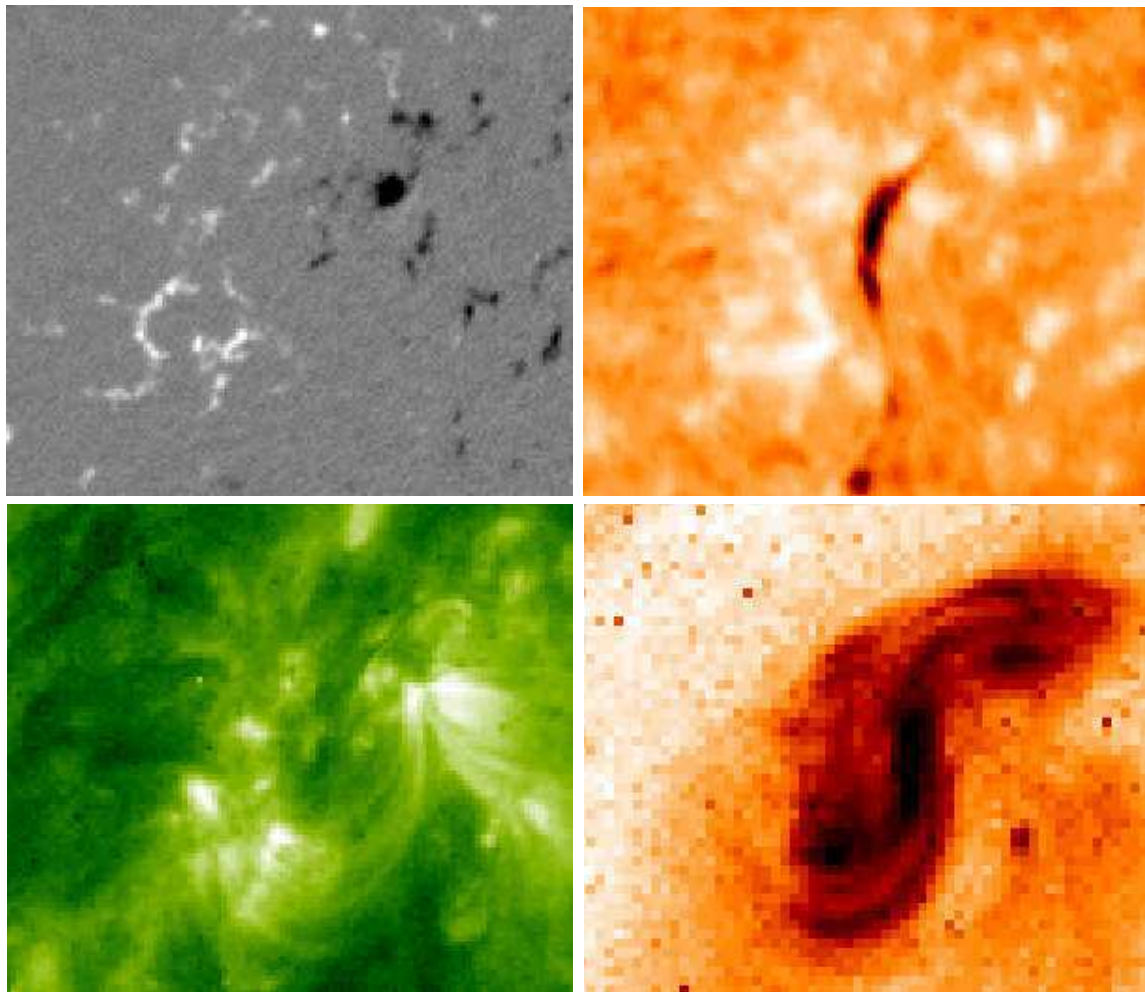


FIG. III.2 – Description de la région active 8151 observée le 11 Février 1998 (champ de vue de  $300'' \times 300''$ ). En haut à gauche : distribution du champ magnétique longitudinal (MDI) ; en haut à droite : filament (Obs. Paris-Meudon) ; en bas à gauche : système de boucles coronales (EIT) ; en bas à droite : sigmoïde (SXT).

Éjection de Masse Coronale (CME).

### Évolution du champ magnétique

Nous étudions l'évolution temporelle de la composante longitudinale du champ magnétique photosphérique mesurée par MDI (Fig. III.3). La tache négative a un diamètre d'environ  $40''$ . Les variations des dimensions de la tache sont principalement dues à des effets de projection : l'image du 10 Février (Fig. III.3 à gauche) est proche du méridien central, les autres images se rapprochant du bord Ouest. Par contre, on peut noter les changements dans la distribution du champ magnétique de la polarité positive. La réorganisation



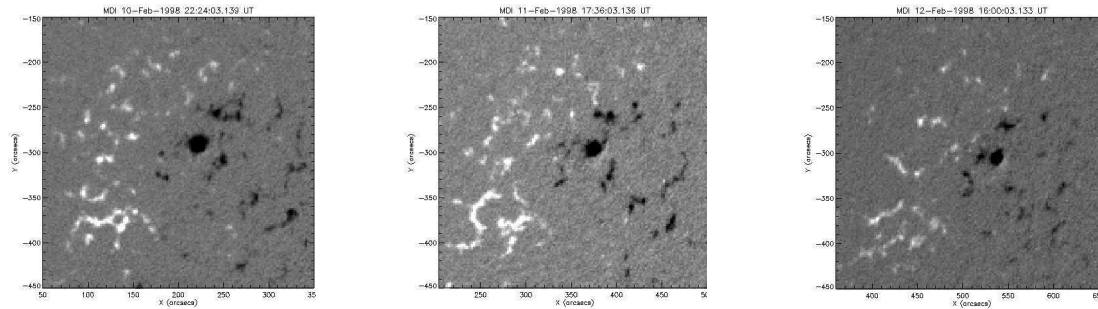


FIG. III.3 – Évolution temporelle de la distribution du champ magnétique longitudinal entre le 10 et le 12 Février 1998 : à gauche le 10 Février à 22:24 UT ; au centre le 11 Février à 17:36 UT ; à droite le 12 Février à 16:00 UT. Champ de vue de  $300'' \times 300''$ .

du champ magnétique (changements topologiques) peut s'effectuer lors d'un phénomène éruptif ou lors de l'émergence (ou la disparition) d'un tube de flux. Dans notre cas comme seule une polarité est affectée par les variations de distribution du champ magnétique, on peut supposer que ce phénomène est lié à des événements éruptifs. Entre le 11 et le 12 Février, nous avons observé une éruption de filament accompagnée d'une CME lente, alors qu'entre le 10 et le 11 Février, aucun phénomène éruptif n'a été observé (manque d'observation, faible éruption ou phénomène rapide non observable).

### Évolution du filament

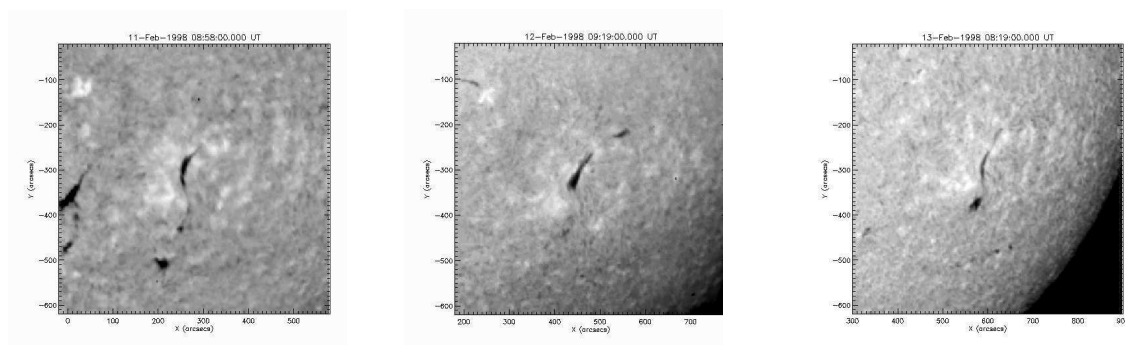


FIG. III.4 – Évolution temporelle du filament : à gauche le 11 Février à 08:58 UT ; au centre le 12 Février à 09:19 UT ; à droite le 13 Février à 08:19 UT. Champ de vue de  $600'' \times 600''$ .

Le filament est observé dans la raie  $H\alpha$  à  $6563 \text{ \AA}$  (Obs. de Paris-Meudon) comme une structure sombre. Le 11 Février, le filament apparaît comme une structure allongée ( $\sim 90''$  pour le corps du filament) suivant l'axe Nord-Sud et large ( $\sim 10''$ ). Puis le filament se scinde en deux parties (Fig. III.4 au centre) avec une longueur et une largeur équivalentes

à celles données précédemment avant de devenir plus mince et plus effilé (Fig. III.4 à droite).

### Évolution des structures coronales

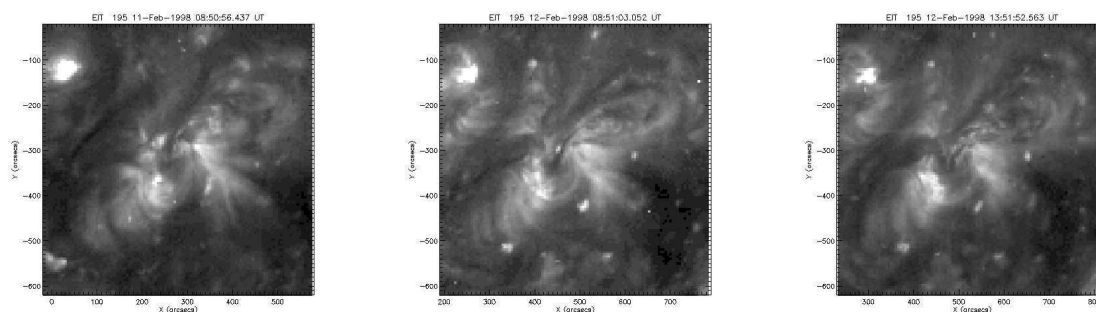


FIG. III.5 – Évolution temporelle du système de boucles coronales et du canal de filament observés par EIT dans la raie du FeXII à 195 Å : à gauche le 11 Février à 08:50 UT ; au centre le 12 Février à 08:51 UT ; à droite le 12 Février à 13:51 UT. Champ de vue de  $600'' \times 600''$ .

Dans ce paragraphe, nous étudions uniquement les structures coronales observées par EIT dans la raie du FeXII à 195 Å. La partie principale du système de boucles coronales (reliant les deux polarités) évolue peu pendant la phase pré-éruptive et persiste après l'éruption. Par contre, on peut observer le développement de boucles dans le quart supérieur droit des images de la Fig. III.5. Ce nouveau système de boucles guide l'éruption du filament. Sur la Fig. III.5, on observe l'assombrissement du canal du filament situé au centre du système de boucles principales. Le filament s'élève dans la couronne avant l'éruption ( $\sim 5$  heures avant). D'autre part, aucun embrillancement EUV (souvent appelé "flare") n'est observé avec EIT dans l'instant entourant l'éruption du filament.

Les données CDS utilisant la raie de l'OV à 554.5 Å permettent de visualiser la position des pieds du système de boucles coronales comme des zones brillantes. Le champ de vue restreint ( $120'' \times 120''$ ) ne contient que la polarité négative. On observe qu'avant l'éruption les pieds des boucles sont séparés en deux, alors qu'après l'éruption un seul système de pieds de boucles peut être distingué. Deux explications sont alors envisageables :

- soit les deux systèmes se sont rapprochés et ne peuvent plus être résolus par l'instrument (résolution spatiale de  $2''$ ). Par conséquent, l'éruption du filament n'entraînerait pas de changement dans la topologie du champ magnétique du système de boucles ;
- soit le phénomène d'éruption a provoqué un changement dans la topologie du champ magnétique de façon à ce qu'un seul système de boucles persiste.

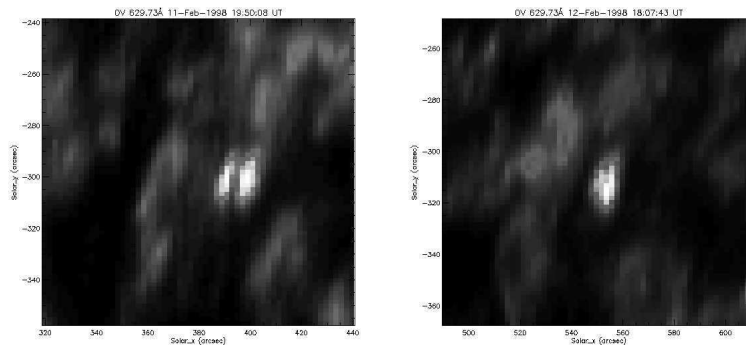


FIG. III.6 – Évolution des pieds des boucles (régions brillantes) observés par CDS dans la raie de l'OV à 554 Å. À gauche : le 11 Février à 19:50 UT (avant l'éruption). À droite : le 12 Février à 18:07 UT (après l'éruption). Champ de vue de  $120'' \times 120''$ .

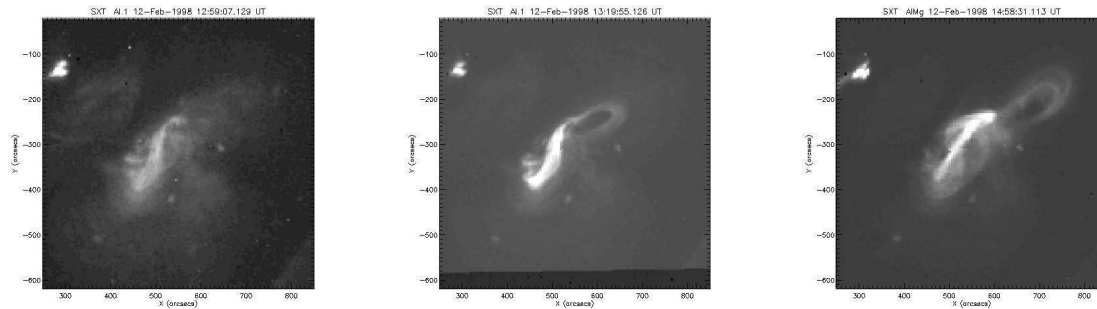


FIG. III.7 – Évolution temporelle du sigmoïde observé en rayons X "mous" : à gauche le 12 Février à 12:59 UT ; au centre le 12 Février à 13:19 UT ; à droite le 12 Février à 14:58 UT. Champ de vue de  $600'' \times 600''$ .

### Évolution du sigmoïde

La structure sigmoïdale est observée en rayons X "mous" par l'instrument SXT/Yohkoh (Fig. III.7) ainsi que dans la raie du FeXVI à 360 Å par CDS/SOHO (Fig. III.8). On observe clairement la structure une heure avant l'éruption (Fig. III.7). Ensuite, on suit l'évolution de cette structure et aussi celle des boucles situées dans le quart supérieur droit des images (Fig. III.7). La vitesse d'expansion de ces boucles observées par SXT est estimée entre  $10\text{--}30 \text{ km.s}^{-1}$  (Maltby, 1998). Ce résultat est en accord avec l'étude réalisée par Uchida et al. (1992) : un système de boucles coronales a été observé par SXT s'élevant continuellement dans la couronne avec une vitesse de l'ordre de quelques dizaines de  $\text{km.s}^{-1}$  (aucun "flare" n'étant associé à cet événement).

Après l'éruption du filament, on observe la disparition de la structure sigmoïdale qui laisse place à une structure apparemment plus "rectiligne" (Fig. III.7 à droite et Fig. III.8 en bas à gauche). Finalement, cette structure disparaît (Fig. III.8 en bas à droite) quelques heures après le phénomène éruptif ( $\sim 8$  heures).

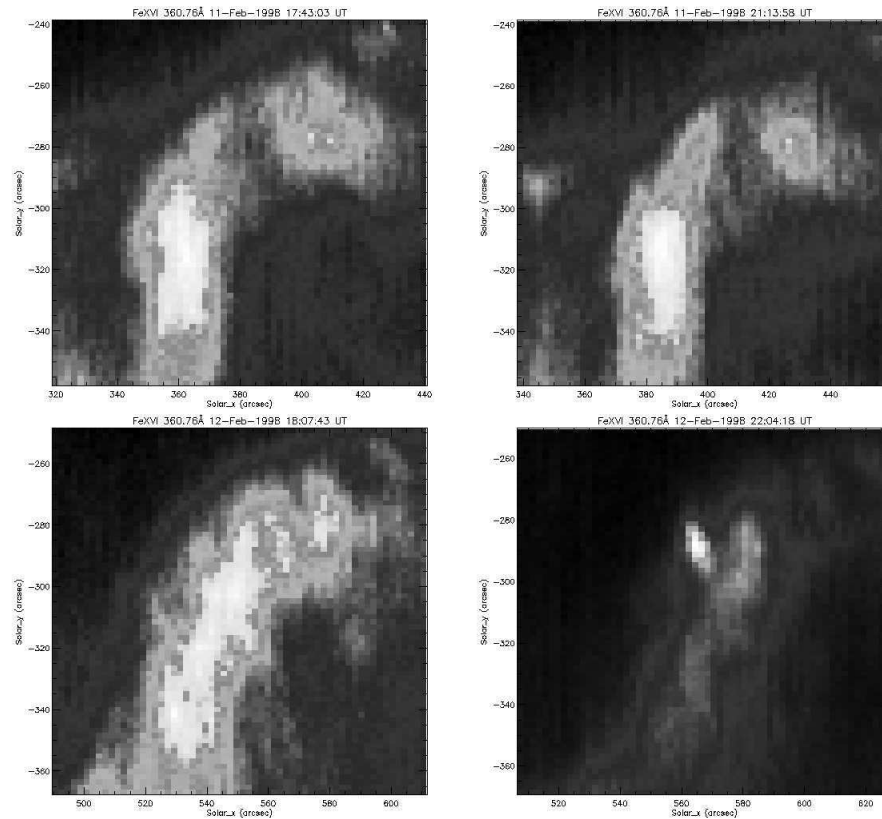


FIG. III.8 – Évolution du sigmoïde observé par CDS dans la raie du FeXVI à 360 Å : le 11 Février à 17:43 UT (en haut à gauche), le 11 Février à 21:14 UT (en haut à droite), le 12 Février à 18:07 UT (en bas à gauche), et le 12 Février à 22:04 UT (en bas à droite). Champ de vue de  $120'' \times 120''$ .

### Développement de la CME

À l'aide des images EIT (Fig. III.5) et SXT (Fig. III.7), nous avons visualisé les effets de l'éruption du filament sur les structures coronales (le système de boucles et le sigmoïde). Avec le coronographe LASCO, nous pouvons étudier le comportement de la couronne lointaine ( $> 1.5 R_{\odot}$ ). Pour ce faire, nous soustrayons deux images consécutives afin de mettre en évidence les déplacements de matière entre 1.5 et  $6 R_{\odot}$  (coronographe C2). Comme les observations ont été effectuées en période de minimum d'activité solaire, la matière transportée lors de la CME se situe proche de l'équateur solaire (à cette altitude dans la couronne).

La vitesse du déplacement de la matière dans le plan du ciel est estimée à  $280 \text{ km.s}^{-1}$  ( $\pm 20 \text{ km.s}^{-1}$ ), c'est-à-dire une vitesse approchée  $v = 540 \text{ km.s}^{-1}$  si l'on suppose que l'éruption est dans la direction radiale au niveau de la basse couronne. Suivant l'étude statistique de Gosling et al. (1976), une vitesse inférieure à  $600 \text{ km.s}^{-1}$  est caractéristique d'une CME associée à une éruption du filament (et non à un "flare"). On notera que  $v$  est inférieure

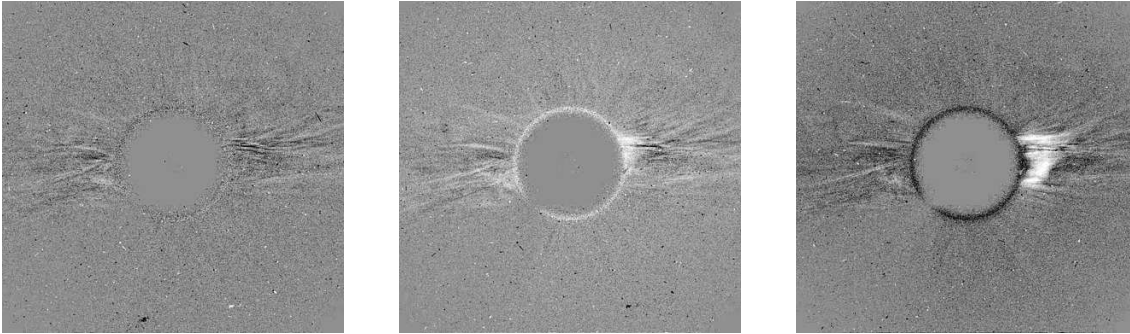


FIG. III.9 – Développement de la CME observée le 12 Février 1998. Série de différences d’images LASCO C2 : entre 13:30 et 13:55 UT à gauche, entre 13:55 et 14:27 UT au centre, entre 14:27 et 14:55 UT à droite. Entre deux temps  $t_0$  et  $t_1$ , la matière apparaissant au temps  $t_1$  (resp.  $t_0$ ) est représentée en blanc (resp. en noir).

à la vitesse de libération solaire ( $v_\infty = 618 \text{ km.s}^{-1}$ ) et que cela peut en partie expliquer le fait que le filament est encore présent ou se reforme au même endroit après l’éruption (cf Fig. III.4 à droite).

## 2.4 Conclusions

En conclusion, la région active 8151 observée en Février 1998 a été choisie pour les raisons suivantes :

- le grand nombre d’instruments ayant observé simultanément la région active, en particulier les magnétographes vectoriels ;
- les structures magnétiques caractéristiques de la région : une distribution du champ magnétique photosphérique relativement simple, la présence d’un filament, d’un système de boucles coronales et d’un sigmoïde ;
- l’éruption du filament associée à une CME lente.

## 3 Analyse des données magnétiques

Dans cette partie, nous détaillons les données magnétiques obtenues par le magnétographe MDI et les magnétographes vectoriels HSP et IVM. En particulier, on insistera sur les critères qui rendent ce jeu de données utilisable pour la reconstruction du champ magnétique coronal dans l’hypothèse d’un champ magnétique sans-force non linéaire.

### 3.1 Champ magnétique longitudinal : MDI

Nous avons déjà détaillé la structure du champ magnétique de la région active 8151 observée par MDI (Fig. III.2 en haut à gauche et Fig. III.3). Pour cette région active, on rappelle que la distribution de la composante longitudinale du champ magnétique au niveau de la photosphère est dipolaire avec une polarité négative dominante (très

concentrée) et une polarité opposée plus diffuse. On notera que la résolution spatiale des magnétogrammes MDI est de  $2.8''$  pour les données utilisées ici, et que la précision sur la mesure du champ magnétique est d'environ 20 G (Scherrer et al., 1995).

Pour pouvoir comparer les données magnétiques obtenues par les différents instruments, nous devons transformer la composante longitudinale du champ magnétique observée par MDI en composante verticale. Pour cela, nous devons considérer que le champ magnétique est uniquement radial, c'est-à-dire que la composante verticale est égale à

$$B_z = \frac{B_{LOS}}{\sin\theta \cos\phi \, d\theta \, d\phi} \quad (\text{III.1})$$

où  $B_{LOS}$  est la composante longitudinale (suivant la ligne de visée),  $\theta$  est la colatitute ( $[0^\circ, 180^\circ]$ ),  $\phi$  est la longitude à partir du centre du disque ( $[-90^\circ, 90^\circ]$ ),  $d\theta \, d\phi$  est la surface du pixel associé au  $B_{LOS}$  mesuré.

### 3.2 Champ magnétique vectoriel : HSP et IVM

#### Présentation des données

Comme nous l'avons fait remarquer dans la section 1, la mesure du champ magnétique vectoriel apporte des informations supplémentaires sur la nature du champ magnétique photosphérique que nous allons exploiter dans cette partie.

Les données utilisées contiennent principalement les trois composantes du champ magnétique, c'est-à-dire la composante longitudinale  $B_{LOS}$  (suivant la ligne de visée), la composante transverse  $B_{Trans}$  et la composante azimutale  $B_{Azim}$ . La composante transverse et la composante azimutale sont contenues dans le plan perpendiculaire à la composante longitudinale. La composante azimutale est définie à  $180^\circ$  près. Pour lever cette ambiguïté, la méthode détaillée par Canfield et al. (1993) a été utilisée :

- le calcul du champ potentiel (e.g. Sakurai, 1982) permet de choisir l'orientation du champ magnétique transverse qui servira de point de départ aux étapes suivantes. Pour éliminer les effets de projection, les données sont transformées dans un système de coordonnées héliographiques (Venkatakrishnan et al., 1988) ce qui implique que les composantes longitudinale et transverses sont remplacées par les composantes horizontales et verticale ;
- sachant que dans les régions actives les courants électriques sont importants, le champ potentiel n'est pas adapté. Le champ sans-force linéaire est donc calculé (e.g. Gary, 1989) avec une valeur du paramètre  $\alpha$  qui rend compte des non-potentialités découvertes à l'étape précédente et qui est calculée à partir des données par une méthode des moindres carrés (Leka & Skumanich, 1999). L'orientation du champ transverse est alors celle qui est la plus cohérente avec un champ sans-force ;
- l'étape suivante est de minimiser l'angle entre des vecteurs voisins (Aly, 1989), c'est-à-dire qu'il n'existe pas de changement brutal de la direction du champ magnétique photosphérique. Cela a pour effet de minimiser les forts gradients apparaissant dans la composante azimutale ainsi que les courants électriques ;

- pour les régions de fort champ magnétique et avec un degré élevé de cisaillement, l'orientation du champ magnétique est choisie à partir de la minimisation de la divergence de  $\vec{B}$  ;
- enfin pour les valeurs du champ magnétique en-dessous du niveau de bruit, la minimisation du courant électrique permet de choisir l'orientation du champ azimutal. Ce calcul supprime la plupart des courants électriques exagérément élevés lorsque la mesure du champ transverse n'est pas assez précise ( $\mu_0 \vec{j} = \text{rot}(\vec{B})$ ).

Ainsi nous obtenons les trois composantes de champ magnétique en coordonnées héliographiques : la composante verticale  $B_z$ , et les deux composantes transverses  $B_x$  et  $B_y$  dans le plan de la photosphère. Nous pouvons en déduire la distribution de la densité du courant électrique vertical  $J_z$  au niveau photosphérique :

$$J_z = \frac{1}{\mu_0} [\text{rot}(\vec{B})]_z = \frac{1}{\mu_0} \left( \frac{\partial B_y}{\partial x} - \frac{\partial B_x}{\partial y} \right), \quad (\text{III.2})$$

ainsi que, dans l'hypothèse du champ sans-force, le paramètre  $\alpha$  défini comme suit :

$$\alpha = \frac{J_z}{B_z} \quad (\text{III.3})$$

Pratiquement pour obtenir des valeurs consistantes, nous devons fixer une valeur limite du champ magnétique transverse au-dessus de laquelle les valeurs de  $J_z$  ne seront pas exagérément surestimées par le calcul des dérivées (Éq. III.2), ainsi qu'une valeur limite de la composante verticale pour le calcul de  $\alpha$ . Ces deux quantités,  $J_z$  et  $\alpha$ , peuvent donc être calculées dans le plan photosphérique à partir des observations de  $B_x$ ,  $B_y$  et  $B_z$  (Régnier & Amari, 2001).

Nous allons maintenant analyser les données magnétiques obtenues par les magnétographes vectoriels HSP et IVM (Mees Solar Observatory, Hawaï).

### Données HSP

Après la transformation en coordonnées héliographiques et la résolution de l'ambiguïté à  $180^\circ$  existant sur la composante azimutale, nous pouvons analyser les trois composantes cartésiennes du champ magnétique. La structure du champ photosphérique (Fig. III.10), obtenue le 11 Février 1998 à 19:47 UT, est représentée par la distribution de la composante verticale ( $B_z > 0$  en clair,  $B_z < 0$  en sombre), et par les flèches symbolisant le champ transverse. La longueur des flèches est associée au module du champ transverse  $\sqrt{B_x^2 + B_y^2}$  et la direction est donnée par  $\arctan(\frac{B_y}{B_x})$  (le sens des flèches étant déduit de la résolution de l'ambiguïté). Le champ de vue est de  $113'' \times 113''$  avec une résolution spatiale de  $2.8''$ . On note la présence de la polarité négative (cf Fig. III.2 en haut à gauche) alors que la polarité positive diffuse est absente. Malgré cela le flux magnétique traversant la surface photosphérique est presque équilibré : le flux magnétique est de  $3.6 \cdot 10^{22}$  Mx pour le champ positif et de  $4.6 \cdot 10^{22}$  Mx pour la polarité négative, c'est-à-dire une différence de flux magnétique d'environ 25%. Les valeurs minimales, maximales et moyennes (résumées dans le tableau III.11 à gauche) mettent en évidence les différences entre les valeurs positives et négatives de la composante verticale du champ.

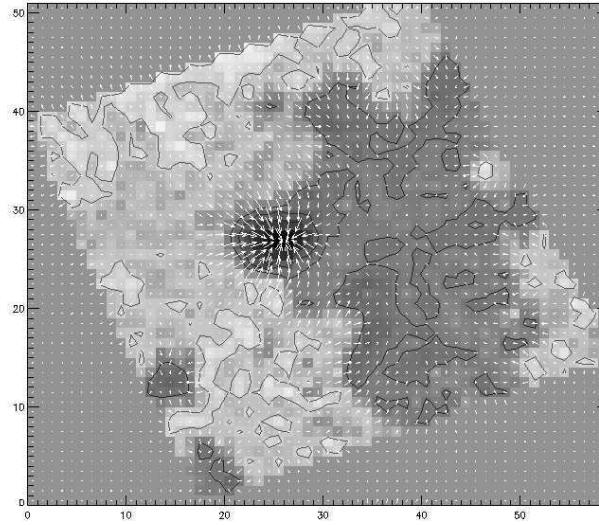


FIG. III.10 – Champ magnétique vectoriel de la région active 8151 observé par HSP le 11 Février 1998 à 19:47 UT. L'image représente la composante verticale  $B_z$  (positif en clair, négatif en sombre), les composantes transverse sont représentées par les flèches : la longueur est donnée par  $\sqrt{B_x^2 + B_y^2}$  et la direction par  $\arctan(\frac{B_y}{B_x})$ . Le champ de vue est de  $113'' \times 113''$  ( $59\text{px} \times 51\text{px}$ ).

Pour calculer la distribution de la densité de courant vertical (Fig. III.11 à droite), nous avons arbitrairement fixé une valeur limite de 50 G pour le champ transverse et de 50 G pour le champ vertical. Les valeurs de  $J_z$  sont relativement faibles et les valeurs les plus élevées sont principalement localisées le long de la ligne d'inversion de la composante verticale du champ magnétique (ligne blanche apparaissant sur la Fig. III.11 à droite). La distribution de courant est donc bruitée par des fortes valeurs de  $J_z$  apparaissant aux endroits où il existe de forts gradients de courants. Malgré cela, des courants positifs et négatifs existent dans la polarité négative dominante.

### Données IVM

Les données magnétiques obtenues par IVM le 11 Février à 17:35 UT couvrent un champ de vue de  $281'' \times 281''$  avec une résolution spatiale de  $1.1''$ . Les trois composantes  $B_{LOS}$ ,  $B_{Trans}$ ,  $B_{Azim}$  ainsi que l'image du continuum (Fig. III.12) mettent en évidence la concentration du flux magnétique (polarité négative) ainsi que la présence d'un champ transverse très intense dans la tache solaire. On peut déjà noter la présence de la polarité positive diffuse absente des données HSP (Fig. III.10).

Après la transformation en coordonnées héliographiques et la résolution de l'ambiguïté de  $180^\circ$ , nous obtenons les trois composantes cartésiennes  $B_x$ ,  $B_y$  et  $B_z$  (Fig. III.13) du champ magnétique photosphérique. Les valeurs caractéristiques du champ magnétique sont résumées dans le tableau III.2. On note que les valeurs du champ transverse sont



	valeur min.	valeur max.	valeur moy.
$B_x$ (G)	-290.0	389.7	149.3
$B_y$ (G)	-334.5	339.6	50.3
$B_z$ (G)	-1100.7	173.2	95.4
$J_z$ (mA.m <sup>-2</sup> )	-11.3	12.2	2.1

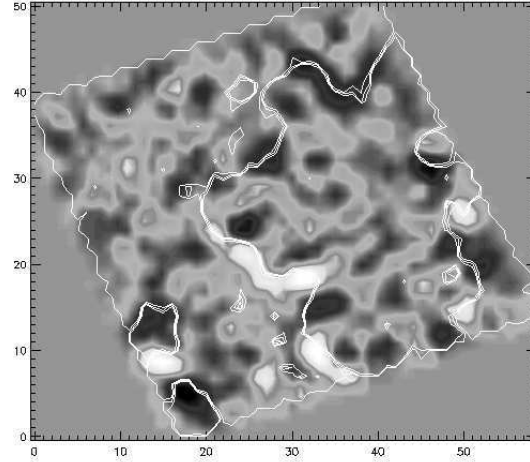


FIG. III.11 – Tableau : Valeurs caractéristiques du champ magnétique vectoriel et de la densité de courant électrique vertical calculées à partir des observations HSP. Figure : Distribution de la densité de courant vertical ( $J_z > 0$  en clair,  $J_z < 0$  en sombre), la ligne blanche représente la ligne d'inversion du champ magnétique vertical.

de l'ordre de 800 G dans la polarité négative, c'est-à-dire un grand écart à la nature potentielle de la configuration magnétique (Canfield et al., 1993). Afin d'éliminer les effets de bord dus au cache de l'instrument ainsi que les valeurs nulles du champ apparaissant après la transformation en coordonnées héliographiques, nous avons défini une surface de  $160'' \times 140''$  contenant les deux polarités de la région active (cadre noir apparaissant sur la composante  $B_z$  de la Fig. III.13). Malheureusement lorsque l'on compare la distribution du champ magnétique longitudinal observé par MDI (Fig. III.2 en haut à droite) avec le champ magnétique vertical d'IVM (Fig. III.13), on remarque qu'une partie de la polarité positive n'est pas présente dans le cadre sélectionné. Par conséquent, nous avons créé une image composite de  $B_z$  à partir du champ IVM sélectionné entouré par l'image MDI. Pour les composantes transverses, on complète l'image à l'aide de valeurs nulles : cela revient à remplacer le champ magnétique manquant par un champ potentiel ( $B_{Trans} = B_{Azim} = 0 \Rightarrow \alpha = 0$ ). À partir de cette image composite (Fig. III.14 à gauche), on peut en déduire le flux magnétique traversant la surface photosphérique : les flux magnétiques pour la polarité positive  $\phi_+$  et pour la polarité négative  $\phi_-$  sont similaires  $\phi_+ \sim \phi_- \sim 3.2 \cdot 10^{22}$  Mx.

	valeur minimale	valeur maximale	valeur moyenne
$B_x$ (G)	-755	885	18
$B_y$ (G)	-545	820	28
$B_z$ (G)	-1470	420	28
$J_z$ (mA.m <sup>-2</sup> )	-30	50	3

TAB. III.2 – Valeurs caractéristiques du champ magnétique vectoriel et de la densité de courant électrique vertical calculées à partir des observations IVM.

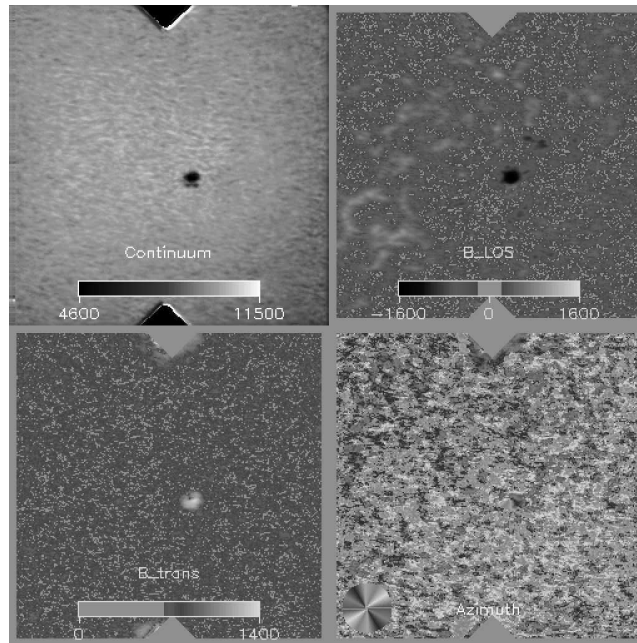


FIG. III.12 – Observations IVM de la région active 8151 le 11 Février 1998 à 17:35 UT : image du continu (en haut à gauche), les trois composantes du champ magnétique  $B_{LOS}$  (en haut à droite),  $B_{Trans}$  (en bas à gauche) et  $B_{Azim}$  (en bas à droite).

Pour le calcul de la densité de courant vertical et la distribution de  $\alpha$ , nous imposons une valeur limite sur les composantes du champ transverse de 200 G ( $|B_x|, |B_y| > 200 \text{ G}$ ) et sur la composante verticale de 50 G ( $|B_z| > 50 \text{ G}$ ). Pour déterminer ces valeurs, nous nous sommes reportés à l'étude statistique du paramètre  $\alpha$  réalisée par Leka & Skumanich (1999). La densité de courant ainsi calculée (Fig. III.14 à droite) met en évidence de forts courants positifs (en blanc) et négatifs (en noir) pour la polarité négative ( $|J_z| \sim 30 \text{ mA.m}^{-2}$ ). Alors que pour la polarité positive, la distribution des courants est plus aléatoire.

Le paramètre  $\alpha$  est calculé à partir de la distribution du champ magnétique vertical (Fig. III.14 à gauche) et de la densité de courant vertical (Fig. III.14 à droite). Les valeurs de  $\alpha$  sont comprises entre -1 et  $1 \text{ Mm}^{-1}$ . Sur la Fig. III.15 à gauche, on note la présence de fortes valeurs de  $\alpha$  localisées aux endroits où le champ magnétique vertical est le plus élevé. Pour étudier plus précisément la distribution du paramètre  $\alpha$ , nous traçons les histogrammes de  $\alpha$  (Fig. III.15 à droite) pour la polarité négative, pour la polarité positive et pour la totalité de la région active. La valeur moyenne de  $\alpha$  est de  $2.18 \cdot 10^{-3} \text{ Mm}^{-1}$  pour la polarité négative,  $0.18 \text{ Mm}^{-1}$  pour la polarité positive et de  $0.12 \text{ Mm}^{-1}$  pour la région active. On note que la valeur moyenne de  $\alpha$  est positive. Ce résultat est en accord avec l'étude statistique de Pevtsov et al. (1995) concluant que  $\sim 70\%$  des régions actives situées dans l'hémisphère sud possèdent une valeur moyenne de  $\alpha$  positive. Dans cette étude, 90% des régions actives étudiées appartiennent au même cycle d'activité solaire

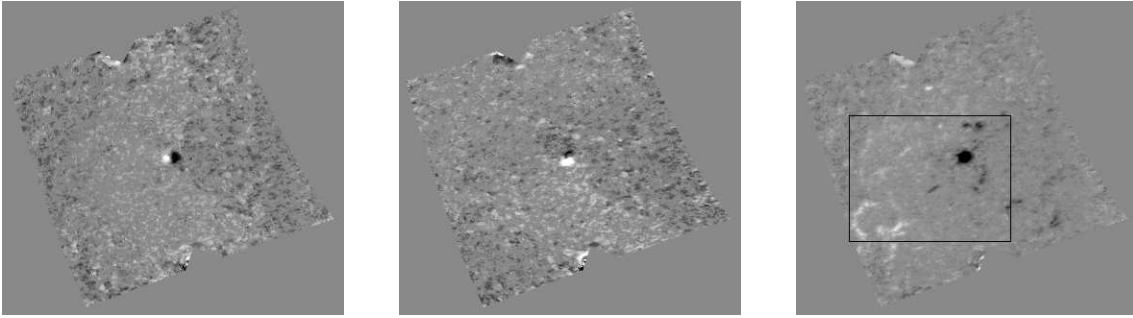


FIG. III.13 – Les composantes  $B_x$ ,  $B_y$  et  $B_z$  du champ magnétique vectoriel après la transformation en coordonnées héliographiques et la résolution de l’ambiguïté de  $180^\circ$ . Le cadre noir définit la région sélectionnée pour la construction de l’image composite.

(cycle 22) que la région active 8151. Suivant les travaux de Leka (1999), la valeur absolue de  $\alpha$  pour cette région active est élevée et caractérise l’importance de la torsion dans la configuration magnétique. La valeur absolue de  $\alpha$  pour la polarité négative est très faible. En fait, cette valeur moyenne cache des valeurs positives et négatives élevées de  $\alpha$  et donc du courant  $J_z$ . Par conséquent, il existe des courants de retour associés à des mouvements de matière dans des sens opposés.

### 3.3 Préparation des données pour l’extrapolation

Dans la Ssection précédente, nous avons analysé les données magnétiques. En particulier à partir de chaque magnétogramme vectoriel, nous produisons la distribution de la composante verticale du champ magnétique et la distribution de  $\alpha$ . Ces quantités sont des quantités photosphériques. Pour l’extrapolation du champ magnétique photosphérique dans la couronne, nous avons besoin de ces deux quantités. Pour déterminer si un magnétogramme est utilisable pour l’extrapolation, nous définissons plusieurs critères :

- la totalité de la région active doit être dans le champ de vue de l’instrument ;
- le champ magnétique transverse doit être au-dessus du niveau de bruit de l’instrument pour obtenir une distribution de courant électrique acceptable ;
- le flux magnétique à travers la surface photosphérique doit être équilibré entre les deux polarités ;
- la région active doit être magnétiquement isolée. À partir des images coronales, on peut visualiser les connexions avec d’autres régions actives.

Pour ces raisons, nous avons jugé que les données IVM étaient les plus adaptées pour la reconstruction du champ magnétique coronal de la région active 8151.

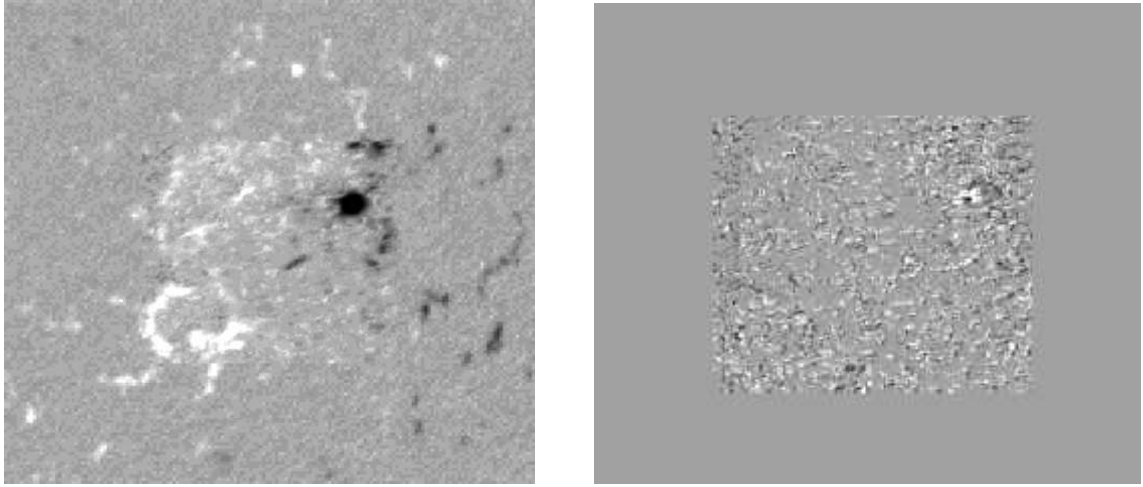


FIG. III.14 – Distribution de la composante verticale du champ magnétique (à gauche) : image composite IVM et MDI; distribution de la densité de courant vertical (positif en blanc, négatif en noir).

## 4 Champ magnétique sans-force non linéaire

### 4.1 Méthode

Les équations décrivant l'équilibre du champ magnétique coronal dans l'hypothèse d'un champ sans-force non linéaire sont les suivantes :

$$\vec{rot}(\vec{B}) = \alpha(\vec{r}) \vec{B}, \quad (\text{III.4})$$

$$\text{div}(\vec{B}) = 0. \quad (\text{III.5})$$

De ces équations, nous pouvons en déduire que  $\alpha$  est constant le long d'une ligne de champ :

$$\vec{B} \cdot \vec{\nabla} \alpha(\vec{r}) = 0. \quad (\text{III.6})$$

Dans ces équations non linéaires,  $\alpha(\vec{r})$  et  $\vec{B}$  sont les inconnues. Ce système d'équations doit être complété par un jeu de conditions aux limites sur la surface  $\partial\Omega$  limitant le demi-espace  $\Omega$  ( $z > 0$ ). En 1958, Grad & Rubin ont développé un schéma numérique permettant de séparer le problème non linéaire en une série de problèmes linéaires (Aly, 1989 ; Amari et al., 1997) :

$$\vec{B}^{(n)} \cdot \vec{\nabla} \alpha^{(n)} = 0 \quad \text{dans } \Omega, \quad (\text{III.7})$$

$$\alpha^{(n)}|_{\partial\Omega^+} = h, \quad (\text{III.8})$$

$$\vec{rot}(\vec{B}^{(n+1)}) = \alpha^{(n)} \vec{B}^{(n)} \quad \text{dans } \Omega, \quad (\text{III.9})$$

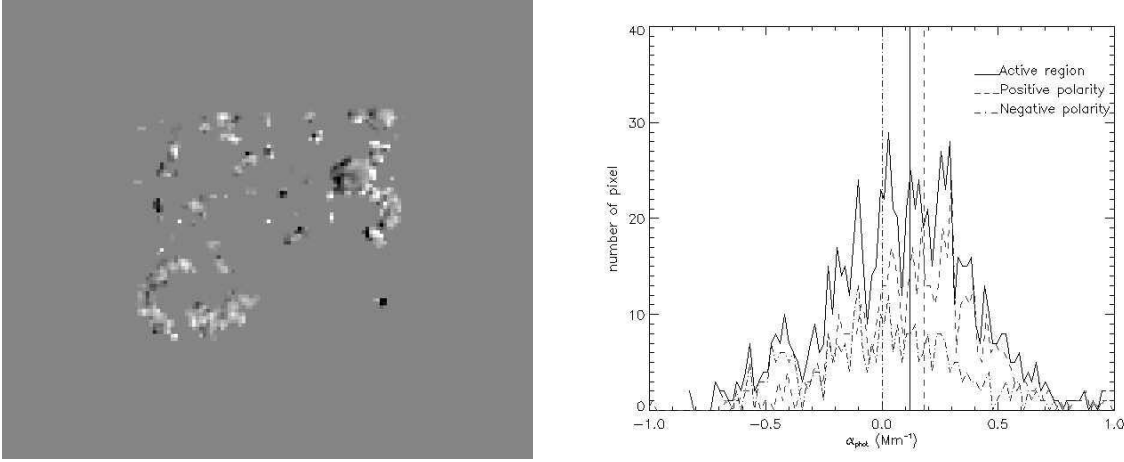


FIG. III.15 – À gauche : distribution du paramètre  $\alpha$  (valeurs positives en clair, valeurs négatives en sombre; à droite : histogrammes des valeurs de  $\alpha$  pour la polarité négative (pointillés-tirets), pour la polarité positive (tirets) et pour la région active entière (trait plein).

$$\operatorname{div}(\vec{B}^{(n+1)}) = 0 \quad \text{dans } \Omega, \quad (\text{III.10})$$

$$B_z^{(n+1)}|_{\partial\Omega} = g, \quad (\text{III.11})$$

$$\lim_{|\vec{r}| \rightarrow \infty} |\vec{B}^{(n+1)}| = 0. \quad (\text{III.12})$$

Dans ce système d'équations,  $\partial\Omega^+$  est la partie de  $\partial\Omega$  pour laquelle  $B_n > 0$ ;  $g$  et  $h$  sont des fonctions régulières. Considérons le champ magnétique potentiel  $\vec{B}_0 = \vec{B}^{(0)}$  permettant de déterminer  $g$ . Les équations III.7–III.8 (resp. III.9–III.12) forment un système d'équations de structure hyperbolique (resp. elliptique). À partir de  $\vec{B}_0$ , on peut résoudre successivement la séquence d'équations (Éqs. III.7–III.12). Amari et al. (1997) ont développé cette méthode de Grad-Rubin en choisissant une représentation à l'aide du potentiel vecteur  $\vec{A}$  associé à  $\vec{B}$  :  $\vec{B} = \vec{rot}(\vec{A})$ . Comme la détermination de  $\vec{A}$  n'est pas unique, il faut d'abord définir des conditions de jauge telles que

$$\operatorname{div}(\vec{A}) = 0 \quad \text{dans } \Omega, \quad (\text{III.13})$$

$$\operatorname{div}_t(\vec{A}_t) = 0 \quad \text{sur } \partial\Omega \quad (\text{III.14})$$

où l'indice t se réfère à la trace de l'opérateur ou au champ sur la surface limite  $\partial\Omega$  de  $\Omega$ . À partir de la composante normale de  $\vec{B}$  ( $B_n = g$ ), on peut calculer  $\vec{A}_t$  :

$$\vec{A}_t = g \vec{rad}_\perp(\chi) \quad \text{sur } \partial\Omega \quad (\text{III.15})$$

avec  $\chi$  solution du problème aux conditions aux limites suivant :

$$-\Delta\chi = g \quad \text{sur } \partial\Omega, \quad (\text{III.16})$$

$$\chi = 0 \quad \text{ou} \quad \partial_n\chi = 0 \quad \text{sur } \partial\Omega. \quad (\text{III.17})$$

La condition de jauge imposée au potentiel vecteur dans le volume  $\Omega$  permet de réécrire le système d'équations elliptiques pour  $\vec{B}^{(n)}$  en fonction du potentiel vecteur  $\vec{A}^{(n)}$  :

$$-\Delta\vec{A}^{(n+1)} = \alpha^{(n)} \text{rot}(\vec{A}^{(n)}) \quad \text{dans } \Omega, \quad (\text{III.18})$$

$$\vec{A}_t^{(n+1)} = \text{grad}_\perp\chi \quad \text{sur } \partial\Omega, \quad (\text{III.19})$$

$$\partial_n\vec{A}_n^{(n+1)} = 0 \quad \text{sur } \partial\Omega. \quad (\text{III.20})$$

Cette méthode est la base de code XTRAPOL pour la reconstruction du champ magnétique coronal suivant l'hypothèse du champ sans-force non linéaire. En pratique, on utilise la distribution de la composante verticale du champ magnétique et la distribution du paramètre  $\alpha$  au niveau de la photosphère pour effectuer la reconstruction. À partir de  $B_z$ , on calcule d'abord le champ potentiel dans un volume fini. On injecte progressivement la valeur calculée de  $\alpha$  en divisant en  $N$  étapes d'injection : la valeur 0 correspond au cas potentiel ( $\alpha = 0$ ), la valeur  $N$  est associée à la valeur de  $\alpha$  mesurée au niveau de la photosphère. Pour chaque étape, on résoud le problème posé par Grad-Rubin (cf Éqs III.7–III.12).

En d'autres termes, à chaque injection de courant électrique (équivalent à l'injection de  $\alpha$ ) dans la configuration magnétique, la méthode de Grad-Rubin permet de déterminer un nouvel équilibre du champ sans-force non linéaire. On répète ce calcul jusqu'à ce que le courant électrique mesuré au niveau de la photosphère soit totalement injecté dans la configuration.

Le calcul s'effectue pour un volume  $\Omega$  fini ce qui modifie la condition asymptotique (Éq. III.12) en imposant que le champ normal aux surfaces limitant le volume (différentes de la surface photosphérique) est nul :

$$B_n = 0 \quad \text{sur } \partial\Omega_{np} \quad (\text{III.21})$$

avec  $\partial\Omega_{np}$  représentant les surfaces limitant le volume  $\Omega$  et différentes de la surface photosphérique. Par conséquent, aucune ligne de champ ne peut entrer ou sortir de la boîte de calcul.

D'autre part, nous utilisons un maillage non uniforme à 3 dimensions. Pour ce faire, nous définissons principalement la grille dans le plan photosphérique à l'aide de  $B_z$  (Fig. III.16) en tenant compte des variations du flux magnétique photosphérique : plus le flux magnétique est élevé, plus le pas de grille est petit (dans la limite de la résolution spatiale de l'instrument). L'évolution du pas de grille se fait de façon continue.

De plus, nous calculons l'énergie magnétique de la configuration donnée par

$$E_m = \int_{\Omega} \frac{B^2}{2\mu_0} dV \quad (\text{III.22})$$

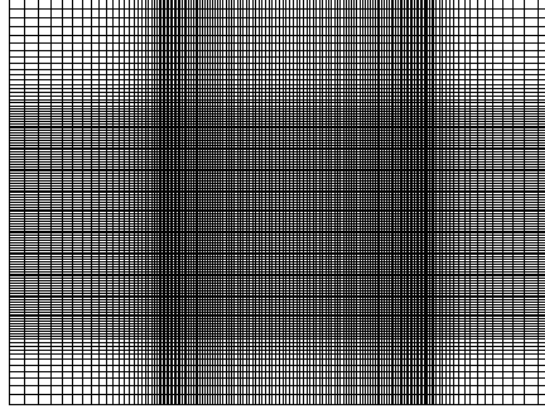


FIG. III.16 – Grille non uniforme dans le plan photosphérique (directions x et y) utilisée pour le calcul du champ sans force non linéaire de la région active 8151. L'évolution des pas de grille est continue.

ainsi que l'hélicité magnétique relativement au champ potentiel donnée par

$$\Delta H_m = \int_{\Omega} (\vec{A} - \vec{A}_0) \cdot (\vec{B} + \vec{B}_0) dV \quad (\text{III.23})$$

où  $\vec{B}_0$  et  $\vec{A}_0$  caractérisent le champ potentiel. La condition III.21 impose que l'intégrale de surface est nulle (cf Chap. II Sect. 3) sur les surfaces limitant le volume à l'exclusion de la surface photosphérique. Sur le bord photosphérique, le terme de surface n'est pas exactement nul mais tend vers zéro lorsque le champ magnétique tend vers 0 vers les bords de la surface (comme si on considérait cette surface comme un plan avec le champ magnétique s'annulant à l'infini).

## 4.2 Reconstruction de la région active 8151

Nous allons appliquer cette méthode numérique à la région active 8151. Les conditions aux limites sont la composante verticale du champ magnétique photosphérique (image composite IVM+MDI, Fig. III.14 à gauche) et la distribution du paramètre  $\alpha$  (Fig. III.15 à gauche) ainsi que l'annulation des composantes du champ magnétique normales aux surfaces de la boîte de calcul (différentes de la surface photosphérique).

Pour calculer le champ sans-force non linéaire de la région active 8151, nous avons utilisé une grille de  $148 \times 128 \times 80$  noeuds (Fig. III.16). Le nombre d'injections de courant dans la configuration est  $N = 20$  avec, pour chaque  $N$ , quatre itérations de Grad-Rubin. À chaque étape, nous calculons l'énergie magnétique et l'hélicité magnétique relative dans la volume  $V$  défini par la boîte de calcul. L'énergie potentielle (ou énergie du champ potentiel)  $E_{pot}$  est l'énergie minimale que peut avoir la configuration magnétique ( $N = 0$ ) :  $E_{pot} \sim 3.8 \cdot 10^{31} \text{ erg}$ . Pour chaque injection de courant, l'énergie augmente et, après les itérations de Grad-Rubin, on obtient un nouvel état d'équilibre qui apparaît lorsque l'énergie reste

constante ou commence à diminuer. Effectivement, si l'on augmente le nombre d'itérations de Grad-Rubin, l'énergie magnétique oscille et converge vers une valeur unique. Dans notre cas, on remarque que quatre itérations de Grad-Rubin sont suffisantes pour définir un nouvel équilibre. L'erreur commise sur la valeur de l'énergie lorsque le nombre de Grad-Rubin est faible est très petite par comparaison aux erreurs associées à la mesure du champ transverse.

Après avoir injecté tout le courant dans la configuration, nous remarquons que les critères de convergence énoncés précédemment ne sont toujours satisfaits. L'analyse des variations de l'énergie magnétique et de l'hélicité magnétique relative (c'est-à-dire la possibilité d'obtenir un nouvel équilibre), nous permet de choisir l'itération  $N = 12$  pour déterminer la configuration magnétique de la région active 8151. Pour cette itération, nous obtenons un nouvel équilibre et l'hélicité magnétique relative se stabilise après quatre itérations de Grad-Rubin. Pour des itérations supérieures, l'hélicité relative augmente de façon exponentielle sans se stabiliser. Pour le champ sans-force non linéaire (indiqué *nlff*) de la région active 8151, l'énergie magnétique est :

$$E_{nlff} = 6.4 \cdot 10^{31} \text{ erg}, \quad (\text{III.24})$$

et l'hélicité magnétique relative est :

$$\Delta H_{m, nlff} = 4.7 \cdot 10^{34} \text{ G}^2 \cdot \text{cm}^4 \quad (\text{III.25})$$

Le rapport de  $E_{nlff}$  et de  $E_{pot}$  est de 1.68, c'est-à-dire que l'énergie du champ sans-force non linéaire est de  $\sim 70\%$  supérieure à l'énergie du champ potentiel.

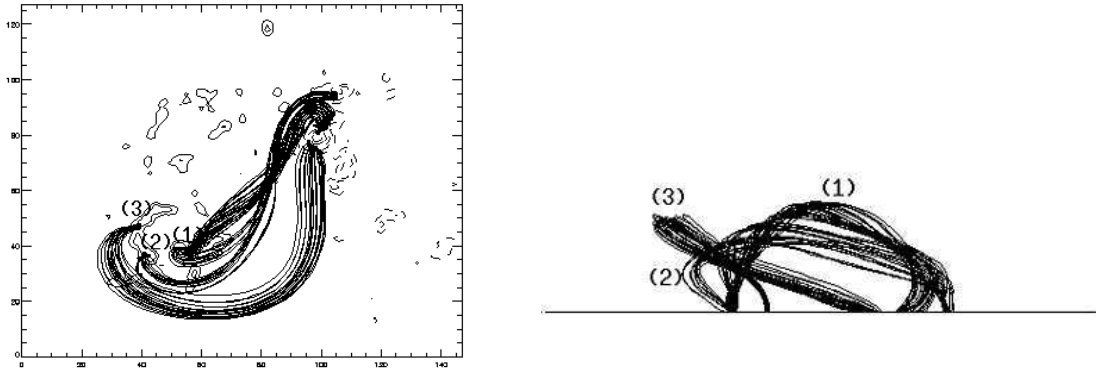


FIG. III.17 – Tubes de flux caractéristiques de la région active 8151 dans l'hypothèse d'un champ sans-force non linéaire : vue de dessus (à gauche), vue de côté (à droite). Les contours en traits pleins (resp. traits pointillés) représentent les valeurs positives (resp. négatives) du champ magnétique.

Après le calcul, nous obtenons les trois composantes  $B_x$ ,  $B_y$  et  $B_z$  du champ magnétique dans le volume  $V$ . Par conséquent, nous pouvons tracer les lignes de champ caractéristiques



de la région active :

$$\frac{dx}{B_x} = \frac{dy}{B_y} = \frac{dz}{B_z} . \quad (\text{III.26})$$

Bien évidemment, les lignes de champ remplissent le volume V. Nous avons sélectionné 3 séries de lignes de champ formant 3 tubes de flux magnétiques distincts et avec des caractéristiques géométriques et topologiques différentes (Fig. III.17). Les 3 tubes de flux ont les caractéristiques suivantes :

- tube (1) : tube de flux fortement torsadé comme le montre la Figure III.18. En valeur absolue, le champ magnétique aux pieds est de l'ordre de 200 G.  $\alpha$  étant positif, on en déduit que le courant électrique est dans le même sens que le champ magnétique. La hauteur du tube (1) est estimée à 60 Mm ;
- tube (2) : long tube de flux faiblement torsadé. À la différence du tube (1), la torsion du tube de flux est faible. Le champ magnétique aux pieds est d'environ 70 G.  $\alpha$  est négatif et, par conséquent, le courant électrique est dans le sens opposé au champ magnétique. La hauteur du tube (2) est estimée à 40 Mm ;
- tube (3) : tube de flux quasi-potentiel. Les lignes de champ composant ce tube de flux sont parallèles ce qui ressemble à un tube de flux obtenu par un calcul de champ potentiel. La différence est que ce tube a un cisaillement très fort (angle entre le tube de flux et la ligne d'inversion du champ vertical inférieur à  $90^\circ$ ). Le champ magnétique aux pieds du tube de flux est de l'ordre de 150 G. Le paramètre  $\alpha$  est négatif ce qui implique un courant électrique dans le sens opposé au champ magnétique. La hauteur du tube (3) est estimée à 60 Mm.

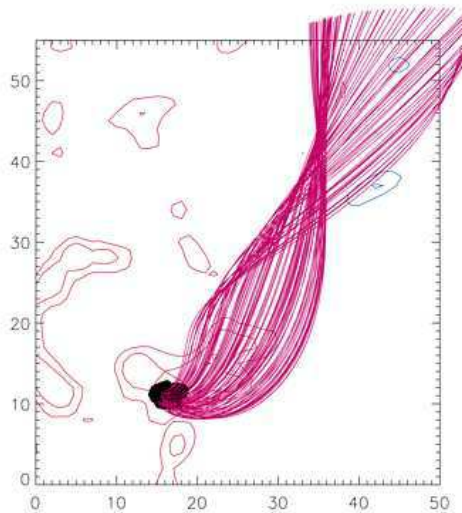


FIG. III.18 – Visualisation d'une partie du tube de flux (1) pour mettre en évidence la torsion des lignes de champ.

La configuration magnétique obtenue en considérant un champ sans-force non linéaire

permet d'aboutir à une grande diversité de structures : des tubes de flux fortement cisailés et/ou torsadés, des échelles de hauteurs différentes. Par ailleurs, on ne peut rien conclure concernant la valeur de l'énergie magnétique et le fait de ne pas observer de "flare". Pour ce faire, il faudrait connaître l'énergie après l'éruption du filament pour évaluer la proportion d'énergie magnétique dissipée lors de l'éruption.

## 5 Comparaison avec les modèles potentiel et sans-force linéaire

### 5.1 Méthodes de reconstruction potentielle et sans-force linéaire

Il est intéressant de comparer les résultats obtenus en utilisant le champ sans-force non linéaire avec les configurations magnétiques obtenues pour le champ potentiel et pour le champ sans-force linéaire.

La détermination du champ magnétique potentiel se fait à l'aide d'une méthode scalaire utilisant le potentiel  $\psi$  associé à  $\vec{B}$  et solution de l'équation de Laplace  $\Delta\psi = 0$ . Les conditions aux limites sont uniquement la distribution du champ magnétique vertical au niveau photosphérique et les conditions de champ fermé imposées par  $B_n = 0$  aux surfaces de la boîte de calcul différentes de la surface photosphérique.

Pour le calcul du champ sans-force linéaire, nous avons utilisé le schéma de Grad-Rubin (détaillé pour le cas sans-force non linéaire) avec une valeur de  $\alpha$  constante dans tout le volume  $V$ . Les conditions aux limites sont identiques au cas potentiel. Par contre, il faut déterminer une valeur de  $\alpha$ . Deux méthodes sont généralement utilisées pour estimer le paramètre  $\alpha$  : la confrontation avec les observations, ou la valeur moyenne de  $\alpha$ . On peut estimer la valeur de  $\alpha$  en testant successivement plusieurs valeurs et en comparant avec les observations. On obtient alors soit une seule valeur de  $\alpha$  associée à une structure observée (e.g., Yurchyshyn et al., 2000), soit plusieurs valeurs pour différents systèmes de boucles (e.g., Schmieder et al., 1996). Cette méthode est très dépendante des observations et en particulier ne tient pas compte des effets de projection. La seconde méthode consiste à calculer une valeur moyenne de  $\alpha$  à partir des données magnétiques vectorielles (e. g, Leka & Skumanich, 1999). Comme nous l'avons déjà remarqué dans la Section 3.2, les valeurs du paramètre  $\alpha$  sont comprises entre  $-1 \text{ Mm}^{-1}$  et  $1 \text{ Mm}^{-1}$ . Il est donc difficile de choisir une valeur moyenne de  $\alpha$ . Par exemple si l'on choisit  $\alpha$  égal à sa valeur moyenne dans la polarité négative ( $2.18 \cdot 10^{-3} \text{ Mm}^{-1}$ ), on obtiendra une configuration magnétique proche de celle du cas potentiel ( $\alpha$  très petit) alors que cette valeur moyenne proche de zéro masque de fortes valeurs positives et négatives de  $\alpha$ . Par conséquent, nous avons décidé de choisir  $\alpha$  à partir de l'hélicité magnétique relative en suivant l'hypothèse de Taylor (1974) : le champ sans-force linéaire est un minimum d'énergie pour la configuration magnétique sans-force utilisant les mêmes conditions aux limites – l'hélicité magnétique étant une constante (cf Chap. II Sect. 3.2). Cela implique que nous ayons choisi la constante  $\alpha$  de façon à ce que l'hélicité relative du champ sans-force linéaire  $\Delta H_{m, lff}$  soit égale à celle du champ sans-force non linéaire  $\Delta H_{m, nlf}$  :

$$\Delta H_{m, lff} = \Delta H_{m, nlf} = 4.7 \cdot 10^{34} \text{ G}^2 \cdot \text{cm}^4 \quad (\text{III.27})$$

La valeur de  $\alpha$  associée à cette valeur de l'hélicité relative est  $\alpha = 7.63 \cdot 10^{-2} \text{ Mm}^{-1}$ .

## 5.2 Comparaison entre le champ sans-force non linéaire et les autres modèles

Pour les 3 modèles, nous avons utilisé la même boîte de calcul de  $148 \times 128 \times 80$  noeuds. La comparaison entre les différents modèles s'effectue pour 3 tubes de flux ayant les mêmes points d'ancrage dans la polarité positive. On peut ainsi visualiser les modifications géométriques et topologiques dans les 3 modèles (cf. Fig. III.19).

Pour le cas potentiel, on peut noter que les tubes de flux représentés sont des ensembles de lignes de champ parallèles. Aucune torsion des lignes de champ et aucun cisaillement des tubes de flux n'apparaissent dans la configuration magnétique. Pour le tube (3), les lignes de champ non fermées sont simplement dues à une limitation du tracé des lignes de champ liée aussi à la hauteur du tube de flux. La hauteur des tubes (2) et (3) est proche de la limite de la boîte de calcul ( $\sim 120 \text{ Mm}$ ). La hauteur du tube (1) est d'environ  $70 \text{ Mm}$ . L'énergie magnétique  $E_{pot}$  du champ potentiel dans le volume  $V$  est :

$$E_{pot} = 3.8 \cdot 10^{31} \text{ erg} . \quad (\text{III.28})$$

Pour le cas sans-force linéaire, les tubes de flux sont relativement larges et les points d'ancrage au niveau photosphérique ont été modifiés par rapport au cas potentiel. La hauteur du tube (3) est  $\sim 120 \text{ Mm}$ , celle du tube (2) de  $70 \text{ Mm}$  et celle du tube (1) de  $40 \text{ Mm}$ . Le cisaillement des tubes est important. Par contre dans les 3 tubes représentés, aucun tube de flux torsadé n'a pu être mis en évidence. L'énergie magnétique  $E_{lff}$  pour le champ sans-force linéaire est :

$$E_{lff} = 4.3 \cdot 10^{31} \text{ erg} \quad (\text{III.29})$$

En comparant les 3 modèles, on peut remarquer le changement et l'évolution des pieds des lignes de champ : les tubes (2) et (3) ont des points d'ancrage photosphérique complètement différents pour chaque modèle, le tube (1) a un point d'ancrage dans la polarité négative à peu près similaire pour les cas sans-force linéaire et non linéaire. La largeur des tubes de flux évolue également : plus le courant électrique circulant dans un tube de flux augmente, plus la section du tube de flux diminue. Cela implique, pour un tube de flux conservant la même longueur ou les mêmes points d'ancrage (cas du tube (1)), l'augmentation du module du champ magnétique et de la densité dans le tube de flux subissant une compression transverse (Priest, 1984).

## 6 Analyse du champ sans-force non linéaire

### 6.1 Observations-Champ sans-force non linéaire

Dans l'introduction à ce chapitre, nous avons précisé que l'un des objectifs de la reconstruction était de mettre en évidence les structures magnétiques observées dans la couronne. Pour ce faire, nous allons comparer les observations obtenues par SXT et EIT avec les tubes de flux reconstruits suivant l'hypothèse sans-force non linéaire :

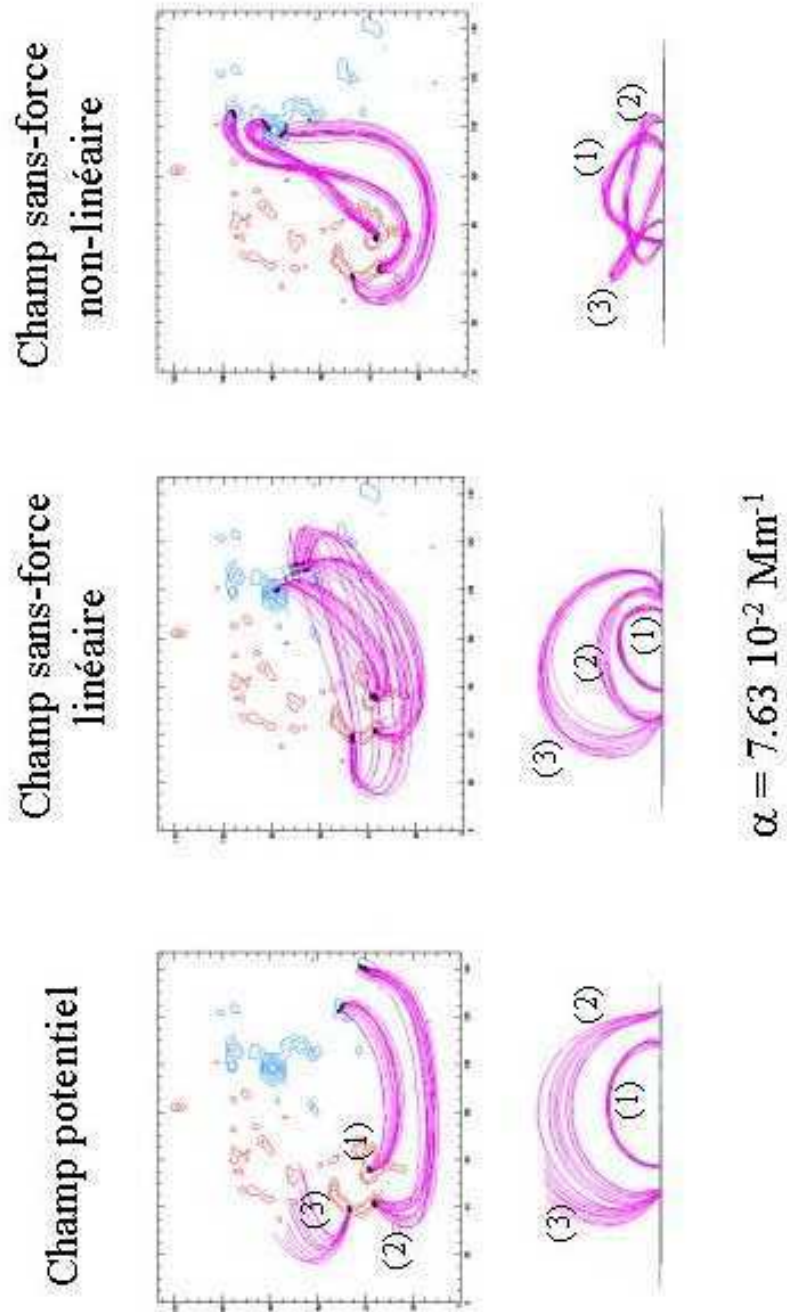


FIG. III.19 – Comparaison entre les modèles de champ potentiel (à gauche), de champ sans-force linéaire (au centre) et non linéaire (à droite). Pour les 3 modèles, les 3 tubes de flux sélectionnés ont *les mêmes pieds dans la polarité positive*. On note les différences de topologie et de géométrie (hauteur des lignes de champ) entre les modèles.

SXT-champ non-linéaire : en comparant l'image de la couronne en rayons X "mous" (Fig. III.2 en bas à droite) et les tubes de flux associés au champ sans-force non linéaire (Fig. III.17), nous en déduisons une bonne corrélation entre les deux tubes de flux torsadés (1) et (2) avec la structure sigmoïdale. La hauteur de cette structure est donc estimée entre 40 et 60 Mm ;

EIT-champ non-linéaire : le système de boucles coronales observable dans l'image EIT à 195 Å (Fig. III.2 en bas à gauche) peut être identifié au tube de flux quasi-potentiel (3). La hauteur de ce tube de flux est d'environ 60 Mm.

Par conséquent, en reconstruisant le champ magnétique coronal à partir des données magnétiques photosphériques, nous avons pu identifier les principales structures magnétiques de la région active 8151 en utilisant l'hypothèse d'un champ sans-force non linéaire.

## 6.2 Influence de la résolution spatiale

Afin d'étudier l'influence de la définition de la grille sur la structure du champ reconstruit, nous avons procédé au calcul du champ sans-force non linéaire pour un nombre de noeuds réduit d'un facteur 8. La nouvelle grille a donc  $74 \times 64 \times 40$  noeuds. Pour le calcul, nous avons choisi  $N = 4$  et un nombre d'itérations de Grad-Rubin de 20.

Pour déterminer la configuration magnétique de la région active, nous avons choisi l'équilibre obtenu après trois itérations ( $N = 3$ ) puisque l'itération suivante ne possède pas d'équilibre. L'énergie magnétique est alors estimée à :

$$E_{m,nlff} = 9.4 \cdot 10^{31} \text{ erg} \quad (\text{III.30})$$

et l'hélicité magnétique relative est de :

$$\Delta H = 7.9 \cdot 10^{34} \text{ G}^2 \cdot \text{cm}^4 . \quad (\text{III.31})$$

Pour le cas du champ potentiel, l'énergie de la configuration magnétique est de :

$$E_{m,pot} = 5.5 \cdot 10^{31} \text{ erg} \quad (\text{III.32})$$

Nous comparons maintenant les tubes de flux obtenus pour la grille de  $148 \times 128 \times 80$  noeuds (Fig. III.17) et pour la grille  $74 \times 64 \times 40$  noeuds (Fig. III.20) dans le cas d'un champ potentiel et sans-force non linéaire. Nous avons toujours représenté les tubes de flux (1), (2) et (3) avec les mêmes points d'ancrage dans la polarité positive. Dans le cas potentiel, les tubes de flux ont une topologie semblable : mêmes pieds des lignes de champ au niveau photosphérique. Par contre dans le cas sans-force non linéaire, les connexions sont différentes pour les tubes de flux (2) et (3) tout en conservant l'information de torsion et de cisaillement du tubes, et elles sont semblables pour le tube (1).

La diminution de la taille de la grille de calcul possède l'avantage de réduire le temps de calcul. Dans le cas présenté, les informations de torsion et de cisaillement des tubes de flux sont conservées malgré la modification des pieds des lignes de champ et, l'énergie magnétique et l'hélicité magnétique relative ont des valeurs plus élevées que pour des distributions du champ magnétique et des courants mieux résolus. La diminution des dimensions de la grille a pour effet de modifier la résolution de la distribution des courants électriques au niveau photosphérique :

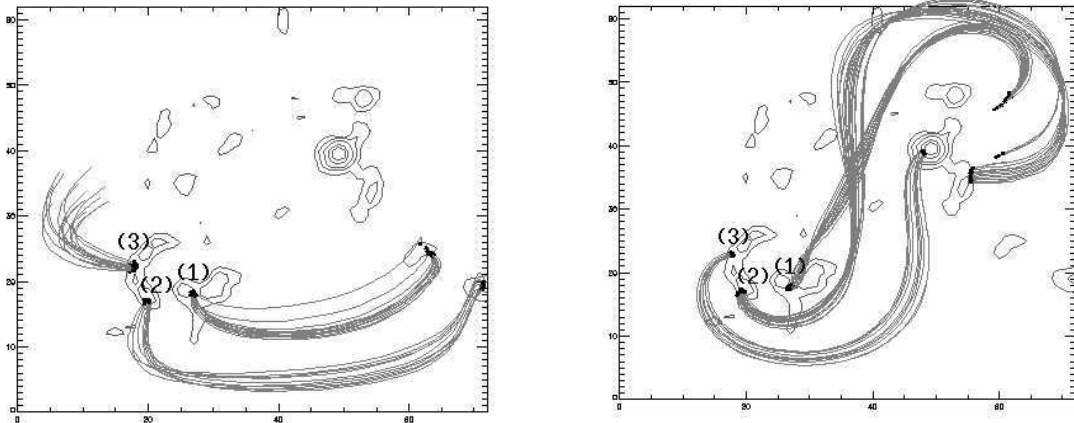


FIG. III.20 – Tubes de flux (1), (2) et (3) dans le cas d'une grille réduite d'un facteur 8 pour le champ potentiel (à gauche) et pour le champ sans-force non linéaire (à droite)

- si la distribution des courants est presque uniforme, la diminution de la grille ne modifiera que très peu la configuration magnétique ;
- si la distribution des courants possède des fortes valeurs localisées, ces dernières vont être supprimées et, par conséquent les tubes de flux fortement torsadés ou cisailés disparaîtront ;
- si la distribution des courants possède de fortes valeurs réparties sur une surface importante (c'est le cas étudié), les courants vont être lissés mais en gardant les mêmes variations. La topologie et la géométrie seront alors peu modifiées.

Les valeurs de l'énergie magnétique et l'hélicité magnétique relative peuvent être plus ou moins élevées en fonction de la répartition des valeurs du courant.

### 6.3 HSP-IVM

Jusqu'à maintenant, nous nous sommes intéressés uniquement aux données IVM pour les raisons évoquées dans la Section 3.2. Dans cette partie, nous allons reconstruire le champ magnétique de la région active 8151 à l'aide des données HSP. On rappelle que ces données (cf Sect. 3.2) ne contiennent pas la totalité de la région active mais uniquement la polarité négative dominante. De plus le flux magnétique traversant la surface photosphérique est équilibré à 25% près.

La reconstruction du champ coronal à partir des données photosphériques (Figs. III.10 et III.11) est effectuée suivant l'hypothèse du champ sans-force non linéaire en utilisant une grille de  $67 \times 59 \times 60$  noeuds. Nous avons choisi de faire 4 itérations de Grad-Rubin pour chaque injection de courant ( $N = 20$ ). Les variations de l'énergie magnétique et de l'hélicité magnétique relative montrent que, pour chaque valeur de  $N$ , on peut trouver un nouvel état d'équilibre : l'énergie magnétique se stabilise pour chaque valeur de  $N$ . Par

contre, la variation globale de l'énergie est très faible :

$$E_{m, pot} = 8.78 \cdot 10^{31} \text{ erg} \quad (\text{III.33})$$

pour le champ potentiel et

$$E_{m, nlf} = 8.81 \cdot 10^{31} \text{ erg} \quad (\text{III.34})$$

pour le champ sans-force non linéaire ( $N = 20$ ). Cette faible variation s'explique par le fait que le courant électrique injecté dans la configuration magnétique est très faible ( $\sim 12 \text{ mA.m}^{-2}$ , 3 fois inférieur au cas IVM). L'hélicité relative est estimée à :

$$\Delta H_m = -2.85 \cdot 10^{37} \text{ G}^2.\text{cm}^4 . \quad (\text{III.35})$$

Cette valeur est extrêmement élevée et reflète l'existence de forts gradients de courant pour de faibles valeurs de la composante verticale du champ magnétique qui n'ont pas été éliminés en imposant les seuils sur les trois composantes du champ.

Pour visualiser la configuration magnétique correspondante, nous avons tracé des lignes de champ ayant les points d'ancrage dans la polarité négative (cf Fig. III.21). Pour les cas potentiel et sans-force non linéaire, la topologie et la géométrie des tubes de flux représentés sont presque identiques : le faible courant injecté ne modifie pas ou peu la configuration magnétique (très peu de cisaillement et pas de torsion).

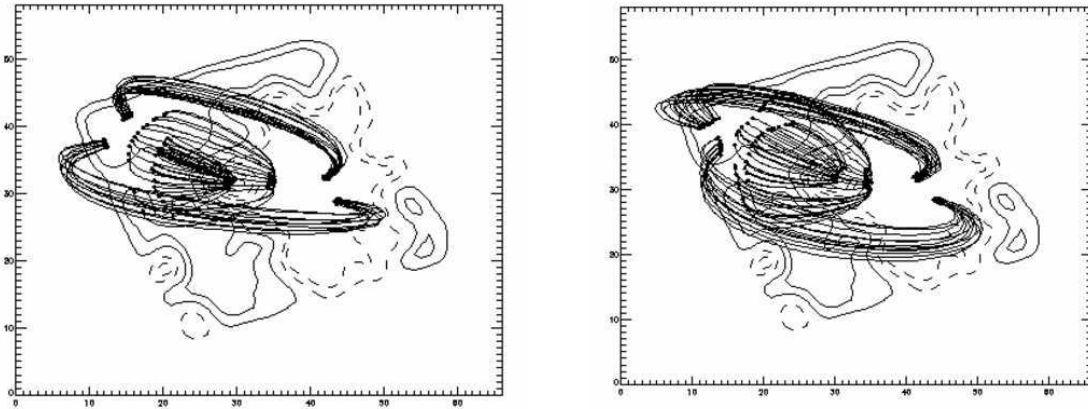


FIG. III.21 – Lignes de champ caractéristiques de la région active 8151 obtenues à partir des données HSP dans le cas potentiel (à gauche) et sans-force non linéaire (à droite). La polarité positive (resp. négative) est représentée en traits pleins (resp. traits pointillés).

On peut remarquer que, pour cette configuration, l'hélicité magnétique est négative et que les lignes de champ sont principalement orientées vers le Nord (haut de l'image) lorsque les points d'ancrage sont dans la polarité négative. On peut aussi noter que, pour la configuration obtenue à l'aide des données IVM (Fig. III.17), l'hélicité relative est positive et que les lignes de champ sont préférentiellement dirigées vers le Sud lorsque les points d'ancrage sont localisés dans la polarité négative. Dans un cycle d'activité donné (cycle 22), une région active située dans l'hémisphère Sud et possédant une polarité négative à

l'Ouest de la polarité positive a une hélicité magnétique moyenne positive (resp. négative) lorsque la polarité positive est située à plus haute latitude (resp. plus basse).

## 7 Discussion et conclusions

### Champ magnétique vectoriel

Nous avons utilisé les données magnétiques vectorielles pour déterminer les propriétés des structures magnétiques coronales. Ces données permettent d'avoir accès aux trois composantes du champ magnétique et donc d'observer l'existence de zones fortement cisillées ou torsadées au niveau photosphérique. À l'aide de ces données, on peut aussi calculer la distribution de courant électrique et la distribution du paramètre sans-force  $\alpha$ . Le calcul de ces deux quantités exige énormément de précautions. Il faut que les composantes transverses aient des valeurs non négligeables (ici, 800 G pour IVM) et qu'elles soient déterminées avec assez de précision (ici, 200 G suffisent pour IVM). L'analyse de la distribution de courant et du paramètre  $\alpha$  révèle l'existence de forts courants localisés qui justifient, dans ce cas, l'utilisation de l'hypothèse du champ sans-force non linéaire.

### Champ sans-force non linéaire

Le modèle d'équilibre magnétostatique développé dans cette étude est le modèle du champ sans-force non linéaire. La distribution non-uniforme de courant électrique permet de mettre en évidence des structures magnétiques différentes : tubes de flux fortement ou peu torsadés,

lignes de champ cisillées, échelles de hauteur différentes. En particulier pour la région active 8151, nous avons identifié des tubes de flux reconstruits aux structures coronales observées par EIT/SOHO et SXT/Yohkoh. Pour cette configuration magnétique, nous avons aussi calculé l'énergie magnétique :

$$E_{m, nlf} = 6.4 \cdot 10^{31} \text{ erg} ,$$

et l'hélicité magnétique relative :

$$\Delta H_m = 4.7 \cdot 10^{34} \text{ G}^2 \cdot \text{cm}^4 .$$

L'énergie magnétique  $E_{m, nlf}$  est le maximum d'énergie qui pourra être dissipé lors d'un phénomène éruptif. L'hélicité magnétique relative rend compte de l'importance de la torsion et du cisaillement dans la configuration magnétique. On peut classer les énergies magnétiques des trois modèles utilisés (potentiel, sans-force linéaire et non linéaire) de la façon suivante :

$$E_{m, pot} < E_{m, lff} < E_{m, nlf} < E_{m, open} \quad (\text{III.36})$$

où  $E_{m, open}$  est l'énergie magnétique associée à un champ magnétique potentiel satisfaisant à des conditions aux limites de champ ouvert.



## Conclusions

Le cas du champ sans-force non linéaire est le mieux adapté à la reconstruction du champ magnétique coronal de la région active 8151. Nous avons décrit et appliqué cette méthode au cas d'une unique région active et pour un seul magnétogramme vectoriel. Et pourtant, de nombreux résultats sur la géométrie, la topologie, le budget énergétique de la région active ont été obtenus.

Nous avons aussi donné un ensemble de critères permettant de juger de la qualité d'un magnétogramme vectoriel pour la reconstruction. Le premier critère est que la totalité de la région active soit présente dans le champ de vue et que l'on ne doit pas se restreindre à la conservation du flux à travers la surface photosphérique comme l'a montré la comparaison entre les données IVM et HSP. La résolution spatiale est aussi très importante car elle a pour effet de moyennner les courants électriques sur des surfaces plus ou moins grandes, et par conséquent, de modifier la topologie et la géométrie des tubes de flux dont les pieds possèdent des gradients de courants transverses élevés.

On peut s'interroger sur les hauteurs relatives des tubes de flux : le système de boucles coronales et le sigmoïde ont des hauteurs équivalentes alors que ces structures sont observées dans des intervalles de température différents. Le sigmoïde est associé à un tube de flux torsadé : la compression des lignes de champ est plus élevée, la densité de matière à l'intérieur du tube de flux augmente et, par conséquent, la température augmente (augmentation du nombre de collisions).

Le prolongement de cette étude est bien évidemment la généralisation à un grand nombre de régions actives avec pour principal intérêt l'évolution de la topologie, de la géométrie ainsi que des paramètres caractéristiques (énergie magnétique et hélicité magnétique relative) *avant et après* un phénomène éruptif. De plus avec le développement de nouveaux instruments (THEMIS, Solar B ou Solis), on peut aussi espérer accéder à la configuration magnétique de structures à champ faible (points brillants, soleil calme, trous coronaux, ...). De plus, la configuration d'équilibre obtenue pour le champ sans-force non linéaire peut être utilisée comme condition initiale pour une étude MHD de la stabilité de cette configuration.

## Chapitre IV

# Structure du filament

### *Résumé*

*À partir du champ magnétique déterminé suivant l'hypothèse sans-force non linéaire, nous étudions quelle peut être la structure du champ magnétique supportant le filament apparaissant dans la région active 8151. Pour ce faire, nous considérons que la matière composant le filament se répartit dans des creux magnétiques. Deux configurations magnétiques sont alors envisageables : une structure quadripolaire et un long tube de flux torsadé. Les observations magnétiques (MDI/SOHO) et dans la raie  $H\alpha$  (Obs. Paris-Meudon) permettent de conclure que la configuration du long tube de flux torsadé est la plus adaptée à supporter le filament.*

## 1 Introduction

Dans le Chapitre III, nous avons déterminé la configuration magnétique des structures coronales tels que le système de boucles observé par EIT et le sigmoïde observé par SXT. Par ailleurs, nous n'avons obtenu aucune information sur la structure du filament observé (cf Fig. III.2 en haut à droite). Comment obtenir de telles informations ?

Pour pouvoir exister dans la couronne, les objets massifs que sont les filaments doivent être supportés par des lignes de champ magnétique coronal. Pour ce faire, Kippenhahn & Schlüter (1957) ont proposé une configuration magnétique présentant des creux magnétiques dans lesquels la matière du filament peut être en équilibre : la tension magnétique s'oppose alors directement à la force de gravité. Il est maintenant couramment admis que les filaments sont supportés par des lignes de champ magnétique présentant des creux magnétiques (voir la revue de Démoulin, 1998). Deux types de structures présentant des creux magnétiques ont été étudiées : les configurations quadripolaires ou les tubes de flux torsadés. Les configurations quadripolaires présentent "naturellement" des creux magnétiques que ce soit pour des équilibres magnétohydrostatiques (e.g., Kippenhahn & Schlüter, 1957), soit pour des équilibres magnétostatiques (e.g., Amari & Aly, 1989 ; Aly & Amari, 1997). D'autres modèles supposent que les creux magnétiques apparaissent lors de la formation ou l'émergence de tubes de flux torsadés (e.g., Kuperus & Raadu, 1974).

## 2 Recherche de creux magnétiques

L'aspect géométrique d'un creux magnétique se traduit simplement par un changement de courbure le long d'une ligne de champ. Pour ce faire, on utilise les propriétés de l'abscisse curviligne. Dans un repère orthogonal de Frenet,  $\vec{T}$  est le vecteur tangent à la courbe,  $\vec{N}$  est le vecteur normal et  $\vec{B}$  représente la binormale.  $(\vec{T}, \vec{N}, \vec{B})$  forment une base orthormée directe. En un point M de la courbe, l'abscisse curviligne  $s$  est la longueur d'arc entre une origine fixée et le point M. Par définition, le vecteur tangent à la ligne de champ est donné par  $\frac{\vec{B}}{B}$ . La variation du vecteur tangent en fonction de l'abscisse curviligne précise la courbure de la courbe dans un plan ou dans l'espace :

$$\frac{d\vec{T}}{ds} = c\vec{N} \quad (\text{IV.1})$$

où  $c$  est la courbure. Le rayon de courbure  $R$  est alors l'inverse de la courbure  $c$ .  $R$  est le rayon du cercle tangent à la courbe au point M. Dans un plan  $(xOy)$ , on considère que la concavité de la courbe est tournée vers le haut (resp. vers le bas), suivant l'orientation de  $[Oy)$ , lorsque le centre du cercle tangent est situé au-dessus (resp. en-dessous) de la courbe. Cette propriété se généralise pour une courbe dans l'espace.

Pratiquement, les lignes de champ sont déterminées par la relation suivante :

$$\frac{dx}{B_x} = \frac{dy}{B_y} = \frac{dz}{B_z} = \frac{ds}{B} \quad (\text{IV.2})$$

où  $s$  est l'abscisse curviligne. À partir des deux équations précédentes, nous pouvons en déduire la relation entre le rayon de courbure et le champ magnétique (Aulanier et al.,

1998) :

$$c\vec{N} = \frac{1}{B^2} (\vec{B} \cdot \vec{\nabla})\vec{B} - \frac{\vec{B}}{B^3} \vec{B} \cdot \vec{\nabla}B . \quad (\text{IV.3})$$

Pour étudier les variations de courbure, on étudie donc les variations du rayon de courbure le long d'une ligne de champ.

### 3 Le filament de la région active 8151

Nous allons appliquer cette méthode à la configuration magnétique de la région active 8151 obtenue pour l'hypothèse du champ sans-force non linéaire. La recherche des creux effectuée, nous obtenons deux configurations magnétiques susceptibles de supporter la matière du filament : une configuration quadripolaire (Fig. IV.2 à gauche), et un long tube de flux torsadé (Fig. IV.2 à droite). La position globale de ces configurations est représentée sur la vue de dessus de la Fig. IV.1. Le tube de flux (2) est représenté à titre de comparaison. Les deux configurations magnétiques sont orientées suivant l'axe Nord-Sud (haut-bas de l'image). La hauteur de la configuration quadripolaire est estimée à 10 Mm, et à 30 Mm pour le long tube de flux torsadé. On peut remarquer que, si la matière du filament se met dans ces configurations, alors le filament est orienté de façon privilégiée perpendiculairement aux lignes de champ pour la configuration quadripolaire, et suivant – ou avec un angle faible – les lignes de champ du tube de flux torsadé.

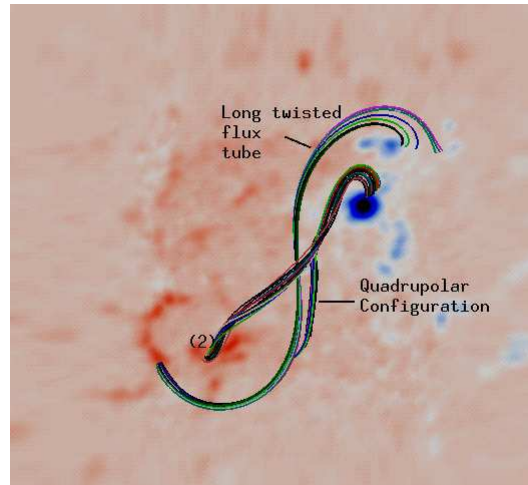


FIG. IV.1 – Vue de dessus des tubes de flux possédant des creux magnétiques susceptibles de supporter la matière contenue dans le filament. Le tube de flux (2) est identique à celui de la figure III.17.

La distribution de la composante longitudinale du champ magnétique mesurée par MDI (Fig. III.2 en haut à gauche) est superposée sur l'image  $H\alpha$  du filament étudié (Fig. III.2 en haut à droite) afin de déterminer la position relative du filament et des polarités impliquées dans les deux configurations possédant des creux magnétiques. On peut en conclure que

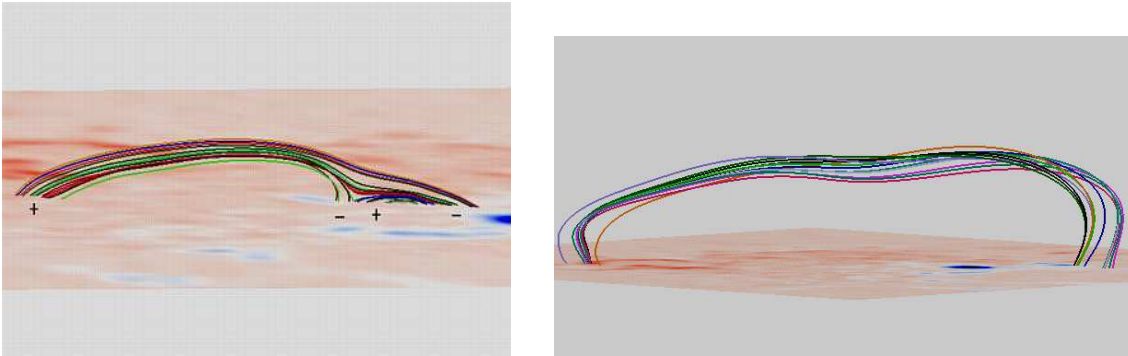


FIG. IV.2 – Vue de côté des configurations magnétiques possédant des creux magnétiques : configuration quadripolaire (à gauche), long tube de flux torsadé (à droite).

la structure magnétique la plus probable pour supporter le filament est le long tube de flux torsadé.

## 4 Discussion et conclusions

En effectuant la recherche de creux magnétiques, nous avons mis en évidence deux configurations magnétiques pouvant supporter le filament. À l'aide des observations magnétiques (MDI) et dans la raie  $H\alpha$ , nous en déduisons que la configuration la plus probable est le long tube de flux torsadé. Le filament doit être en réalité supporté par une série de longs tubes de flux torsadés. On suppose que ces tubes ne sont pas présents dans la configuration magnétique étudiée du fait des valeurs limites imposées aux composantes du champ magnétique : tous les tubes de flux dont la valeur du champ magnétique transverse aux pieds est de l'ordre de 200 G sont remplacés par des tubes de flux potentiels ( $\alpha = 0$ ).

On peut aussi noter que la configuration quadripolaire se retrouve pour les cas potentiel et sans-force linéaire, mais avec une orientation différente par rapport à la ligne d'inversion de la composante longitudinale du champ magnétique (pas ou peu de cisaillement). Le long tube de flux torsadé n'est présent que pour le cas sans-force non linéaire.

On peut s'interroger sur la présence de la configuration quadripolaire et son implication dans la structure du filament. Les creux magnétiques apparaissant dans cette configuration sont proches de la photosphère. On peut envisager que cette structure est associée :

- soit à un pied latéral du filament (Aulanier & Demoulin, 1998) : de la matière du filament est comprise entre la photosphère et le corps du filament, et est supportée par une configuration quadripolaire. Sur l'image  $H\alpha$ , aucune structure latérale n'apparaît soit parce que la résolution est trop faible pour distinguer cette structure, soit parce que le lien entre la photosphère et le corps du filament est presque vertical. En utilisant la Fig. IV.1, la distance entre les deux configurations est d'environ 4 Mm qui est inférieure à la largeur du filament. De plus, la différence d'altitude entre les deux tubes de flux est de 20 Mm. Si cette structure quadripolaire est un pied latéral du filament, la résolution spatiale de l'image  $H\alpha$  et l'inclinaison du corps du

- filament à la photosphère ne nous permettent pas de la visualiser ;
- soit à une nappe de courant sous les creux magnétiques (Aly & Amari, 1997). Cette nappe de courant (Fig. IV.3) est associée à un embrillancement en  $H\alpha$ . Si cette structure existe, elle est plus basse que le filament, et quasiment à la verticale du corps du filament. Comme la matière dense et froide du filament absorbe une partie du rayonnement sous-jacent, cet embrillancement n'est pas observable sur la Fig. III.2 en haut à droite.

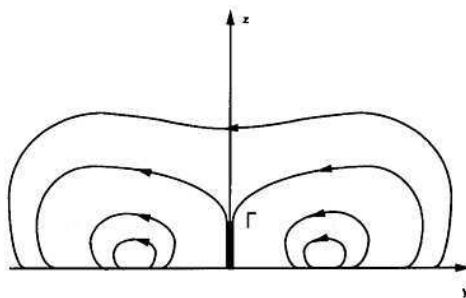


FIG. IV.3 – Exemple d'une structure quadripolaire présentant une nappe de courant verticale située sous les creux magnétiques.

Le filament étudié est impliqué dans une éruption de la région active 8151. La configuration magnétique a été obtenue à partir d'un magnétogramme vectoriel enregistré environ 20 heures avant le phénomène éruptif. Pour pouvoir proposer un mécanisme de l'éruption, nous pouvons alors soit nous référer aux modèles existants impliquant des filaments représentés par des tubes de flux torsadés (e. g., Gold & Hoyle, 1960 ; Hirayama, 1974 ; Sturrock, 1989 ; Martens & Kuin, 1989) mais les informations fournies par les observations coronales ne sont pas assez nombreuses pour conclure, soit étudier la stabilité de la configuration magnétique étudiée à partir d'un code d'évolution MHD (Amari & Luciani, 1999 ; Amari et al., 2000).

L'étude des creux magnétiques permet de définir la structure du filament dans la région active. Une détermination plus précise des composantes transverses du champ magnétique photosphérique permettrait d'analyser plus en détails la structure du filament : les variations du champ magnétique supportant le filament, les variations de l'altitude, la longueur du filament, ... Afin de comprendre pour quelles raisons ces tubes de flux sont privilégiés pour accueillir la matière du filament, une analyse thermodynamique du plasma le long des lignes de champ composant le tube de flux torsadé est actuellement en développement.



## Chapitre V

# Oscillations dans les filaments de régions actives

### Résumé

*Dans le cadre de la détermination de la structure magnétique des protubérances, l'étude de la propagation des ondes MHD est un moyen indirect d'effectuer un diagnostic de la densité, de la température et du champ magnétique de ces structures. Dans une première étape, les observations SUMER/SOHO ont permis de déterminer des fréquences d'oscillations caractéristiques contenues dans un large intervalle (entre 5 min et 1 h 30 min). Ensuite, l'utilisation d'un modèle simple de protubérance a permis l'identification des fréquences observées aux fréquences des modes d'Alfvén et magnétoacoustiques : le mode d'Alfvén pair à 0.25 mHz (65 min), le mode magnétoacoustique rapide "kink" à 0.87 mHz (20 min) et le mode d'Alfvén impair à 1.66 mHz (10 min). De cette identification, les fréquences donnent accès à des paramètres du plasma et de la structure magnétique : l'angle  $\phi$  entre le champ magnétique et l'axe principal de la protubérance est estimé à  $18^\circ$ , le module du champ magnétique (exprimé en Gauss) est proportionnel à la densité de matière (exprimée en  $\text{cm}^{-3}$ ) :  $B \sim 2.9 \cdot 10^{-5} \sqrt{\rho}$ . Afin de valider les résultats précédents tant du point de vue des observations que du modèle, des nouvelles observations ont été réalisées. En particulier, un programme d'observations communes SOHO-THEMIS a été défini dans le cadre de cette étude.*



## 1 Introduction : observations et modèles

Dans ce chapitre, nous détaillons la nature oscillatoire des filaments de région active dans le but d'obtenir des informations sur la structure magnétique, sur les paramètres du plasma constituant le filament et sur la stabilité de la structure. Ce genre d'étude est aussi appelé la sismologie des protubérances. En particulier, nous tenterons de relier ces paramètres caractéristiques aux phases pré-éruptives des filaments de région active. Avant de détailler les observations réalisées avec le spectromètre SUMER et le modèle de protubérance utilisé pour l'identification des modes d'oscillations, nous rappelons les différents travaux tant observationnels que théoriques concernant la propagation d'ondes MHD (cf Chap. II) dans les filaments. L'ensemble des travaux se rapportant à la région active 8725 observée en octobre 1999 a été publié dans l'article "Oscillations in an active region filament : observations and comparison with MHD waves" (Régnier et al., 2001a).

### 1.1 Les observations

La mise en évidence d'oscillations dans les filaments ou les protubérances a été développée dès le début des années 80 (par exemple Bashkirtsev et al., 1983 ; Wiehr et al., 1984). Pour un aperçu plus général des observations et des périodes d'oscillations détectées, on pourra se reporter aux revues de Schmieder (1989), Vial (1998), Schutgens (1998), ou Oliver (1999). La recherche des oscillations dans ces structures a été motivée principalement par deux problématiques importantes de la physique solaire : la transmission des ondes de pression observées à la surface du Soleil (cf Chap. 1) dans la chromosphère et la couronne, et l'évolution des ondes observées lors des phases pré-éruptives.

Trois intervalles de périodes peuvent être définis dans les protubérances (Molowny-Horas et al., 1997) : les courtes périodes inférieures à 6 min, les périodes intermédiaires entre 6 et 40 min, et les longues périodes entre 40 et 90 min. Les courtes périodes ont principalement été détectées dans les protubérances en étudiant soit la distribution en intensité soit le déplacement Doppler des raies. Les variations temporelles en intensité ont révélé des oscillations dans la région de transition (O IV et Si IV) avec des périodes comprises entre 3 et 6 min (Blanco et al., 1999 ; Bocchialini et al., 2001). En mesurant le décalage Doppler suivant la ligne de visée de la raie  $H\alpha$ , Wiehr et al. (1984), Balthasar et al. (1986) ou plus récemment Thompson & Schmieder (1991) ont mis en évidence des oscillations de 3–6 min. Les observations citées précédemment se différencient principalement par la durée des observations (e.g.,  $\sim 2$  h pour Balthasar et al.), la position de la fente, ou le temps entre deux enregistrements (e.g., 30 s pour Thompson & Schmieder). Ces paramètres sont très importants pour les observations car ils vont limiter la détectabilité des modes d'oscillations comme nous le verrons par la suite. Les oscillations de 3–6 min en intensité et en vitesse ont été interprétées comme étant liées aux oscillations générées dans la photosphère ou la chromosphère (cf Chap. 1) et transmises par le champ magnétique supportant les protubérances (Balthasar et al., 1988). En ce qui concerne les filaments, la détection d'oscillations est rendue plus difficile par le faible signal émis ou absorbé par la structure. Par exemple, Malherbe et al. (1981, 1987) n'ont pas observé d'oscillations entre 1–10 mHz (2–17 min) dans les filaments quiescents et de régions actives situés près

du centre du disque solaire . Par contre, Yi et al. (1991) et Molowny-Horas et al. (1998) ont détecté des courtes périodes d'oscillations en vitesse dans la raie proche-infrarouge de l'hélium neutre à 10830 Å. Les longues périodes d'oscillations ont été observées en mesurant la vitesse suivant la ligne de visée pour la raie H $\alpha$  entre 50 et 80 min (Bashkirtsev et al., 1983 ; Bashkirtsev & Mashnich, 1984 ; Wiehr et al., 1984) et récemment pour la raie He I à 584 Å avec une période proche de 2 h 30 min (Régnier et al., 1999b). Mashnich & Bashkirtsev (1998) ont montré que les longues périodes ( $\sim 40$  min) variaient en fonction de la latitude du filament. La détection des modes va donc être influencée par la position du filament sur le disque en concordance avec la polarisation des ondes.

## 1.2 Les modèles

Pour expliquer les oscillations observées, de nombreux travaux théoriques ont été effectués (Schutgens, 1998 ; Oliver, 1999). Les modèles développés sont extrêmement sensibles aux paramètres suivants : la géométrie de la protubérance (plane parallèle, parallélépipédique, ...), la structure du champ magnétique (champ constant, structure du type Kippenhahn & Schlüter, ...), les conditions d'équilibre avec le milieu extérieur (équilibre de la pression cinétique, équilibre magnétohydrostatique, ...), l'orientation du vecteur d'onde (parallèle ou perpendiculaire à l'axe du filament, ...).

L'étude des oscillations passe effectivement par une étude de la stabilité de la structure considérée (cf. Chap. 2). Pour des paramètres de protubérance appartenant aux intervalles de valeurs observées, Galindo Trejo (1987) a démontré que les modèles de Menzel (1951), Dungey (1953), Kippenhahn & Schlüter (1957), Lerche & Low (1980) sont stables et que les oscillations sont soit perpendiculaires au plan de la protubérance avec des périodes de  $\sim 40$  min (Menzel), de  $\sim 16$  min (Kippenhahn & Schlüter) ou de  $\sim 17$ –50 min (Lerche & Low), soit horizontales et dans le plan de la protubérance avec des périodes de  $\sim 55$ –80 min (Dungey). Ces différentes périodes sont associées à des ondes magnétoacoustiques. Galindo Trejo (1987) a aussi démontré que seule la configuration proposée par Kippenhahn & Schlüter (1957) restait stable si les paramètres appliqués étaient différents des paramètres d'une protubérance quiescente. Dans une revue décrivant les ondes dans l'atmosphère solaire, Roberts (1992) propose trois modèles simples d'oscillation dans les protubérances. En particulier, il définit une protubérance comme un parallélépipède rectangle de hauteur  $H$ , de longueur  $L$  et d'épaisseur  $2a$ . Ce modèle est développé par Joarder & Roberts (1992a, b et 1993) en considérant que la protubérance de température  $T_o$  et de densité  $\rho_o$  est plongée dans un milieu coronal de température  $T_e$  et de densité  $\rho_e$  possédant un champ magnétique orienté soit suivant la longueur  $L$  (1992a), soit perpendiculairement à la longueur  $L$  (1992b), soit plus généralement dans le plan parallèle à la photosphère (1993, Fig. V.8). Les hypothèses utilisées pour construire ces modèles sont : le champ magnétique est uniforme et identique dans la protubérance et le milieu extérieur, la gravité est négligée, les lignes de champ sont parallèles à la photosphère et fixées à des murs rigides parfaitement conducteurs simulant l'ancrage des lignes de champ dans la photosphère. Les ondes MHD (Alfvén et magnétoacoustiques) ainsi mises en évidence ont permis d'identifier un mode magnétoacoustique rapide (resp. un mode d'Alfvén) aux modes observés avec une période de 3–6 min (resp.  $\sim 16$  min). En considérant la courbure du champ

magnétique suivant le modèle de Kippenhahn & Schlüter ainsi que la gravité (Fig. V.1 à gauche), Oliver et al. (1992) suggèrent que les courtes périodes observées correspondent à un mode magnétoacousto-gravitique lent. Notons cependant que pour un filament observé sur le disque, les modes lents sont difficiles à détecter au contraire des modes rapides. Plus récemment, Joarder et al. (1997) ont considéré la structure fine des filaments en les définissant comme une série de creux magnétiques remplis par de la matière plus dense et plus froide que le milieu coronal environnant (Fig. V.1 à droite). Pour un plasma à  $\beta$  nul (sans pression cinétique), les auteurs trouvent que les modes magnétoacoustiques rapides "kink" produisent les courtes périodes (2–15 min). Ce modèle est plus proche des observations que les modèles définissant la protubérance comme un parallélépipède rectangle (e.g., Joarder & Roberts, 1993), mais ne décrit pas tous les modes MHD pouvant exister dans un filament.

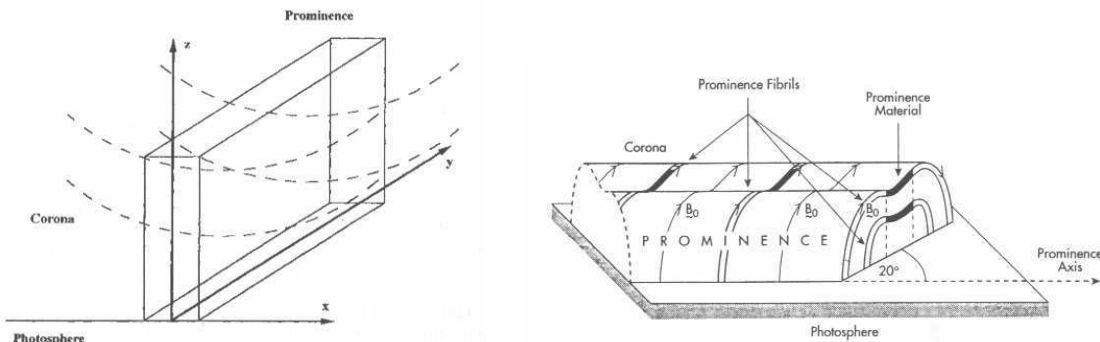


FIG. V.1 – Modèles de protubérance pour les oscillations : modèle de Oliver et al. (1992) considérant la protubérance comme un pavé plongé dans un champ magnétique de type Kippenhahn & Schlüter (1957) (à gauche), modèle de Joarder et al. (1997) prenant en compte la structure fine de la protubérance (à droite)

L'ensemble de ces modèles s'accorde pour conclure que les oscillations dans les filaments se caractérisent par la propagation d'ondes MHD et que les périodes calculées sont très sensibles au sens de propagation de l'onde et à la structure du champ magnétique. La gravité ne conduit, apparemment, qu'à une diminution de la fréquence des ondes. Dans la suite, nous avons exclusivement utilisé le modèle de Joarder & Roberts (1993) pour identifier les modes observés.

### 1.3 La région étudiée

Lors de la campagne MEDOC #4 (cf Annexe A) qui s'est déroulée au mois d'octobre 1999, nous avons observé le filament existant dans la région active 8725. Les observations nécessaires à l'étude des oscillations globales du filament sont fournies par le spectromètre SUMER et sont détaillées dans la section suivante. Dans ce paragraphe, nous allons nous intéresser à la morphologie de cette région. Pour ce faire, nous utilisons différents instruments : MDI/SOHO, Spectrohéliographe/Obs. Paris-Meudon, EIT/SOHO

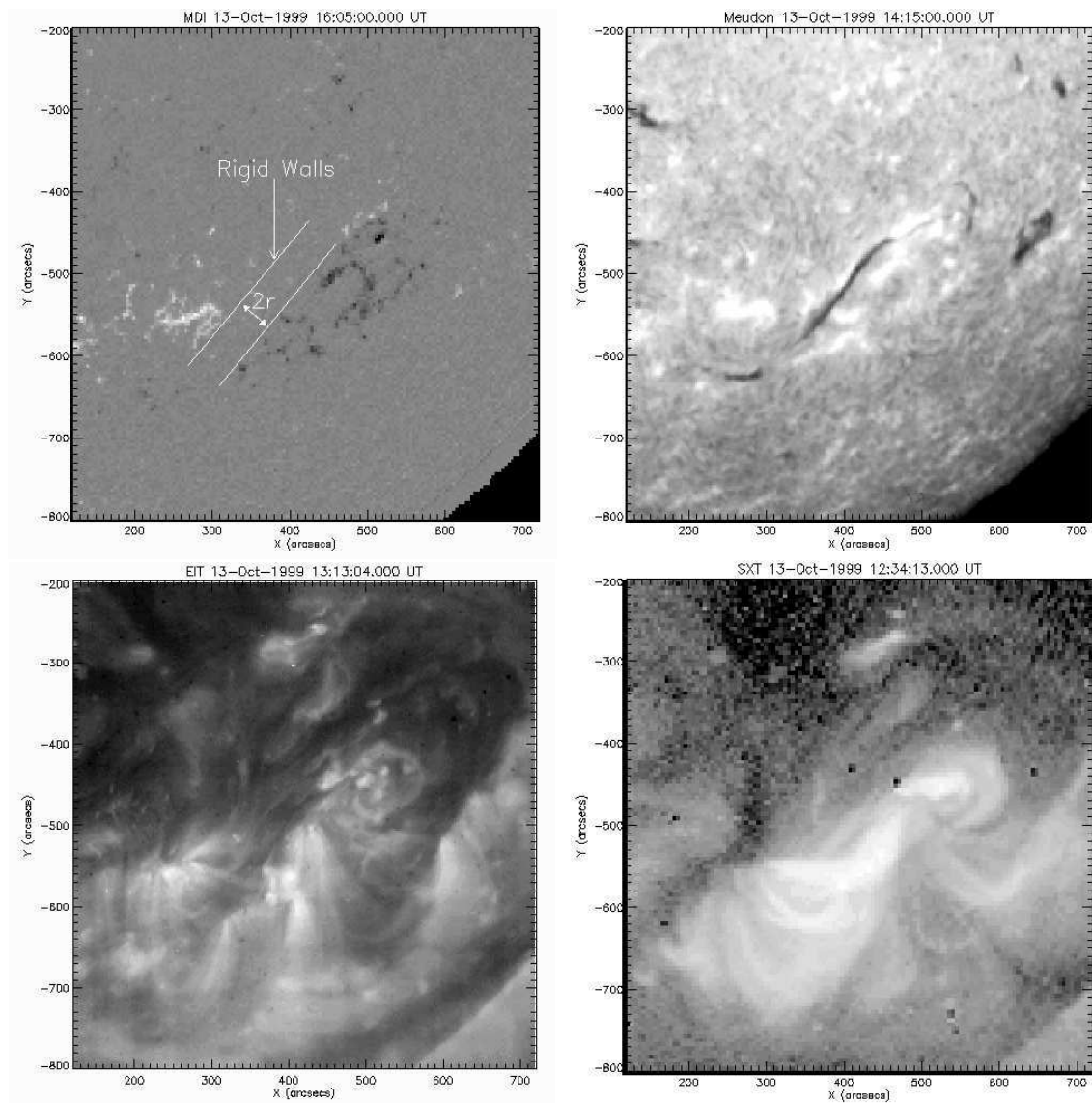


FIG. V.2 – Description globale de la région active 8725 le 13 Octobre 1999 : magnétogramme MDI (en haut à gauche) à 16:05 UT, image  $H\alpha$  de l’Obs. de Paris-Meudon (en haut à droite) à 14:15 UT, image dans la raie du FeXII à 195Å de EIT/SOHO (en bas à gauche) à 13:13 UT, et image en rayons X mous de SXT/Yohkoh (en bas à droite) à 12:34 UT.

et SXT/Yohkoh (voir la description des instruments dans l’annexe A) permettant de visualiser la région à différentes hauteurs dans l’atmosphère solaire.

MDI : le magnétographe MDI permet de connaître la distribution de la composante longitudinale  $B_{LOS}$  du champ magnétique au niveau photosphérique. Le champ magnétique de la région active a été choisi pour sa configuration dipolaire (Fig. V.2

en haut à gauche) : les polarités négative (représentée en noir) et positive (en blanc) sont séparées par une ligne d'inversion de  $B_{LOS}$  clairement définie. On notera aussi qu'aucune polarité parasite n'est observable.

$H\alpha$  : le spectrohéliographe de l'Observatoire de Paris-Meudon fournit des observations de la région active dans la raie rouge de l'hydrogène à  $6563 \text{ \AA}$  qui permet de visualiser les structures chromosphériques aussi bien que des structures de la basse couronne telles que les filaments. La Fig. V.2 (en haut à droite) met en évidence le filament que nous allons étudier comme une structure sombre, étroite et allongée traversant la région active le long de la ligne d'inversion de  $B_{LOS}$ .

EIT : le canal à  $195 \text{ \AA}$  de l'imageur EIT permet d'identifier les structures coronales dans un intervalle de température autour de  $1.5 \text{ MK}$ . Sur la Fig. V.2 (en bas à gauche), nous remarquons un système de boucles coronales reliant les deux polarités de la région active ainsi que le canal du filament apparaissant en sombre proche de la ligne d'inversion.

SXT : l'image en rayons X "mous" obtenue par l'imageur SXT met en évidence des boucles coronales dans un domaine de température de l'ordre de  $2 \text{ MK}$ . La région active 8725 est caractérisée par une structure sigmoïdale reliant les deux polarités.

En plus des caractéristiques détaillées précédemment, la région active 8725 est le site d'une éruption de filament entraînant une éjection de masse coronale et la disparition du filament le 18 Octobre lors de son passage au limbe.

## 2 Les observations SUMER

### 2.1 Caractéristiques des observations

L'instrument SUMER (Solar Ultraviolet Measurements of Emitted Radiation) est un spectrographe à incidence normale (Wilhelm et al., 1995) embarqué à bord de SOHO. Ces caractéristiques optiques ainsi que les méthodes de traitement des données (flatfield, courants d'obscurité, calibrations, ...) sont détaillées dans l'annexe A.

Dans le cadre de la campagne MEDOC #4, nous avons défini, avec l'aide de Ph. Lemaire, un programme d'observation permettant d'étudier les oscillations globales dans les filaments de région active. Ce programme se caractérise par l'utilisation d'une fente de  $0.3'' \times 120''$ , avec un temps d'exposition de  $30 \text{ s}$  et une résolution spectrale de  $20 \text{ m\AA}$  (second ordre de diffraction) pour la raie de l'hélium neutre à  $584.33 \text{ \AA}$ . Le principe de ces observations est de pointer une surface du Soleil couverte par la fente et contenant un morceau du filament, et de suivre cette surface en tenant compte de la rotation solaire. Nous obtenons donc une série temporelle de variation de l'intensité de la raie de l'hélium neutre pendant une durée totale de  $7 \text{ h } 30 \text{ min}$ . La série temporelle que nous étudions dans cette partie a été enregistrée entre  $22:20 \text{ UT}$  le 13 octobre et  $05:50 \text{ UT}$  le 14 octobre.

Comme la cible visée correspond à une très faible partie du Soleil, nous devons connaître avec précision la zone couverte par la fente afin de situer le filament. Pour cela, nous avons effectué avec SUMER un balayage d'une zone plus large avant et après l'acquisition de la série temporelle. Le champ couvert est de  $30'' \times 120''$  (cf Fig. V.3) avec un temps

d'exposition de 5 s et utilisant une fente de  $0.3'' \times 120''$ . Les coordonnées de pointage (centre de l'image) sont  $(434'', -513'')$ .

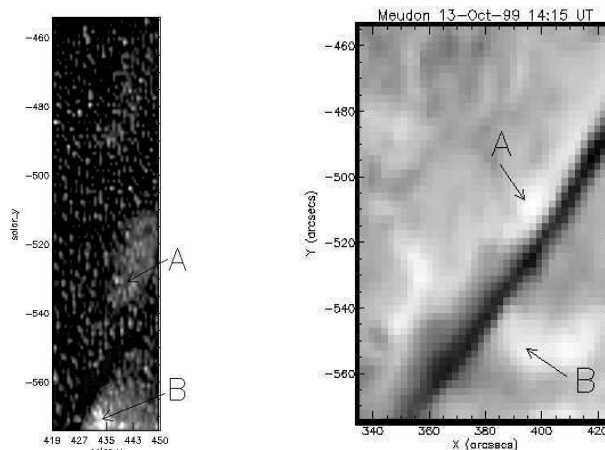


FIG. V.3 – À gauche : le balayage de la région obtenu par SUMER le 13 octobre à 22:17 UT. À droite : agrandissement de l'image  $H\alpha$  (Fig. V.2 en haut à droite). Les régions A et B représentent deux régions brillantes en  $H\alpha$  qui nous ont permis d'identifier précisément le filament.

À l'aide d'un agrandissement de l'image  $H\alpha$  (Fig. V.2 en haut à droite), nous avons identifié deux régions brillantes ou plages, A et B, qui apparaissent aussi bien sur l'image  $H\alpha$  (Fig. V.3 droite) que sur l'image SUMER (Fig. V.3 gauche). Entre ces deux régions se situe le filament, c'est-à-dire entre  $-565''$  et  $-545''$  le long de la fente.

Un autre point important des observations est de savoir si le signal provenant du filament est significatif, c'est-à-dire si le nombre de coups reçu par le détecteur est suffisant pour avoir un signal d'origine solaire et non uniquement du bruit. Pour ce faire, nous comparons les profils de raie obtenus dans et en dehors du filament (Régnier et al., 2001b). La Fig. V.4 met en évidence la qualité du signal obtenu dans le filament.

## 2.2 Série temporelle en vitesse

Comme nous l'avons exposé dans la section précédente, la majorité des observations d'oscillations (e.g., Bashkirtsev & Mashnich, 1984) a été réalisée en étudiant la variation temporelle de la vitesse suivant la ligne de visée. Pour ce faire, nous devons dériver le décalage Doppler de la série temporelle en intensité. La vitesse  $v$  suit la loi classique :

$$\frac{v}{c} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} \quad (\text{V.1})$$

où  $c$  est la vitesse de la lumière,  $\lambda_0$  la longueur d'onde de référence,  $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0$  est le déplacement Doppler à un instant donné et à une position donnée. Pour éliminer les effets intrumentaux, la longueur d'onde de référence  $\lambda_0$  n'est pas égale à la longueur d'onde

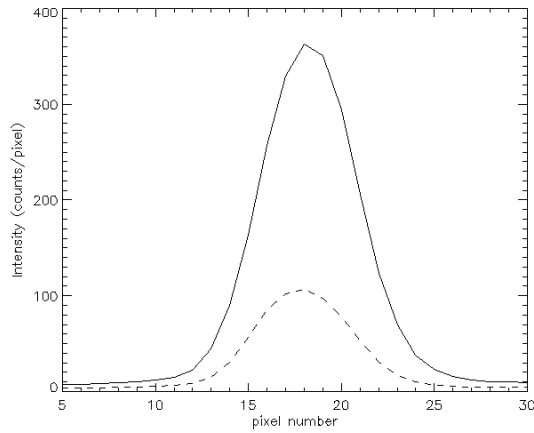


FIG. V.4 – Comparaison des profils de raie dans le filament (pointillés) et en dehors du filament (trait plein). Le profil dans le filament est plus étroit qu'en dehors du filament.

de la raie utilisée (soit  $584.33 \text{ \AA}$  pour l'hélium neutre) mais  $\lambda_0$  est la longueur d'onde du maximum de la distribution en intensité moyennée sur le temps et sur la position le long de la fente. On fait donc l'hypothèse que statistiquement, sur une grande échelle de temps ( $\sim 7 \text{ h } 30 \text{ min}$ ) et sur une distance assez grande ( $120''$  le long de la fente), le déplacement Doppler est nul, en notant que les structures telles que le filament représentent moins de 5% de la série temporelle. La distribution des vitesses ainsi déterminées (Fig. V.5) met en évidence des vitesses positives (en blanc) correspondant à des mouvements de matière descendants dans l'atmosphère solaire et des vitesses négatives (en noir) pour les mouvements ascendants. On notera que la vitesse moyenne de la série temporelle est nulle.

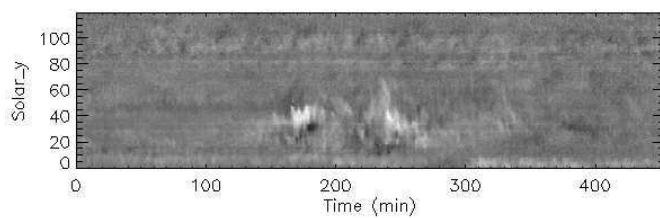


FIG. V.5 – Série temporelle en vitesse : la durée (en abscisse) est de  $\sim 7 \text{ h } 30 \text{ min}$ , la hauteur de la fente (en ordonnée) est de  $\sim 120''$ . Par convention, les vitesses positives en blanc (resp. négatives en noir) représentent des mouvements de matière descendants (resp. ascendants) dans l'atmosphère solaire.

Afin d'identifier précisément la position du filament (déjà estimée entre  $-565''$  et  $-545''$ ), nous considérons la variation spatiale de la vitesse moyennée dans le temps (Fig. V.6). Nous situons le filament entre  $-559''$  et  $-555''$  (soit entre le 11ème et le 14ème pixel) comme

l'indique la figure V.6 (entre les deux traits pleins). Le filament est donc globalement en mouvement ascendant dans l'atmosphère avec une vitesse Doppler moyenne suivant la ligne de visée de  $-3 \text{ km.s}^{-1}$ . Par soucis de comparaison, nous avons aussi défini une région calme avec une faible vitesse moyenne (Fig. V.6 entre les deux traits pointillés).

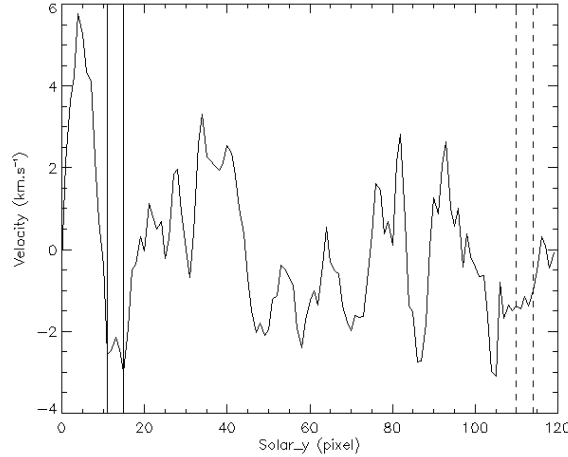


FIG. V.6 – Moyenne temporelle de la série en vitesse : la position du filament (resp. de la région calme) est définie entre les deux traits pleins (resp. les deux traits en pointillés).

### 2.3 Analyse de Fourier

Pour déterminer les fréquences caractéristiques du signal, nous utilisons une analyse de Fourier de la série temporelle en vitesse. De façon à améliorer le rapport signal sur bruit, le signal du filament est la série temporelle obtenue en effectuant la moyenne spatiale des 5 pixels du filament (définis dans le paragraphe précédent). En effectuant cette opération, nous perdons les informations sur la cohérence de phase dans le filament.

Nous appliquons la transformée de Fourier au signal temporel  $S(t)$  pour obtenir  $\widetilde{S}(t)$  dans l'espace des fréquences  $\omega$  après avoir apodisé le signal (Brault & White, 1971). Les fréquences obtenues sont limitées par :

- la durée totale des observations  $T_{tot} = 7 \text{ h } 30 \text{ min}$  qui correspond à une fréquence minimale de détection  $\omega_{min} = \frac{2}{T_{tot}} = 7 \cdot 10^{-2} \text{ mHz}$ ;
- le temps d'exposition  $T_{exp} = 30 \text{ s}$  correspondant à une fréquence maximale de détection  $\omega_{max} = \frac{1}{2T_{exp}} = 15 \text{ mHz}$ .

Le spectre de puissance associé s'écrit alors  $\mathcal{P}(\omega) = 2|\widetilde{S}(t)|^2$ . Les spectres de puissance dans le filament et dans la région calme sont normalisés à la variance  $\sigma^2$  de leur signal (Fig. V.7). Pour calculer un niveau de confiance, nous avons fixé une fréquence minimale au-delà de laquelle le bruit est considéré comme un bruit blanc. La distribution statistique du bruit dans l'espace de Fourier est une distribution  $\chi^2$  à deux degrés de liberté. Le niveau de confiance à 99% est alors situé à  $5\sigma^2$  (Fig. V.7 droite en traits pleins). Les



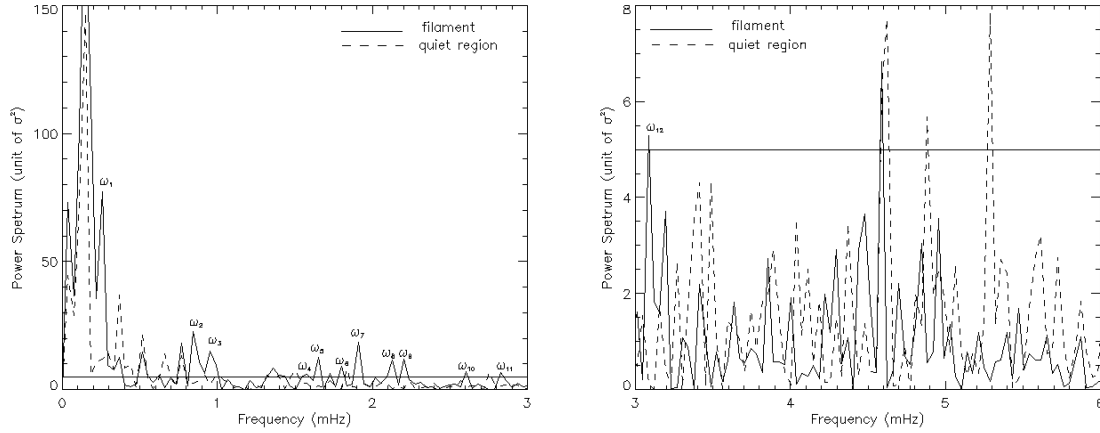


FIG. V.7 – Spectres de puissance dans le filament (trait plein) et dans la région calme (trait en pointillés) en unité de  $\sigma^2$  de 0–3 mHz à gauche et de 3–6 mHz à droite. Les fréquences caractéristiques du filament sont annotées  $\omega_1$ – $\omega_{12}$ . La droite en trait plein représente le niveau de confiance à 99%.

fréquences caractéristiques correspondent aux pics situés au-dessus du niveau de confiance à 99%. On notera d'abord la présence d'un pic commun au filament et à la région calme pour une fréquence de 0.15 mHz. Ce pic caractéristique résulte d'un effet thermique instrumental. Les fréquences communes au filament et à la région calme ne sont pas prises en compte. En particulier entre 0.3 mHz et 0.8 mHz, les pics ne sont pas caractéristiques d'oscillations dans le filament et peuvent être interprétés comme étant dus à différents effets instrumentaux tels que les instabilités de pointage (Lemaire, 2000, communication privée). L'ensemble des fréquences caractéristiques du filament est résumé dans le tableau V.1. On notera la présence dans la région calme d'oscillations caractéristiques autour de 3 min ( $\sim 5$  mHz) qui peuvent être reliées aux oscillations chromosphériques.

## 2.4 Commentaires

Les spécificités des observations SUMER que nous avons obtenues (les résolutions spatiale, temporelle et spectrale ainsi que la durée totale des observations) ont permis de mettre en évidence un grand nombre de fréquences d'oscillations dans le filament. En particulier, on notera la présence d'oscillations pour des longues périodes de l'ordre d'une heure ( $\omega_1$ ) ou un ensemble de périodes intermédiaires entre 5 min et 20 min ( $\omega_2$ – $\omega_{12}$ ). Les courtes périodes ne sont pas détectées. Au contraire de Malherbe et al. (1981), nous avons détecté des oscillations dans l'intervalle 1–10 mHz. On peut expliquer ce fait par la position du filament : Malherbe et al. ont étudié des filaments proches du centre du disque solaire alors que, dans notre cas, le filament est situé en ( $434''$ ,  $-557''$ ) ce qui permet d'observer la plupart des ondes se propageant dans la structure quelle que soit leur polarisation et malgré les effets géométriques de projection.

On peut aussi s'interroger sur l'utilisation de la raie de l'hélium neutre à  $584.33 \text{ \AA}$  pour

longues périodes	65 min 36 s	0.25 mHz	$\omega_1$
périodes inter-médiaies	19 min 46 s	0.84 mHz	$\omega_2$
	17 min 28 s	0.95 mHz	$\omega_3$
	10 min 36 s	1.57 mHz	$\omega_4$
	10 min 07 s	1.65 mHz	$\omega_5$
	9 min 17 s	1.79 mHz	$\omega_6$
	8 min 46 s	1.90 mHz	$\omega_7$
	7 min 50 s	2.13 mHz	$\omega_8$
	7 min 34 s	2.20 mHz	$\omega_9$
	6 min 24 s	2.60 mHz	$\omega_{10}$
	5 min 54 s	2.82 mHz	$\omega_{11}$
	5 min 24 s	3.08 mHz	$\omega_{12}$
courtes périodes	pas détectées		

TAB. V.1 – Liste des périodes et des fréquences observées dans le filament. On notera la présence d’oscillations à longues périodes, une multitude de périodes intermédiaies ainsi que le manque d’observations de courtes périodes.

détecter des oscillations en vitesse dans les filaments. Cette raie chromosphérique correspond à la transition  $1s^2 \ ^1S - 1s \ 2p \ ^1P^0$  du parahélium. Les observations de cette raie apparaissent principalement dans les années 70 : Dupree & Reeves (1971) pour le soleil calme, Dupree et al. (1973) dans les régions actives, ou encore Cushman et al. (1975) et Delaboudinière & Crifo (1976) à partir d’expériences fusées. Les profils de la raie (Cushman et al., 1975) sont larges ( $\sim 110$  mÅ pour Delaboudinière & Crifo et  $\sim 80$  mÅ pour Cushman et al.) et parfois avec un reversement du profil au centre de la raie (Delaboudinière & Crifo, 1976) qui est une indication que la raie est optiquement épaisse dans la chromosphère. Par contre, aucune mesure précise n’avait été effectuée dans une protubérance ou un filament avant SOHO. La largeur à mi-hauteur de la raie a été évaluée à 140 mÅ dans le Soleil calme (Vial, 2000) si l’on considère une vitesse microturbulente inférieure à  $5 \text{ km.s}^{-1}$  mais apparaît clairement plus étroite dans le filament (Fig. V.4; Régnier et al., 2001b). Le profil est apparemment non-renversé. Les modélisations des raies de l’hélium hors équilibre thermodynamique local (Heasley et al., 1974; Labrosse & Gouttebroze, 1999) fournissent des valeurs de l’opacité de la raie dans les protubérances de l’ordre de  $10^4$ – $10^6$ . Les valeurs de la largeur de la raie et de l’opacité de la raie permettent de considérer le milieu essentiellement opaque dans cette raie. Par conséquent, les informations sur les vitesses Doppler que nous avons analysées peuvent provenir d’une couche superficielle où la cohérence des oscillations est maintenue.

Dans la section suivante, nous allons utiliser un modèle de protubérance développé par Joarder & Roberts (1993) pour identifier les modes d’oscillations pouvant exister dans une telle structure ainsi que pour fournir un diagnostic des paramètres caractéristiques du

plasma et de la géométrie du filament.

### 3 Modèle de filament appliqué aux oscillations

#### 3.1 Modèle de Joarder et Roberts

Pour décrire les phénomènes oscillatoires dans les protubérances, la première étape est de définir la géométrie de la structure, et le champ magnétique associé. Les observations, présentées ci-dessus, fournissent plusieurs fréquences d'oscillations caractéristiques des mouvements globaux dans le filament et cela du fait que l'on suit une petite partie du filament et que l'on a moyenné le signal sur la largeur du filament. Pour ces raisons, nous utiliserons le modèle de Joarder & Roberts (1993) de préférence au modèle de Joarder et al. (1997) qui tient compte de la structure fine.

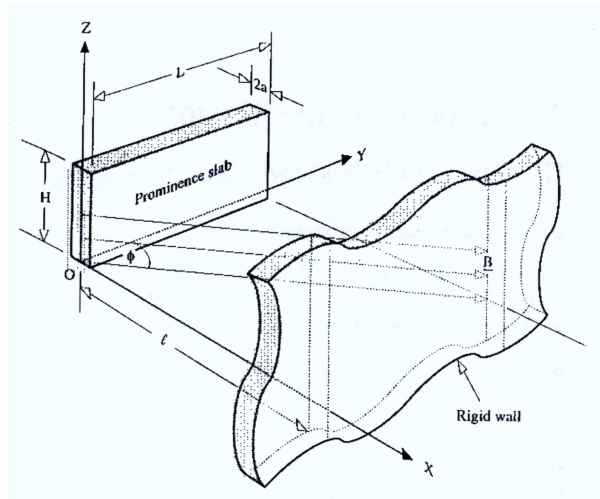


FIG. V.8 – Schéma du modèle de Joarder & Roberts (1993) : le filament est représenté par un parallélépipède rectangle de longueur  $L$ , de hauteur  $H$  et de largeur  $2a$ . Le champ magnétique  $\vec{B}$  est incliné d'un angle  $\phi$  par rapport à l'axe principal du filament et est fixé à une distance  $l$  du filament à des murs parfaitement conducteurs.

Dans le modèle de Joarder & Roberts (1993), le filament est représenté comme un parallélépipède rectangle de longueur  $L$  suivant la direction  $y$ , de hauteur  $H$  suivant  $z$  et de largeur  $2a$  suivant  $x$  (Fig. V.8). Le filament est plongé dans un champ magnétique  $\vec{B}$  constant, uniforme, situé dans le plan  $xOy$  parallèle à la photosphère et incliné d'un angle  $\phi$  par rapport à l'axe  $[Oy]$  :  $\vec{B} = (B_x, B_y, 0)$  avec  $B_x = B_y \tan(\phi)$ . On distingue deux milieux :

- le milieu intérieur définissant le filament avec une température  $T_o$  et une densité  $\rho_o$ ,
- le milieu extérieur représentant les conditions coronales entourant le filament avec une température  $T_e$  et une densité  $\rho_e$ .

L'ensemble des valeurs caractéristiques du milieu intérieur (resp. extérieur) porteront l'indice "o" (resp. "e"). Avec un champ magnétique uniforme, l'équilibre de la pression totale entre le milieu intérieur et le milieu extérieur s'écrit simplement comme l'équilibre de la pression cinétique du plasma à l'intérieur et à l'extérieur :

$$\rho_o T_o = \rho_e T_e \quad (\text{V.2})$$

La gravité est négligée ainsi que la courbure des lignes de champ supportant le filament. Afin de rendre compte de l'ancrage des lignes de champ dans la photosphère, le champ magnétique  $\vec{B}$  est fixé de part et d'autre du filament, à une distance  $l$  suivant l'axe [Ox] ( $l > a$ ), à un mur parfaitement conducteur.

### 3.2 Modes d'oscillations

Pour déterminer les modes d'oscillation du filament, nous linéarisons les équations de la MHD (cf Chap. II) en introduisant des perturbations de déplacement, de vitesse, de champ magnétique, de pression et de densité de la forme :

$$\delta \xi = \xi \exp(i\omega t - ik_x x - ik_y y - ik_z z) \quad (\text{V.3})$$

où  $\omega$  est la fréquence de la perturbation, et  $k_x, k_y, k_z$  les nombres d'onde dans chaque direction. L'ensemble des calculs permettant l'obtention des relations de dispersion des ondes pouvant exister dans ce modèle est détaillé dans l'annexe V.A. Les principales hypothèses de ce modèle sont de considérer que  $2a \ll L, H$ , et que l'on se situe dans l'approximation des grandes longueurs d'onde, c'est-à-dire que  $k_y = k_z = 0$ . Les conditions aux limites sont fixées par l'effet des murs rigides en  $\pm l$  :  $v_x(\pm l) = v_y(\pm l) = v_z(\pm l) = 0$ . Les conditions de continuité sont déterminées à l'interface entre le milieu intérieur et le milieu extérieur : continuité de la pression totale et de la composante  $v_x$  de la vitesse en  $\pm a$ . Ces conditions conduisent à la continuité de  $\delta \vec{v}$ ,  $\delta p$ ,  $\delta B_y$  et de  $\delta B_z$ . Les six modes obtenus sont les modes d'Alfvén pair et impair avec une vitesse caractéristique  $v_{Ax}$  (vitesse d'Alfvén suivant l'axe x), les modes magnétoacoustiques (lents et rapides) "sausage" et "kink" de vitesses caractéristiques  $c^\pm = \sqrt{2}v_{Ax}c_s(c_f^2 \pm (c_f^4 - 4v_{Ax}^2c_s^2)^{1/2})^{-1/2}$  (+ pour les modes lents, - pour les modes rapides) où  $c_s$  est la vitesse du son dans le milieu et  $c_f^2 = v_A^2 + c_s^2$ . Ils satisfont aux équations de dispersion suivantes :

$$\tan\left(\frac{wa}{v_o}\right) - \sqrt{\frac{\rho_e}{\rho_o}} \cot\left(\frac{w(l-a)}{v_e}\right) = 0 \quad (\text{V.4})$$

pour le mode d'Alfvén pair ( $v = v_{Ax}$ ) et pour les modes magnétoacoustiques "kink" lents ( $v = c^+$ ) et rapides ( $v = c^-$ );

$$\cot\left(\frac{wa}{v_o}\right) + \sqrt{\frac{\rho_e}{\rho_o}} \cot\left(\frac{w(l-a)}{v_e}\right) = 0 \quad (\text{V.5})$$

pour le mode d'Alfvén impair ( $v = v_{Ax}$ ) et pour les modes magnétoacoustiques "sausage" lents ( $v = c^+$ ) et rapides ( $v = c^-$ ). Les modes satisfaisant à l'équation de dispersion V.4 (resp. V.5) seront regroupés sous le terme de modes pairs (resp. impairs)

Ces équations de dispersion possèdent une infinité de solutions. La fréquence la plus basse est appelée la fréquence primaire, les suivantes étant les fréquences secondaires. En supposant que  $\frac{a}{l} \ll 1$ , on peut donner une forme approchée de la fréquence primaire et des fréquences secondaires de modes (Tab. V.2). Nous nous sommes restreints aux fréquences inférieures à 6 mHz (périodes supérieures à  $\sim 3$  min). Les fréquences secondaires ne sont pas des fréquences harmoniques de la fréquence principale du mode considéré. On notera aussi que les fréquences secondaires peuvent se scinder en deux sous-catégories : les fréquences des modes internes (ne dépendant que de la vitesse du milieu intérieur) et les fréquences des modes externes (ne dépendant que de la vitesse du milieu extérieur).

	fréquence primaire	fréquence secondaire
mode pair (Alfvén, kink)	$\frac{c_o}{2\pi(la)^{1/2}}$	$\frac{nc_o}{2a} \quad n = 1, 2, \dots$ (mode interne) $\frac{nc_e}{2(l-a)} \quad n = 1, 2, \dots$ (mode externe)
mode impair (Alfvén, sausage)	$\frac{c_o}{4a}$	$\frac{(2n+1)c_o}{4a} \quad n = 1, 2, \dots$ (mode interne) $\frac{nc_e}{2(l-a)} \quad n = 1, 2, \dots$ (mode externe)

TAB. V.2 – Formules approchées des fréquences primaires et secondaires pour les modes pair et impair. La vitesse  $c$  est remplacée par soit  $v_{Ax}$  pour les modes d'Alfvén, soit  $c^+$  pour les modes lents, soit  $c^-$  pour les modes rapides.

Par la suite, nous utiliserons la notation suivante : " $eAm$ " pour le mode d'Alfvén pair, " $oAm$ " pour le mode d'Alfvén impair, " $skm$ " pour le mode lent "kink", " $ssm$ " pour le mode lent "sausage", " $fkm$ " pour le mode rapide "kink" et " $fsm$ " pour le mode rapide "sausage" ; les fréquences des modes secondaires internes (externes) sont notées  $\omega^{n,i}$  ( $\omega^{n,e}$ ) avec  $n \geq 1$ .

À partir du tableau V.2, nous avons calculé les rapports des fréquences primaires et des fréquences secondaires :

$$\frac{\omega_{eAm}}{\omega_{oAm}} = \frac{\omega_{skm}}{\omega_{ssm}} = \frac{\omega_{fkm}}{\omega_{fsm}} = \frac{2}{\pi} \left( \frac{a}{l} \right)^{1/2} \quad (\text{V.6})$$

pour les rapports des fréquences primaires,

$$\frac{\omega_{eAm}^{n,i}}{\omega_{eAm}} = \frac{\omega_{skm}^{n,i}}{\omega_{skm}} = \frac{\omega_{fkm}^{n,i}}{\omega_{fkm}} = n\pi \left( \frac{l}{a} \right) \quad (\text{V.7})$$

pour les rapports des fréquences secondaires internes et de la fréquence primaire des modes pairs considérés,

$$\frac{\omega_{eAm}^{n,e}}{\omega_{eAm}} = \frac{\omega_{skm}^{n,e}}{\omega_{skm}} = \frac{\omega_{fkm}^{n,e}}{\omega_{fkm}} = n\pi \left( \frac{a}{l} \right) \sqrt{\frac{\rho_o}{\rho_e}} \quad (\text{V.8})$$

pour les rapports des fréquences secondaires externes et de la fréquence primaire des modes pairs considérés,

$$\frac{\omega_{oAm}^{n,i}}{\omega_{oAm}} = \frac{\omega_{ssm}^{n,i}}{\omega_{ssm}} = \frac{\omega_{fsm}^{n,i}}{\omega_{fsm}} = 2n + 1 \quad (\text{V.9})$$

pour les rapports des fréquences secondaires internes et de la fréquence primaire pour les modes impairs considérés,

$$\frac{\omega_{oAm}^{n,e}}{\omega_{oAm}} = \frac{\omega_{ssm}^{n,e}}{\omega_{ssm}} = \frac{\omega_{fsm}^{n,e}}{\omega_{fsm}} = 2n \left( \frac{a}{l} \right) \sqrt{\frac{\rho_o}{\rho_e}} \quad (\text{V.10})$$

pour les rapports des fréquences secondaires externes et de la fréquence primaire pour les modes impairs considérés.

Il est intéressant de remarquer que le rapport des fréquences primaires, Éq.(V.6), ne dépend que des caractéristiques géométriques du modèle,  $l$  et  $a$ , et par conséquent ne dépend ni de l'angle  $\phi$ , ni de la densité, ni de la température et ni du champ magnétique. Ce rapport est noté  $\eta$  :

$$\eta = \frac{2}{\pi} \left( \frac{a}{l} \right)^{1/2}. \quad (\text{V.11})$$

$\eta$  est le rapport de la fréquence primaire d'un mode pair sur la fréquence primaire du mode impair associé. Comme le modèle suppose que  $l > a$ ,  $\eta$  est toujours inférieur à 1. Par conséquent, la fréquence primaire du mode pair est toujours plus petite que la fréquence primaire du mode impair associé.

### 3.3 Analyse paramétrique des modes d'oscillations

Afin de préciser les fréquences caractéristiques des modes d'oscillations, nous allons résoudre les équations de dispersion à partir des paramètres géométriques décrivant la région active 8725 ainsi que des paramètres typiques des filaments-protubérances.

Les paramètres géométriques sont déduits des observations :

- la largeur  $2a$  : en utilisant l'image H $\alpha$  (Fig. V.2 en haut à droite), nous avons estimé la largeur  $2a$  du filament à 8 000 km ;
- la longueur  $l$  : la distance entre les deux murs rigides du modèle (Fig. V.8) peut être estimée à partir du magnétogramme MDI (Fig. V.2 en haut à gauche). Les murs parfaitement conducteurs sont parallèles et situés de part et d'autre de la ligne d'inversion de la composante longitudinale du champ magnétique (cf. Fig. V.2 en haut à gauche), et sont séparés d'une distance  $2r$  au niveau photosphérique. Dans l'hypothèse où les lignes de champ magnétique sont semi-circulaires, nous pouvons approximer la longueur  $l$  à  $\frac{\pi}{2}r$ , c'est-à-dire  $l \sim 63\,000$  km.

Les paramètres typiques du filament et du milieu coronal sont la température ( $T_o = 8000\text{ K}$ ,  $T_e = 10^6\text{ K}$ ), la densité du filament  $\rho_o = 10^{12}\text{ cm}^{-3}$  (e.g. Schmieder et al., 1985). D'après l'équation V.2, on a donc une densité  $\rho_e$  du milieu extérieur de  $8 \cdot 10^9\text{ cm}^{-3}$ . Nous donnons aussi un ordre de grandeur du module du champ magnétique,  $B = 20\text{ G}$ , et de l'angle entre l'axe principal du filament et le champ magnétique,  $\phi = 25^\circ$ , en accord avec les mesures effectuées par Leroy et al. (1984).

L'ensemble des périodes obtenues en résolvant les six équations de dispersion est résumé dans le tableau V.3. Nous nous sommes limités aux périodes supérieures à 3 min. On remarquera que la période primaire du mode lent "kink" est supérieure à 5 heures avec ce jeu de paramètres, et par conséquent on peut déjà conclure que ce mode sera difficilement observable (la durée des observations devrait être de l'ordre de 15 heures). On peut aussi noter le nombre important de périodes secondaires pour les modes lents (en particulier entre 3 et 10 min) au contraire des modes d'Alfvén et des modes rapides.

	Périodes primaires	Périodes secondaires
mode lent "kink"	5 h 46 min 51 s	37 min 48 s, 27 min 28 s, 18 min 25 s, 14 min 02 s, 12 min 10 s, 9 min 30 s, 9 min 00 s, 7 min 24 s, 6 min 56 s, 6 min 08 s, 5 min 35 s, 5 min 14 s, 4 min 41 s, 4 min 33 s, 4 min 06 s, 3 min 58 s, 3 min 41 s, 3 min 29 s, 3 min 20 s
mode d'Alfvén pair	69 min 30 s	7 min 34 s, 5 min 30 s, 3 min 41 s
mode lent "sausage"	57 min 22 s	35 min 56 s, 19 min 33 s, 17 min 33 s, 12 min 23 s, 11 min 04 s, 9 min 12 s, 7 min 59 s, 7 min 20 s, 6 min 17 s, 6 min 03 s, 5 min 17 s, 5 min 03 s, 4 min 36 s, 4 min 17 s, 4 min 04 s, 3 min 44 s, 3 min 39 s, 3 min 21 s
mode rapide "kink"	28 min 53 s	< 3 min
mode d'Alfvén impair	11 min 29 s	7 min 12 s, 3 min 55 s, 3 min 31 s
mode rapide "sausage"	4 min 46 s	< 3 min

TAB. V.3 – Liste des fréquences primaires et secondaires des modes d'oscillations obtenues en résolvant les équations de dispersion du modèle de Joarder & Roberts (1993) avec  $2a = 8000\text{ km}$ ,  $l = 63000\text{ km}$ , la densité du filament de  $10^{12}\text{ cm}^{-3}$ , le module du champ magnétique de 20 G et l'angle  $\phi$  de  $25^\circ$ .

Nous prolongeons cette étude paramétrique en faisant varier les paramètres les plus

sensibles : l'angle  $\phi$ , le module du champ magnétique  $B$  ou la densité du filament  $\rho_o$ .

La variation de la fréquence primaire des modes en fonction de l'angle  $\phi$  est représentée sur le graphique V.9 (en haut à gauche) pour  $B = 20 \text{ G}$  et  $\rho_o = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ . Les modes rapides ( $\times$ ) ne sont pas sensibles aux variations de l'angle  $\phi$ . Pour des angles très petits, on se situe dans le cas particulier du champ magnétique purement longitudinal (Joarder & Roberts, 1992a) avec une direction de propagation perpendiculaire au champ magnétique. Dans ce cas, seuls les modes rapides sont dominants : les modes lents et d'Alfvén ont des fréquences très petites (des périodes très grandes,  $> 10$  heures). Pour  $B$  et  $\rho_o$  fixés, la fréquence du mode d'Alfvén impair et celle du mode rapide "kink" sont identiques pour un angle  $\phi_0$  donné par la relation suivante :

$$\sin^2(\phi_0) = \eta^2 \left[ 1 + (1 - \eta^2) \frac{c_{so}^2}{v_{Ao}^2} \right]. \quad (\text{V.12})$$

En particulier pour notre jeu de paramètres, l'intersection des deux modes est pour un angle  $\phi$  de  $\sim 9^\circ 30'$ . Pour ce qui est des angles élevés ( $\sim 90^\circ$ ), nous nous situons dans le cas particulier du champ magnétique purement transverse (Joarder & Roberts, 1992b) avec un sens de propagation parallèle au champ magnétique. Les modes d'Alfvén pairs (resp. impairs) et magnétoacoustiques rapides "kink" (resp. "sausage") convergent vers la même fréquence : les modes ont la même vitesse de propagation  $v_{Ao}$  et se distinguent par une polarisation différente. La vitesse caractéristique des modes lents est alors  $c_{so}$ .

La variation de la fréquence des modes primaires en fonction du module du champ magnétique (Fig. V.9 en haut à droite) indique que les modes magnétoacoustiques lents sont constants. Pour de faibles valeurs du champ magnétique, seuls les modes magnétoacoustiques lents (ou plutôt acoustiques) existent dans le milieu considéré. Alors que pour les valeurs élevées du champ magnétique, la fréquence primaire de chaque mode augmente. On remarquera que le mode d'Alfvén pair et le mode lent "sausage" s'intersectent pour une valeur du champ magnétique  $B_0$  définie par :

$$B_0^2(\rho_o) = \mu_0 \rho_o c_{so}^2 \left( \frac{1}{\eta^2} - 1 \right). \quad (\text{V.13})$$

Le graphique V.9 en bas à gauche représente la variation de la fréquence primaire des modes en fonction de la densité du filament. Pour les modes d'Alfvén et les modes magnétoacoustiques rapides, plus la structure est massive, plus la fréquence diminue (la période est alors plus grande). Les modes magnétoacoustiques lents ne sont pas sensibles aux variations de densité. Le point d'intersection entre le mode d'Alfvén pair et le mode lent "sausage" est donné par la même relation que pour le graphique précédent (Fig. V.9 en haut à droite) et est défini par l'équation V.13.

Pour chaque graphique, la distance logarithmique entre les fréquences primaires de deux modes associés (les modes d'Alfvén pair et impair, ...) pour un même ensemble de paramètres est constante. Par conséquent, nous retrouvons la condition imposée par l'équation V.6. Pour un angle  $\phi$  appartenant à l'intervalle  $[\phi_0, 90^\circ]$ , nous pouvons classer les fréquences primaires des modes par ordre croissant : pour  $B < B_0(\rho_0)$ ,

$$\omega_{skm} < \omega_{eAm} < \omega_{ssm} < \omega_{fkm} < \omega_{oAm} < \omega_{fsm}, \quad (\text{V.14})$$



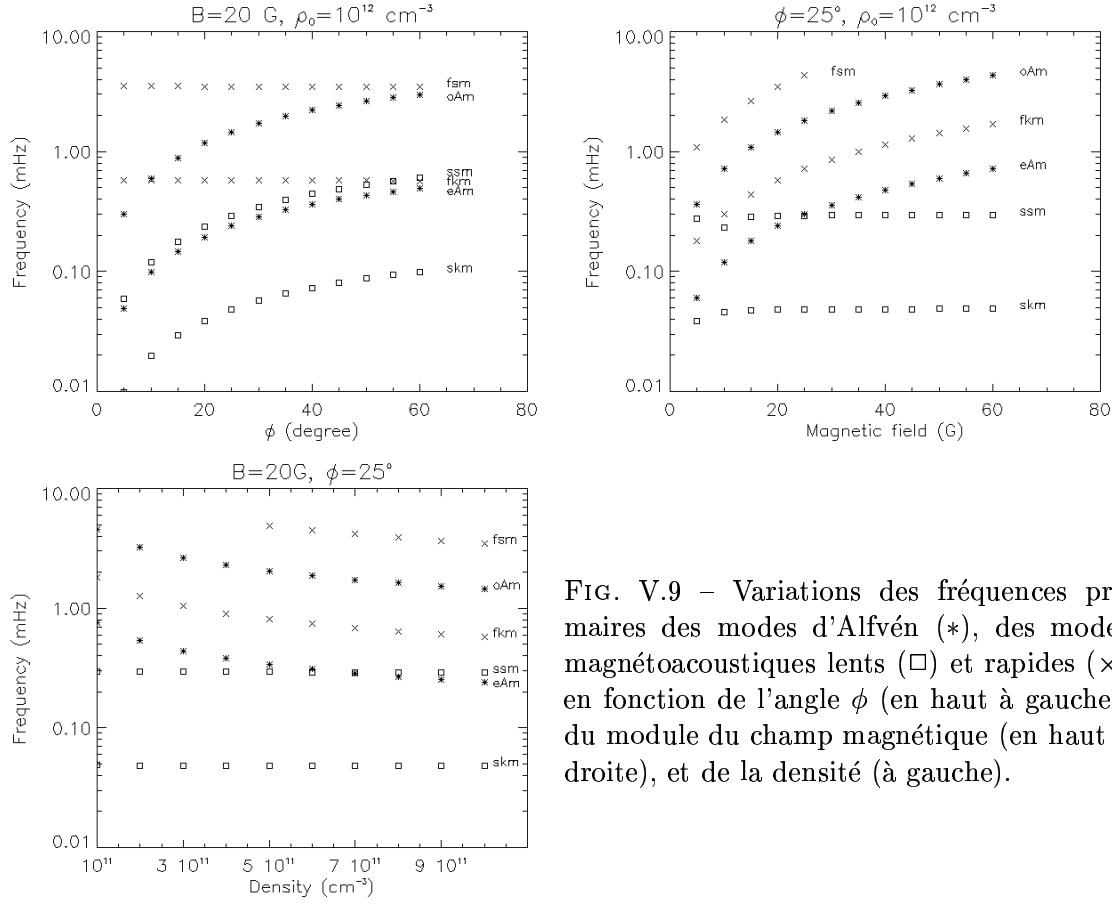


FIG. V.9 – Variations des fréquences primaires des modes d’Alfvén (\*), des modes magnétoacoustiques lents ( $\square$ ) et rapides ( $\times$ ) en fonction de l’angle  $\phi$  (en haut à gauche), du module du champ magnétique (en haut à droite), et de la densité (à gauche).

et pour  $B > B_0(\rho_0)$ ,

$$\omega_{skm} < \omega_{ssm} < \omega_{eAm} < \omega_{fkm} < \omega_{oAm} < \omega_{fsm}. \quad (\text{V.15})$$

Cette étude paramétrique nous permet de définir une méthode d’identification des fréquences observées aux fréquences des modes d’Alfvén et des modes magnétoacoustiques obtenues pour le modèle de Joarder & Roberts (1993) :

- (i) pour le filament observé, nous déterminons le paramètre  $\eta$  (Éq. V.11) à partir des paramètres géométriques  $a$  et  $l$  ;
- (ii) nous calculons l’ensemble des rapports des fréquences observées que nous comparons avec la valeur de  $\eta$  ;
- (iii) nous définissons les contraintes observationnelles à appliquer au modèle : les basses fréquences sont limitées par  $\omega_{min}$  (cf paragraphe 2.3) et les hautes fréquences sont limitées par  $\omega_{max}$  ;
- (iv) parmi les rapports obtenus en (i), nous éliminons ceux qui ne satisfont pas les inégalités V.14 et V.15 ainsi que les conditions (iii).

### 3.4 Observabilité des modes

Dans le modèle de Joarder & Roberts (1993), il est à noter que les modes d'Alfvén sont découplés des modes magnétoacoustiques lents et rapides. L'écriture des quantités perturbées (cf Annexe V.A) telles que la vitesse  $\delta\vec{v}$  et le champ magnétique  $\delta\vec{B}$  donnent des informations sur la nature des modes :

- les perturbations perpendiculaires à la surface solaire ne font intervenir que les modes d'Alfvén ;
- les perturbations dans le plan parallèle à la photosphère font participer les modes magnétoacoustiques lents et rapides.

Par conséquent, si l'on observe le filament au centre du disque solaire (vue de dessus), seuls les modes d'Alfvén devraient être observables. Au contraire si l'observateur se situe perpendiculairement au filament (observations possibles dans le cas des protubérances), seuls les modes magnétoacoustiques devraient être observables. On peut aussi remarquer que, suivant ce modèle, l'étude des variations temporelles de la composante verticale du champ magnétique photosphérique devrait mettre en évidence les modes magnétoacoustiques.

## 4 Comparaison observations-modèle : méthode de diagnostique du filament

Dans cette section, nous allons appliquer à la région active 8725 la méthode d'identification déduite de l'étude paramétrique.

### 4.1 Identification des modes

Dans la section précédente, nous avons déjà déterminé les paramètres géométriques de la région active :  $2a = 8\,000\text{ km}$  et  $l = 63\,000\text{ km}$ . La méthode d'identification des fréquences observées (cf Tab. V.1) aux modes d'oscillations théoriques découlant du modèle de Joarder & Roberts (1993) se compose de quatre points :

- (i) nous calculons le paramètre sans dimension  $\eta$  à partir des caractéristiques géométriques de la région active :  $\eta = 0.16$ . À l'aide de la résolution spatiale des instruments utilisés (le magnétographe MDI et le spectrohéliographe H $\alpha$ ), l'incertitude relative sur la mesure du paramètre  $\eta$  est de l'ordre de 20% ;
- (ii) d'après le tableau V.1, nous déduisons les rapports des fréquences observées dans le filament et nous les comparons avec la valeur du paramètre  $\eta$ . L'ensemble des résultats est résumé dans le tableau V.4. Les rapports proches de  $\eta$  (en caractères gras) font uniquement intervenir  $\omega_1$  et sont notés  $\eta_1 = \frac{\omega_1}{\omega_4}$ ,  $\eta_2 = \frac{\omega_1}{\omega_5}$ ,  $\eta_3 = \frac{\omega_1}{\omega_6}$ ,  $\eta_4 = \frac{\omega_1}{\omega_7}$  ;
- (iii) comme nous l'avons déjà indiqué dans la section 2.3, les fréquences limitant la détectabilité des modes sont :  $\omega_{min} = \frac{2}{T_{tot}} = 7\,10^{-2}\text{ mHz}$  et  $\omega_{max} = \frac{1}{2T_{exp}} = 15\text{ mHz}$ . La valeur de la fréquence  $\omega_{min}$  implique que le mode magnétoacoustique lent "kink" n'est pas détectable pour un jeu de paramètres,  $B$  et  $\phi$ , raisonnable (cf. Fig. V.9) ;
- (iv) on considère que la première fréquence observée  $\omega_1$  correspond à la fréquence primaire d'un mode d'oscillation :  $\omega_1$  est égale soit à  $\omega_{ssm}$ , soit à  $\omega_{eAm}$  (d'après les

rapport	$\frac{\omega_1}{\omega_i}$	$\frac{\omega_2}{\omega_i}$	$\frac{\omega_3}{\omega_i}$	$\frac{\omega_4}{\omega_i}$
i=2	0.305			
i=3	0.269	0.884		
i=4	<b>0.164</b> ( $\eta_1$ )	0.536	0.607	
i=5	<b>0.156</b> ( $\eta_2$ )	0.512	0.579	0.954
i=6	<b>0.143</b> ( $\eta_3$ )	0.470	0.532	0.876
i=7	<b>0.135</b> ( $\eta_4$ )	0.444	0.502	0.827
i=8	0.121	0.396	0.449	0.739
i=9	0.117	0.383	0.433	0.713
i=10	0.099	0.324	0.367	0.604
i=11	0.091	0.299	0.338	0.556
i=12	0.083	0.273	0.309	0.510

TAB. V.4 – Ensemble des rapports des fréquences observées. Les fréquences proches du paramètre  $\eta$  sont indiquées en caractères gras. Les rapports  $\frac{\omega_{j>4}}{\omega_{i>j}}$  sont plus élevés que  $\eta$  et n'apparaissent pas dans ce tableau.

inégalités V.14 et V.15). Mais comme tous les rapports  $\eta_i$  sont associés uniquement à  $\omega_1$  et que par conséquent  $\omega_1$  doit être associée à une fréquence plus élevée (cf. définition de  $\eta$  au paragraphe 3.2), on en déduit que  $\omega_1 \equiv \omega_{eAm}$ . La fréquence observée suivante est  $\omega_2$  et peut être associée soit au mode lent "sausage", soit au mode rapide "kink". Pour un jeu de paramètres raisonnable (cf Fig. V.9), le mode lent "sausage" ne peut pas être associé à la fréquence  $\omega_2$ . Par conséquent,  $\omega_2 \equiv \omega_{fkm}$  et  $\omega_{ssm} < \omega_{eAm}$  comme dans le cas des inégalités V.15. La fréquence associée à  $\omega_{eAm}$  est  $\omega_5$  (d'après le tableau V.4), c'est-à-dire que  $\omega_5 \equiv \omega_{oAm}$ . L'ensemble des résultats est résumé dans le tableau V.5.

	fréquences (mHz)	périodes
mode lent "kink"	pas détecté	
mode lent "sausage"	pas détecté	
mode d'Alfvén pair	$\omega_1 = 0.257$	65 min 36 s
mode rapide "kink"	$\omega_2 = 0.843$	19 min 46 s
mode d'Alfvén impair	$\omega_5 = 1.646$	10 min 07 s
mode rapide "sausage"	pas détecté	

TAB. V.5 – Identification des fréquences observées aux fréquences primaires des modes d'oscillations possibles intervenant dans le modèle développé par Joarder & Roberts (1993).

## 4.2 Méthode indirecte de diagnostic

Nous allons utiliser les résultats du tableau V.5 pour réaliser un diagnostic du filament de la région active 8725. Les paramètres physiques importants sont la température du

filament, sa densité, et les caractéristiques de son champ magnétique (module et angle). Pour effectuer ce diagnostic, nous utilisons les valeurs approchées de fréquences primaires données dans le tableau V.2. Les fréquences des modes faisant intervenir la même vitesse caractéristique (e.g. les fréquences des modes d'Alfvén pair et impair) peuvent être utilisées indifféremment l'une ou l'autre. Par conséquent, seules deux fréquences,  $\omega_{eAm}$  et  $\omega_{fkm}$ , sont à notre disposition pour réaliser le diagnostic. La température est alors définie comme un paramètre libre du milieu. Le système à résoudre est donc le suivant :

$$\omega_{eAm} = \frac{v_{Axo}}{2\pi(la)^{1/2}}, \quad \omega_{fkm} = \frac{c_o^-}{2\pi(la)^{1/2}}$$

avec  $v_{Axo} = \frac{B \sin(\phi)}{\sqrt{\mu_0 \rho_o}}$ , et  $c_o^- = \sqrt{2} v_{Axo} c_{so} \left[ c_{fo}^2 - (c_{fo}^4 - 4v_{Axo}^2 c_{so}^2)^{1/2} \right]^{-1/2}$ . On déduit alors les expressions de la vitesse d'Alfvén  $v_{Ao}$  et de l'angle  $\phi$  en fonction des fréquences  $\omega_{eAm}$  et  $\omega_{fkm}$  ainsi que de la température  $T_o$  (ou la vitesse du son  $c_{so}$ ) :

$$v_{Ao} = \frac{1}{\omega_{fkm}} \sqrt{c_{so}^2 (\omega_{eAm}^2 - \omega_{fkm}^2) + 4\pi^2 l a \omega_{fkm}^4} \quad (\text{V.16})$$

$$\sin(\phi) = \frac{2\pi(la)^{1/2} \omega_{eAm} \omega_{fkm}}{\left( c_{so}^2 (\omega_{eAm}^2 - \omega_{fkm}^2) + 4\pi^2 l a \omega_{fkm}^4 \right)^{1/2}} \quad (\text{V.17})$$

Pour une température  $T_o = 8\,000\text{ K}$  (e.g. Vial, 1998), nous estimons la valeur de l'angle  $\phi$  entre l'axe principal du filament et le champ magnétique :

$$\phi = 18^\circ \pm 2.5^\circ \quad (\text{V.18})$$

et nous en déduisons aussi une relation entre le module du champ magnétique  $B$  et la densité  $\rho_o$  du filament :

$$B = 2.9 \cdot 10^{-5} (\pm 0.4 \cdot 10^{-5}) \sqrt{\rho_o} \quad (\text{V.19})$$

avec  $B$  exprimé en Gauss et  $\rho_o$  exprimée en  $\text{cm}^{-3}$ . Cette relation est évidemment caractéristique d'une vitesse d'Alfvén constante, mais nous obtenons la valeur du coefficient de proportionnalité entre le champ magnétique et la racine carrée de la densité. La courbe V.10 représente les variations du champ magnétique  $B$  en fonction de la densité  $\rho_o$  : l'augmentation du champ magnétique a pour effet de confiner la matière dans la filament (augmentation de la densité). Pour des valeurs de champ magnétique raisonnables entre 10 et 70 G (e.g. Vial, 1998), la densité du filament est comprise entre  $1.2 \cdot 10^{11}$  et  $5.6 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ . On notera aussi que cette relation est en accord avec l'inégalité V.15 qui suppose que quelle que soit la densité du filament, le module du champ magnétique doit toujours être supérieur à  $B_0(\rho_o)$  (cf Éq. V.13) :

$$B_0(\rho_o) = 2.5 \cdot 10^{-5} \sqrt{\rho_o} \quad (\text{V.20})$$

Pour  $5\,000\text{ K} < T_o < 15\,000\text{ K}$ , la valeur de l'angle  $\phi$  ainsi que le coefficient de proportionnalité de l'équation V.19 varient de moins de 5%. Cette faible fluctuation est due au fait que le système résolu (Éqs. V.16–V.17) fait intervenir uniquement les fréquences des modes

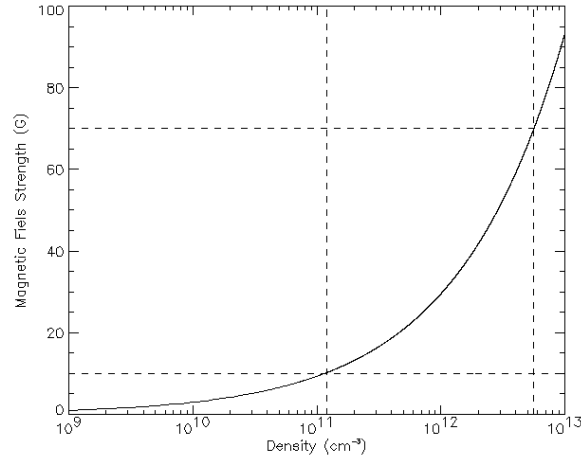


FIG. V.10 – Évolution du module du champ magnétique  $B$  en fonction de la densité  $\rho_0$  du filament. L'intervalle de champ magnétique (entre 10 et 70 G) caractéristique d'un filament délimite un intervalle de densité (entre  $1.2 \cdot 10^{11}$  et  $5.6 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ ).

d'Alfvén et magnétoacoustiques rapides, alors que seuls les modes magnétoacoustiques lents sont sensibles à la température (Joarder et al., 1997). Pour pouvoir estimer la température du filament, il faudrait pouvoir identifier les modes magnétoacoustiques lents (cf. Annexe V.A).

## 5 Discussion et conclusions

### Observations

Les observations du filament de la région active 8725 ont été obtenues par le spectromètre SUMER dans la raie de l'hélium neutre à  $584.33 \text{ \AA}$  avec un temps d'exposition  $\sim 30 \text{ s}$  et une durée totale d'observation de  $\sim 7 \text{ h } 30 \text{ min}$ . La série temporelle en vitesse peut ainsi être dérivée de ces observations. L'analyse de Fourier de ce signal met en évidence un grand nombre de périodes caractéristiques :

- les périodes dues à des effets instrumentaux tels que des effets thermiques ou des instabilités de pointage (Lemaire, 2000) ;
- les périodes d'oscillations globales du filament que l'on peut ranger dans trois catégories distinctes (Molowny-Horas et al., 1997) : les courtes périodes inférieures à 6 min, les périodes intermédiaires entre 6 et 40 min, les longues périodes supérieures à 40 min.

## Modèle

Le modèle de Joarder & Roberts (1993) a été utilisé afin de déterminer les ondes pouvant se propager dans le filament et son environnement coronal suivant un vecteur d'onde perpendiculaire à l'axe principal du filament et dans un plan parallèle à la photosphère. Ce modèle tient compte d'un champ magnétique incliné par rapport à l'axe principal du filament (en accord avec les observations réalisées par Leroy et al., 1984). Les ondes apparaissant dans ce système sont les ondes MHD : les ondes d'Alfvén, les ondes magnétoacoustiques lentes et rapides. Une étude paramétrique du modèle permet de connaître le comportement et la sensibilité des fréquences caractéristiques de ces ondes à des paramètres tels que la température du filament, sa densité et le module du champ magnétique.

Des équations de dispersion sont obtenues pour chaque onde en séparant les modes pairs (les modes d'Alfvén pair, magnétoacoustiques lent et rapide "kink") des modes impairs (les modes d'Alfvén impair, magnétoacoustiques lent et rapide "sausage"). Ces équations fournissent une infinité de solutions parmi lesquelles nous distinguons les fréquences primaires (la fréquence la plus basse d'un mode) des fréquences secondaires internes et externes (toutes les fréquences supérieures à la fréquence primaire).

## Identification et diagnostic

Nous avons développé une méthode d'identification qui permet de comparer les fréquences observées aux fréquences primaires des modes d'oscillations déduits du modèle de Joarder & Roberts (1993). En particulier, l'identification fournit la période primaire du mode d'Alfvén pair ( $\sim 1$  h), du mode magnétoacoustique rapide "kink" ( $\sim 20$  min) et du mode d'Alfvén impair ( $\sim 10$  min).

En utilisant les formules approchées des fréquences primaires, nous pouvons en principe déduire des fréquences identifiées un diagnostic du filament, c'est-à-dire déterminer des paramètres tels que la température et la densité, les caractéristiques du champ magnétique (l'angle entre l'axe principal du filament et le champ magnétique, le module du champ magnétique). Dans le cas étudié, la température du filament est définie comme un paramètre libre du modèle ( $T_o = 8000$  K) ce qui permet de déduire l'angle  $\phi \sim 18^\circ$  ainsi qu'une relation entre le module du champ magnétique et la racine carrée de la densité du filament  $B \sim 2.9 \cdot 10^{-5} \sqrt{\rho_o}$ .

## Discussion

Pour pouvoir fournir un diagnostic complet du filament, nous avons la possibilité de déterminer la densité et la température dans le filament ou de son environnement coronal à l'aide d'un diagnostic spectroscopique. Malheureusement, aucune observation de ce type n'a été réalisée pour la région active 8725. Par conséquent pour développer et tester cette méthode d'identification et de diagnostic, nous avons défini un programme d'observations commun à différents instruments à bord de SOHO (SUMER, CDS, EIT, MDI) et à l'observatoire THEMIS (Ténérife). Ces observations sont détaillées dans le chapitre suivant. Pour développer cette étude, nous avons aussi effectué de nouvelles observations

de filaments (différentes valeurs des paramètres géométriques  $a$  et  $l$ ) ainsi que des observations de protubérances (défectabilité des modes différente). Ces données sont en cours de traitement et d'analyse.

## V.A Méthode des modes normaux appliquée au modèle de Joarder et Roberts

Afin de faciliter la lisibilité du manuscrit, les calculs nécessaires à l'établissement des équations de dispersion sont détaillés dans cette annexe. La méthode des modes normaux est une méthode perturbative décrivant un plasma au voisinage d'un équilibre. L'opérateur des petits mouvements, déduit de la linéarisation des équations MHD au premier ordre des perturbations, permet de caractériser les différentes ondes pouvant se propager dans le plasma. Dans la dernière section, nous donnons les formules permettant d'effectuer un diagnostic du filament dans le cas où toutes les fréquences des modes primaires sont identifiées.

### 1 Opérateur des petits mouvements

Considérons un plasma de densité  $\rho_0$ , de pression  $p_0$  dans un champ magnétique  $\vec{B}_0$ . Les quantités  $p_0$ ,  $\rho_0$ , et  $\vec{B}_0$  sont supposées constantes. Le plasma est soumis aux seules forces de pression, de Lorentz et de gravité. Les équations décrivant le plasma s'écrivent alors :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{v}) = 0 \quad (\text{V.A.1})$$

$$\rho \left( \frac{\partial}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} \right) \vec{v} = -g \vec{r} \text{ad}(p) + \vec{j} \wedge \vec{B} + \rho \vec{g} \quad (\text{V.A.2})$$

$$\text{div}(\vec{B}) = 0 \quad (\text{V.A.3})$$

$$r \vec{\text{ot}}(\vec{B}) = \mu_0 \vec{j} \quad (\text{V.A.4})$$

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = r \vec{\text{ot}}(\vec{v} \wedge \vec{B}) \quad (\text{V.A.5})$$

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} \right) \left( \frac{p}{\rho^\gamma} \right) = 0 \quad (\text{V.A.6})$$

Pour étudier les ondes MHD pouvant exister dans ce milieu, des perturbations spatiales et temporelles sont introduites de la façon suivante :

$$p = p_0 + \delta p \quad \vec{B} = \vec{B}_0 + \delta \vec{B} \quad \rho = \rho_0 + \delta \rho \quad \vec{v} = \delta \vec{v} \quad (\text{V.A.7})$$

et permettent de linéariser les équations du plasma (Éqs. V.A.1–6) en négligeant les termes d'ordre 2 des perturbations comme il est indiqué dans l'exemple suivant.

Linéarisation de l'équation V.A.5 :

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = r \vec{\text{ot}}(\vec{v} \wedge \vec{B})$$

$$\frac{\partial(\vec{B}_0 + \delta \vec{B})}{\partial t} = r \vec{\text{ot}}(\delta \vec{v} \wedge (\vec{B}_0 + \delta \vec{B}))$$

$$\frac{\partial \vec{B}_0}{\partial t} + \frac{\partial(\delta \vec{B})}{\partial t} = r \vec{\text{ot}}(\delta \vec{v} \wedge \vec{B}_0) + r \vec{\text{ot}}(\delta \vec{v} \wedge \delta \vec{B})$$

$$\frac{\partial(\delta \vec{B})}{\partial t} = r \vec{\text{ot}}(\delta \vec{v} \wedge \vec{B}_0)$$



puisque  $\frac{\partial \vec{B}_0}{\partial t} = \vec{0}$  et  $r\vec{ot}(\delta\vec{v} \wedge \delta\vec{B})$  est un terme d'ordre 2.

À partir des équations V.A.1–6 linéarisées, les perturbations de pression, de densité, de champ magnétique et de vitesse sont éliminées en introduisant le déplacement  $\vec{\xi}$ . Il en résulte une unique équation :

$$\begin{aligned} \rho_0 \frac{\partial^2 \vec{\xi}}{\partial t^2} = & -\vec{g} \operatorname{div}(\rho_0 \vec{\xi}) + \operatorname{div}(\vec{\xi} \cdot \vec{grad} p_0) + \vec{grad}(\gamma p_0 \operatorname{div} \vec{\xi}) \\ & + r\vec{ot}(r\vec{ot}(\frac{\vec{\xi} \wedge \vec{B}_0}{\mu_0})) \wedge \vec{B}_0 + r\vec{ot}(B_0) \wedge r\vec{ot}(\frac{\vec{\xi} \wedge \vec{B}_0}{\mu_0}) \end{aligned} \quad (\text{V.A.8})$$

Le membre de droite de cette équation est appelé l'opérateur des petits mouvements noté  $\vec{F}(\vec{\xi})$ .

Dans le modèle de Joarder & Roberts (cf paragraphe 3.1), la gravité est négligée, la pression est isotrope et uniforme, et le champ magnétique est uniforme ( $\vec{B}_0 = B_x \vec{e}_x + B_y \vec{e}_y$ ). L'opérateur des petits mouvements se réduit alors à :

$$\vec{F}(\vec{\xi}) = \gamma p_0 \vec{grad}(\operatorname{div} \vec{\xi}) + r\vec{ot}(r\vec{ot}(\frac{\vec{\xi} \wedge \vec{B}_0}{\mu_0})) \wedge \vec{B}_0 \quad (\text{V.A.9})$$

On considère que le déplacement  $\vec{\xi}$  peut se mettre sous la forme  $\vec{\xi}(\vec{r}, t) = \vec{\xi} \exp i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})$  où  $\omega$  est la pulsation de l'onde,  $\vec{\xi} = (\xi_x, \xi_y, \xi_z)$ ,  $\vec{k}$  est le vecteur d'onde ( $\vec{k} = (k_x, k_y, k_z)$ ). Par ailleurs, on introduit la vitesse du son  $c_s = \sqrt{\frac{\gamma p_0}{\rho_0}}$ , ainsi que la vitesse d'Alfvén  $v_A$  telle que  $v_A^2 = v_{Ax}^2 + v_{Ay}^2 = \frac{B_x^2}{2\mu_0} + \frac{B_y^2}{2\mu_0} = \frac{\|\vec{B}_0\|^2}{2\mu_0}$ . En se conformant au modèle de Joarder & Roberts (1993), les composantes  $k_y$  et  $k_z$  sont négligeables devant  $k_x$ . Par conséquent, les perturbations ne dépendent que de  $x$ . L'équation (V.A.8) peut dans ces conditions s'écrire sous la forme du système matriciel suivant :

$$\begin{pmatrix} \omega^2 - (c_s^2 + v_{Ay}^2)k_x^2 & v_{Ax}v_{Ay}k_x^2 & 0 \\ v_{Ax}v_{Ay}k_x^2 & \omega^2 - v_{Ax}^2k_x^2 & 0 \\ 0 & 0 & \omega^2 - v_{Ax}^2k_x^2 \end{pmatrix} \vec{\xi} = \vec{0} \quad (\text{V.A.10})$$

Ce système possède des solutions non-triviales uniquement si le déterminant de la matrice est nul, c'est-à-dire

$$(\omega^2 - v_{Ax}^2k_x^2) (\omega^4 - (c_s^2 + v_A^2)^2 \omega^2 k_x^2 + c_s^2 v_{Ax}^2 k_x^4) = 0 \quad (\text{V.A.11})$$

Les solutions de cette équation sont :

$$k_a^2 = \frac{\omega^2}{v_{Ax}^2}, \quad k_{\pm}^2 = \frac{\omega^2}{c_{\pm}^2}$$

avec  $c^{\pm} = \sqrt{2}v_{Ax}c_s(c_f^2 \pm (c_f^4 - 4v_{Ax}^2c_s^2)^{1/2})^{-1/2}$  et  $c_f^2 = v_A^2 + c_s^2$ . On obtient donc trois modes MHD caractéristiques : le mode d'Alfvén de vitesse  $v_{Ax}$  et les modes magnéto-acoustiques lents ( $c^+$ ) et rapides ( $c^-$ ). Les trois modes fondamentaux ainsi définis vont maintenant permettre d'écrire les perturbations des paramètres du plasma et les équations de dispersion.

## 2 Expressions des perturbations

D'après le système (V.A.10), le mode d'Alfvén ne crée de déplacements que suivant l'axe des  $z$ , alors que les modes magnétoacoustiques influencent les déplacements dans le plan parallèle à la photosphère (représenté par les directions  $x$  et  $y$ ). On en déduit l'expression de  $\vec{\xi}$  :

$$\begin{aligned}\xi_x &= \alpha_1 \exp(ik_-x) + \alpha_2 \exp(-ik_-x) + \alpha_3 \exp(ik_+x) + \alpha_4 \exp(-ik_+x) \\ \xi_y &= \alpha_5 \exp(ik_-x) + \alpha_6 \exp(-ik_-x) + \alpha_7 \exp(ik_+x) + \alpha_8 \exp(-ik_+x) \\ \xi_z &= \alpha_9 \exp(ik_a x) + \alpha_{10} \exp(-ik_a x)\end{aligned}$$

où  $\alpha_1$ - $\alpha_{10}$  sont des constantes arbitraires.

À partir des équations linéarisées, on peut en déduire l'expression des perturbations de vitesse, d'accélération, de pression et de champ magnétique en fonction du déplacement :

$$\begin{cases} \delta \vec{v} &= i\omega \vec{\xi} \\ \delta \vec{a} &= -\omega^2 \vec{\xi} \\ \delta p &= -p_0 \frac{d\xi_x}{dx} \\ \delta \vec{B} &= \text{rot}(\vec{\xi} \wedge \vec{B}_0) \end{cases}$$

et que nous pouvons écrire sous forme développée de la façon suivante :

$$\begin{aligned}\delta v_x &= i\omega \xi_x, & \delta v_y &= i\omega \xi_y, & \delta v_z &= i\omega \xi_z \\ \delta a_x &= -\omega^2 \xi_x, & \delta a_y &= -\omega^2 \xi_y, & \delta a_z &= -\omega^2 \xi_z\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\delta p &= -ip_0[\alpha_1 k_- \exp(ik_-x) - \alpha_2 k_- \exp(-ik_-x) + \alpha_3 k_+ \exp(ik_+x) \\ &\quad - \alpha_4 k_+ \exp(-ik_+x)] \\ \delta B_y &= iB_x[\alpha_5 k_- \exp(ik_-x) - \alpha_6 k_- \exp(-ik_-x) + \alpha_7 k_+ \exp(ik_+x) \\ &\quad - \alpha_8 k_+ \exp(-ik_+x)] - iB_y[\alpha_1 k_- \exp(ik_-x) - \alpha_2 k_- \exp(-ik_-x) \\ &\quad + \alpha_3 k_+ \exp(ik_+x) - \alpha_4 k_+ \exp(-ik_+x)] \\ \delta B_z &= iB_x[\alpha_9 k_a \exp(ik_a x) - \alpha_{10} k_a \exp(-ik_a x)]\end{aligned}$$

On notera que le mode d'Alfvén ne contribue pas à la perturbation de pression conformément à la nature de cette onde (cf Chapitre 2) et que les perturbations de champ magnétique sont orthogonales à la direction de propagation ( $x$ ) c'est-à-dire  $\delta B_x = 0$ .

## 3 Équations de dispersion

Afin d'écrire les relations de dispersion, nous devons définir les conditions aux limites et les conditions de continuité des paramètres du plasma pour le modèle de Joarder & Roberts (1993).

Les conditions de continuité sont définies aux interfaces entre le milieu intérieur et le milieu extérieur : continuité de la composante  $v_x$  et de la pression totale  $p$  en  $\pm a$ . Ces

conditions imposent la continuité des perturbations de vitesse  $\delta\vec{v}$ , de pression  $\delta p$  et de champ magnétique  $\delta B_y$  et  $\delta B_z$  en  $\pm a$ .

Les conditions aux limites sont imposées par les murs parfaitement conducteurs situés dans le milieu extérieur en  $\pm l$  : les composantes de la vitesse  $\delta\vec{v}$  sont nulles en  $\pm l$ .

Par conséquent, le système à résoudre se réduit à un système linéaire à 18 inconnues. Pour obtenir les équations de dispersion, nous allons réduire le système aux seuls modes d'Alfvén que l'on peut facilement découpler des modes magnétoacoustiques. Le système linéaire est de la forme  $M\alpha = 0$  avec  $\alpha$  un vecteur à six éléments contenant les constantes déjà mentionnées dans la section précédente et M la matrice suivante (l'indice "o" représente le milieu intérieur et "e" le milieu extérieur) :

$$\begin{pmatrix} 0 & 0 & -k_{ao}e^{-ik_{ao}a} & k_{ao}e^{ik_{ao}a} & k_{ae} & -k_{ae} \\ 0 & 0 & -e^{-ik_{ao}a} & -e^{ik_{ao}a} & 1 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & e^{-ik_{ae}(l-a)} & e^{ik_{ae}(l-a)} \\ e^{ik_{ae}(l-a)} & e^{-ik_{ae}(l-a)} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ k_{ae} & -k_{ae} & -k_{ao}e^{ik_{ao}a} & k_{ao}e^{-ik_{ao}a} & 0 & 0 \\ 1 & 1 & -e^{ik_{ao}a} & -e^{-ik_{ao}a} & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

Le système possède des solutions non-triviales uniquement si le déterminant de la matrice M est nul, c'est-à-dire :

$$(k_{ae} - k_{ao})(e^{2i(k_{ae}+k_{ao})a} + e^{2ik_{ae}l}) + (k_{ae} + k_{ao})(e^{2i(k_{ae}+k_{ao})a} + e^{2ik_{ae}l}) = 0$$

On obtient alors les deux relations de dispersion pour le mode d'Alfvén pair :

$$\tan\left(\frac{wa}{v_{Axo}}\right) - \sqrt{\frac{\rho_e}{\rho_o}} \cot\left(\frac{w(l-a)}{v_{Axe}}\right) = 0, \quad (\text{V.A.12})$$

et pour le mode d'Alfvén impair :

$$\cot\left(\frac{wa}{v_{Axo}}\right) + \sqrt{\frac{\rho_e}{\rho_o}} \cot\left(\frac{w(l-a)}{v_{Axe}}\right) = 0. \quad (\text{V.A.13})$$

En suivant la même méthode, nous obtenons les équations de dispersion pour les modes magnétoacoustiques :

$$\tan\left(\frac{wa}{c_o^+}\right) - \sqrt{\frac{\rho_e}{\rho_o}} \cot\left(\frac{w(l-a)}{c_e^+}\right) = 0 \quad (\text{V.A.14})$$

pour le mode magnétoacoustique lent "kink",

$$\cot\left(\frac{wa}{c_o^+}\right) + \sqrt{\frac{\rho_e}{\rho_o}} \cot\left(\frac{w(l-a)}{c_e^+}\right) = 0 \quad (\text{V.A.15})$$

pour le mode magnétoacoustique lent "sausage",

$$\tan\left(\frac{wa}{c_o^-}\right) - \sqrt{\frac{\rho_e}{\rho_o}} \cot\left(\frac{w(l-a)}{c_e^-}\right) = 0 \quad (\text{V.A.16})$$

et pour le mode magnétoacoustique rapide "kink",

$$\cot\left(\frac{wa}{c_o^-}\right) + \sqrt{\frac{\rho_e}{\rho_o}} \cot\left(\frac{w(l-a)}{c_e^-}\right) = 0 \quad (\text{V.A.17})$$

pour le mode magnétoacoustique rapide "sausage".

Ces relations de dispersion fournissent des spectres de fréquences discrétisés et non-équidistants.

#### 4 Diagnostic du filament

À partir de la méthode d'identification développée dans la section 3.3, nous pouvons donc associer à chaque fréquence primaire des modes MHD une fréquence observée. Si les fréquences primaires des modes d'oscillations sont toutes identifiées, les fréquences primaires approchées (Tab. V.2) nous permettent d'accéder aux paramètres caractéristiques du filament en résolvant le système d'équations suivant :

$$\begin{cases} \omega_{ssm} &= \frac{c_o^+}{4a} \\ \omega_{oAm} &= \frac{v_{Axo}}{4a} \\ \omega_{fsm} &= \frac{c_o^-}{4a} \end{cases}$$

Ce système est équivalent au système faisant intervenir uniquement les fréquences primaires des modes pairs ( $\omega_{skm}$ ,  $\omega_{eAm}$ ,  $\omega_{fkm}$ ). Sachant que  $c^\pm = \sqrt{2}v_{Ax}c_s(c_f^\pm \pm (c_f^4 - 4v_{Ax}^2c_s^2)^{1/2})^{-1/2}$  et que  $v_{Ax} = v_A \sin(\phi)$ , on déduit du système précédent les expressions de l'angle  $\phi$ , de la vitesse du son  $c_s$  et de la vitesse d'Alfvén  $v_A$  en fonction des fréquences primaires des modes et des paramètres géométriques,  $a$  et  $l$ , du modèle :

$$\begin{aligned} \sin(\phi) &= \frac{\omega_{oAm}^2}{\sqrt{\omega_{ssm}^2(\omega_{oAm}^2 - \omega_{fsm}^2) + \omega_{oAm}^2 \omega_{fsm}^2}} \\ c_{so} &= \frac{4a \omega_{ssm} \omega_{fsm}}{\omega_{oAm}} \\ v_{Ao} &= \frac{4a}{\omega_{oAm}} \sqrt{\omega_{ssm}^2(\omega_{oAm}^2 - \omega_{fsm}^2) + \omega_{oAm}^2 \omega_{fsm}^2} \end{aligned}$$

Ces équations nous permettent d'évaluer l'angle  $\phi$  entre l'axe principal du filament et le champ magnétique, la température du filament, et nous fournissent également une relation de proportionnalité entre le module du champ magnétique et la racine carrée de la densité du filament.

Par contre dans le cas d'une identification partielle des fréquences primaires, nous sommes obligés de définir un paramètre libre. Dans le cas de l'identification de deux fréquences primaires, l'ensemble des équations et des paramètres libres est résumé dans le tableau V.6. Comme paramètres libres du modèle, nous pouvons choisir soit la température

$T_o$ , soit l'angle  $\phi$ , soit la vitesse d'Alfvén  $v_{Ao}$ . Ce dernier paramètre libre met en évidence le fait que, sans informations supplémentaires, la méthode de diagnostic fournira toujours une relation entre le module du champ magnétique  $B$  et la densité du filament  $\rho_o$  : pas de diagnostic complet du filament possible.

Fréquences identifiées	paramètres libres	équations obtenues
$\omega_{eAm}, \omega_{fkm}$	$T_o$	$\sin(\phi) = \frac{2\pi(la)^{1/2} \omega_{eAm} \omega_{fkm}}{(c_{so}^2 (\omega_{eAm}^2 - \omega_{fkm}^2) + 4\pi^2 la \omega_{fkm}^4)^{1/2}}$ $v_{Ao} = \frac{1}{\omega_{fkm}} \sqrt{c_{so}^2 (\omega_{eAm}^2 - \omega_{fkm}^2) + 4\pi^2 la \omega_{fkm}^4}$
	$\phi$	$v_{Ao} = 2\pi\sqrt{la} \frac{\omega_{eAm}}{\sin(\phi)}$ $c_{so} = 2\pi\sqrt{la} \frac{\omega_{fkm}}{\sin(\phi)} \sqrt{\frac{\omega_{eAm}^2 - \omega_{fkm}^2 \sin^2(\phi)}{\omega_{eAm}^2 - \omega_{fkm}^2}}$
	$v_{Ao}$	$\sin(\phi) = 2\pi\sqrt{la} \frac{\omega_{eAm}}{v_{Ao}}$ $c_{so} = \omega_{fkm} \sqrt{\frac{4\pi^2 la \omega_{fkm}^2 - v_{Ao}^2}{\omega_{fkm}^2 - \omega_{eAm}^2}}$
$\omega_{eAm}, \omega_{skm}$	$T_o$	$\sin(\phi) = \frac{2\pi(la)^{1/2} \omega_{eAm} \omega_{skm}}{(c_{so}^2 (\omega_{eAm}^2 - \omega_{skm}^2) + 4\pi^2 la \omega_{skm}^4)^{1/2}}$ $v_{Ao} = \frac{1}{\omega_{skm}} \sqrt{c_{so}^2 (\omega_{eAm}^2 - \omega_{skm}^2) + 4\pi^2 la \omega_{skm}^4}$
	$\phi$	$v_{Ao} = 2\pi\sqrt{la} \frac{\omega_{eAm}}{\sin(\phi)}$ $c_{so} = 2\pi\sqrt{la} \frac{\omega_{skm}}{\sin(\phi)} \sqrt{\frac{\omega_{eAm}^2 - \omega_{skm}^2 \sin^2(\phi)}{\omega_{eAm}^2 - \omega_{skm}^2}}$
	$v_{Ao}$	$\sin(\phi) = 2\pi\sqrt{la} \frac{\omega_{eAm}}{v_{Ao}}$ $c_{so} = \omega_{skm} \sqrt{\frac{4\pi^2 la \omega_{skm}^2 - v_{Ao}^2}{\omega_{skm}^2 - \omega_{eAm}^2}}$
$\omega_{skm}, \omega_{fkm}$	$T_o$	$\sin(\phi) = \frac{4\pi^2 la \omega_{skm} \omega_{fkm}}{c_{so} (4\pi^2 la (\omega_{skm}^2 - \omega_{fkm}^2) - c_{so}^2)^{1/2}}$ $v_{Ao} = \sqrt{4\pi^2 la (\omega_{skm}^2 - \omega_{fkm}^2) - c_{so}^2}$
	$\phi$	$c_{so} = \sqrt{2\pi} (la)^{1/2} (\omega_{skm}^2 + \omega_{fkm}^2)^{1/2} \sqrt{1 \pm \alpha}$ $v_{Ao} = \sqrt{2\pi} (la)^{1/2} (\omega_{skm}^2 + \omega_{fkm}^2)^{1/2} \sqrt{1 \mp \alpha}$ $\text{avec } \alpha = \left(1 - \frac{4\omega_{skm}^2 \omega_{fkm}^2}{(\omega_{skm}^2 + \omega_{fkm}^2)^2 \sin^2(\phi)}\right)^{1/2}$
	$v_{Ao}$	$\sin(\phi) = 4\pi^2 la \frac{\omega_{skm} \omega_{fkm}}{v_{Ao} (4\pi^2 la (\omega_{skm}^2 + \omega_{fkm}^2) - v_{Ao}^2)^{1/2}}$ $c_{so} = \sqrt{4\pi^2 la (\omega_{skm}^2 + \omega_{fkm}^2) - v_{Ao}^2}$

TAB. V.6 – Équations permettant le diagnostic du filament dans le cas d'une identification partielle des fréquences primaires (un couple de fréquences primaires utilisable pour le diagnostic) en fonction du paramètre libre choisi : la température du filament  $T_o$ , l'angle  $\phi$  ou la vitesse d'Alfvén  $v_{Ao}$ .



## Chapitre VI

# JOP124 : filament éruptif dans les régions actives

### Résumé

*Afin de confirmer et de développer, l'étude des oscillations dans les filaments de régions actives, nous avons réalisé de nouvelles observations. En particulier, nous avons défini un programme commun d'observation faisant appel à différents instruments de SOHO (SUMER, CDS, EIT ou MDI) et aux instruments de THEMIS/Ténérife (DPSM, MTR). Nous détaillons les objectifs principaux de ce programme (oscillations, structure et évolution du champ magnétique, ...) ainsi que les observations effectuées lors de la campagne MEDOC #5 de Mai 2000. La région active 9005 contient un large filament, nommé "anneau de Mai" pour sa forme semi-circulaire. Les oscillations dans cette structure sont étudiées à partir des données CDS et DPSM pour différentes raies (à des hauteurs différentes dans l'atmosphère solaire) telles que les raies  $H\alpha$  à 6563 Å, HeI à 584 Å, HeII à 304 Å, ou MgX à 609 Å. Des fréquences caractéristiques sont obtenues entre 0.5 et 2 mHz pour la raie HeI, et autour de 4 mHz pour les raies  $H\alpha$  et MgX. Dans l'annexe, nous analysons les mouvements de matière pouvant exister dans un filament observé avec le DPSM.*



## 1 Description et objectifs du JOP 124

Dans le Chapitre V, nous avons développé une méthode d'identification des modes d'oscillation observés à partir du modèle de filament de Joarder & Roberts (1993), ainsi qu'une méthode de diagnostic du filament. Ces résultats ont été obtenus grâce aux observations fournies par le spectromètre SUMER/SOHO. La résolution spectrale, la résolution temporelle et la durée totale sont les paramètres les plus importants de ces observations. La résolution spectrale permet de déterminer les vitesses Doppler avec suffisamment de précision. La résolution temporelle et la durée totale des observations permettent de fixer les périodes d'oscillation maximale et minimale que l'on pourra déterminer. La méthode de diagnostic donne accès directement à l'angle entre le champ magnétique et l'axe principal du filament, et fournit une relation entre le module du champ magnétique et la densité du filament (la température étant alors un paramètre libre du système).

Afin de valider ces méthodes d'identification et de diagnostic, nous avons mis en oeuvre un programme d'observation dédié à l'étude des oscillations dans les filaments de région actives : c'est le JOP 124 intitulé "Filament éruptif dans les régions actives" (JOP : Joint Observation Program, voir <http://sohowww.nascom.nasa.gov/soc/JOPs/>). Ce programme implique des instruments à bord de SOHO et des instruments de l'observatoire au sol THEMIS : SUMER/SOHO (Wilhelm et al., 1995), CDS/SOHO (Harrison et al., 1995), DPSM/THEMIS (Mein, 1991 ; Mein, 2001), EIT/SOHO (Delaboudinière et al., 1995), MDI/SOHO (Scherrer et al., 1995) et MTR/THEMIS (Rayrole & Mein, 1993 ; López Ariste et al., 2000).

Les objectifs scientifiques du JOP 124 sont l'étude des oscillations dans les filaments de régions actives, l'évolution du champ magnétique de la région active observée ainsi que la détermination des paramètres plasma, telles que la température et la densité, dans le filament et son environnement coronal :

- l'analyse des oscillations dans les filaments requiert une durée totale d'observation de l'ordre de 5 à 10 heures pour pouvoir déterminer les longues périodes ( $> 40$  min), une résolution temporelle élevée ( $< 30$  s ou 1 min) pour déterminer les courtes périodes ( $< 5$  min). De plus, nous pouvons étudier les oscillations globales comme dans le Chapitre V et les oscillations localisées à l'aide des observations 2D du DPSM. Aux observations de la raie HeI à  $584 \text{ \AA}$ , nous avons ajouté d'autres raies ( $H\alpha$  à  $6563 \text{ \AA}$ , HeII à  $304 \text{ \AA}$ , OIII à  $599 \text{ \AA}$ , MgX à  $609 \text{ \AA}$ ) afin d'analyser les oscillations à différentes altitudes dans l'atmosphère et pour différents éléments composant le filament ;
- les images  $H\alpha$  haute cadence permettent d'observer les changements de la configuration du champ magnétique dans la chromosphère et dans la basse couronne. L'évolution de la composante longitudinale du champ magnétique photosphérique est obtenue par les observations haute cadence (1 min) avec MDI. Le mode MTR de THEMIS est impliqué dans le JOP124 pour déterminer le champ magnétique vectoriel photosphérique ;
- dans l'optique de contraindre tous les paramètres du modèle de Joarder & Roberts (1993), nous proposons un programme de diagnostic du plasma du filament et de son environnement coronal à l'aide de rapports de raies (Harrison et al., 1995) sensibles aux variations de densité (SiIX à  $341 \text{ \AA}$  et  $349 \text{ \AA}$ ) ou de température (NeV à  $359$

Å et 572 Å, SiXI à 581 Å et 629 Å).

Pour la mise en oeuvre du JOP, l'aide de Ph. Lemaire (SUMER), P. Mein (DPSM), D. Pike (CDS) et F. Paletou (MTR) a été primordiale pour que les observations proposées soient compatibles avec les spécificités de chaque instrument.

## 2 La campagne MEDOC de mai 2000

### 2.1 Liste des observations

Le JOP 124 a été planifié du 13 au 16 Mai 2000 lors de la campagne MEDOC #5 (cf. Annexe A Sect. A-2). Les caractéristiques des observations obtenues sont résumées dans le Tableau VI.1 : les objectifs scientifiques (spécificités), l'ensemble des raies observées, la résolution spectrale ( $\Delta\lambda$ ), la résolution temporelle ( $\Delta t$ ). Les observations SUMER et CDS sont coordonnées entre 7:00 et 18:00 UT soit avec le DPSM (13 et 14 Mai), soit avec le MTR (15 et 16 Mai). Le mode MTR prévu pour les 15 et 16 Mai n'a pas pu être réalisé en raison du mauvais "seeing" et de problèmes techniques. Les observations DPSM ont été réalisées par C. Briand. Les responsables des planning SUMER et CDS étaient J.-C. Vial et Ph. Lemaire (SUMER), T. Fredvik, S. Patsourakos et S. Régnier (CDS).

Instruments	Spécificités	Raies observées	$\Delta\lambda$	$\Delta t$
CDS	oscillations	HeI (584 Å), HeII (304 Å) OIII (599 Å), MgX (609 Å)	70 ou 110 mÅ	24 s
	diagnostic	HeI (584 Å), OV (629 Å), NeVI (562 Å), SiIX (341 Å et 349 Å), SiXI (581 Å et 604 Å), FeXVI (361 Å), NeV (359 Å et 572 Å)	70 ou 110 mÅ	110 min <sup>(1)</sup>
EIT	contexte, oscillations	FeXII à 195 Å		15 min <sup>(1)</sup>
MDI	contexte, champ magnétique, oscillations	NiI à 6768 Å		1 min
MSDP	oscillations	H $\alpha$ à 6563 Å	270 mÅ	30 s <sup>(1)</sup>
SUMER	oscillations	HeI à 584 Å	20 mÅ	30 s

TAB. VI.1 – Caractéristiques des observations du JOP 124 lors de la campagne MEDOC #5 du 13 au 16 Mai 2000.  $\Delta\lambda$  : résolution spectrale;  $\Delta t$  : résolution temporelle sauf (1) intervalle de temps entre deux images successives.

## 2.2 La région active observée

Nous avons décidé de suivre la région active 9005 pendant les quatre jours d'observations. Ce choix a été motivé par la présence d'un large filament semi-circulaire et d'une configuration magnétique isolée des autres régions actives malgré des valeurs du champ faibles ( $< 1000$  G).

La distribution de la composante longitudinale du champ magnétique obtenue avec MDI (Fig. VI.1 à gauche) met en évidence une structure dipolaire particulière : la polarité négative (en noir) située au centre est entourée par une polarité positive (en blanc) semi-circulaire. Les valeurs caractéristiques du champ magnétique sont :  $B_{max} = -620$  G pour la polarité négative et  $B_{max} = 680$  G pour la polarité positive. Par conséquent, la ligne d'inversion du champ magnétique longitudinal a une forme semi-circulaire, et est bien schématisée par le filament (Fig. VI.1 à droite). Cette dernière structure observée dans la raie H $\alpha$  (Obs. Paris-Meudon) a une largeur de  $20''$  et une longueur estimée à  $250''$ .

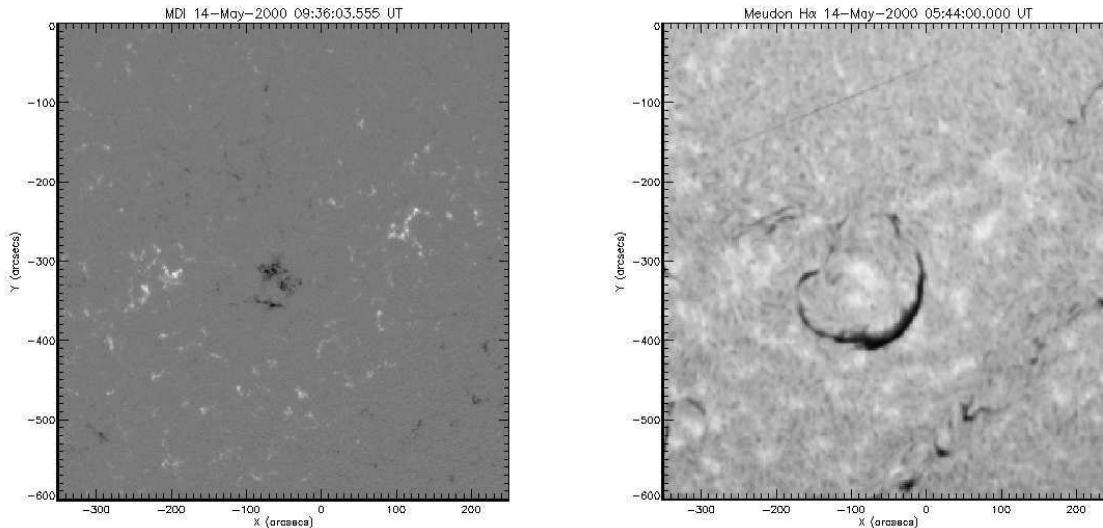


FIG. VI.1 – À gauche : distribution du champ magnétique longitudinal observé avec MDI le 14 Mai à 09:36 UT. À droite : image H $\alpha$  (Obs. Paris-Meudon) le 14 Mai à 05:44 UT. Le filament (en sombre) de forme semi-circulaire est appelé "l'anneau de Mai". Champ de vue de  $600'' \times 600''$ .

Le 14 Mai 2000 entre 7:00 et 7:20 UT, des observations des structures coronales ont été obtenues à l'aide de l'imageur EIT dans les quatre longueurs d'onde typiques :

HeII à 304 Å : l'image révèle l'existence d'un couloir circulaire entourant la polarité négative que l'on appellera le canal du filament. La largeur du canal est comprise entre  $20''$  et  $30''$  ;

FeIX/X à 171 Å : le même canal est observé ainsi qu'un système de boucles reliant la polarité négative et la polarité positive située à l'Est ;

FeXII à 195 Å : les mêmes figures caractéristiques sont observées ;

FeXV à 284 Å : le canal du filament n'apparaît plus, le système de boucles est plus

diffus mais confirme la structure en forme de "S" que l'on appellera un sigmoïde.

Dans le Chapitre III, nous avons remarqué que le sigmoïde n'apparaissait que dans la couronne chaude (rayons X) et pas dans la couronne plus froide (e. g. EIT à 195 Å). Par contre, la région active 9005 exhibe une structure sigmoïdale dans les différents intervalles de température observés (entre 1 MK et + 2 MK). On remarque que les seules boucles observables sont orientées de la polarité négative vers la polarité positive située à l'Est et aucune boucle n'est dirigée vers l'Ouest. Ce résultat est en accord avec les remarques sur l'orientation des lignes de champ du Chap. III Sect. 6.3.

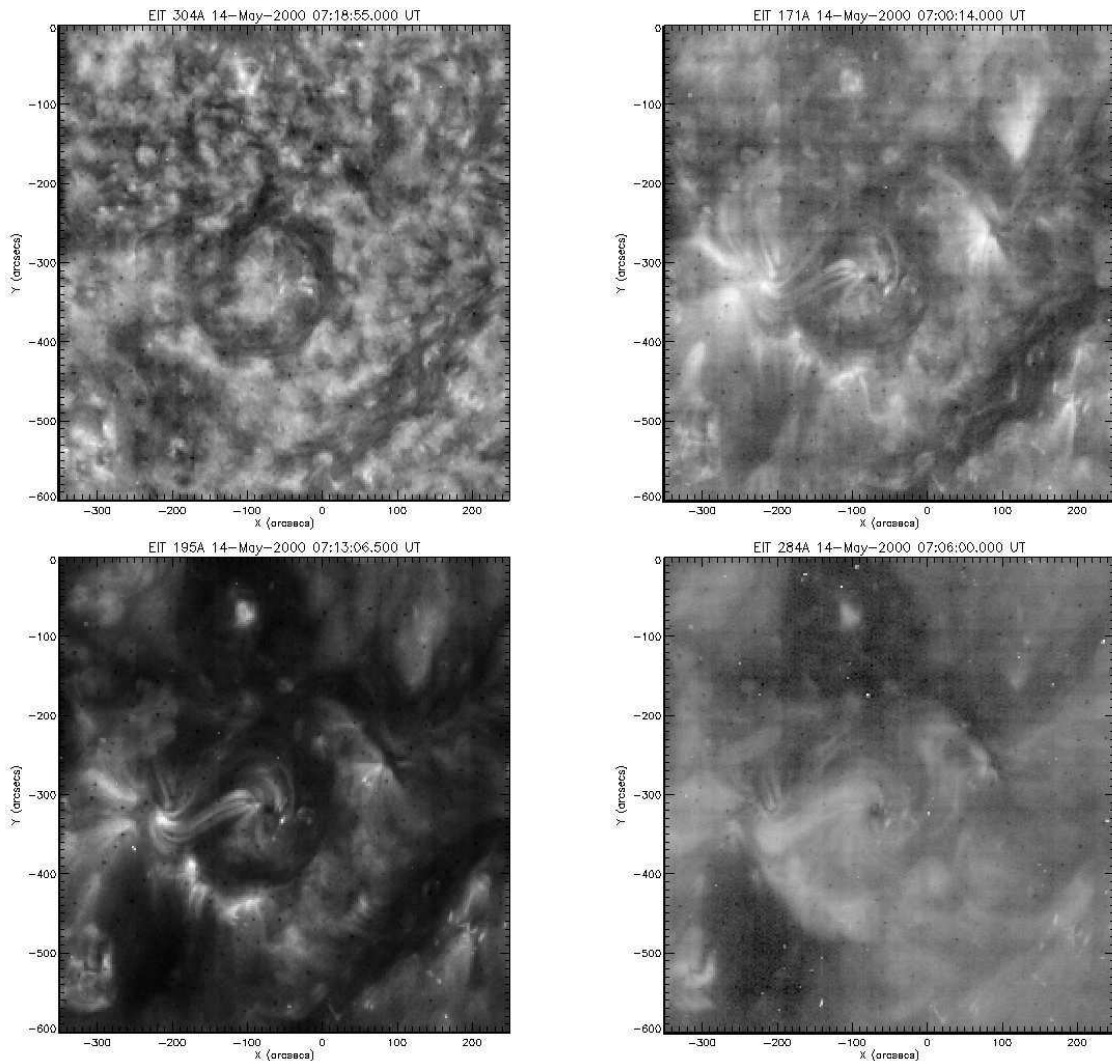


FIG. VI.2 – Vue globale de la région active 9005 observée le 14 Mai 2000 par EIT : HeII à 304 Å (en haut à gauche), FeIX/X à 171 Å (en haut à droite), FeXII à 195 Å (en bas à gauche), et FeXV à 284 Å (en bas à droite). On notera la présence du canal du filament et du sigmoïde.

### 3 Analyse des oscillations

Dans cette partie, nous présentons les résultats préliminaires concernant l'étude des oscillations du filament de la région active 9005 à l'aide de CDS et du DPSM.

#### 3.1 CDS

Le 14 Mai 2000, le programme d'observation CDS dédié à l'étude des oscillations a les caractéristiques suivantes. Nous suivons une partie du filament (compensation de la rotation solaire) avec la fente CDS de  $2'' \times 120''$  pendant une durée totale de 6 h 12 min. Les raies spectrales enregistrées sont HeI à 584 Å, HeII à 304 Å, OIII à 599 Å et MgX à 609 Å. La résolution temporelle est de 24 s et la résolution spectrale de 110 mÅ au 1<sup>er</sup> ordre et 70 mÅ au 2<sup>ème</sup> ordre.

#### Séries temporelles en intensité et en vitesse

Le traitement des données effectué (cf Annexe A), nous pouvons construire les séries temporelles en intensité pour les quatre longueurs d'ondes (Fig. VI.3 colonne de gauche). En réalité, nous avons trois fenêtres spectrales centrées sur 584 Å (1), 599 Å (2), et 608 Å (3). La fenêtre (1) contient uniquement la raie HeI à 584 Å. La fenêtre (2) contient la raie OIII à 599 Å. Alors que la fenêtre (3) inclue la raie MgX à 609 Å (la plus intense), la raie HeII à 304 Å et la raie SiIX à 303 Å (au 2<sup>ème</sup> ordre). Cette dernière est trop peu intense pour être exploitée dans cette étude. Nous devons donc séparer la fenêtre spectrale en deux pour isoler chaque raie. Les cartes d'intensité correspondent aux variations du maximum d'intensité d'une raie. Le morceau du filament que nous avons suivi est déterminé par la zone sombre au centre des images dans les quatre raies quelle que soit leur température de formation. Chiuderi-Drago et al. (1998) ont défini un critère de visibilité des filaments : si  $\lambda < 912$  Å le filament est observable car le rayonnement provenant de la région chromosphère-région de transition est absorbé par le continuum de Lyman en traversant de la matière froide, si  $\lambda > 912$  Å il n'y a pas d'absorption. Dans notre cas, les raies sélectionnées ont des longueurs d'onde inférieures à 912 Å. La largeur de cette portion du filament est estimée à  $40''$ .

Pour en déduire les séries temporelles en vitesse, nous utilisons une méthode analogue à celle développée dans le Chapitre V, c'est-à-dire, à partir d'un profil moyen de la raie, nous calculons le décalage Doppler en utilisant un ajustement gaussien de chaque profil à une position et pour un temps donné. Fig. VI.3 colonne de droite, les séries temporelles obtenues ont par convention une vitesse positive (négative) représentée en blanc (en noir) associée à des mouvements de matière ascendant (descendant). En effectuant la moyenne le long de la fente (Fig. VI.4 colonne de gauche), nous remarquons qu'il existe une dérive de la vitesse pendant la durée totale des observations. Ce phénomène peut être associé à une variation de température due aux changements rapides de la position du miroir que nous avons utilisé pour pouvoir suivre la rotation solaire. Pour corriger cet effet, nous avons supposé que les variations étaient linéaires et que la vitesse à l'instant initial était correcte. Une régression linéaire donne donc les résultats de la Fig. VI.4 (colonne de droite).

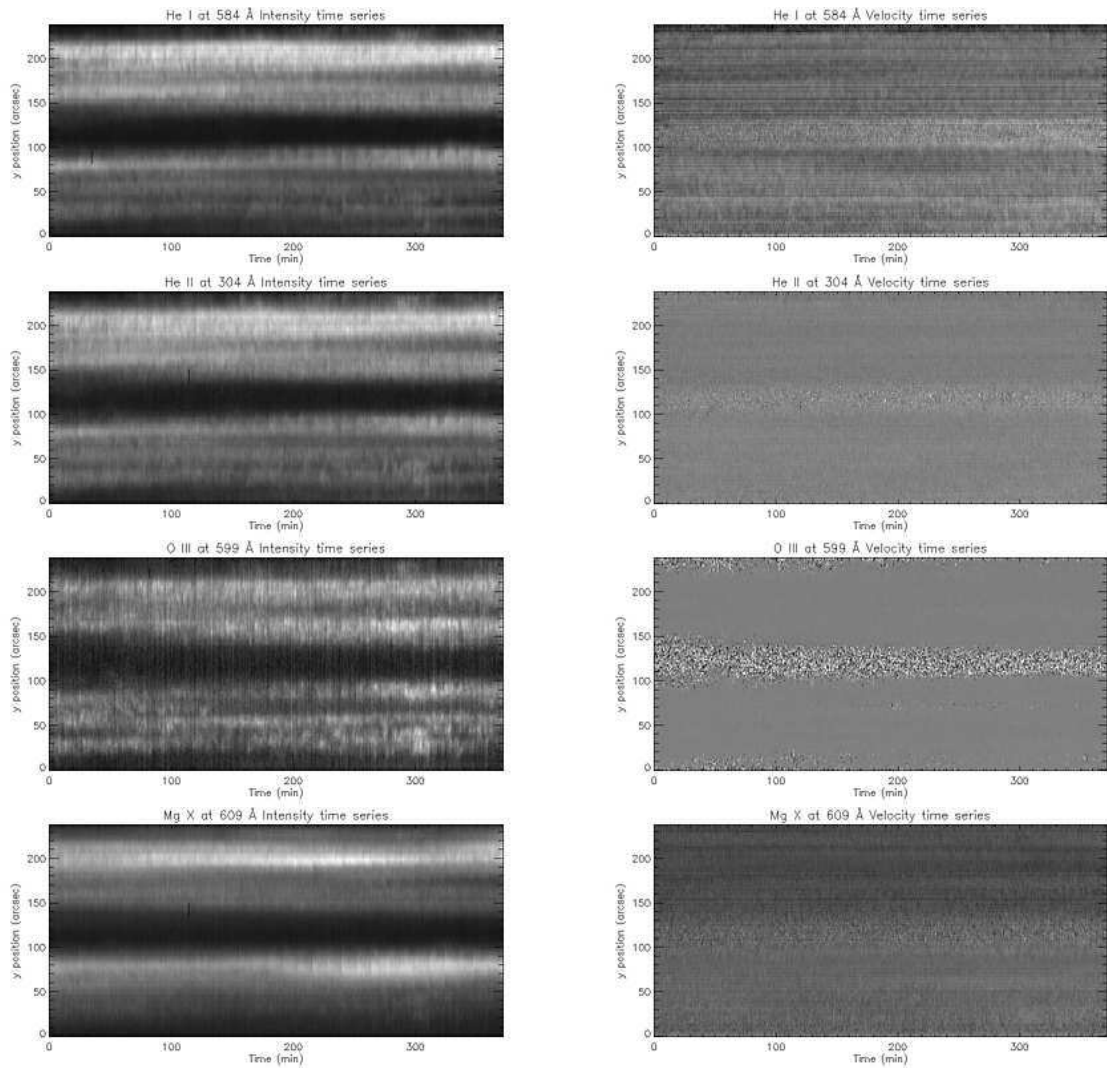


FIG. VI.3 – Séries temporelles en intensité (colonne de gauche) et en vitesse (colonne de droite) pour les raies HeI à 584 Å, HeII à 304 Å, OIII à 599 Å et MgX à 609 Å (de haut en bas). Durée totale de 6 h 12 min, hauteur de la fente de 240". Par convention une vitesse positive (négative) représentée en blanc (en noir) est associée à des mouvements de matière ascendant (descendant)

### Analyse de Fourier des séries temporelles en vitesse

À partir des séries temporelles en vitesse (Fig. VI.3 colonne de droite), nous pouvons appliquer la méthode d'analyse de Fourier du signal temporel développée dans le Chapitre V. Nous représentons le spectre de puissance du filament exprimé en unité de  $\sigma^2$  pour chaque raie (Fig. VI.5). Le niveau de confiance à 99% est alors situé à  $5\sigma^2$ . La fréquence minimale est de  $9 \cdot 10^{-2}$  mHz et la fréquence maximale est de 21 mHz. Nous avons limité

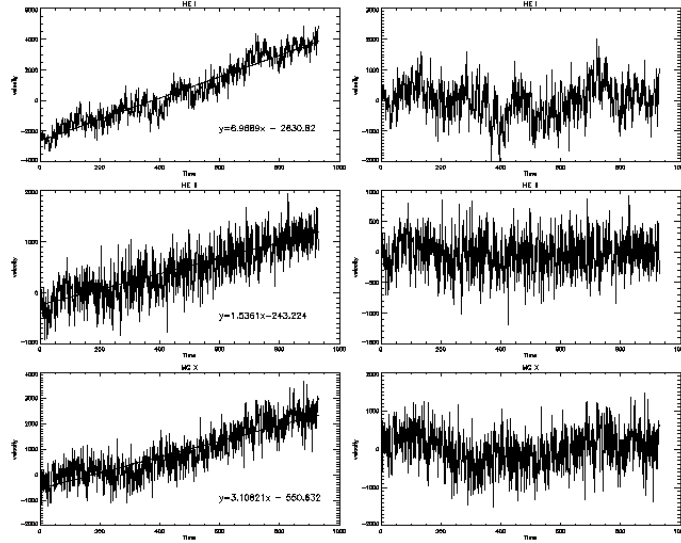


FIG. VI.4 – Évolution de la vitesse moyennée sur la fente au cours du temps avant (à gauche) et après (à droite) la correction de la dérive thermique pour HeI à 584 Å, HeII à 304 Å et Mg X à 609 Å (de haut en bas). En abscisse, le nombre de mesures ( $\times 24$  s pour le temps en secondes) de 0 à 930 mesures. En ordonnée, vitesse en unité arbitraire.

l'étude à des fréquences inférieures à 6 mHz. Les spectres obtenus ont les caractéristiques suivantes :

HeI : on observe des fréquences caractéristiques dans le filament entre 0.5 et 2 mHz (entre 9 et 30 min) comme l'indique le Tableau VI.2 ;

	Fréquence observée (mHz)	Période observée
HeI	0.58	28 min 44 s
	0.73	22 min 50 s
	0.84	19 min 50 s
	1.16	14 min 22 s
	1.23	13 min 33 s
	1.55	10 min 45 s
	1.77	9 min 25 s
MgX	3.73	4 min 28 s

TAB. VI.2 – Liste des fréquences observées dans le filament pour les raies HeI et MgX

HeII : le spectre du puissance est représenté par une sinusoïde sans pic caractéristique.

La distribution aléatoire des vitesses dans le filament (Fig. VI.3) explique le spectre de puissance ainsi obtenu ;

OIII : même remarque que pour l'HeII ;

MgX : une unique fréquence à 3.73 mHz est mise en valeur par l'analyse de Fourier (Tab. VI.2).

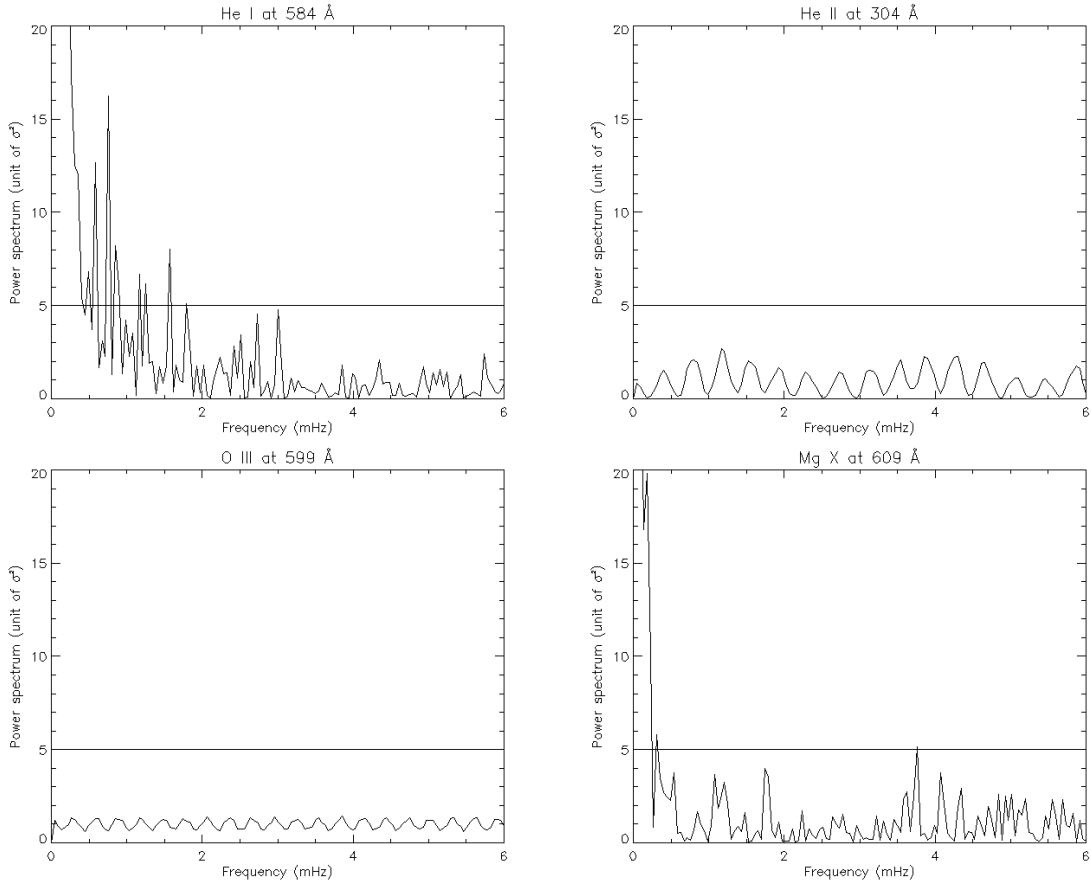


FIG. VI.5 – Spectre de puissance dans la filament de la région active 9005 pour les raies HeI (en haut à gauche), HeII (en haut à droite), OIII (en bas à gauche), MgX (en bas à droite). Intervalle de fréquences entre 0 et 6 mHz. Le niveau de confiance à 99% est représenté par la ligne à  $5\sigma^2$ .

## Conclusions

Nous avons donc résumé les premiers résultats concernant les oscillations dans les filaments obtenus à l'aide du spectromètre CDS. Nous avons construit les séries temporelles en intensité et en vitesse après correction d'une dérive thermique. Puis nous avons effectué l'analyse de Fourier de ces séries temporelles mettant en évidence des fréquences caractéristiques entre 0.5 et 2 mHz pour la raie HeI à 584 Å et à 3.73 mHz pour la raie MgX à 609 Å. Les signaux des raies HeII et OIII sont inexploitable pour les oscillations.

Ces résultats sont bien évidemment à approfondir en comparant les spectres de puissance dans le filament et dans une région calme pour connaître les fréquences propres au filament. Ensuite nous devons comparer les fréquences obtenues avec les fréquences caractéristiques des modes d'oscillation données par le modèle de Joarder & Roberts (1993) ou de Joarder et al. (1997).



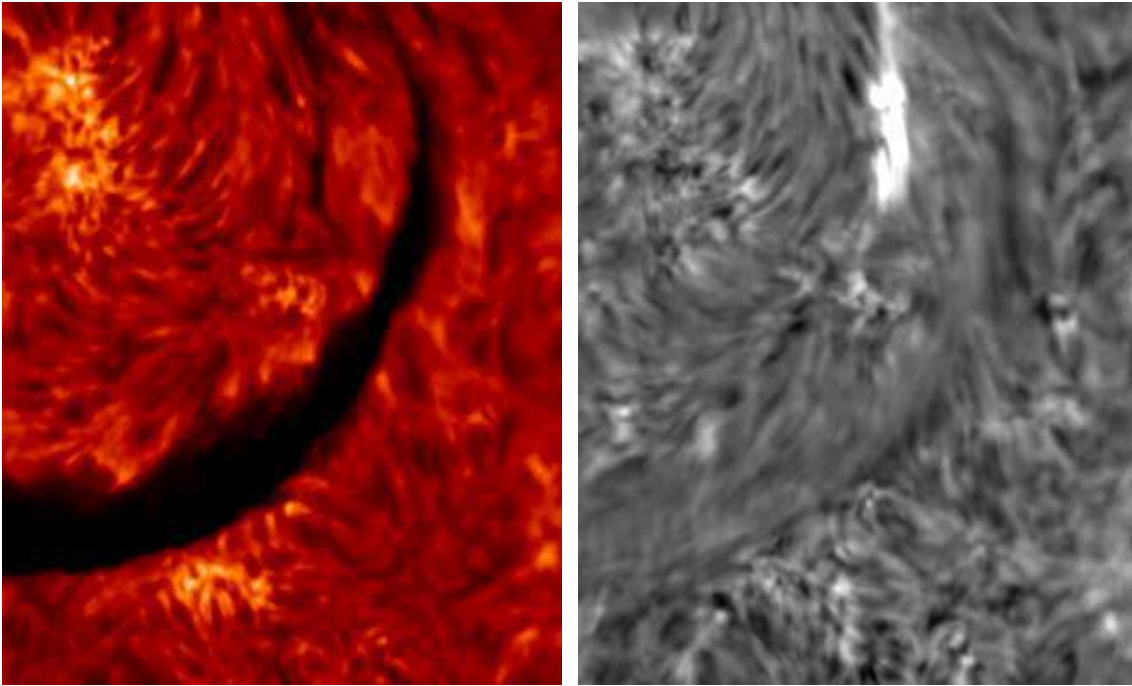


FIG. VI.6 – DPSM : observations  $H\alpha$  le 14 Mai 2000 à 10:21 UT. À gauche : intensité au centre de la raie; à droite : distribution des vitesses. Les mouvements ascendants (descendants) sont caractérisés par les vitesses négatives en noir (positives en blanc)

### 3.2 DPSM

Le DPSM nous fournit les images haute cadence (30 s) dans la raie  $H\alpha$  à 6563 Å ainsi que les spectres en chaque point de l'image. Le champ de vue couvert est de  $120'' \times 150''$  avec une résolution spatiale de  $0.2''$ . Nous avons analysé la série d'images enregistrée entre 10:07 et 11:02 UT le 14 Mai 2000, c'est-à-dire une série de 110 images. Sur la Fig. VI.6 à gauche, l'image de l'intensité au centre de la raie met en évidence une partie du filament de la région active 9005. On peut noter sur cette image la très bonne résolution du filament et de la structure fine ainsi que de la facule et des fibrilles associées (en haut à gauche de l'image). La distribution des vitesses (Fig. VI.6 à droite) fait ressortir des structures cohérentes tel que le filament ou la facule. Dans le filament, la vitesse moyenne est de l'ordre de  $3 \text{ km.s}^{-1}$  correspondant à des mouvements de matière ascendants. On peut aussi noter la présence de vitesses très élevées ( $\sim 10 \text{ km.s}^{-1}$ ) que nous détaillerons dans l'Annexe VI.A.

Pour l'analyse de Fourier de la série temporelle en vitesse, la fréquence minimale est de 0.6 mHz et la fréquence maximale de 15 mHz. Un spectre de puissance dans le filament (Fig. VI.7) met en évidence une seule fréquence caractéristique à 4.16 mHz.

Nous n'avons exploité qu'une infime partie des données DPSM : une seule série temporelle de 1 heure, et une première analyse des oscillations globales dans le filament. Le prolongement de cette étude passe par la comparaison entre les fréquences observées

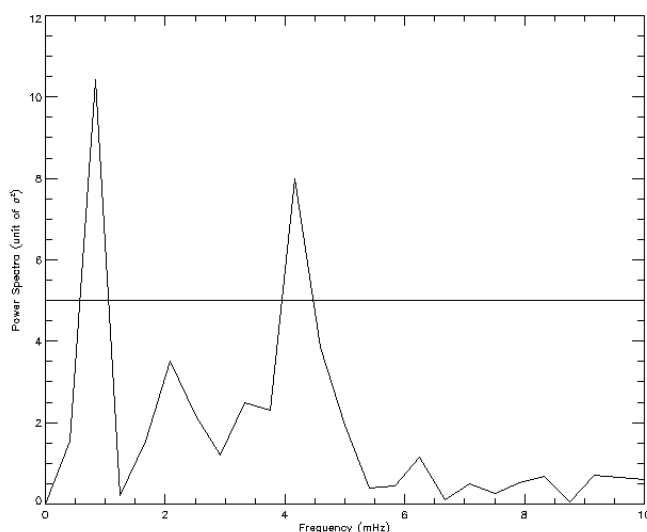


FIG. VI.7 – Spectre de puissance dans le filament pour la série temporelle en vitesse du 14 Mai 2000 entre 10:07 et 11:02 UT. Le niveau de confiance à 99% est représenté par la ligne à  $5\sigma^2$ .

dans le filament et dans des régions chromosphériques (calmes ou non) ainsi que par l'analyse bidimensionnelle des fréquences d'oscillation (oscillations localisées). Ces travaux sont actuellement développés. L'analyse des données DPSM n'aurait pu se faire sans les discussions constructives avec P. Mein et J. Bonmartin.

## 4 Discussion et conclusions

Un programme d'observation commun à SOHO et à THEMIS a été défini afin d'approfondir l'étude des oscillations dans les filaments de régions actives. Dans le Chapitre V, nous avons développé une méthode d'analyse des séries temporelles en vitesse que nous appliquons ici à différentes raies. Ce programme inclut l'étude de la configuration magnétique à l'aide des images  $H\alpha$  (DPSM), de la composante longitudinale du champ magnétique (MDI) et du champ vectoriel (MTR). Pour contraindre les paramètres libres du modèle de Joarder & Roberts (1993) (température et densité), nous avons aussi développé un programme de diagnostic du filament et de son environnement.

Les premiers résultats obtenus à l'aide de CDS mettent en évidence des fréquences caractéristiques entre 0.5 mHz et 2 mHz dans la raie HeI à 584 Å (déjà utilisée avec SUMER) et à 3.73 mHz pour la raie MgX à 609 Å. Les données pour les raies HeII à 304 Å et OIII à 599 Å ne sont pas exploitables pour les oscillations. Les données DPSM à haute cadence et haute résolution spatiale ont révélé une fréquence caractéristique à 4.16 mHz dans la raie  $H\alpha$ .

Cette première approche est très prometteuse quant à l'analyse des fréquences d'oscillations globales et localisées dans les filaments. Un grand volume de données reste encore à analyser pour pouvoir tirer des conclusions plus générales.

## VI.A Résultats complémentaires : évolution d'un filament

La série temporelle obtenue par DPSM le 14 Mai 2000 entre 10:07 et 11:02 UT est riche en informations sur l'apparence, l'évolution dynamique et la disparition d'une partie du filament de la région active 9005. Nous allons faire une description détaillée de l'événement avant de proposer un scénario des mouvements de matière dans ce filament.

### Description de l'événement

La Figure VI.8 regroupe les images en intensité (colonne de gauche) et en vitesse (colonne de droite) que nous allons décrire. Les images sont classées de gauche à droite par ordre chronologique : Fig.  $\alpha$  à 10:07:03 UT, Fig.  $\beta$  à 10:12:47 UT, Fig.  $\gamma$  à 10:21:03 UT, Fig.  $\delta$  à 10:23:57 UT, Fig.  $\epsilon$  à 10:27:58 UT, Fig.  $\zeta$  à 10:37:25 UT. La durée de la séquence présentée est de 30 min. Le champ de vue est de  $40'' \times 80''$  avec une résolution spatiale de  $0.2''$ . Le Nord est orienté vers le haut de l'image.

Fig.  $\alpha$  : on observe trois petits filaments parallèles ( $F_1$ ,  $F_2$ ,  $F_3$ ) ayant une largeur d'environ  $2''$ . La vitesse moyenne le long de la ligne de visée de ces structures est estimée à  $15 \text{ km.s}^{-1}$ . Les filaments s'élèvent dans l'atmosphère. Les points A et B contiennent des vitesses négatives et positives : entre  $-10$  et  $6 \text{ km.s}^{-1}$  en A, et entre  $-6$  et  $15 \text{ km.s}^{-1}$  en B. De ces différences de vitesses, nous en déduisons que les points A et B correspondent aux pieds des filaments dans lesquels des courants électriques de retour existent.

Fig.  $\beta$  : les filaments  $F_1$ ,  $F_2$  et  $F_3$  fusionnent en un unique filament F de largeur  $8''$ . La carte des vitesses associée nous permet de diviser F en deux parties séparées par le point B. La partie de F située au Nord de B possède une vitesse moyenne de l'ordre de  $10 \text{ km.s}^{-1}$  correspondant à des mouvements ascendants de matière. La partie au Sud de B est le corps du filament F possédant des vitesses négatives et positives de l'ordre de  $5 \text{ km.s}^{-1}$  en valeur absolue.

Fig.  $\gamma$  : le corps du filament devient plus étroit avec une largeur de  $3''$ - $5''$ . De plus les mouvements de matière dans le filament sont globalement descendants ( $\sim 10 \text{ km.s}^{-1}$ ). On retrouve ces mêmes vitesses aux points A et B.

Fig.  $\delta$  : le corps du filament s'est déplacé vers le Sud. La vitesse suivant la ligne de visée est estimée à  $-10 \text{ km.s}^{-1}$ . La matière a les mêmes mouvements descendants que pour la Fig.  $\gamma$ .

Fig.  $\epsilon$  : le filament F se situe maintenant à proximité du point A. Les vitesses descendantes sont toujours de l'ordre de  $10 \text{ km.s}^{-1}$ .

Fig.  $\zeta$  : la matière du filament est concentrée au point A. En ce point apparaît également un embrillancement. Cet effet peut résulter de la matière dense et froide filament entrant dans un milieu inerte plus dense et plus chaud correspondant à la matière chromosphérique. Au point A, des vitesses descendantes ( $\sim -8 \text{ km.s}^{-1}$ ) et ascendantes ( $\sim 4 \text{ km.s}^{-1}$ ) se côtoient mettant en évidence l'évacuation vers le haut d'une partie de la matière.

La série temporelle permet aussi d'étudier les déplacements de matière dans le "plan" des observations. Entre la Fig.  $\gamma$  et la Fig.  $\delta$ , le déplacement est estimé à  $14 \text{ km.s}^{-1}$  du

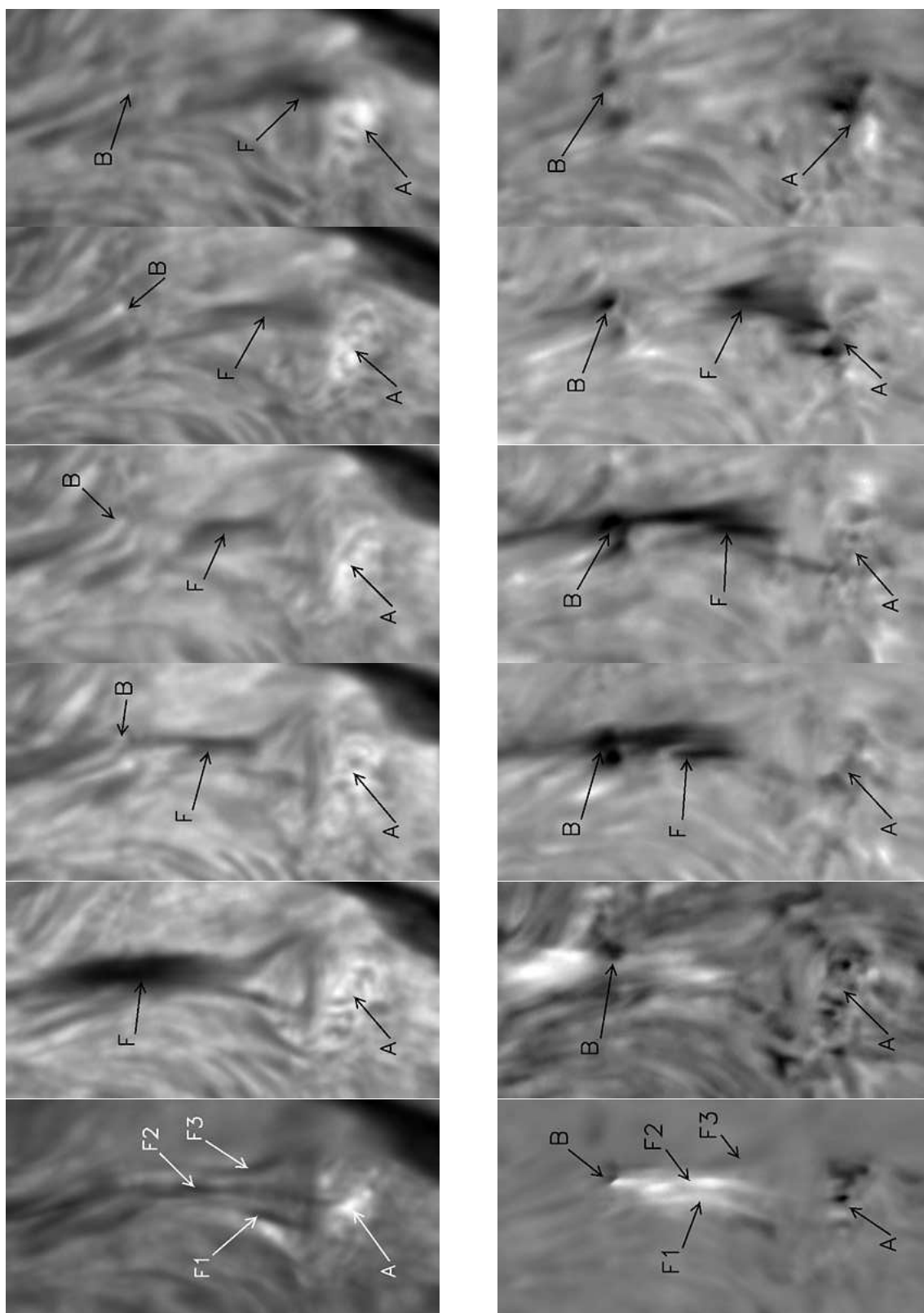


FIG. VI.8 – voir texte

Nord vers le Sud. Et entre la Fig.  $\delta$  et la Fig.  $\epsilon$ , le déplacement est de  $30 \text{ km.s}^{-1}$ . Ces variations de vitesses peuvent s'expliquer par des changements dans la géométrie des lignes de champ associées au filament.

### Scénario de l'éruption

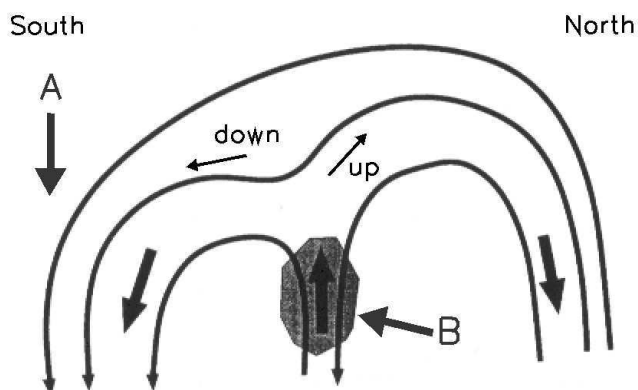


FIG. VI.9 – Scénario de l'événement éruptif (Lee et al., 2000) appliqué au filament F observé dans la raie  $H\alpha$  par le DPSM. A et B sont les points d'ancrage de la structure magnétique (Fig. VI.8). Les vitesses ascendantes (zone sombre) en B caractérisent le lieu de l'événement. Les flèches "down" et "up" symbolisent les mouvements de matière descendants et ascendants.

Nous présentons une configuration magnétique permettant d'expliquer l'événement que nous avons décrit dans la section précédente. Pour ce faire, nous avons utilisé le modèle de Lee et al. (2000) représenté par le schéma de la Fig. VI.9. À un instant donné, un événement éruptif se produit au point B se caractérisant par des vitesses ascendantes élevées. La matière impliquée dans cette éruption est alors guidée par les lignes de champ magnétique : soit dans un déplacement ascendant (flèche "up"), soit dans un mouvement descendant (flèche "down"). Cette séparation est observée dans la Fig.  $\beta$  avec les mouvements ascendants dans la partie Nord du filament F, et dans les Figs.  $\gamma$ - $\zeta$  avec les mouvements descendants associés au déplacement du corps du filament vers le point A.

Les hautes résolutions temporelle et spatiale des données DPSM nous ont permis d'analyser un événement éruptif impliquant un filament proche d'une région active. Pour préciser les caractéristiques de cet événement nous devons analyser les profils de la raie  $H\alpha$  dans les régions impliquées dans l'éruption.

**Chapitre VII**

**Conclusions**

## 1 Objectifs des travaux de thèse

L'objectif principal de cette thèse est d'étudier les propriétés du plasma et du champ magnétique constituant les protubérances-filaments. En particulier, nous nous sommes intéressés à des filaments (vus sur le disque solaire) formés dans des régions actives dans les instants qui précèdent un événement éruptif. Pour ce faire, nous avons développé deux méthodes pour obtenir des informations pertinentes sur la structure des filaments : l'extrapolation du champ magnétique photosphérique dans la couronne, et l'analyse des modes d'oscillation dans le filament. Pour chaque méthode, nous nous sommes toujours attachés à relier les observations aux résultats obtenus par des modèles analytiques ou numériques.

## 2 Résultats de la reconstruction

La méthode de reconstruction consiste à extrapoler le champ magnétique mesuré au niveau de la photosphère dans la couronne. Nous considérons qu'à un instant donné la structure est en équilibre magnétostatique dans la couronne. Plusieurs hypothèses peuvent être développées :

- le champ potentiel ou sans courant dans lequel la configuration magnétique ne contient aucun courant électrique. Cette hypothèse requiert la connaissance de la composante verticale du champ magnétique photosphérique ;
- le champ sans-force linéaire pour lequel la densité de courant est parallèle au champ magnétique. Le paramètre constant  $\alpha$  relie alors ces deux quantités. Le calcul de ce champ magnétique nécessite de connaître la composante verticale du champ magnétique photosphérique ainsi qu'une estimation de  $\alpha$  ;
- le champ sans-force non linéaire considère que le paramètre  $\alpha$  dépend de la position mais reste uniforme le long d'une ligne de champ. Pour ce calcul, les trois composantes du champ magnétique photosphérique doivent être connues.

Nous avons principalement étudié le modèle de champ sans-force non linéaire à l'aide des codes numériques développés par Amari et al. (1997). Dans un premier temps, nous avons analysé les magnétogrammes vectoriels fournis par IVM et HSP (Mees Solar Observatory, Hawaï) pour en déduire la distribution de la composante verticale du champ magnétique ainsi que les distributions de la densité de courant verticale et du paramètre  $\alpha$  au niveau photosphérique. Cette étude révèle la présence de fortes valeurs négatives et positives du paramètre  $\alpha$  dans une même polarité caractérisant l'existence de courants de retour. L'obtention de ces distributions nécessite de fixer des valeurs limites des composantes du champ magnétique : 50 G pour la composante longitudinale, 200 G pour les composantes transverses. Nous avons appliqué le cas du champ sans-force non linéaire à la région active 8151 observée en Février 1998. Les lignes de champ obtenues par la reconstruction mettent en valeur le cisaillement et la torsion des tubes de flux associés à l'existence de courants électriques non uniformes dans la configuration magnétique. En particulier, nous avons fait ressortir trois tubes de flux (fortement, faiblement, ou pas torsadé) qui sont en excellent accord avec les observations coronales obtenues par EIT/SOHO et SXT/Yohkoh. L'énergie magnétique  $E_m$  et l'hélicité magnétique relative de la configu-

ration magnétique  $\Delta H_m$  peuvent aussi être calculées :

$$E_m = 6.4 \cdot 10^{31} \text{ erg} \quad \text{et} \quad \Delta H_m = 4.7 \cdot 10^{34} \text{ G}^2 \cdot \text{cm}^4$$

Les trois hypothèses d'équilibre magnétostatique sont comparées. La valeur de  $\alpha$  est fixée en considérant l'hypothèse de Taylor. Il est important de noter les différences topologiques et géométriques entre les trois modèles. Plus le courant électrique injecté dans la configuration magnétique est élevé, plus l'altitude des tubes de flux diminue et moins les tubes de flux sont larges.

Les limites imposées aux composantes du champ magnétique ne permettent pas d'obtenir directement la configuration magnétique du filament par cette méthode. Par contre, les filaments sont généralement supportés par des lignes de champ présentant des creux magnétiques caractérisant les lieux où de la matière froide et dense peut se maintenir en équilibre. La recherche de tels creux magnétiques, nous permet de déduire que la matière composant le filament est supportée par le champ magnétique d'un long tube de flux torsadé. L'altitude de cette structure est estimée à 30 Mm.

### 3 Résultats de l'étude des oscillations

Des ondes se propagent dans les structures magnétiques solaires selon les propriétés du champ magnétique et la nature du plasma. L'étude des ondes magnétohydrodynamiques se propageant dans les filaments semble donc un moyen indirect d'obtenir un diagnostic de cette structure (détermination de la densité, de la température et du champ magnétique).

Dans le but de prouver l'existence de telles ondes dans les filaments, nous avons défini un programme d'observation avec le spectromètre SUMER/SOHO. Pour la raie de l'hélium neutre à 584 Å, la série temporelle en vitesse Doppler est soumise à une analyse de Fourier. Le spectre de puissance obtenu met en évidence des fréquences caractéristiques entre 0.25 et 3 mHz (entre 1 h 30 min et 5 min).

Nous avons ensuite utilisé le modèle de Joarder & Roberts (1993) pour comparer les fréquences observées et les fréquences caractéristiques des ondes MHD apparaissant dans ce modèle. Le filament est considéré comme un parallélépipède rectangle de densité  $\rho_o$  et de température  $T_o$  dans un environnement coronal ( $\rho_e, T_e$ ) et plongé dans un champ magnétique uniforme  $\vec{B}$  incliné d'un angle  $\phi$  par rapport à l'axe principal du filament. La direction de propagation des ondes est dans un plan parallèle à la photosphère. En utilisant la méthode des modes normaux, nous obtenons les relations de dispersion pour les ondes MHD (ondes d'Alfvén, ondes magnétoacoustiques lentes et rapides). Une analyse paramétrique de ce modèle permet de donner les valeurs approchées des fréquences primaires et secondaires de chaque mode et d'obtenir des propriétés intéressantes concernant les différentes fréquences (rapports des fréquences, classement des fréquences, estimation des fréquences pour des valeurs typiques de la densité et de la température). Nous obtenons alors une méthode d'identification des fréquences observées aux fréquences primaires des modes MHD. Dans le cas de la région active 8725, le mode d'Alfvén pair a une fréquence de 0.25 mHz (65 min), le mode magnétoacoustique rapide "kink" une fréquence de 0.87 mHz (20 min), le mode d'Alfvén impair une fréquence de 1.66 mHz (10 min).



Cette méthode d'identification et l'étude paramétrique du modèle se combinent pour fournir un diagnostic du filament étudié : l'angle  $\phi$  entre l'axe principal du filament et le champ magnétique est estimé à  $18^\circ$ , le module du champ magnétique (en Gauss) est directement proportionnel à la racine carrée de la densité (en  $\text{cm}^{-3}$ ) du filament :  $B \sim 2.9 \cdot 10^{-5} \sqrt{\rho_o}$ .

Pour confirmer et développer cette étude, nous avons mis en oeuvre un programme d'observation commun aux instruments du satellite SOHO (SUMER, CDS, EIT, MDI) et de l'observatoire au sol THEMIS (DPSM, MTR). Ce programme permet d'étendre l'analyse des oscillations dans les filaments de régions actives à différentes raies spectrales (ou différentes altitudes dans la couronne). De plus, ce programme nous fournit des informations supplémentaires sur l'évolution du champ magnétique et permet également un diagnostic direct du filament et/ou de son environnement. Les résultats préliminaires de ces observations mettent en évidence des fréquences caractéristiques pour la raie HeI à  $584 \text{ \AA}$  entre 0.5 et 2 mHz (entre 5 et 30 min), pour la raie MgX à  $609 \text{ \AA}$  de 3.73 mHz, et pour la raie H $\alpha$  à  $6563 \text{ \AA}$  de 4.16 mHz. De plus, les observations DPSM ont permis de caractériser les mouvements de matière associés à un filament éruptif.

## 4 Prolongement de ces travaux

Pour l'analyse des oscillations de filaments de régions actives, le programme commun SOHO-THEMIS a fourni un grand nombre de données encore en cours d'analyse. Les observations obtenues concernant le diagnostic direct, l'évolution du champ magnétique ainsi que l'étude des oscillations localisées seront les principaux axes de développement de cette étude. Du point de vue théorique, un effort est aussi à effectuer pour le développement d'un modèle de filament plus réaliste en tenant compte, par exemple, de la gravité ou de la géométrie du champ magnétique. Les développements en cours révèlent les complexités de telles considérations supplémentaires.

La reconstruction du champ magnétique coronal suivant l'hypothèse du champ sans-force non linéaire doit être développée pour un grand nombre de régions actives et à différents instants de l'évolution d'une région active. Ce développement permettrait l'étude de l'évolution temporelle de l'énergie magnétique et de l'hélicité magnétique relative *avant et après* une éruption. L'évolution de différentes structures magnétiques, l'émergence de tubes de flux, ou la configuration magnétique des filaments sont des événements ou des structures très importants pour la compréhension des éruptions solaires ("flares" ou éruption de filaments) et/ou des éjections de masse coronale (CME) que cette méthode de reconstruction est potentiellement capable de nous aider à résoudre. La configuration magnétique obtenue pour un équilibre magnétostatique peut aussi être utilisée comme condition initiale d'un code d'évolution MHD.

Les observations jouent un rôle primordial dans ces futurs développements. Avec le développement des magnétographes vectoriels (THEMIS, Solar B ou Solis), les composantes transverses du champ magnétique seront mieux résolues et permettront d'envisager la reconstruction des structures de champ faible tels que les filaments, les zones de Soleil calme ou les trous coronaux.

## Annexe A

# Les regards tournés vers le Soleil

### *Résumé*

*Depuis la fin des années 80, l'observation spatiale joue un grand rôle dans l'étude de Soleil. Lancé en Décembre 1995, le satellite SOHO est le meilleur exemple des ambitions des physiciens solaires et des possibilités technologiques qu'offre l'aventure spatiale. SOHO comprend 12 instruments dédiés à l'étude de l'héliosismologie, du chauffage de la couronne et du vent solaire. Lors de campagnes d'observation au centre d'opération MEDOC, des programmes scientifiques sont développés et mis en oeuvre. Nous avons participé à ces campagnes et créé des programmes d'observation impliquant des instruments de SOHO (SUMER, CDS, MDI) et des instruments au sol (IVM, HSP, DPSM) dont nous précisons les spécificités.*

## A-1 La mission SOHO

La mission SOHO (**S**OLar and **H**eliographic **O**bservatory) est dédiée à l'étude des phénomènes solaires dans leur ensemble, c'est-à-dire depuis l'intérieur solaire jusqu'aux mesures *in situ* du vent solaire. Pour cette mission, trois principaux objectifs scientifiques ont été définis (Domingo et al., 1995) : sonder l'intérieur du Soleil à l'aide des méthodes d'héliosismologie, étudier les mécanismes de chauffage de la couronne solaire, et déterminer la nature et les processus d'accélération dans le vent solaire. Pour ce faire, 12 instruments ont été réunis sur le même satellite (Fig. A.1 à gauche) dans le but d'étudier l'évolution de notre étoile pendant une période de minimum d'activité solaire, 24 h/24, et pour une durée minimale de 2 ans.

Les instruments GOLF (Global Oscillations at Low Frequencies; Gabriel et al., 1995), VIRGO (Variability of solar IRradiance and Gravity Oscillations; Frohlich et al., 1995), et MDI/SOI (Michelson Doppler Imager/Solar Oscillations Investigation; Scherrer et al., 1995) ont pour but de déterminer les propriétés de zones internes du Soleil en étudiant la propagation des ondes acoustiques ou gravitationnelles au niveau de la photosphère (héliosismologie).

L'étude de l'atmosphère solaire s'effectue avec des spectromètres et des imageurs EUV tels que SUMER (Solar Ultraviolet Measurements of Emitted Radiation; Wilhelm et al., 1995), CDS (Coronal Diagnostic Spectrometer; Harrison et al., 1995), EIT (Extreme-ultraviolet Imaging Telescope; Delaboudinière et al., 1995), UVCS (UltraViolet Coronagraph Spectrometer; Kohl et al., 1995) et SWAN (Solar Wind ANisotropies; Bertaux et al., 1995) ainsi qu'avec le coronographe LASCO (Large Angle Spectroscopic Coronagraph; Brueckner et al., 1995). Ces instruments couvrent une très grande partie de l'atmosphère solaire de la surface à 30  $R_{\odot}$  ainsi qu'une très large bande spectrale dans l'extrême-ultraviolet (Fig. A.1 à droite) entre 150 et 1600 Å.

Pour l'étude *in situ* du vent solaire, la composition, l'énergie ou les vitesses des particules sont mesurées par CELIAS (Charge, ELeMent and Isotope Analysis System; Hovestadt et al., 1995), COSTEP (COmprehensive SupraThermal and Energetic Particle analyser; Muller-Mellin et al., 1995) et ERNE (Energetic and Relativistic Nuclei and Electron; Torsti et al., 1995).

En Janvier 1996, le satellite SOHO (ESA-NASA) a été mis en orbite autour du point de Lagrange L1 (point d'équilibre des forces gravitationnelles de la Terre et du Soleil) et depuis observe le Soleil 24 h/24. Les premiers résultats obtenus sont regroupés dans le livre "*First Results from SOHO*" (Fleck & Svestka, 1997) et met en évidence la variété et la qualité des observations. Vial (1999) résume les différentes découvertes de SOHO dans le domaine d'étude de l'atmosphère solaire : le rôle des phénomènes de reconnexion magnétique à différentes échelles spatiales (par exemple, dans les points brillants) dans le chauffage de la couronne, l'émergence de flux magnétique aux frontières du réseau chromosphérique, la génération d'ondes MHD, l'accélération des particules, le développement des éjections de masse coronale, ou encore l'origine et la nature mutli-fluide du vent solaire. Depuis 5 ans, les observations obtenues par SOHO ont couvert une période de minimum d'activité solaire, et actuellement une période de maximum d'activité solaire liée à une inversion du champ magnétique.



Campagne	Opération	Date	Instrument	Commentaires
#3	observations	10 Mai 99	SUMER, CDS	16–18 UT, filament
		12 Mai 99	CDS	16–18 UT, filament
		15 Mai 99	SUMER, CDS	20–22 UT, filament
#4	planning	11–17 Oct. 99	SUMER	
	observations	08 Oct. 99	SUMER	9–17 UT, filament
		13–14 Oct. 99	SUMER	22–07 UT, filament
		17 Oct. 99	SUMER	16–24 UT, filament
#5	planning	15–21 Mai 00	CDS	avec S. Patsourakos
	observations	3 Mai 00	SUMER	17–24 UT, filament
		11 Mai 00	CDS	16–19 UT, test
		13–16 Mai 00	JOP 124 SOHO-THÉMIS SUMER-CDS-EIT-MDI-DPSM-MTR	07–18 UT, filament
		18–19 Mai 00	SUMER, CDS	19–03 UT, protu.
		19 Mai 00	SUMER, CDS	8–16 UT, protu.
	20 Mai 00	SUMER	16:30–24 UT, protu.	
#6	planning	30 Oct.–5 Nov. 00	CDS	
	observations	31 Oct. 00	SUMER, CDS	17–24 UT, JOP 124
		2 Nov. 00	SUMER, CDS	18–24 UT, JOP 124
		3–4 Nov. 00	SUMER, CDS	18–01 UT, JOP 124
	4 Nov.	SUMER	19–24 UT, JOP 124	
#7	observations	15 Mai 01	SUMER, CDS	16–24 UT, JOP 124
		16 Mai 01	SUMER, CDS	17–24 UT, JOP 124
		17–18 Mai 01	SUMER	20–03 UT, JOP 124
		18 Mai 01	CDS	18–24 UT, JOP 124
		19 Mai 01	CDS	7–18 UT, JOP 124
		23 Mai 01	SUMER	6–13 UT, filament

TAB. A.1 – Liste des campagnes MEDOC : réalisations des plannings scientifiques de SUMER et de CDS, et observations de filaments et de protubérances.

## A-3 Magnétographes

### 1 MDI/SOHO

L'instrument SOI/MDI (Scherrer et al., 1995) est dédié à l'étude des oscillations solaires par leurs manifestations photosphériques. L'imageur MDI permet de mesurer l'intensité du continuum, la vitesse Doppler ainsi que la distribution du champ magnétique suivant la ligne de visée. Des polariseurs permettent de mesurer le déplacement Doppler de la raie

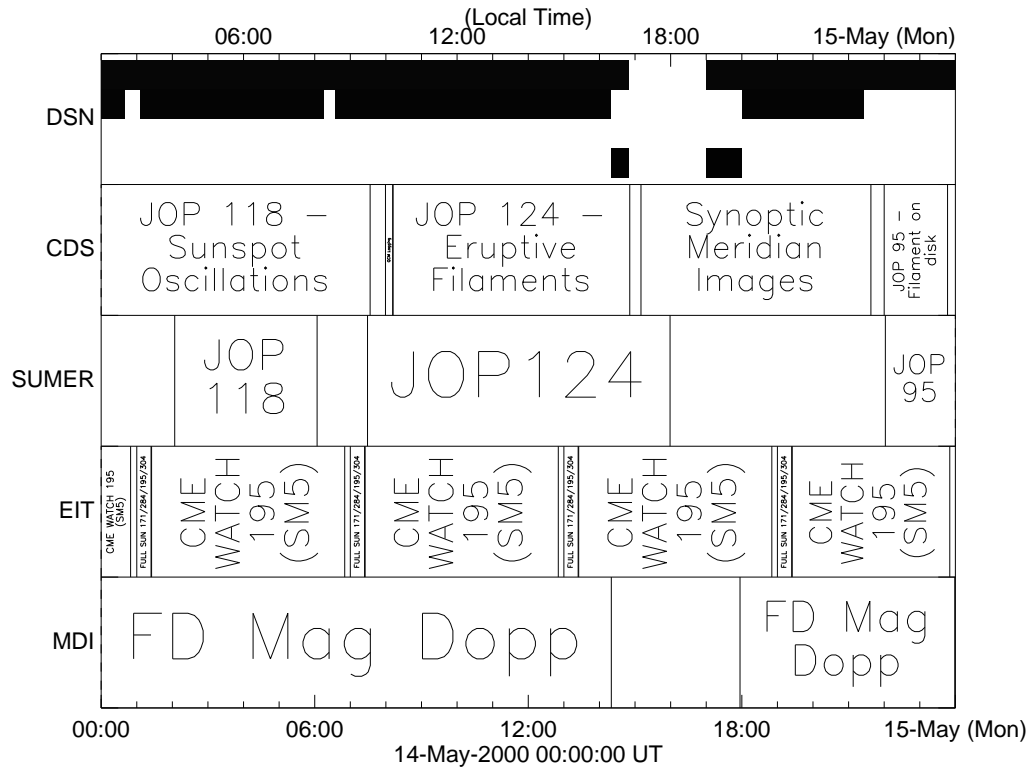


FIG. A.2 – Exemple de planning scientifique CDS réalisé lors de la campagne MEDOC #5 (Mai 2000) : coordination des instruments CDS et SUMER pour les JOP 118, 124 et 95, programmes journaliers (“Synoptic Meridian Images”) et programmes techniques (“QCM Logging”).

pour la lumière polarisée circulairement à droite et à gauche ce qui permet de déduire la séparation due à l’effet Zeeman qui est proportionnelle au champ magnétique. Les enregistrements sont réalisés dans la raie d’absorption du NiI à 6768 Å. Utilisant une caméra CCD 1024×1024, des images du disque entier (résolution spatiale de 4”) ou à haute résolution (1.2”) sont produites chaque minute (intensité + vitesse, ou champ magnétique) ou avec une cadence de 96 minutes (champ magnétique).

Les magnétogrammes que nous avons utilisés sont produits toutes les 96 minutes avec une résolution spatiale de 4”. Par contre pour le JOP 124 (13–16 Mai 2000), les planneurs MDI (S. Gregory et E. Zamkoff) ont supporté nos observations en obtenant un magnétogramme du disque entier avec une cadence temporelle d’une minute.

## 2 HSP et IVM (Mees Solar Observatory)

La mesure du champ magnétique vectoriel permet de déterminer le module et la direction du vecteur champ magnétique. Les magnétographes vectoriels, HSP et IVM (Mees

Solar Observatory, Hawaï), utilisent les propriétés de polarisation de certaines raies photosphériques pour mesurer les quatre paramètres de Stokes I, Q, U et V où I représente l'intensité totale, Q et U décrivent la polarisation linéaire ( $0^\circ$  ou  $90^\circ$  pour Q, et  $\pm 45^\circ$  pour U) et V décrit la polarisation circulaire.

### HSP

Le magnétographe vectoriel HSP (Haleakala Stokes Polarimeter ; Mickey, 1985) a les caractéristiques suivantes : l'enregistrement des quatre paramètres de Stokes est simultané, la précision polarimétrique est de  $10^{-4}$ , la résolution spatiale de  $4''$  et la résolution temporelle de 1 s. Un balayage complet d'une région de  $185'' \times 185''$  prend environ 50 minutes. La raie généralement utilisée est la raie du FeI à  $6302.5 \text{ \AA}$ . L'inversion des paramètres de Stokes se fait suivant la méthode développée par Skumanich & Lites (1987).

### IVM

Le magnétographe vectoriel IVM (Imaging Vector Magnetograph ; Mickey et al., 1996) est en opération depuis 1992 à Hawaï. À la différence d'HSP, il utilise une matrice CCD donnant des informations 2D mais ne permet pas l'enregistrement simultané des paramètres de Stokes. Les images obtenues couvrent un champ de vue de  $280'' \times 280''$  avec une résolution spatiale d'environ  $1''$ . Le temps mis pour construire un magnétogramme est de 2 à 10 min. La précision polarimétrique est de  $10^{-3}$ . Pour obtenir une meilleure sensibilité, plusieurs magnétogrammes sont moyennés. La raie généralement utilisée est la raie du FeI à  $6302.5 \text{ \AA}$ . La méthode d'inversion des paramètres de Stokes est développée par Jefferies & Mickey (1991).

## A-4 Spectrographes, spectromètres

### 1 SUMER/SOHO

SUMER (Wilhelm et al., 1995) est un spectrographe à incidence normale embarqué à bord de SOHO. Le mode de fonctionnement et les spécificités de l'instrument SUMER ont été détaillés par Lemaire et al. (1997), Wilhelm et al. (1997), Lamartinie (1997), Régnier (1997) ou Raouafi (2000). Deux détecteurs de  $1024\text{px} \times 360\text{px}$  sont à notre disposition : le détecteur A entre  $390 \text{ \AA}$  et  $805 \text{ \AA}$  au 1<sup>er</sup> ordre (de  $780 \text{ \AA}$  à  $1610 \text{ \AA}$  au 2<sup>ème</sup> ordre), le détecteur B entre  $330 \text{ \AA}$  et  $750 \text{ \AA}$  au 1<sup>er</sup> ordre (de  $660 \text{ \AA}$  à  $1500 \text{ \AA}$  au 2<sup>ème</sup> ordre). Le détecteur A a été utilisé pour les observations détaillées au Chapitre V. La résolution spectrale est de  $\sim 40 \text{ m\AA}$  au 1<sup>er</sup> ordre et de  $20 \text{ m\AA}$  au 2<sup>ème</sup> ordre. Différentes fentes sont utilisées :  $1'' \times 300''$ ,  $1'' \times 120''$ ,  $0.3'' \times 120''$  (choisie pour nos observations), et  $4'' \times 300''$ . Les données brutes doivent être corrigées du "flatfield" tenant compte de la réponse de chaque pixel, des distorsions des raies suivant leur position sur le détecteur, des trous de télémétrie, des pixels saturés (par exemple par des rayons cosmiques). L'instrument peut prendre en compte de façon automatique la compensation de la rotation solaire.

Après le traitement des données, les cartes en intensité peuvent être produites. Nous n'avons pas calibré en intensité les données : la calibration multiplie par un facteur constant

les intensités de chaque raie. Cette calibration n'a aucune influence sur le calcul des vitesses Doppler.

L'instrument fournit des observations avec des hautes résolutions spatiale, spectrale et temporelle. SUMER a permis d'étudier de nombreux phénomènes solaires tels que le chauffage coronal, les événements liés à l'activité solaire (points brillants, protubérances, filaments, réseau chromosphérique, ...) ou les manifestations de la propagation d'ondes dans l'atmosphère, et aussi de diagnostiquer les paramètres du plasma telles que la densité, la température ou les vitesses caractéristiques (Lemaire et al. (1997), Wilhelm et al. (1997) ou voir Raouafi (2000) pour une revue détaillée des articles).

## 2 CDS/SOHO

CDS (Harrison et al., 1995) est un double spectrographe fonctionnant soit en incidence rasante (GIS), soit en incidence normale (NIS). Nous n'avons utilisé que le détecteur NIS. Le balayage d'une fente ( $2'' \times 240''$ ,  $4'' \times 240''$ ,  $90'' \times 240''$ ) permet d'obtenir des images et les spectres associés à chaque point de l'image pour un intervalle de longueur d'onde (308–381 Å, 513–633 Å). Un programme d'observation peut contenir plusieurs raies observées simultanément. La résolution spectrale est d'environ 110 mÅ pour le détecteur NIS1 de 70 mÅ pour NIS2. Le temps mis pour obtenir une image dépend principalement du nombre de raies sélectionnées et du champ de vue.

Les corrections à apporter aux données brutes sont la position des raies sur le détecteur (pas parallèle aux colonnes du détecteur, le décalage de l'origine des longueurs d'onde en fonction de la position du miroir), le "flatfield", les rayons cosmiques, les trous de télémètre, la calibration en intensité, les variations thermiques. Dans nos observations, nous avons choisi de placer la fente sur une partie du filament et de suivre cette portion pendant plusieurs heures avec une résolution temporelle de 24 s. Les observations effectuées sont très sensibles aux variations de température de l'instrument.

L'instrument CDS a pour principaux buts scientifiques de déterminer le processus de chauffage de la couronne et l'accélération du vent solaire. Pour ce faire, CDS permet de diagnostiquer des paramètres du plasma coronal tels que la densité, la température, les vitesses turbulentes. Des rapports de raies sensibles à la température ou à la densité sont utilisées (Harrison et al., 1995). L'ensemble des nombreux articles publiés concernant le chauffage coronal, le vent solaire, la détermination des paramètres plasma ou les événements éruptifs sont résumés à l'adresse suivante : "<http://solg2.bnsc.rl.ac.uk/results/publications.shtml>"

## 3 DPSM/THEMIS

Le DPSM (Multi channel Subtractive Double Pass, Mein, 1977, Mein, 1991) est un spectro-imageur permettant d'enregistrer simultanément plusieurs raies avec de très grandes résolutions spatiale et temporelle. Pour l'analyse de polarisation, les quatre paramètres de Stokes (ou plutôt, des sommes ou différences de paramètres) sont enregistrés simultanément. Il existe trois modes de fonctionnement :



- modélisation de la photosphère et de la chromosphère utilisant une raie ou une série de raies : la résolution spatiale est comprise entre  $0.2''$  et  $0.6''$ , les raies utilisées sont  $H\beta$  à  $5173 \text{ \AA}$ ,  $MgI \text{ b2}$  à  $5173 \text{ \AA}$ ,  $He \text{ D3}$  à  $5876 \text{ \AA}$ ,  $Na \text{ D2}$  à  $5890 \text{ \AA}$ ,  $H\alpha$  à  $6563 \text{ \AA}$  et  $CaII$  à  $8542 \text{ \AA}$ . Le temps d'exposition est d'environ  $300 \text{ ms}$  ;
- balayages rapides utilisant les raies de Balmer,  $H\beta$  et  $H\alpha$ . La résolution spatiale est comprise entre  $0.2''$  et  $0.75''$ . Le temps mis pour enregistrer une image de  $170'' \times 120''$  est estimé à  $30 \text{ s}$ .
- deux raies chromosphériques simultanément : raies  $CaII$  à  $8542 \text{ \AA}$  et  $H\alpha$  à  $6563 \text{ \AA}$ . La résolution spatiale est de  $0.8''$ .

Nous avons opté pour un balayage rapide d'un champ de vue de  $170'' \times 120''$  dans la raie  $H\alpha$  avec une résolution spatiale de  $0.25''$ . Une image est obtenue en  $30 \text{ s}$ . Ce mode de fonctionnement est le mieux adapté à l'étude des oscillations de filament de régions actives et pour analyser les variations temporelles du champ magnétique.

**Annexe B**

**Activités de thèse**

Pendant les trois années de thèse, aux travaux de recherche se sont ajoutées d'autres activités tournées vers l'enseignement, vers la diffusion des connaissances scientifiques pour la communauté scientifique (colloques, ateliers) et pour le public.

### **Enseignements**

J'ai eu la possibilité de compléter mon expérience du milieu de l'éducation nationale par deux modules d'enseignements :

- des travaux dirigés de projet professionnel pour la 1ère année de DEUG scientifique (6 séances de 2 h avec 30 étudiants). Le but est de motiver les étudiants à faire dès le DEUG une recherche approfondie (bibliographie, cursus scolaire, contact avec les personnes adéquates) concernant leur avenir professionnel.
- des travaux pratiques de physique des plasmas pour des étudiants de magistère (4 séances de 8 h avec 12 étudiants). Après une présentation orale d'environ une heure sur les caractéristiques des plasmas, deux manipulations distinctes sont proposées aux étudiants : étude des fréquences de résonance dans des cavités contenant un plasma aboutissant à un diagnostic du plasma, et l'étude du comportement de sondes dans un plasma à décharge et spectroscopie.

### **Participation aux colloques et ateliers**

#### Colloques

"8th SOHO Workshop : Plasma Dynamics and Diagnostics in the Solar Transition Region and Corona"

22–25 Juin 1999, Paris, France

Présentation orale (15 min) et poster : "Multi-Instrument Study of an Active Region"

"9th European Meetings on Solar Physics : Magnetic Field and Solar Processes"

12–18 Septembre 1999, Florence, Italie

Poster : "Dynamic and Magnetic Evolution of an Active Region"

Programme National Soleil-Terre, PNST

1–3 Février 2000, Nouan le Fuzelier

Poster : "Observations d'oscillations longue période de protubérances avec CDS et SUMER (SOHO)"

"IAU Symp. 203 : Recent Insights into the Physics of the Sun and Heliosphere – Highlights from SOHO and Other Space Missions"

7–11 Août 2000, Manchester, UK

Posters : "Reconstruction of the Coronal Magnetic Field for Active Region NOAA 8151" et "SUMER/SOHO Observations of Long Period Oscillation in an Active Region Filament"

Programme National Soleil-Terre, PNST

3–5 Avril 2001, Orsay

Présentation orale (20 min) : "Utilisation de magnétogrammes vectoriels pour la reconstruction du champ magnétique coronal : densité de courant, hélicité de courant et champ sans-force non-linéaire"

Poster : "Observations conjointes SOHO-THEMIS : oscillations dans les filaments de région active"

### **Ateliers**

Atelier Logiciel, 8–10 Février 1999, I.A.S., Orsay

Atelier AR 8227, 10–12 Mars 1999, I.A.S., Orsay

Atelier THEMIS, 1–3 Décembre 1999, Obs. Paris-Meudon, Meudon

Atelier Protubérance, 23–26 Octobre 2000, I.A.S., Orsay

### **Relations avec le public**

La rencontre du public est très enrichissante pour pouvoir *simplement* diffuser les connaissances acquises sur la physique solaire. Pour ce faire, j'ai participé à des expositions "grand public" axées sur la nouvelle vision du Soleil fournie par le satellite SOHO. De plus, j'ai répondu aux nombreuses questions d'élèves et de professeurs de collège via le site internet de MEDOC ("Dernières Images du Soleil").

PC-Eclipse Info

5–11 Août 1999, Muséum d'Histoire Naturelle, Paris

Présentation de la météo solaire et accueil du public à l'exposition SOHO

5 ans de SOHO

24–28 Avril 2001, La Villette, Paris

Exposition SOHO



**Annexe C**

**Articles et proceedings**

Article(s) à comité de lecture

"Oscillations in an Active Region Filament : Observations  
and Comparison With MHD Waves"  
Régnier, S., Solomon, J., Vial, J.C.  
2001, A&A, **376**, p.292–301

en préparation

"Reconstructed Coronal Magnetic Field Using Vector Magnetograms.  
Example of the Active Region NOAA 8151"  
Régnier, S., Amari, T., Kersalé, E.  
"SOHO-THEMIS Joint Observations (JOP 124)  
I- Eruptive Filament in an Active Region"  
Régnier, S., Solomon, J., Mein, P., Briand, C., Vial, J.C.

Proceedings

"Multi-Instrument Study of an Active Region"  
Régnier, S., Amari, S., Solomon, J., Vial, J.C., Mickey, D.  
1999, 8<sup>th</sup> SOHO Workshop : Plasma Dynamics and Diagnostics  
in the Solar Transition Region and Corona, ESA SP-446, p.571–574

"Magnetic and Dynamic Evolution of an Active Region"  
Régnier, S., Solomon, J., Vial, J.C., Amari, T., Mickey, D.  
1999, 9<sup>th</sup> European Meeting on Solar Physics, ESA SP-448, p.519–523

"SUMER/SOHO Observations of Long Period Oscillation in an Active Region Filament"  
Régnier, S., Solomon, J., Vial, J.C.  
2001, IAU Symposium, Vol.203, p307–309

"Reconstruction of the Coronal Magnetic Field for Active Region NOAA 8151"  
Régnier, S., Amari, T.  
2001, IAU Symposium, Vol.203, p441–443

A&A 376, 292–301 (2001)  
 DOI: 10.1051/0004-6361:20010972  
 © ESO 2001

**Astronomy  
&  
Astrophysics**

## Oscillations in an active region filament: Observations and comparison with MHD waves

S. Régnier, J. Solomon, and J. C. Vial

Institut d'Astrophysique Spatiale, Unité Mixte CNRS-Université Paris XI, bâtiment 121,  
 91405 Orsay Cedex, France

Received 13 October 2000 / Accepted 18 June 2001

**Abstract.** During the MEDOC Campaign 4, on October 1999, observations of a solar active region filament were carried out by the SUMER/SoHO spectrometer. A time sequence of this filament has been obtained with a duration of 7 h 30 min and with a temporal resolution of 30 s. The Fourier analysis of the line-of-sight Doppler velocities measured in the 584.33 Å HeI line allows us to detect oscillations in several ranges of periodicities (short periods: less than 5 min, intermediate periods: 6–20 min, and long periods: greater than 40 min). From a theoretical point of view, we consider the possible modes of oscillations of an active region filament. Following Joarder & Roberts (1993), we treat the filament as a plasma slab embedded in a uniform magnetic field inclined at an angle  $\phi$  to the long axis of the slab. Solving the dispersion equations for Alfvén waves and magnetoacoustic waves, primary and secondary mode frequencies appear to be non-equidistant. For the comparison between the observed and calculated frequencies, we outline an identification method of the oscillation modes in the observed filament. This identification provides a diagnostic of the filament: the angle between the magnetic field and the long axis of the slab is estimated to be  $18^\circ$ , and the magnetic field strength  $B$  (G) is proportional to the square root of the density  $\rho_0$  ( $\text{cm}^{-3}$ ) in the slab,  $B \sim 2.9 \times 10^{-5} \sqrt{\rho_0}$ .

**Key words.** Sun: filaments – Sun: oscillations – MHD – waves

### 1. Introduction

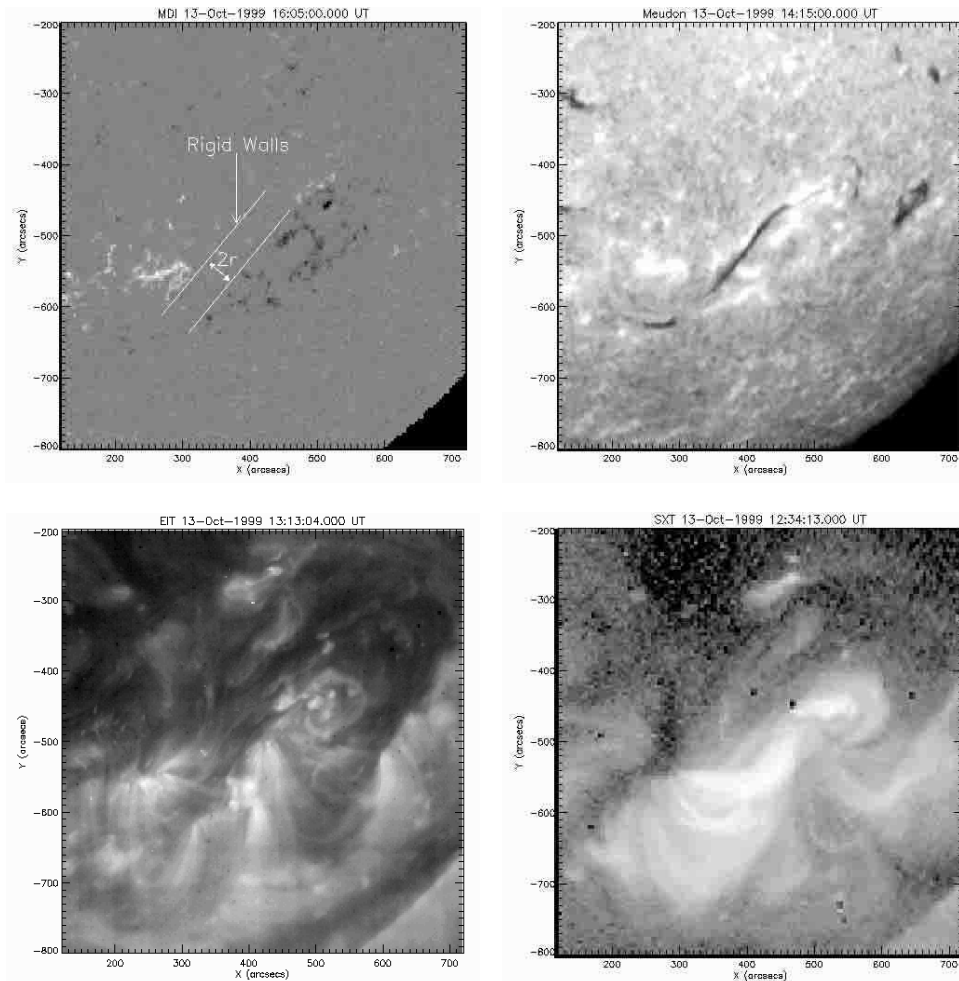
The existence of oscillations in solar prominences and filaments has been known for several years (see reviews by Schmieder 1989; Vial 1998; Oliver 1999). Three categories of periods can be defined (Molowny-Horas et al. 1997): short (<5 min), intermediate (6–20 min), long (40–90 min) periods. Short-period oscillations have been detected in prominences observed at the limb. For a quiet prominence, intensity fluctuations in time revealed oscillations in the range 3–6 min (Blanco et al. 1999). By measuring the Doppler shift of the H $\alpha$  line, Wiehr et al. (1984), Balthasar et al. (1986) and more recently Thompson & Schmieder (1991) found indications of line-of-sight velocity oscillations in the range 3–6 min. The 5 min period which was detected both in the intensity and velocity variations was interpreted as being due to the shaking of the supporting magnetic field by the chromospheric and photospheric oscillations (Balthasar et al. 1988). However, in filaments observed near the disk center these oscillations are hard to detect. Malherbe et al. (1981, 1987) found that there are no H $\alpha$  oscillations in both quiescent and active region

filaments in the range 1–10 mHz. Oscillations in the range 3–15 min have been found in the 10830 Å HeI line (Yi et al. 1991; Molowny-Horas et al. 1998), in OIV and SiIV lines (Bocchialini et al. 2001). Concerning long periods, line-of-sight velocity oscillations were detected in H $\alpha$  in the range 50–80 min (Wiehr et al. 1984; Bashkirtsev et al. 1983; Bashkirtsev et al. 1984), and recently in the HeI line at 584.33 Å with a period of about 2 h 30 min with the CDS/SoHO spectrometer (Régnier et al. 1999).

On the theoretical side, Galindo-Trejo (1987) has studied the stability of different models of quiescent prominences. In particular, he found that for a Kippenhahn-Schlüter (1957) model, the prominence (defined as a slab perpendicular to the solar surface) is stable and oscillates perpendicularly to its plane with a typical period of 16 min. Also, Roberts (1992) has compared long-period oscillations with three simple models. Joarder & Roberts (1992a,b, 1993) have set up a model of prominence oscillations in which the slab is embedded in a magnetic field in the absence of gravity, and the calculated frequencies of Alfvén and magnetoacoustic waves are compared successfully with observations of 3–6 min oscillations (e.g. Balthasar et al. 1988) and around 16 min oscillations (Yi et al. 1991). Oliver et al. (1992) have studied

*Send offprint requests to:* S. Régnier,  
 e-mail: [stephane.regnier@ias.u-psud.fr](mailto:stephane.regnier@ias.u-psud.fr)



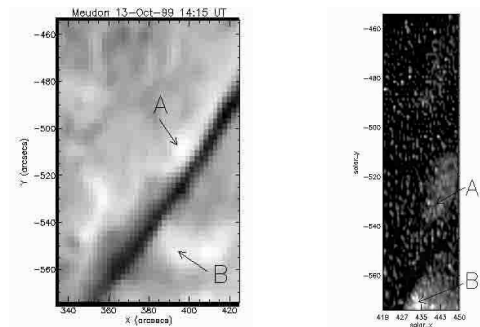


**Fig. 1.** Overview of AR 8725 on October 13, 1999: MDI magnetogram at 16:05 UT (top left – see Sect. 3.2 for the definition of the rigid walls), H $\alpha$  image from Meudon observatory at 14:15 UT (top right – the filament is clearly visible as a dark feature at the center of the image), EIT image in the FeXII line at 195 Å at 13:13 UT (bottom left), soft X-rays image from SXT/Yohkoh at 12:34 UT (bottom right).

the propagation of magneto-acoustic-gravity waves using a Kippenhahn-Schlüter model, and suggest that the short periods detected in prominences could be due to magneto-acoustic-gravity slow modes. More recently, the Joarder et al. (1997) model considers that the prominence consists of a large number of fibrils giving the observed sheet-like appearance of prominences. For a zero- $\beta$  plasma (without gas pressure), the authors conclude that the modes named fast kink modes produce the observed

short periods (2–15 min). In the present paper, we interpret the observed oscillations in an active region filament in terms of magnetohydrodynamic (MHD) waves neglecting gravity, in order to provide a diagnostic of the filament.

In Sect. 2, we describe observations from the SUMER spectrometer and we perform a Fourier analysis of the temporal signal to obtain period ranges for the oscillations. In Sect. 3, the Joarder & Roberts (1992a,b, 1993) model is used to obtain the dispersion relations and to find



**Fig. 2.** Left:  $H\alpha$  image (see Fig. 1 top right; October 13 at 14:15 UT) focused on the filament. Two bright features A and B are defined on each side of the filament. Right: context raster obtained by SUMER in the HeI line at 584.33 Å (October 13 at 22:11 UT). The dark feature between the two bright features (i.e., between  $-565''$  and  $-545''$ ) characterizes the filament.

the primary and secondary Alfvén and magnetoacoustic modes. In Sect. 4, we present an identification method of the observed filament oscillations in terms of Alfvén and magnetoacoustic waves. From this identification, we deduce a diagnostic of the filament. Conclusions are drawn in Sect. 5.

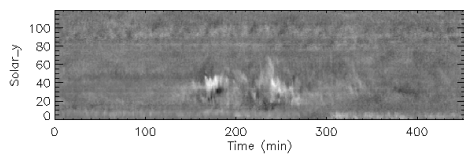
## 2. Observations with the SUMER/SoHO spectrometer

A global description of the active region NOAA 8725 (AR 8725) observed on October 13–14, 1999 is provided (Fig. 1) by a magnetogram (MDI/SoHO) showing the distribution of the longitudinal magnetic field strength, an  $H\alpha$  image (Meudon observatory) in which the filament appears as a dark feature, a FeII image at 195 Å (EIT/SoHO) showing coronal loops and a filament channel, and a soft X-ray image (SXT/Yohkoh) in which the high temperature loops seem to have an S-shaped structure which is on top of the filament.

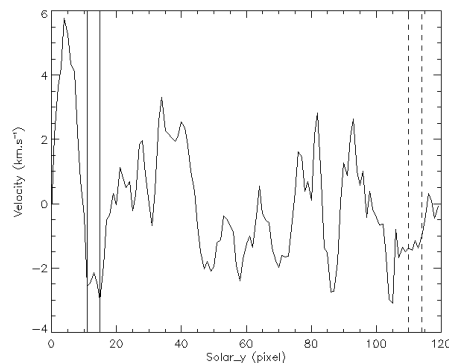
### 2.1. Data set

SUMER (Solar Ultraviolet Measurements of Emitted Radiation) is a normal incidence spectrograph on board SoHO (Wilhelm et al. 1995). During MEDOC Campaign 4, the sequence of SUMER observations discussed here was obtained from October 13 at 22:20 UT to October 14 at 05:50 UT (i.e., a duration of 7 h 30 min). Using the  $0.3'' \times 120''$  slit, we observed the HeI line at 584.33 Å with compensation of solar rotation. The exposure time was 30 s, and the spectral resolution 20 mÅ (second order).

A context raster (Fig. 2 right) was made in the HeI line at the beginning and at the end of the observations:  $0.3'' \times 120''$  slit, field of view of  $30'' \times 120''$  (40 steps



**Fig. 3.** Velocity time series derived from SUMER time series observations. The total duration is about 7 h 30 min. White (black) corresponds to downwards/positive (upwards/negative) velocities.

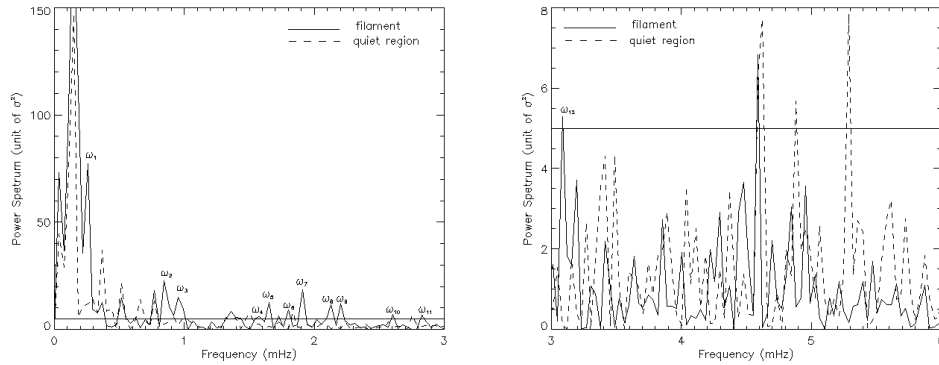


**Fig. 4.** Temporal average of the velocity time series. The position of the filament (resp. quiet region) is given by the two vertical solid lines (resp. dashed lines).

of  $0.76''$ ), exposure time of 5 s. In Fig. 2 right, the filament corresponds to the dark feature between the two bright features A and B defined in Fig. 2 left. The location of the filament is estimated to be between the 5th and the 25th pixel along the slit (i.e.  $-565''$  to  $-545''$ ). The position of the slit for time series observations is in the middle of the  $30'' \times 120''$  field of view.

### 2.2. Velocity time series

The relative Doppler velocity  $v$  is defined by  $\frac{v}{c} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0}$  where  $c$  is the speed of light,  $\lambda_0$  the wavelength at the maximum intensity of the mean profile obtained by the temporal and spatial average of the intensity time series, and  $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0$  with  $\lambda$  the Doppler displacement at a given time and at a given ( $y$ ) position along the slit. With this definition, we derive the velocity time series in which negative (positive) velocity corresponds to upwards (downwards) flows. The average velocity of the whole time series should be zero, estimating the contribution of the filament to be less than 5%. Therefore in order to obtain the effective velocity time series (Fig. 3), we have



**Fig. 5.** Power spectrum calculated from the velocity time series of the filament (solid line) and for the quiet region (dashed line) for two ranges of frequencies (left:  $<3$  mHz, right: 3–6 mHz). The 99% confidence level is given by the horizontal solid line at  $5\sigma^2$ . Each characteristic frequency of oscillation is annotated ( $\omega_n$ ).

subtracted the spatial and temporal averaged velocity of the raw velocities from the raw velocity time series.

To determine exactly the spatial ( $y$ ) location of the filament, we calculate the temporal average of the velocity time series (Fig. 4). The position of the filament can be defined precisely between the 11th and the 15th pixel along the slit (i.e.  $-559''$  to  $-555''$ ). In this area, the mean velocity is  $-3 \text{ km s}^{-1}$ , implying that the filament rises in the solar atmosphere. For the sake of reference, we also choose a quiet area between the 110th and the 114th pixel (i.e.  $-460''$  to  $-456''$ ) which will provide the oscillation frequencies in the medium out of the filament.

### 2.3. Fourier analysis

For the effective velocity time series, we performed a Fourier analysis of the signal in the filament and in the quiet area. Because of the duration of the observations (7 h 30 min) and the exposure time (30 s), the resulting frequencies range from  $3.5 \times 10^{-2}$  mHz to 15 mHz. The power spectrum deduced from the Fourier transform after an apodisation of the signal (Brault et al. 1971) yields  $\mathcal{P}(\omega) = 2|\tilde{S}(t)|^2$  where  $\omega$  is the frequency and  $\tilde{S}(t)$  is the Fourier transform of the time series.

In Fig. 5, the power spectrum in the filament (resp. in the quiet area) is normalized to its variance (the upper frequency is limited to 6 mHz). They exhibit a marked maximum for a frequency of about 0.15 mHz which results from an instrumental thermal effect. Moreover for  $0.3 \text{ mHz} < \omega < 0.8 \text{ mHz}$ , there are common features between the filament and the quiet region which cannot be interpreted as characteristic oscillation frequencies in the filament. These features probably result from several instrumental effects such as pointing instabilities (Lemaire 2000). Note that no harmonic frequencies of the instrumental thermal effect are observed. In Fig. 5, the horizontal solid line defines

**Table 1.** The observed periods in the filament are deduced from the power spectra of Fig. 5. The intermediate (between 5 and 20 min in this case) and long ( $>40$  min) periods exist.

Observed Periods		
long periods	65 min 36 s	$\omega_1$
intermediate periods	19 min 46 s	$\omega_2$
	17 min 28 s	$\omega_3$
	10 min 36 s	$\omega_4$
	10 min 07 s	$\omega_5$
	9 min 17 s	$\omega_6$
	8 min 46 s	$\omega_7$
	7 min 50 s	$\omega_8$
	7 min 34 s	$\omega_9$
	6 min 24 s	$\omega_{10}$
	5 min 54 s	$\omega_{11}$
	5 min 24 s	$\omega_{12}$
	short periods	not detected

the 99% confidence level for a  $\chi^2$  distribution with 2 degrees of freedom.

In Table 1, we list the characteristic oscillation frequencies in the filament. In particular, we find a period of oscillation larger than 40 min. In this paper, we only focus on the existence of characteristic frequencies in the filament (the phases and the absolute values of the power are not investigated). Note that the 3 min chromospheric oscillations are observed in Fig. 5 right (frequencies close to 5 mHz).

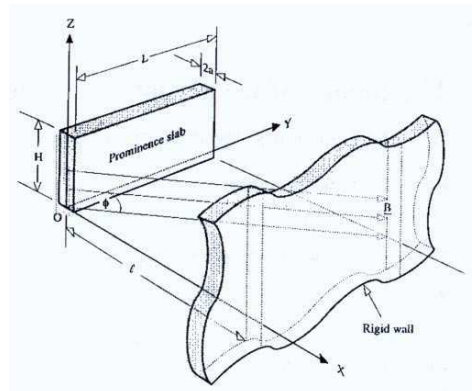
#### 2.4. Some features of the 584.33 Å Hel line

One may be surprised to be able to detect Doppler shifts in a line such as 584.33 Å. Let us recall that this line corresponds to the  $1s^2\ ^1S-1s2p\ ^1P^0$  transition of parahelium. It has been measured in the solar chromosphere with different techniques (Dupree & Reeves 1971; Dupree et al. 1973; Delaboudinière & Crifo 1976; Cushman & Rense 1978). The chromospheric profiles (Cushman & Rense 1978) were rather broad and even possibly self-reversed (1976). This was a clear indication that the line is optically thick in the chromosphere. In prominences, no detailed measurement had been made until SoHO. A *FWHM* of about 14 mÅ was found in the quiet sun (Vial 2000) but there are clear indications that the line profile is narrower in prominences (Régnier et al. 2001) and certainly unreversed. All non-LTE models (Heasley et al. 1974) provide rather large line opacities in the range  $10^4-10^6$  for prominences. Recent computations by Labrosse et al. (1999) provide similar results in the range  $10^4-10^5$ . These theoretical opacities are compatible with an unreversed profile (as measured with the SUMER/SoHO spectral resolution): actually, the low Doppler width (less than 15 mÅ if the microturbulence is lower than  $5\text{ km s}^{-1}$ ) combined with an opacity of the order of  $10^5$  leads to a transparent medium in the line wings beyond about 4 Doppler widths, i.e. 60 mÅ. This means that the medium is essentially (but not totally) opaque in the line. Consequently, the information concerning the velocities associated with the measured line Doppler shifts should be considered as coming from a rather superficial layer of the prominence where the coherence of oscillations is retained.

### 3. Filament model

#### 3.1. Description of the model

To examine the different modes of oscillations in a filament, we here consider the prominence model of Joarder & Roberts (1993). In the frequency analysis defined in Sect. 2, the velocity time series is averaged along the slit ( $y$  spatial dimension), therefore we only study the global modes of oscillations in the filament. This fact justifies the use of the Joarder & Roberts model in preference to the Joarder et al. (1997) model including the filament fine structures. The filament described as a simple slab is embedded in a skewed uniform magnetic field making an angle  $\phi$  to the long axis of the slab (see Fig. 6). The effect of gravity and field line curvature are ignored. The slab is defined by a temperature  $T_o$ , a density  $\rho_o$ , a length  $L$  in the  $y$ -direction, a height  $H$  in the  $z$ -direction, and a width  $2a$  in the  $x$ -direction ( $2a \ll H, L$ ). Its environment is defined by a temperature  $T_e$ , and a density  $\rho_e$ . The uniform magnetic field permeating the medium (the slab and its environment) is  $\mathbf{B} = (B_x, B_y, 0)$  with  $B_x = B_y \tan(\phi)$ . In this case, the pressure balance between the slab and its environment implies that  $\rho_o T_o = \rho_e T_e$ . The magnetic field



**Fig. 6.** A schematic diagram showing the filament as a dense plasma slab of width  $2a$  in the  $x$ -direction, length  $L$  in the  $y$ -direction, and height  $H$  in the  $z$ -direction. The slab is embedded in a magnetic field  $\mathbf{B}$  lying in the  $xy$ -plane, making an angle  $\phi$  to the long axis of the slab, and tying to rigid conducting walls at  $x = \pm l$  (Joarder & Roberts 1993).

lines are tied to rigid walls at  $x = \pm l$  on either side of the slab to represent the photospheric line-tying effect.

The equations of ideal MHD (e.g. Priest 1982) are linearized about the slab equilibrium depicted in Fig. 6 (Joarder & Roberts 1993), with the disturbance for an uniform unbounded medium assumed to be of the form:

$$\delta\xi = \xi \exp(i\omega t - ik_x x - ik_y y - ik_z z).$$

Here  $\delta\xi$  is the disturbed quantity (gas pressure, velocity, or magnetic field),  $\omega$  is the frequency of the disturbance, and  $k_x, k_y, k_z$  are the wavenumbers in each direction. The perpendicular wavenumber is  $k_{\perp} = (k_y^2 + k_z^2)^{1/2}$ . The characteristic speeds that enter in the description of modes of oscillations are the sound speed  $c_s$ , the Alfvén speed  $v_A$  ( $v_A^2 = v_{Ax}^2 + v_{Ay}^2 = B^2/\mu_0\rho$  with  $B^2 = B_x^2 + B_y^2$ ), the magnetoacoustic slow speed  $c_T = c_s v_A / (c_s^2 + v_A^2)^{1/2}$ , and the magnetoacoustic fast speed  $c_F = (c_s^2 + v_A^2)^{1/2}$ . These speeds carry the index “o” in the slab, and the index “e” in its environment.

In each medium and in the limit of extremely long wavelengths ( $k_{\perp} l \ll 1$ ; equivalently,  $k_y = k_z = 0$ ), three wavenumbers allow to describe the Alfvén modes and the magnetoacoustic modes:  $\omega/v_{Ax}$  for Alfvén modes,  $\omega/c^+$  for slow modes, and  $\omega/c^-$  for fast modes, where

$$c^{\pm} = \sqrt{2} v_{Ax} c_s [c_{\mp}^2 \pm (c_{\mp}^4 - 4v_{Ax}^2 c_s^2)^{1/2}]^{-1/2}. \quad (1)$$

The boundary conditions are given by the line-tying effect at  $x = \pm l$  ( $v_x(\pm l) = v_y(\pm l) = v_z(\pm l) = 0$ ), and we also use the continuity conditions across  $x = \pm a$  of the velocity  $v_x$  and of the total pressure implying in this model the continuity of  $\delta v$ ,  $\delta p$ ,  $\delta B_y$ ,  $\delta B_z$ . In the linear system

of equations resulting from boundary and continuity conditions, the Alfvén waves are decoupled from the magnetoacoustic waves. For Alfvén modes and magnetoacoustic modes, we consider symmetric modes (even Alfvén mode, slow and fast kink magnetoacoustic modes) and antisymmetric modes (odd Alfvén mode, slow and fast sausage magnetoacoustic modes). We obtain a dispersion relation for each of the six modes. The dispersion relations yield (see Joarder & Roberts 1993):

$$\tan\left(\frac{\omega a}{v_{Axo}}\right) - \sqrt{\frac{\rho_e}{\rho_o}} \cot\left(\frac{\omega(l-a)}{v_{Axe}}\right) = 0 \quad (2)$$

for even Alfvén mode,

$$\cot\left(\frac{\omega a}{v_{Axo}}\right) + \sqrt{\frac{\rho_e}{\rho_o}} \cot\left(\frac{\omega(l-a)}{v_{Axe}}\right) = 0 \quad (3)$$

for odd Alfvén mode,

$$\tan\left(\frac{\omega a}{c_o^\pm}\right) - \sqrt{\frac{\rho_e}{\rho_o}} \cot\left(\frac{\omega(l-a)}{c_e^\pm}\right) = 0 \quad (4)$$

for slow (+) and fast (-) kink magnetoacoustic modes, and

$$\cot\left(\frac{\omega a}{c_o^\pm}\right) + \sqrt{\frac{\rho_e}{\rho_o}} \cot\left(\frac{\omega(l-a)}{c_e^\pm}\right) = 0 \quad (5)$$

for slow (+) and fast (-) sausage magnetoacoustic modes.

For each dispersion relation, we define the primary frequency as the lowest frequency satisfying the dispersion relation, and the secondary frequencies as all the frequencies greater than the primary frequency. The primary and secondary frequencies for a single mode form a non-equidistant spectrum (see Table 2). Assuming that  $a/l \ll 1$ , the approximate solutions for primary frequencies are

$$\omega \sim \frac{v_o}{2\pi(la)^{1/2}} \quad (6)$$

for even Alfvén mode ( $v_o = v_{Axo}$ ) or kink magnetoacoustic modes ( $v_o = c_o^\pm$ ) in the slab, and

$$\omega \sim \frac{v_o}{4a} \quad (7)$$

for odd Alfvén mode ( $v_o = v_{Axo}$ ) or sausage magnetoacoustic modes ( $v_o = c_o^\pm$ ) in the slab. The approximated primary and secondary frequencies are summarized in Table 2.

The ratio of the primary frequency for the even Alfvén mode (slow and fast kink modes respectively) by the primary frequency for the odd Alfvén mode (slow and fast sausage modes respectively) is given by:

$$\eta = \frac{\omega_{eAm}}{\omega_{oAm}} = \frac{\omega_{skm}}{\omega_{ssm}} = \frac{\omega_{fkm}}{\omega_{fsm}} = \frac{2}{\pi} \left(\frac{a}{l}\right)^{1/2}. \quad (8)$$

(eAm: even Alfvén mode, oAm: odd Alfvén mode, skm: slow kink mode, ssm: slow sausage mode, fkm: fast kink mode, fsm: fast sausage mode).

This ratio only depends on the dimensionless parameter  $(\frac{a}{l})$ , and is independent of the density, the magnetic

**Table 2.** Primary and secondary approximated frequencies for even and odd Alfvén modes. Note that the secondary frequencies can be divided into the internal and external frequencies. For the kink modes (resp. sausage modes),  $v_{Axo}$  and  $v_{Axe}$  have to be replaced by  $c_o^\pm$  and  $c_e^\pm$  in the approximated frequencies of even Alfvén modes (resp. odd Alfvén modes).

	primary frequency	secondary frequency
even Alfvén mode	$\frac{v_{Axo}}{2\pi(la)^{1/2}}$	$\frac{n v_{Axo}}{2a}$ $n = 1, 2, \dots$ (internal mode) $\frac{n v_{Axe}}{2(l-a)}$ $n = 1, 2, \dots$ (external mode)
odd Alfvén mode	$\frac{v_{Axo}}{4a}$	$\frac{(2n+1)v_{Axo}}{4a}$ $n = 1, 2, \dots$ (internal mode) $\frac{n v_{Axe}}{2(l-a)}$ $n = 1, 2, \dots$ (external mode)

field strength and the angle  $\phi$  between the magnetic field and the long axis of the slab. Therefore in principle, the identification of the different modes is made possible by the observational estimation of the parameters  $a$  and  $l$ , as described below.

### 3.2. Method to identify the existing modes

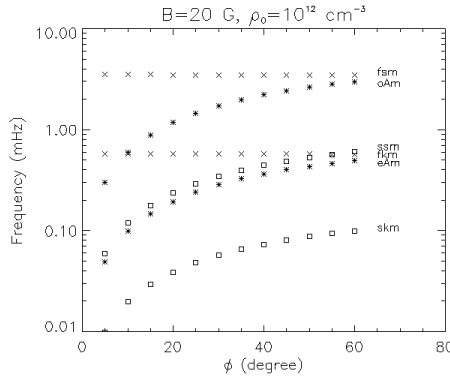
We solve the dispersion relations using the parameters of AR 8725 described in Sect. 2. We estimate the width of the filament from the H $\alpha$  image (Fig. 1 top right):  $2a \sim 8000$  km. The length  $l \sim 63000$  km is deduced from the MDI magnetogram: the rigid walls are defined as the two lines (see Fig. 1 top left) parallel to the filament and separated of  $2r$ , and in a cylindrical hypothesis for the shape of the magnetic field lines the length  $l$  is given by  $\frac{\pi}{2}r$ . We choose typical values for the temperature of the filament  $T_o = 8000$  K and of its environment  $T_e = 10^6$  K, for the density of the slab  $\rho_o = 10^{12}$  cm $^{-3}$  (Schmieder et al. 1985) implying a density of its environment (since  $\rho_o T_o = \rho_e T_e$ ) of  $8 \times 10^9$  cm $^{-3}$ , for the magnetic field strength  $B = 20$  G, and for the angle between the magnetic field and the long axis of the slab  $\phi = 25^\circ$  (Leroy et al. 1984).

In Table 3, we summarize the primary and secondary periods higher than 3 min derived from a model with a density of  $10^{12}$  cm $^{-3}$ , a magnetic field strength of 20 G, and an angle  $\phi$  of  $25^\circ$ . For slow (kink and sausage) magnetoacoustic modes, a large number of secondary periods exists particularly in the range 3–6 min (2.5–5 mHz).

We examine the dependence of the calculated primary frequency on the angle  $\phi$  (Fig. 7) with a magnetic field strength  $B = 20$  G and a density  $\rho_o = 10^{12}$  cm $^{-3}$ . The fast (kink and sausage) magnetoacoustic mode frequencies are constant when the angle  $\phi$  changes. For small angles, one retrieves the special case of purely longitudinal static magnetic field (Joarder & Roberts 1992a). For angles close

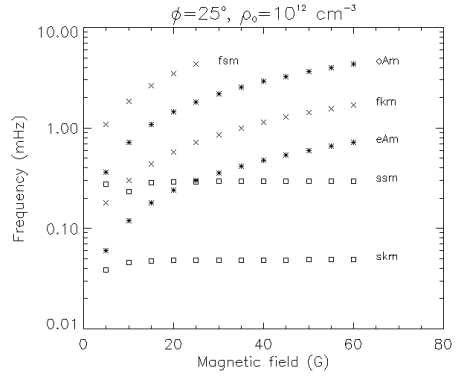
**Table 3.** Primary and secondary periods for a model with a density of  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$ , a magnetic field strength of 20 G, and an angle  $\phi$  of  $25^\circ$ , for periods higher than 3 min.

	Primary periods	Secondary periods
Slow kink mode	5 h 46 min 51 s	37 min 48 s, 27 min 28 s, 18 min 25 s, 14 min 02 s, 12 min 10 s, 9 min 30 s, 9 min 00 s, 7 min 24 s, 6 min 56 s, 6 min 08 s, 5 min 35 s, 5 min 14 s, 4 min 41 s, 4 min 33 s, 4 min 06 s, 3 min 58 s, 3 min 41 s, 3 min 29 s, 3 min 20 s
Even Alfvén mode	69 min 30 s	7 min 34 s, 5 min 30 s, 3 min 41 s
Slow sausage mode	57 min 22 s	35 min 56 s, 19 min 33 s, 17 min 33 s, 12 min 23 s, 11 min 04 s, 9 min 12 s, 7 min 59 s, 7 min 20 s, 6 min 17 s, 6 min 03 s, 5 min 17 s, 5 min 03 s, 4 min 36 s, 4 min 17 s, 4 min 04 s, 3 min 44 s, 3 min 39 s, 3 min 21 s
Fast kink mode	28 min 53 s	<3 min
Odd Alfvén mode	11 min 29 s	7 min 12 s, 3 min 55 s, 3 min 31 s
Fast sausage mode	4 min 46 s	<3 min

**Fig. 7.** Evolution of primary frequencies as a function of the angle  $\phi$  for Alfvén and magnetoacoustic modes ( $B = 20 \text{ G}$ ,  $\rho_0 = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ ). Fast mode frequencies ( $\times$ ) are constant, and Alfvén mode frequencies merge to fast mode frequencies for angles close to  $90^\circ$ . \*: odd Alfvén mode (oAm) and even Alfvén mode (eAm).  $\square$ : slow sausage mode (ssm) and slow kink mode (skm).  $\times$ : fast sausage mode (fsm) and fast kink mode (fkm).

to  $90^\circ$ , the even (odd) Alfvén mode becomes similar to the fast kink (sausage) mode. As shown by Joarder & Roberts (1992b), this last case of a purely transverse static magnetic field gives on one hand a fast kink (sausage) magnetoacoustic wave identical to the even (odd) Alfvén wave with the same speed  $c_f$  and on the other hand a slow (kink or sausage) magnetoacoustic wave with a characteristic speed  $c_T$ . Note that for  $\phi \sim 10^\circ$ , the odd Alfvén mode and the fast kink mode have the same primary period of oscillations (around 30 min).

In Fig. 8, we display the mode frequencies versus the magnetic field strength with a density  $\rho_0 = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  and an angle  $\phi = 25^\circ$ . The slow mode frequencies remain practically constant when  $B$  varies. For very low magnetic field strength, only slow modes exist with a characteristic speed equal to the sound speed. For a magnetic field

**Fig. 8.** Evolution of primary frequencies as a function of the magnetic field strength  $B$  ( $\phi = 25^\circ$ ,  $\rho_0 = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ ). Slow mode frequencies ( $\square$ ) are practically constant.

strength of about 25 G, the even Alfvén mode intersects the slow sausage mode for a period of about 1 hour.

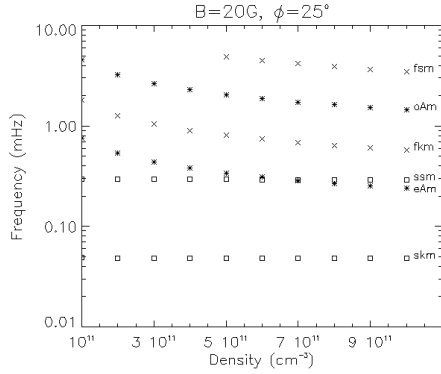
In Fig. 9, we plot the evolution of the primary frequencies as a function of the density for a magnetic field strength  $B = 20 \text{ G}$  and an angle  $\phi = 25^\circ$ . The slow magnetoacoustic mode frequencies do not depend on the density. In any case (see Figs. 7–9), we observe that relative (logarithmic) distances in frequency of the odd Alfvén mode and the even Alfvén mode (fast sausage mode and fast kink mode, slow sausage mode and slow kink mode, respectively) do not vary in agreement with Eq. (8).

For a given value of the density in the slab  $\rho_0$ , the even Alfvén mode and the slow sausage mode intersect for a magnetic field strength  $B_0(\rho_0)$  given by:

$$B_0^2(\rho_0) = \mu_0 \rho_0 c_{so}^2 \left( \frac{1}{\eta^2} - 1 \right). \quad (9)$$

For a reasonable range of  $\phi$  ( $10^\circ$ – $90^\circ$ ), we can order the Alfvén and magnetoacoustic mode frequencies (see Figs. 7–9, Table 3). If  $B < B_0(\rho_0)$ :

$$\omega_{skm} < \omega_{eAm} < \omega_{ssm} < \omega_{fkm} < \omega_{oAm} < \omega_{fsm} \quad (10)$$



**Fig. 9.** Evolution of the primary frequencies as a function of the density in the slab, with  $B = 20$  G,  $\phi = 25^\circ$ . Slow mode frequencies ( $\square$ ) do not depend on the density.

and if  $B > B_0(\rho_0)$ :

$$\omega_{skm} < \omega_{ssm} < \omega_{eAm} < \omega_{fkm} < \omega_{oAm} < \omega_{fsm} \quad (11)$$

(skm: slow kink mode, ssm: slow sausage mode, eAm: even Alfvén mode, oAm: odd Alfvén mode, fkm: fast kink mode, fsm: fast sausage mode).

Following the above parametric study, we outline a method to identify practically the observed frequencies with respect to the calculated Alfvén or magnetoacoustic mode frequencies:

- (i) for a given active region filament, we determine the dimensionless parameter  $\eta$  (Eq. (8));
- (ii) we calculate the ratios of the different observed frequencies that we compare with  $\eta$ ;
- (iii) we define the observational constraints to apply to the model: the lowest (largest) observed frequencies are limited by the total duration (exposure time) of the time series;
- (iv) we eliminate the different ratios obtained in (ii) which do not satisfy the inequalities (10) or (11) and the conditions (iii).

#### 4. Application to the active region filament

##### 4.1. Identification of the observed modes

We apply the identification method to the observed frequencies found for the active region filament described in Sect. 2 (see Table 1):

- (i) we calculate the dimensionless parameter  $\eta$  with  $2a \sim 8000$  km and  $l \sim 63000$  km:  $\eta = \mathbf{0.16}$ . We consider the relative uncertainty to be  $\sim 20\%$  (given by the spatial resolution of the H $\alpha$  image and the MDI magnetogram);

**Table 4.** The ratios of the different observed frequencies. The frequencies close to  $\eta$  are indicated in bold characters. The ratios  $\frac{\omega_j > 4}{\omega_i > j}$  are larger than  $\eta$ .

ratio	$\frac{\omega_1}{\omega_2}$	$\frac{\omega_2}{\omega_3}$	$\frac{\omega_3}{\omega_4}$	$\frac{\omega_4}{\omega_5}$
$i = 2$	0.305			
$i = 3$	0.269	0.884		
$i = 4$	<b>0.164</b> ( $\eta_1$ )	0.536	0.607	
$i = 5$	<b>0.156</b> ( $\eta_2$ )	0.512	0.579	0.954
$i = 6$	<b>0.143</b> ( $\eta_3$ )	0.470	0.532	0.876
$i = 7$	<b>0.135</b> ( $\eta_4$ )	0.444	0.502	0.827
$i = 8$	0.121	0.396	0.449	0.739
$i = 9$	0.117	0.383	0.433	0.713
$i = 10$	0.099	0.324	0.367	0.604
$i = 11$	0.091	0.299	0.338	0.556
$i = 12$	0.083	0.273	0.309	0.510

**Table 5.** Identification of the observed frequencies as primary frequencies of Alfvén and magnetoacoustic modes.

	frequency (mHz)	period
slow kink mode	not detected	
slow sausage mode	not detected	
even Alfvén mode	$\omega_1 = 0.257$	65 min 36 s
fast kink mode	$\omega_2 = 0.843$	19 min 46 s
odd Alfvén mode	$\omega_5 = 1.646$	10 min 07 s
fast sausage mode	not detected	

- (ii) using Table 1, we calculate the ratios of the different frequencies observed in the filament (see Table 4). The ratios close to  $\eta$  (bold characters) are  $\eta_1 = \frac{\omega_1}{\omega_4}$ ,  $\eta_2 = \frac{\omega_1}{\omega_5}$ ,  $\eta_3 = \frac{\omega_1}{\omega_6}$ ,  $\eta_4 = \frac{\omega_1}{\omega_7}$ ;
- (iii) since the total duration of the observations is 7 h 30 min ( $3.5 \times 10^{-2}$  mHz), the frequencies have to be greater than twice  $3.5 \times 10^{-2}$  mHz to be detected. Therefore, the slow kink mode is not detected in the reasonable ranges of  $B$  and  $\phi$  (Figs. 7–9);
- (iv) we assume that the first observed frequency is a frequency which corresponds to a mode of oscillations. In Table 4, all ratios close to  $\eta$  contain  $\omega_1$ . Therefore, the first observed mode is the even Alfvén mode: the slow sausage mode cannot be associated with a higher frequency, and consequently  $\omega_{ssm} < \omega_{eAm}$ , which is the case of the inequality (11). Then, we identify the observed frequencies  $\omega_2$  to the fast kink mode  $\omega_{fkm}$  and  $\omega_5$  to the odd Alfvén mode  $\omega_{oAm}$ . In any case, we have chosen the largest peak.

We summarize these results in Table 5. Note that the non-identified frequencies could be associated to one or several secondary frequencies of the MHD modes (see Table 3).

#### 4.2. Diagnostic of the observed filament

We use the results of Sect. 4.1 to obtain a diagnostic of the active region filament. The observed frequencies are linked to the approximate primary frequencies (see Eqs. (6) and (7)). The unknown parameters are the temperature in the slab  $T_o$ , the angle  $\phi$ , the density in the slab  $\rho_o$  and the magnetic field strength  $B$ . The temperature  $T_o$  in the slab is a free parameter in this case. The equations to solve are:

$$\omega_{eAm} = \frac{v_{Axo}}{2\pi(la)^{1/2}},$$

$$\omega_{fkm} = \frac{c_o^-}{2\pi(la)^{1/2}}$$

where  $v_{Axo} = \frac{B \sin \phi}{\sqrt{\mu_o \rho_o}}$ , and  $c_o^- = \sqrt{2}v_{Axo}c_{so}[c_{fo}^2 - (c_{fo}^4 - 4v_{Axo}^2 c_{so}^2)^{1/2}]^{-1/2}$ .

Therefore, we obtain  $v_{Ao}$  and  $\sin \phi$  as a function of  $\omega_{eAm}$ ,  $\omega_{fkm}$ , and the temperature  $T_o$ :

$$v_{Ao} = \frac{1}{\omega_{fkm}} \sqrt{c_s^2 (\omega_{eAm}^2 - \omega_{fkm}^2) + 4\pi^2 l a \omega_{fkm}^4} \quad (12)$$

$$\sin \phi = \frac{2\pi(la)^{1/2} \omega_{eAm} \omega_{fkm}}{(c_s^2 (\omega_{eAm}^2 - \omega_{fkm}^2) + 4\pi^2 l a \omega_{fkm}^4)^{1/2}}. \quad (13)$$

For a temperature  $T_o = 8000$  K (e.g. Vial 1998), we estimate the angle  $\phi$ :

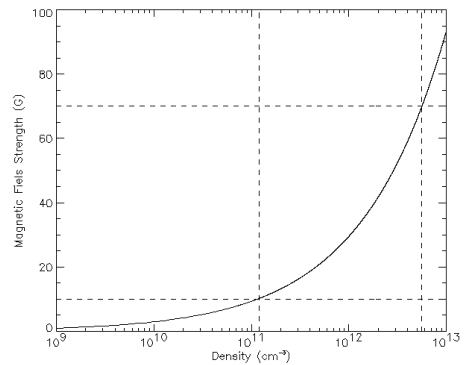
$$\phi = 18^\circ \pm 2.5^\circ, \quad (14)$$

and we obtain a relation between  $B$  and  $\rho_o$ :

$$B \sim 2.9 \times 10^{-5} (\pm 0.4 \times 10^{-5}) \sqrt{\rho_o} \quad (15)$$

with  $\rho_o$  ( $\text{cm}^{-3}$ ) and  $B$  (Gauss). The accuracy on the angle and on the relation between  $B$  and  $\rho_o$  is given by the uncertainty on the determination of the frequencies and on the measurement of the characteristic lengths. In Fig. 10, we plot the variation of the magnetic field strength  $B$  versus the density  $\rho_o$ . For a reasonable range of  $B$  (10–70 G), the density in the slab ranges between  $1.2 \times 10^{11}$  and  $5.6 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ . These results are in agreement with Eq. (9): for a given density  $\rho_o$  the magnetic field strength is higher than  $B_0(\rho_o)$ .

The results are not very sensible to the effective value of the filament temperature: for  $5000 \text{ K} < T_o < 15000 \text{ K}$  the value of the angle  $\phi$  and the coefficient in Eq. (15) change by less than 5%. This is due to the fact that the Alfvén and fast magnetoacoustic modes are not very sensitive to the temperature for reasonable ranges of density and magnetic field strength in the filament (see Eqs. (12) and (13)). Only the slow magnetoacoustic modes are sensitive to the temperature (e.g. Joarder et al. 1997) but their frequencies are too low to be detected with our present observational constraints. Actually, the measurement of the primary frequency of the slow sausage mode should allow us to obtain a good estimation of the temperature in the filament.



**Fig. 10.** Evolution of the magnetic field strength vs. the density in the slab. The reasonable range for  $B$  is delimited by the horizontal dashed lines.

#### 5. Discussion and conclusions

SUMER observations of active region filament oscillations have been obtained in the HeI line at  $584.33 \text{ \AA}$  with a total duration  $\sim 7 \text{ h } 30 \text{ min}$  and with a small exposure time  $\sim 30 \text{ s}$ . A Fourier analysis of the line-of-sight velocity time series allowed to evidence oscillations in the three ranges of periodicities defined by Molowny-Horas et al. (1997): short ( $< 5 \text{ min}$ ) periodicities for the quiet region, intermediate (5–20 min) and long (40–90 min) periodicities for the filament.

Starting from a theoretical study of the modes of oscillations using the prominence model described by Joarder & Roberts (1993), we compared the observed frequencies to the theoretical frequencies of Alfvén and magnetoacoustic waves. In this frame, we successfully identified the observed frequencies in terms of Alfvén and magnetoacoustic primary mode frequencies (see Table 5).

The knowledge of the frequencies provides in fact a diagnostic of the observed filament: determination of the angle  $\phi \sim 18^\circ$ , and of the value of the magnetic field strength versus the density  $\rho_o$  in the slab. The results are in agreement with typical values reported by Leroy et al. (1984). To complete the diagnostic, we should have to determine the density and the temperature in the filament or in its environment using diagnostic lines ratios. Since in this model  $\rho_o T_o = \rho_e T_e$ , we would obtain the density in the slab and therefore the magnetic field strength (Eq. (15)).

In order to improve and develop the method of diagnostic that we have discussed in this paper, new observations of active region filament using SoHO (SUMER, CDS) in coordination with THEMIS (Tenerife) observations are under consideration: using high temporal resolution and long time observations, we study the oscillations in active region filaments and in quiescent filaments with different values of  $l$  and  $a$ , and with an observational diagnostic of the density and the temperature in the slab



in order to estimate the magnetic field strength in the filament. Finally from a theoretical point of view, some efforts should be made in order to develop a more realistic model of prominence (e. g. to take into account the gravity, the geometry of the magnetic field and the fine structure). Although from a comparison of the theory and of the observations, we have obtained reasonable values of the physical parameters, one should verify the sensitivity of the results to a specific model. The identification of the mode frequencies should be made easier with a better estimation of the dimensionless parameter ( $\frac{a}{l}$ ). For the width  $a$ , this should be obtained by using high resolution  $H\alpha$  images and for the length  $l$  by a more accurate determination of the photospheric sites of the magnetic field lines supporting the filament.

*Acknowledgements.* The authors thank P. Lemaire for discussion on the SUMER characteristics, and the referees for fruitful comments. SUMER is financially supported by DLR, CNES, NASA and the ESA PRODEX program (Swiss contribution). SoHO is a mission of international cooperation between ESA and NASA.

#### References

- Balthasar, H., Knölker, M., Wiehr, E., & Stellmacher, G. 1986, *A&A*, 163, 343
- Balthasar, H., Stellmacher, G., & Wiehr, E. 1988, *A&A*, 204, 286
- Bashkirtsev, V. S., Kobanov, N. I., & Mashnich, G. P. 1983, *Sol. Phys.*, 82, 443
- Bashkirtsev, V. S., & Mashnich, G. P. 1984, *Sol. Phys.*, 91, 93
- Blanco, S., Bocchialini, K., Costa, A., et al. 1999, *Sol. Phys.*, 186, 281
- Brault, J. W., & White, O. R. 1971, *A&A*, 13, 169
- Bocchialini, K., Costa, A., Domenech, G., et al. 2001, *Sol. Phys.*, to be published
- Cushman, G. W., & Rense, W. A. 1978, *Sol. Phys.*, 58, 299
- Delaboudinière, J. P., & Crifo, J. F. 1976, *Space Research XVI*, Akademie-Verlag Berlin, 803
- Dupree, A. K., & Reeves, E. M. 1971, *ApJ*, 165, 599
- Dupree, A. K., Huher, M. C. E., Noyes, R. W., et al. 1973, *ApJ*, 182, 321
- Galindo-Trejo, J. 1987, *Sol. Phys.*, 108, 265
- Heasley, J. N., Mihalas, D., & Poland, A. I. 1974, *ApJ*, 192, 181
- Joarder, P. S., & Roberts, B. 1992a, *A&A*, 256, 264
- Joarder, P. S., & Roberts, B. 1992b, *A&A*, 261, 625
- Joarder, P. S., & Roberts, B. 1993, *A&A*, 277, 225
- Joarder, P. S., Nakariakov, V. M., & Roberts, B. 1997, *Sol. Phys.*, 173, 81
- Kippenhahn, R., & Schlüter, A. 1957, *Z. Astrophys.*, 43, 36
- Labrosse, N., Gouttebroze, P., & Vial, J. C. 1999, 9th European Meeting on Solar Physics, ESA SP-448, 503
- Lemaire, P. 2000, private communication
- Leroy, J. L., Bommier, V., & Sahal-Brechot, S. 1984, *A&A*, 131, 33
- Malherbe, J. M., Schmieder, B., & Mein, P. 1981, *A&A*, 102, 124
- Malherbe, J. M., Schmieder, B., Mein, P., & Tandberg-Hanssen, E. 1987, *A&A*, 172, 316
- Molowny-Horas, R., Oliver, R., Ballester, J. L., & Baudin, F. 1997, *Sol. Phys.*, 172, 181
- Molowny-Horas, R., Oliver, R., Ballester, J. L., & Baudin, F. 1998, *New Perspectives on Solar Prominences*, ed. D. Webb, D. Rust, & B. Schmieder, IAU Colloq. 167
- Oliver, R., Ballester, J. L., Hood, A. W., & Priest, E. R. 1992, *ApJ*, 400, 369
- Oliver, R. 1999, 9th European Meeting on Solar Physics, ESA-SP, 448, 425
- Priest, E. R. 1982, *Solar magnetohydrodynamics* (Reidel, Dordrecht), 91
- Régnier, S., Solomon, J., Vial, J. C., Amari, T., & Mickey, D. 1999, 9th European Meeting on Solar Physics, ESA-SP 448, 519
- Régnier, S., Solomon, J., & Vial, J. C. 2001, *Recent Insights into the Physics of the Sun and Heliosphere Highlights from SOHO and Other Space Missions*, ASP Conf. Ser. 200, ed. P. Brekke, B. Fleck, & J. B. Gurman, submitted
- Roberts, B. 1992, in *Proc. Cowling Memorial Meeting*, *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.*, 62, 83
- Schmieder, B., Malherbe, J. M., Poland, A. I., & Simon, G. 1985, *A&A*, 153, 64
- Schmieder, B. 1989, in *Dynamics and Structure of quiescent solar prominences*, ed. E. Priest (Kluwer, London), 15
- Thompson, W. T., & Schmieder, B. 1991, *A&A*, 243, 501
- Vial, J. C. 1998, *New Perspectives on Solar Prominences*, ed. D. Webb, D. Rust, & B. Schmieder, IAU Colloq. 167
- Vial, J. C. 2000, unpublished
- Wiehr, E., Stellmacher, G., & Balthasar, H. 1984, *Sol. Phys.*, 94, 285
- Wilhelm, K., et al. 1995, *Sol. Phys.*, 162, 189
- Yi, Z., Engvold, O., & Keil, S. L. 1991, *Sol. Phys.*, 132, 63

## MULTI-INSTRUMENT STUDY OF AN ACTIVE REGION

S. Régnier<sup>1</sup>, T. Amari<sup>2</sup>, J. Solomon<sup>1</sup>, J.C. Vial<sup>1</sup>, D. Mickey<sup>3</sup><sup>1</sup>Institut d'Astrophysique Spatiale, Unité Mixte CNRS-Université Paris XI, Bâtiment 121, F-91405 Orsay Cedex, France<sup>2</sup>CEA, DSM/DAPNIA, Service d'Astrophysique, Centre d'études de Saclay, F-92195 Gif-sur-Yvette Cedex, France<sup>3</sup>Institute for Astronomy, University of Hawaii, Honolulu, HI 96822, U.S.A

## ABSTRACT

We follow, for about half a solar rotation, the dynamic evolution of an active region (AR 8151) which exhibited a single heading sunspot and a more diffuse following magnetic flux and led to a filament eruption on 12 February 1998 at 13:51 UT. For longitudinal magnetic observations, we use the MDI (SoHO) magnetograph and for vector ones IVM and HSP magnetographs (Mees Solar Observatory, Hawaii). The dynamic evolution is derived from time-sequence images in the Fe XII line (195 Å) from EIT (SoHO).

Key words: sun, active region, eruptive filament, SoHO, magnetic field.

## 1. INTRODUCTION

In this paper, we investigate the relation between an eruptive filament in an active region and a Coronal Mass Ejection. The choice of this particular active region (AR8151) results from the conjunction of three criteria : observation of a CME (Delannée, 1999), existence of a large filament in the active region and, last but not least, a relatively simple magnetic structure. AR8151 is observed during half a solar rotation (5-13 February 1998) with a clearly visible filament while a CME was observed on February 12 at 13:51 UT. The longitudinal magnetic structure is defined by a single heading sunspot ( $B_{LOS}$  1400 G) and a more diffuse opposite polarity (200 G;  $B_{LOS}$  400 G). The paper is organized as follows. In part 2, we describe the dynamic evolution of AR8151. For this purpose, we use EIT (SoHO), SXT (Yohkoh), H $\alpha$  (Meudon Observatory) images. Part 3 deals with the magnetic evolution using the MDI (SoHO) magnetograph, IVM (Imaging Vector Magnetograph) and HSP (Haleakala Stokes Polarimeter) ground-based magnetographs. In part 4, we give preliminary results about the reconstruction of the magnetic field above AR8151

## 2. DYNAMIC EVOLUTION OF AR8151

## 2.1. Filament evolution

In H $\alpha$  line (Fig.??), the observed dark line corresponds to the filament and bright area are plages. On February 11 at 08:58 UT (Fig.1 left panel), the filament has an elongation of 90 arcseconds in the NS direction. In the middle panel of Fig.1 (12 February at 09:19 UT), the filament has split into two parts ; the largest and darkest one is about 70 arcsecond long. On February 13 at 08:19 UT (Fig.1 right panel), a thin filament is observed with a NS extension of about 90 arcseconds as in the left panel. One can assume that before the ejection, the filament rises in the atmosphere and splits into two parts ; and after the ejection, a new filament reforms along the neutral line.

## 2.2. Evolution of the system of loops

Three Fe XII images at 195Å from EIT are shown in Fig.2. In the first image (11 February at 08:50 UT), one observes a system of closed loops at about 1 million degree, and the footpoints of longer loops out of the image. For the image of February 12 at 08:51 UT, the same system is observed, and a dark line (its position is (440°, -320°) in solar coordinates) appears between footpoints of loops. This dark line coincides with the filament observed in H $\alpha$  (see Fig.1 center). The rise of the filament in the atmosphere is certainly a good indication of one phase of the CME. The last EIT image (12 February at 13:51 UT) corresponds to the time of the ejection : ejected dark material is visible in the upper right part of the image.

## 2.3. X-rays loops evolution

Soft X-rays images (SXT) show the system of loops at about 2 million degrees at three different times on February 12 (Fig.3). One observes a sigmoidal structure at 12:59 UT, the same structure and a loop with very close footpoints at 13:19 UT (32 minutes before the ejection), the disappearance of the sigmoidal

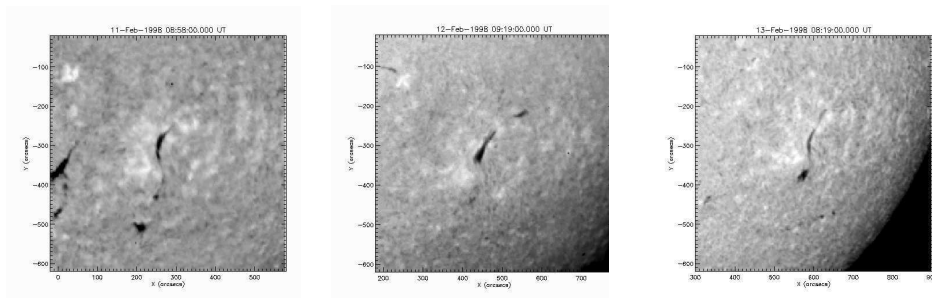


Figure 1.  $H\alpha$  images from Meudon Observatory with a field of view of  $600'' \times 600''$  : 11 February at 08:58 UT (left), 12 February at 09:19 UT (center), 13 February at 08:19 UT (right).

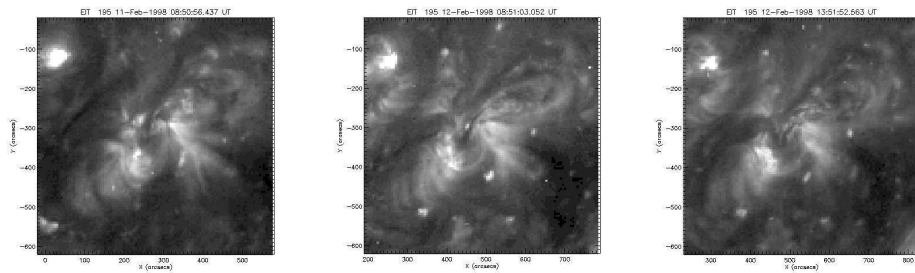


Figure 2. EIT images with a field of view of  $600'' \times 600''$  : 11 February at 08:50 UT (left), 12 February at 08:51 UT (center), 12 February at 13:51 UT (right).

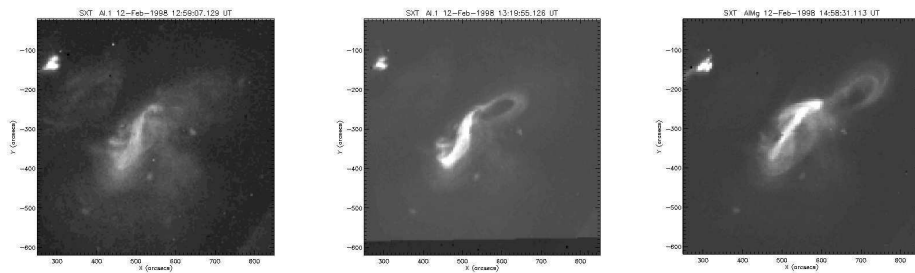


Figure 3. SXT images of AR8151 in a field of view of  $600'' \times 600''$  : 12 February at 12:59 UT (left), 12 February at 13:19 UT (center), 12 February at 14:58 UT (right).

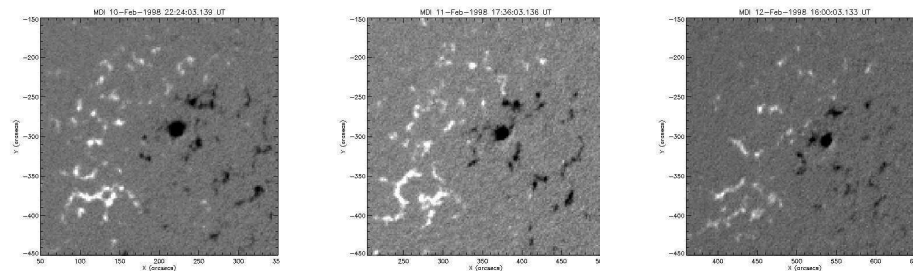


Figure 4. MDI magnetograms of AR8151 in a field of view of  $300'' \times 300''$  : 10 February at 22:24 UT (left), 11 February at 17:36 UT (center), 12 February at 16:00 UT (right).

structure and the appearance of a larger loop at 14:58 UT. The comparison between H $\alpha$  image (Fig.1 center), MDI magnetogram (Fig.4 center) and the S-shaped structure observed by SXT shows that the sigmoidal structure is oriented along the neutral line of the longitudinal magnetic field traced by the filament. One can assume that the shear responsible for the sigmoidal structure may also be the cause of the filament ejection.

### 3. EVOLUTION OF THE MAGNETIC FIELD

#### 3.1. MDI magnetograms

AR8151 has a relatively simple magnetic configuration : a single heading sunspot (negative polarity) and a more diffuse positive polarity. Using a time-sequence of MDI magnetograms (every 96 minutes during three days), one can describe the evolution of the longitudinal magnetic field. The sunspot has a radius of about  $20''$ , its solar y coordinate is about  $-290''$  (Fig.4) and the main part of the positive polarity is located in the solar y coordinate range  $[-350'', -400'']$ . The filament channel is in the NS direction in Fig.4 (left) and its orientation changes because of the solar differential rotation (Fig.4 middle and right). One can see the same modification of orientation in H $\alpha$  (Fig.1 center).

#### 3.2. IVM magnetograms

The IVM instrument (Mickey et al., 1996) produces high resolution vector magnetograms ( $1.1''$  per pixel). For AR8151, the 4 panels in Fig.5 show :

- 1) the continuum image (top left) on which appears the sunspot,
- 2) the longitudinal component  $B_{LOS}$  of the magnetic field (top right) which has the same configuration observed by MDI,
- 3) the transverse component  $B_{TRANS}$  (bottom left),
- 4) the azimuthal component  $B_{AZIM}$  (bottom right).

The three components ( $B_{LOS}$ ,  $B_{TRANS}$ ,  $B_{AZIM}$ ) allow to obtain the three components ( $B_x$ ,  $B_y$ ,  $B_z$ ) in the photospheric plane when the  $180^\circ$  ambiguity is

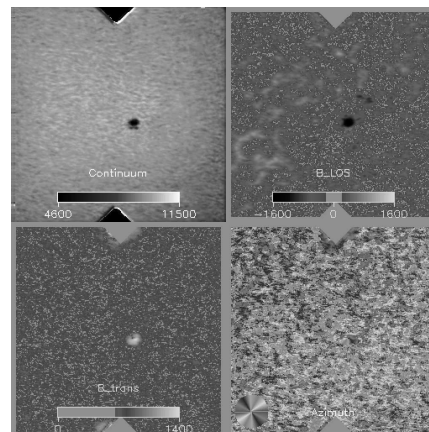


Figure 5. IVM magnetogram on February 11 at 17:34 UT in a field of view of  $281'' \times 281''$  ( $256px \times 256px$ ). Top left : continuum image ; Top right : longitudinal component of the magnetic field ; Bottom left : transverse component ; Bottom right : azimuthal component

removed. These components are necessary to calculate the current  $J_z$ . One observes that  $B_{TRANS}$  is maximal inside the sunspot, and that the azimuthal component is randomly distributed.

#### 3.3. HSP magnetograms

HSP vector magnetograms (Mickey, 1985) with the  $180^\circ$  ambiguity resolved (Canfield, 1993) show the three components ( $B_x$ ,  $B_y$ ,  $B_z$ ) of the photospheric magnetic field. In Fig.6, contours represent the  $B_z$  component (solid line for positive polarity and dashed line for negative polarity) ; arrows represent the transverse field : the length of the arrow is given

by  $\sqrt{B_x^2 + B_z^2}$  and their direction by  $\arctan(\frac{B_y}{B_x})$ . In this magnetogram with a field of view of  $80'' \times 80''$  in solar coordinates ( $59\text{px} \times 51\text{px}$  in heliographic coordinates), the transverse magnetic field is almost aligned with the radial direction.

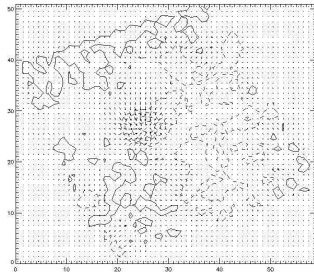


Figure 6. HSP vector magnetogram on February 11 at 19:47 UT : solid and dashed lines for positive and negative contours of the  $B_z$  component, and arrows for the transverse field.

#### 4. RECONSTRUCTION METHOD

Using vector magnetograms on the photosphere, we attempt to reconstruct the coronal magnetic field. Three cases of extrapolation can be considered : the potential case for which  $\nabla \times \vec{B} = 0$ , the linear force-free case where  $\nabla \times \vec{B} = \alpha \vec{B}$  with  $\alpha = \text{const.}$ , and the non-linear force-free case where  $\nabla \times \vec{B} = \alpha \vec{B}$  with  $\alpha = \alpha(x, y, z)$ . We have only studied the potential and the linear cases so far. In the potential case (Fig.7), a non-uniform mesh in the photospheric plane has been used and the maximum height of loops is about 60 Mm. For the constant- $\alpha$  force-free field, the computed magnetic field with  $\alpha = -0.0026 \text{ Mm}^{-1}$  (computed best value) is similar to the potential field. One can observe a system of loops across the neutral line. Clearly these preliminary results show that the potential model cannot reproduce the S-shaped structure visible on SXT images and justify the reconstruction using non-linear force-free model (currently studied).

#### 5. CONCLUSION

These observations of AR8151 with several instruments bring out the magnetic structure at different heights in the solar atmosphere. We have clearly shown the link between the neutral line of the magnetic field, the filament observed in  $H\alpha$ , and the sigmoidal structure observed by SXT. This agrees with



Figure 7. Potential field

the conclusion that the S-shaped structure is related to the Coronal Mass Ejection (Canfield et al, 1999). The next step of this study concern the reconstruction of the magnetic field above the photosphere using a non-linear force-free field model.

#### ACKNOWLEDGMENTS

We thank J.P.Delaboudiniere for EIT images, the Observatoire de Paris for  $H\alpha$  images, A.Pevisov for HSP magnetograms, the SOI/MDI team for MDI magnetograms, and the Yohkoh team for SXT images. SoHO is project of international cooperation between ESA and NASA. Data used here from Mees Solar Observatory, University of Hawaii, are produced with the support of NASA grant NAG 5-4941 and NASA contract NAS8-40801.

#### REFERENCES

- Amari, T. et al, 1997, Sol.Phys, 174, 129
- Canfield, R.C., 1993, ApJ, 411, 362
- Canfield, R.C., Hudson, H.S., McHenzie, D.E., 1999, Geophysical Research Letters, Vol.26, 627
- Delannée, C., 1999, [http://www.medoc-ias.u-psud.fr/instruments/eit\\_delannee.html](http://www.medoc-ias.u-psud.fr/instruments/eit_delannee.html)
- Mickey, D.L., 1985, Sol. Phys., 97, 223
- Mickey, D.L. et al., 1996, Sol. Phys., 168, 229

## MAGNETIC AND DYNAMIC EVOLUTION OF AN ACTIVE REGION

S. Régnier<sup>1</sup>, T. Amari<sup>2</sup>, J. Solomon<sup>1</sup>, J.C. Vial<sup>1</sup>, D. Mickey<sup>3</sup><sup>1</sup>Institut d'Astrophysique Spatiale, Unité Mixte CNRS-Université Paris XI, Bâtiment 121, F-91405 Orsay Cedex, France<sup>2</sup>CEA, DSM/DAPNIA, Service d'Astrophysique, Centre d'études de Saclay, F-92195 Gif-sur-Yvette Cedex, France<sup>3</sup>Institute for Astronomy, University of Hawaii, Honolulu, HI 96822, U.S.A

## ABSTRACT

We followed, for about half a solar rotation, the dynamic evolution of a single sunspot active region (AR 8151) which exhibited a filament eruption on 12 February 1998 at 13:51 UT. For longitudinal magnetic observations, we use the MDI (SoHO) magnetograph and for vector magnetic fields we use IVM and HSP magnetographs (Mees Solar Observatory, Hawaii). The dynamic evolution is derived from time-sequences images in the Fe XII line (195Å) from EIT (SoHO). We have firstly analyzed CDS data to obtain diagnostics of the filament in He I at 584Å and of the sigmoidal structure in Fe XVI at 360Å. Preliminary results about the reconstruction of the magnetic field above the active region are also presented.

Key words: sun, active region, eruptive filament, SoHO, magnetic field.

## 1. INTRODUCTION

Coronal Mass Ejections (CME) are often associated with prominences eruptions and sometimes with flares. The link between the CME and the prominence eruption is not yet well-defined. The prominence instability is often study as the initiation of CME (Birn and Schindler, 1981 ; Priest, 1986), but the reversed effect has been also considered by Priest (1988). An eruptive filament as initiation phase of a CME is observed when the shear of the magnetic field or the height of the filament became too great. The shear responsible of the instability of the filament seems to create sigmoidal structure at high temperature.

In this paper, we investigate the relation between an eruptive filament in an active region and a CME. The choice of this particular active region (AR8151) results from the conjunction of three criteria : observation of a CME (Delannée, 1999), existence of a large filament in the active region and, last but not least, a relatively simple magnetic structure. AR8151 is observed during half a solar rotation (5-13 February 1998) with a clearly visible filament while a CME was

observed on February 12 at 13:51 UT. The longitudinal magnetic structure is defined by a single heading sunspot ( $B_{LOS} \sim 1400$  G) and a more diffuse opposite polarity ( $200 \text{ G} < B_{LOS} < 400$  G).

The paper is organized as follows. In part 2, we describe the global evolution of AR8151. For this purpose, we use MDI (SoHO) magnetograms for the magnetic evolution, and we use H $\alpha$  (Meudon Observatory), EIT (SoHO), SXT (Yohkoh) images for the dynamic evolution. In part 3, we study with the CDS spectrometer the velocity distribution in the filament in He I line, the motion of footpoints observed in O V, and the evolution of the S-shaped structure in an Fe XVI line. In part 4, we give preliminary results about the reconstruction of the magnetic field above AR8151.

## 2. GLOBAL EVOLUTION OF AR8151

## 2.1. Magnetic Evolution

AR8151 has a relatively simple magnetic configuration : a single heading sunspot (negative polarity) and a more diffuse positive polarity. Using a time-sequence of MDI magnetograms (every 96 minutes during three days), one can describe the evolution of the longitudinal magnetic field. The sunspot has a radius of about  $20''$ , its solar y coordinate is about  $-290''$  (Fig.1) and the main part of the positive polarity is located in the solar y coordinate range  $[-350'', -400'']$ . The filament channel is in the NS direction in Fig.1 (left) and its orientation changes because of the solar differential rotation (Fig.1 center and right). One can see the same modification of orientation in H $\alpha$  (see Fig.2 center).

## 2.2. Filament evolution

In H $\alpha$  line (Fig.2), the observed dark line corresponds to the filament and bright area are plages. On February 11 at 08:58 UT (Fig.2 left panel), the filament has an elongation of  $90^\circ$  in the NS direction. In the middle panel of Fig.2 (12 February at 09:19 UT), the filament has split into two parts ; the largest and

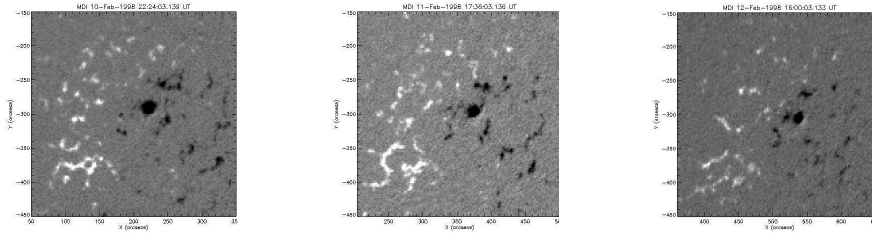


Figure 1. MDI magnetograms of AR8151 in a field of view of  $300'' \times 300''$  : 10 February at 22:24 UT (left), 11 February at 17:36 UT (center), 12 February at 16:00 UT (right).

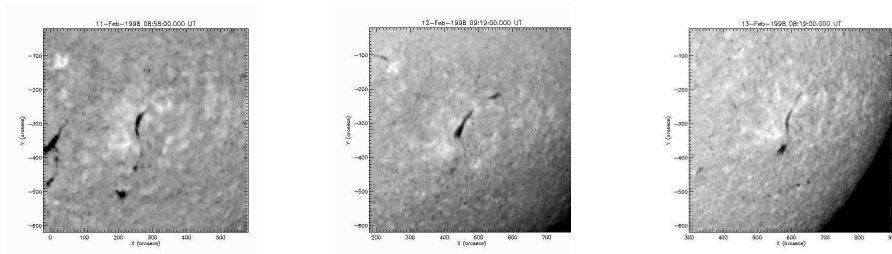


Figure 2.  $H\alpha$  images from Meudon Observatory with a field of view of  $600'' \times 600''$  : 11 February at 08:58 UT (left), 12 February at 09:19 UT (center), 13 February at 08:19 UT (right).

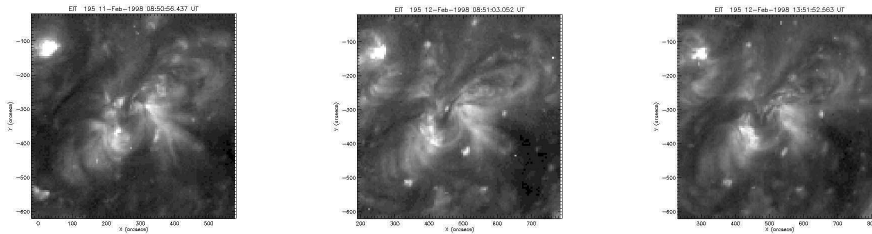


Figure 3. EIT images with a field of view of  $600'' \times 600''$  : 11 February at 08:50 UT (left), 12 February at 08:51 UT (center), 12 February at 13:51 UT (right).

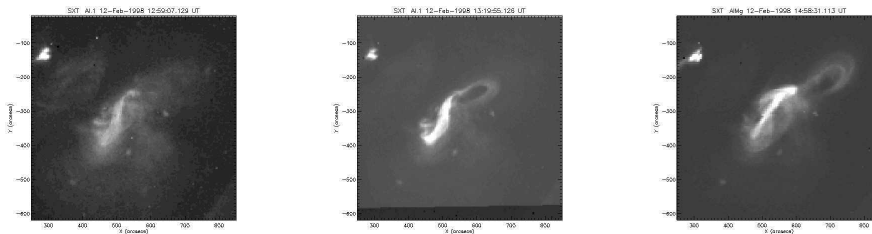


Figure 4. SXT images of AR8151 in a field of view of  $600'' \times 600''$  : 12 February at 12:59 UT (left), 12 February at 13:19 UT (center), 12 February at 14:58 UT (right).

darkest one is about  $70''$  long. On February 13 at 08:19 UT (Fig.2 right panel), a thin filament is observed with a NS extension of about  $90''$  as in the left panel. One can assume that before the ejection, the filament rises in the atmosphere and splits into two parts ; and after the ejection, a new filament reforms along the neutral line.

### 2.3. Evolution of the system of loops

Three Fe XII images at  $195\text{\AA}$  from EIT are shown in Fig.3. In the first image (11 February at 08:50 UT), one observes a system of closed loops at about 1 million degrees, and the footpoints of longer loops. For the image of February 12 at 08:51 UT, the same system is observed, and a dark line (its position is  $(440'', -320'')$  in solar coordinates) appears between footpoints of loops. This dark line coincides with the filament observed in  $H\alpha$  (see Fig.2 center). The rise of the filament in the atmosphere is certainly a good indication of one phase of the CME. The last EIT image (12 February at 13:51 UT) corresponds to the time of the ejection : ejected dark material is visible in the upper right part of the image.

### 2.4. X-rays loops evolution

Soft X-rays images (SXT) show the system of loops at about 2 million degrees at three different times on February 12 (Fig.4). One observes a sigmoidal structure at 12:59 UT, the same structure and a loop with very close footpoints at 13:19 UT (32 minutes before the ejection), the disappearance of the sigmoidal structure and the appearance of a larger loop at 14:58 UT. The comparison between  $H\alpha$  image (Fig.2 center), MDI magnetogram (Fig.1 center) and the S-shaped structure observed by SXT shows that the sigmoidal structure is oriented along the neutral line of the longitudinal magnetic field traced by the filament. One can assume that the shear responsible for the sigmoidal structure may also be the cause of the filament ejection.

## 3. AR8151 OBSERVED BY CDS

The CDS observations consist of two series of field rasters ( $122'' \times 119''$ ). The observations were taken from 17:43-22:04 UT on February 11 and 12. A series of rasters contains 11 rasters of 25 min each. Exposure time is 20s. Lines observed include He I at  $522.2\text{\AA}$  and at  $584.3\text{\AA}$ , O III ( $599.6\text{\AA}$ ), O IV ( $554.5\text{\AA}$ ), O V ( $629.7\text{\AA}$ ), Ne VI ( $562.8\text{\AA}$ ), Mg VIII ( $315.0\text{\AA}$ ), Mg IX ( $368.0\text{\AA}$ ), Fe XIV ( $334.1\text{\AA}$ ), and Fe XVI at  $360.7\text{\AA}$ .

### 3.1. Filament evolution

The filament is observed in He I line at  $584.3\text{\AA}$ . We study the evolution of the filament velocity during about 4 hours on February 11. The velocity is given by  $\frac{v}{c} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda}$  where  $\Delta\lambda = \lambda_{max} - \lambda$  with  $\lambda_{max}$  the

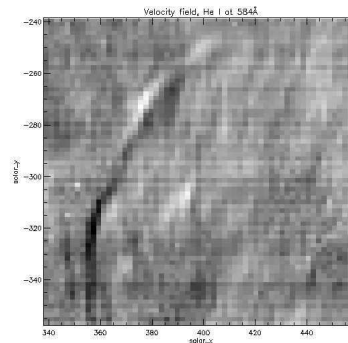


Figure 5. Velocity map in He I at  $584.3\text{\AA}$  on February 11 at 20:23 UT

wavelength of the maximum of the fitting profil and  $\lambda$  the wavelength of the mean profil. With this definition, negative (positive) velocity corresponds to an upwards (downwards) movement. We assumed that the velocity of the whole map is zero. Three parts are defined in the filament (Fig.5) : Part 1 is the main part of the filament, Part 2 is associated to Part 3 ; and Part 4 is defined in a quiet area. The average velocity for each part is represented in Fig.6. In parts 1&2, the velocity is negative (resp.  $-16.1\text{ km/s}$  and  $-7.9\text{ km/s}$ ). Part 3 has a positive velocity of about  $13.2\text{ km/s}$ . And part 4 has a velocity close to zero. The estimated error is  $\pm 3\text{ km/s}$ .

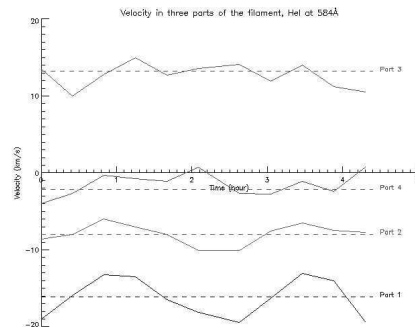


Figure 6. Velocity distribution in three parts of the filament (Parts 1,2&3) and in a quiet area (Part 4) on February 11.

As we have suggested in section 2.3, the negative velocity found in the main part of the filament proves that the filament rises in the atmosphere. The velocity in part 3 is randomly distributed, whereas parts 1&2 exhibit oscillations at a period of about 2h30min. These oscillations seem to disappear after



the eruption process.

### 3.2. Footpoints evolution

We observe the evolution of bright structures in O V at  $554.5\text{\AA}$ . These structures correspond to the footpoints of loops observed by EIT at  $195\text{\AA}$  (see Fig.3). Two separated structures appeared before the eruption in Fig.7 left, whereas only one structure is seen after (Fig.7 right). This fact confirms the modification of the magnetic field structure (see Fig.4 left and center).

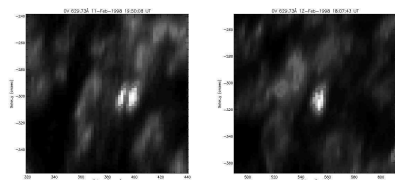


Figure 7. Intensity map in O V at  $554.5\text{\AA}$  on February 11 at 19:50 UT (left), and on February 12 at 18:07 UT (right).

### 3.3. S-shaped structure

In section 2.4, we have described the S-shaped structure observed by SXT (see Fig.4). Here, we analyze its evolution in an Fe XVI line at  $360\text{\AA}$  at a temperature around 2 million degrees. On February 11 (Fig.8 top), the S-shape had a constant width (around  $40''$ ) and had no variation of its integrated intensity. On February 12 after the filament eruption, the sigmoidal structure disappeared (Fig.8 bottom left) and the system of hot loops became very thin (Fig.8 bottom right). The S-shaped structure created by the shear of the magnetic field is certainly a preliminary phase of a CME (Canfield et al, 1999).

## 4. RECONSTRUCTION METHOD

### 4.1. Vector Magnetograms

IVM (Mickey et al., 1996) and HSP (Mickey, 1985) vector magnetograms are used when the  $180^\circ$  ambiguity is resolved (Canfield, 1993) to show the three components ( $B_x, B_y, B_z$ ) of the photospheric magnetic field. In Fig.9 (example of vector magnetic field), contours represent the  $B_z$  component (solid line for positive polarity and dashed line for negative polarity); arrows represent the transverse field: the length of the arrow is given by  $\sqrt{B_x^2 + B_y^2}$  and their direction by  $\arctan(\frac{B_y}{B_x})$ . In this magnetogram

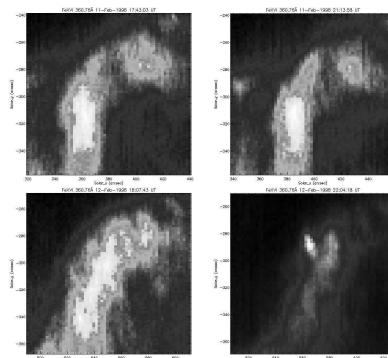


Figure 8. Evolution of the S-shaped structure in Fe XVI at  $360\text{\AA}$  (fov :  $122'' \times 119''$ ): 11 February at 17:43 UT (top left), 11 February at 21:14 UT (top right), 12 February at 18:07 UT (bottom left), 12 February at 22:04 UT (bottom right).

with a field of view of  $80'' \times 80''$  in solar coordinates ( $59\text{px} \times 51\text{px}$  in heliographic coordinates), the transverse magnetic field is almost aligned with the radial direction.

### 4.2. Reconstruction

Using vector magnetograms on the photosphere, we attempt to reconstruct the coronal magnetic field. Three cases of extrapolation can be considered: the potential case for which  $\vec{\nabla} \times \vec{B} = \vec{0}$ , the linear force-free case where  $\vec{\nabla} \times \vec{B} = \alpha \vec{B}$  with  $\alpha = \text{const.}$ , and the non-linear force-free case where  $\vec{\nabla} \times \vec{B} = \alpha \vec{B}$  with  $\alpha = \alpha(x, y, z)$ . We have only studied the potential and the linear cases so far. In the potential case (Fig.10), a non-uniform mesh in the photospheric plane has been used and the maximum height of loops is about 60 Mm. For the constant- $\alpha$  force-free field, the computed magnetic field with  $\alpha = -0.0026 \text{ Mm}^{-1}$  (computed best value) is similar to the potential field. One can observe a system of loops across the neutral line. Clearly these preliminary results show that the potential model cannot reproduce the S-shaped structure visible on SXT images and justify the reconstruction using non-linear force-free model (currently studied).

## 5. CONCLUSION

These observations of AR8151 with several instruments bring out the magnetic structure at different heights in the solar atmosphere. We have clearly shown the link between the neutral line of the magnetic field, the filament observed in H $\alpha$ , and the sigmoidal structure observed by SXT and CDS. This

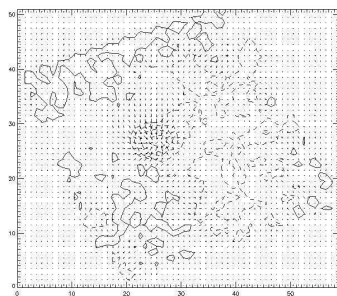


Figure 9. HSP vector magnetogram on February 11 at 19:47 UT : solid and dashed lines for positive and negative contours of the  $B_z$  component, and arrows for the transverse field.



Figure 10. Potential field

agrees with the conclusion that the S-shaped structure is related to the Coronal Mass Ejection (Canfield et al, 1999). The velocity distribution in He I shows the rising of the filament in the solar atmosphere and the possible existence of a wave preceding of the filament instability. The next step of this study concerns the reconstruction of the magnetic field above the photosphere using a non-linear force-free field model, and is to improve and to extend diagnostics of such eruptive filaments.

#### ACKNOWLEDGMENTS

We thank J.P.Delaboudiniere for EIT images, the Observatoire de Paris for H $\alpha$  images, A.Pevtsov for HSP magnetograms, the SOI/MDI team for MDI magnetograms, and the Yohkoh team for SXT images. SoHO is a project of international cooperation between ESA and NASA. Data used here from Mees Solar Observatory, University of Hawaii, are produced with the support of NASA grant NAG 5-4941 and NASA contract NAS8-40801.

#### REFERENCES

- Amari, T. et al, 1997, *Solar Phys.*, 174, 129  
 Birn, J., Schindler, K., 1981, in *Solar Flare MHD*, ed. E. Priest  
 Canfield, R.C., 1993, *Ap.J.*, 411, 362  
 Canfield, R.C., Hudson, H.S., McHenzie, D.E., 1999, *Geophysical Research Letters*, Vol.26, 627  
 Delannée, C., 1999, [http://www.medoc-ias.u-psud.fr/instruments/eit\\_delannee.html](http://www.medoc-ias.u-psud.fr/instruments/eit_delannee.html)  
 Mickey, D.L., 1985, *Solar Phys.*, 97, 223

- Mickey, D.L. et al., 1996, *Solar Phys.*, 168, 229  
 Priest, E., 1986, *Solar Phys.*, 104, 1  
 Priest, E., 1988, *Ap.J.*, 328, 848

*Recent Insights into the Physics of the Sun and Heliosphere  
- Highlights from SOHO and Other Space Missions -  
ASP Conference Series, Vol. 200, 2001  
P. Brekke, B. Fleck, and J. B. Gurman eds.*

### SUMER/SOHO Observations of Long Period Oscillations in an Active Region Filament

S. Régnier, J. Solomon, J.C. Vial

*Institut d'Astrophysique Spatiale, Unité Mixte CNRS-Université Paris  
XI, Bâtiment 121, F-91405 Orsay Cedex, France*

**Abstract.** During the MEDOC campaign #4 (October 1999), we observed an active region filament with the SUMER/SoHO spectrometer using the 584.33 Å HeI line. After a description of the HeI line profile in the filament, we present a Fourier analysis of SUMER long time observations. This analysis allows to detect oscillations in several ranges of periodicities : 6–20 min, 40–90 min. We discuss these periodicities in terms of Alfvén and magnetoacoustic waves obtained with a filament model developed by Joarder & Roberts (1993).

#### 1. Introduction

The existence of oscillations in solar prominences are known since several years (Oliver, 1999). Three categories of periods can be defined (Molowny-Horas et al., 1997) : short (< 5 min), intermediate (6–20 min), long (40–90 min) periods. Using SUMER/SoHO observations detailed in Sect. 2, the Fourier analysis of the velocity time series allows to find period oscillations in an active region filament (Sect. 3). Conclusions are drawn in Sect. 4.

#### 2. SUMER observations

The SUMER/SoHO (Wilhelm et al., 1995) observations was obtained from October 13 at 22:20 UT to October 14 at 05:50 UT (i.e., a total duration of 7 h 30 min). We observed the 584.33 Å HeI line with the 0.3"×120" slit, with compensation of the solar rotation, an exposure time of 30 s and a spectral resolution of 20 mÅ.

From the intensity time series, we derive the relative Doppler velocity defined by  $\frac{v}{c} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0}$  where the wavelength  $\lambda_0$  is the wavelength at the maximum intensity deduced from the temporal and spatial averaged profile of the intensity time series. With this definition, negative (positive) velocity corresponds to upwards (downwards) flows. In order to obtain the effective velocity (see Fig. 1 left), the spatial and temporal averaged velocity is subtracted from the raw velocity time series. To determine the position of the filament on the velocity time series, we plot the temporal averaged velocity (see Fig. 1 right): the filament is defined between the two vertical lines where the mean velocity is  $-3 \text{ km.s}^{-1}$ . For the sake of reference, a quiet area is defined between the two vertical dashed lines which will provide the oscillation frequencies in the medium out of the filament.

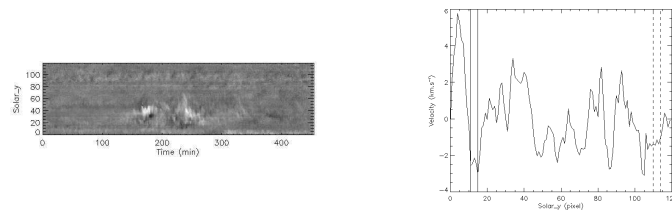
2 *S. Régnier et al.*

Figure 1. Left: velocity time series derived from SUMER time series observations. The total duration is about 7 h 30 min. Right: temporal average of the velocity time series. The position of the filament (resp. quiet region) is given by the two vertical solid lines (resp. dashed lines).

In Fig. 2 left, the 584.33 Å line profile in the filament is compared to the line profile of the filament environment. In particular, we measure the Gaussian width  $\sigma$  given by  $\sigma^2 = \sigma_{instr}^2 + \sigma_{solar}^2$  (see Chae et al., 1998). We estimate the ratio of the width of the filament profile and of the width of the environment profile:  $\frac{\sigma_{fil}}{\sigma_{quiet}} \sim 0.95$ . Therefore, the 584.33 Å HeI line profile is narrower in the filament than in its environment.

### 3. Observed periods in the filament with SUMER

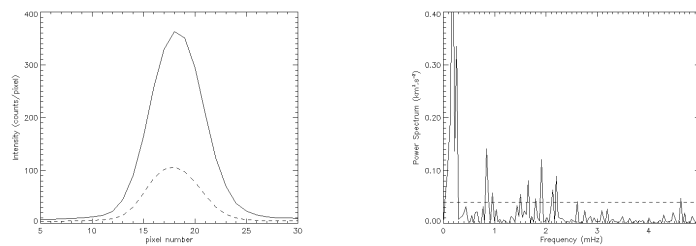


Figure 2. Left: 584.33 Å HeI line profile in the filament (dashed line) and out of the filament (solid line). Right: Power spectrum of the difference between the Fourier transform in the filament and the Fourier transform in the quiet region. The noise level estimated at 0.14 km.s<sup>-1</sup> is indicated by the horizontal dashed line.

To find the observed periods in the filament, we calculate the power spectrum of the difference between the Fourier transform in the filament and the Fourier transform in the quiet region (see Fig. 2 right). The pics above the noise

level are characteristics of the oscillations of the filament. The observed periods are summarized in Table 1. We observe periods in the 3 ranges of periods defined by Molowny–Horas (1997), especially periods larger than 40 min.

	frequency (mHz)	period	
long period	0.186	89 min 36 s	$\omega_1$
	0.258	65 min 36 s	$\omega_2$
intermediate period	0.846	19 min 42 s	$\omega_3$
	0.954	17 min 28 s	$\omega_4$
	1.51	11 min 02 s	$\omega_5$
	1.65	10 min 06 s	$\omega_6$
	1.8	9 min 15 s	$\omega_7$
	1.91	8 min 43 s	$\omega_8$
	2.13	7 min 49 s	$\omega_9$
	2.204	7 min 34 s	$\omega_{10}$
	2.606	6 min 24 s	$\omega_{11}$
short period	4.627	3 min 36 s	$\omega_{12}$

Table 1. Frequencies and periods observed in the filament above the noise level. Three ranges of periodicities can be defined: short (< 5 min), intermediate (6–20 min), long (40–90 min).

#### 4. Conclusions

Following the filament model developed by Joarder & Roberts (1993), we interpret the observed periods of oscillations as primary periods of Alfvén or magnetoacoustic modes. For a given width of the filament ( $\sim 4000$  km) and a given length between the footpoints of the magnetic field lines supporting the filament ( $\sim 63000$  km), we associate an observed period to each Alfvén and magnetoacoustic mode:  $\omega_1$  for the slow sausage mode,  $\omega_2$  for the even Alfvén mode,  $\omega_3$  for the fast kink mode,  $\omega_5$  for the odd Alfvén mode and  $\omega_{12}$  for the fast sausage mode (the slow kink mode is not detected).

New MEDOC campaign (May 2000) coordinated with THEMIS (Tenerife) observatory should allow to examine the problem more closely.

**Acknowledgments.** SUMER is financially supported by DLR, CNES, NASA and the ESA PRODEX program (Swiss contribution). SoHO is a mission of international cooperation between ESA and NASA.

#### References

- Chae, J., Schühle, U., Lemaire, P., 1998, *ApJ*, 505, 957  
 Joarder, P.S., Roberts, B., 1993, *A&A*, 277, 225  
 Molowny–Horas, R., Oliver, R., Ballester, J.L., Baudin, F., 1997, *Sol. Phys.*, 172, 181  
 Oliver, R., 1999, 9th European Meeting on Solar Physics, ESA–SP 448, p.425  
 Wilhelm, K., et al., 1995, *Sol. Phys.*, 162, 189

*Recent Insights into the Physics of the Sun and Heliosphere  
- Highlights from SOHO and Other Space Missions -  
ASP Conference Series, Vol. 200, 2001  
P. Brekke, B. Fleck, and J. B. Gurman eds.*

## Reconstruction of the Coronal Magnetic Field for Active Region NOAA 8151

S. Régnier

*Institut d'Astrophysique Spatiale, Unité Mixte CNRS-Université Paris XI, Bâtiment 121, F-91405 Orsay Cedex, France*

T. Amari

*CNRS, Centre de Physique Thorique de l'Ecole Polytechnique, F-91128 Palaiseau Cedex, France*

**Abstract.** The active region NOAA 8151 observed between February 11–13, 1998 exhibits a filament eruption linked to the disappearance of a sigmoidal structure. Using vector magnetograms from IVM (Mees Observatory, Hawaii), we perform a non linear force-free reconstruction of the coronal magnetic field above this active region. This reconstruction allows to determine the distribution of electric currents, the magnetic energy and the relative magnetic helicity. The reconstructed magnetic field lines are compared to the soft X-rays (SXT, Yohkoh) observations.

### 1. Introduction

The active region NOAA 8151 (AR8151) was observed on February 1998. A filament was observed in the  $H\alpha$  line, and a sigmoid appears in SXT/Yohkoh images (see Régnier et al., 1999). The disappearance of the sigmoid and of a part of the filament preceded a coronal mass ejection (CME). In Sect. 2, the vector magnetograms that we used to reconstruct the coronal magnetic field are detailed. The non linear force-free model detailed in Sect. 3 is compared to soft X-rays image (Sect. 4). Conclusions are drawn in Sect. 5.

### 2. IVM Vector Magnetograms

For this investigation, we use IVM (Imaging Vector Magnetograph ; Mickey et al., 1996) data providing the three components of the magnetic field (longitudinal, transverse, and azimuthal components). The field of view was  $280'' \times 280''$ . After the resolution of the  $180^\circ$ -ambiguity on the azimuthal component (Canfield, 1993), we select the part of the whole active region in which the total magnetic flux is close to zero (see Fig. 1 left). We also derive the vertical current on the photosphere  $J_{z,obs}(x, y) = (\vec{\nabla} \times \vec{B}_{obs})_z$ . We deduce the distribution of  $\alpha_{phot}$  on the photosphere:  $\alpha_{phot}(x, y) = J_{z,obs}(x, y)/B_{z,obs}(x, y)$  (see Fig. 1 right). The mean value of  $\alpha_{phot}$  for the whole active region is  $0.12 Mm^{-1}$ , for the negative polarity  $2.18 \cdot 10^{-3} Mm^{-1}$ , and for the positive polarity  $0.18 Mm^{-1}$ . Note that the small mean value of  $\alpha_{phot}$  in the negative spot hides the strong positive and negative values of  $\alpha_{phot}$  which may account for the return currents

(expected in most physical process). The positive value of  $\alpha_{phot}$  and the South location of the active region are in agreement with the statistical study made by Pevtsov et al. (1995).

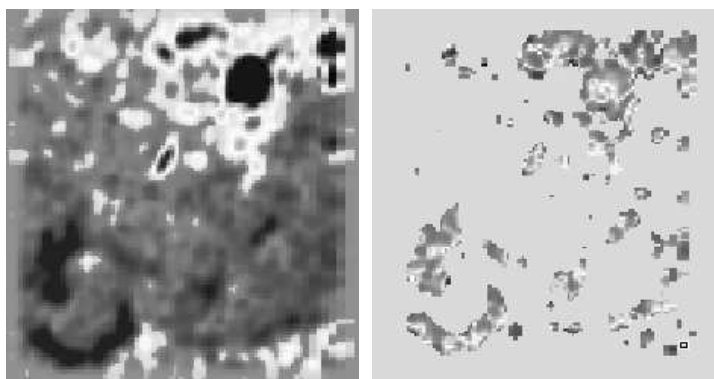


Figure 1. Vertical component of the magnetic field (left), distribution of  $\alpha_{phot}$  on the photosphere (right).

### 3. Reconstruction Method

To reconstruct the coronal magnetic field, three assumptions are usually used: the potential (or current free) model, the linear and non linear force-free model. Here we only detailed the non linear force-free model (see Amari et al., 1996–1999) which satisfies:  $\vec{\nabla} \times \vec{B} = \alpha \vec{B}$ , and in which  $\alpha$  is constant along a magnetic field line ( $\vec{B} \cdot \vec{\nabla} \alpha = 0$ ). In Table 1, the value of  $\alpha$  and the boundary conditions for the non linear force-free field are summarized:  $B_z(x, y, z = 0)$  is the vertical component of the magnetic field given by the observations (Fig. 1 left) and  $\alpha(x, y, z = 0)$  corresponds to the  $\alpha$  measured on the photosphere (Fig. 1 right). We also compute the magnetic energy  $W$  and the relative magnetic helicity  $\Delta H$  (see Amari & Luciani, 2000) :  $W = 1.05 \cdot 10^{25} \text{ erg}$ ,  $\Delta H = 5.28 \cdot 10^{34} \text{ G}^2 \cdot \text{cm}^4$ .

Model	$\alpha$	Boundary Conditions
Non Linear Force-free	$\alpha(x, y, z)$	$B_z(x, y, z = 0) = B_{z,obs}(x, y)$ $\alpha(x, y, z = 0) = \alpha_{phot}(x, y)$

Table 1. The value of  $\alpha$  and the boundary conditions for the non linear force-free field.

### 4. Comparison between the observations and the non linear force-free model

In Fig. 2, we compare a soft X-rays image (11-Feb-1998 15:36:55 UT) to the non linear force-free field obtained with an IVM vector magnetogram (11-Feb-1998 17:35 UT). The sigmoid appears both on the soft X-rays image (Fig. 2 left) and in the reconstructed magnetic field model (Fig. 2 right).

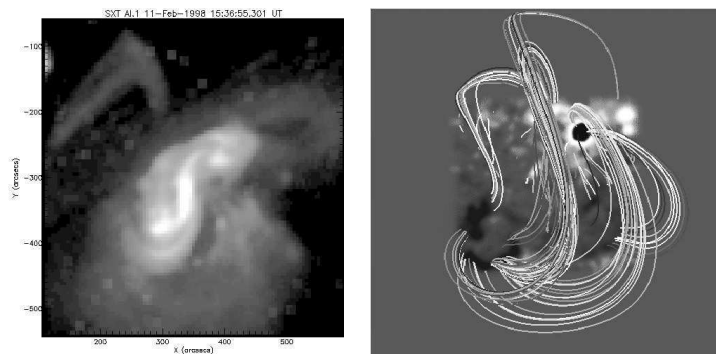


Figure 2. Comparison between SXT image in solar coordinates (left) and non linear force-free field in heliographic coordinates (right).

## 5. Conclusions

We reconstructed the coronal magnetic field of the active region NOAA 8151 using IVM vector magnetogram as boundary conditions, and compared to the soft X-rays image. One can see the good agreement between the sigmoidal structure seen in soft X-rays and the modeled field lines. The non-constant distribution of  $\alpha$  on the photosphere justify that the best agreement between observations and models is obtained for the non linear force-free field. The magnetic energy ( $\sim +40\%$  of the magnetic energy for the potential case) is sufficient to trigger an eruptive event (Amari & Luciani, 1999a). The moderate absolute value of the magnetic energy ( $\sim 10^{25}$  erg) may be consistent with the fact that the filament eruption was not linked to EIT flare.

**Acknowledgments.** This work has been supported by a NATO collaborative research grant. Data used here from Mees Solar Observatory, University of Hawaii, are produced with the support of NASA grant NAG 5-4941 and NASA contract NAS8-40801.

## References

- Amari, T., Luciani, J.F., Aly, J.J., Tagger, M., 1996a, ApJ, 466, 39
- Amari, T., Luciani, J.F., 1999a, ApJ, 515, 81
- Amari, T., Luciani, J.F., Mikic, Z., Linker, J., 1999b, ApJ, 518, 57
- Amari, T., Luciani, J.F., 2000, Phys.Rev.Lett, L6, 627
- Canfield, R.C., 1993, ApJ, 411, 362
- Mickey, D.L., et al., 1996, Solar Phys., 168, 229
- Pevtsov, A.A., Canfield, R.C., Metcalf, T.R., 1995, ApJ, 440, 109
- Régnier, S., Amari, T., Solomon, J., Vial, J.C., Mickey, D.L., 1999, Proc. 8th SOHO Workshop, ESA SP-446, p.571





# Bibliographie

- Alissandrakis, C. E., 1981, *A&A*, **100**, 197
- Aly, J. J., 1989, *Solar Phys.*, **120**, 19
- Aly, J. J. et Amari, T., 1997, *A&A*, **319**, 699
- Amari, T. et Aly, J. J., 1989, *A&A*, **208**, 261
- Amari, T., Aly, J. J., Luciani, J. F., Boulmezaoud, T. Z., et Mikic, Z., 1997, *Solar Phys.*, **174**, 129
- Amari, T. et Démoulin, P., 1992, dans *Méthodes de détermination des champs magnétiques solaires et stellaires*, *G.d.R Magnétisme dans les étoiles de type solaire*, pp 187–209
- Amari, T. et Luciani, J. F., 1999, *ApJ*, **515**, L81
- Amari, T., Luciani, J. F., Mikic, Z., et Linker, J., 2000, *ApJ*, **529**, L49
- Aulanier, G., Démoulin, P., Schmieder, B., Fang, C., et Tang, Y. H., 1998, *Solar Phys.*, **183**, 369
- Aulanier, G. et Demoulin, P., 1998, *A&A*, **329**, 1125
- Balthasar, H., Knoelker, M., Wiehr, E., et Stellmacher, G., 1986, *A&A*, **163**, 343
- Balthasar, H., Wiehr, E., et Stellmacher, G., 1988, *A&A*, **204**, 286
- Bashkirtsev, V. S., Kobanov, N. I., et Mashnich, G. P., 1983, *Solar Phys.*, **82**, 443
- Bashkirtsev, V. S. et Mashnich, G. P., 1984, *Solar Phys.*, **91**, 93
- Berger, M. A., 1999, dans *Magnetic Helicity in Space and Laboratory Plasmas*, Brown, M. R., Canfield, R. C., Pevtsov, A. A. Eds
- Berger, M. A. et Field, G. B., 1984, *Journal of Fluid Mechanics* **147**, 133
- Bertaux, J. L., Kyrola, E., Quemerais, E., Pellinen, R., Lallement, R., Schmidt, W., Berthe, M., Dimarellis, E., Goutail, J. P., Taulemesse, C., Bernard, C., Leppelmeier, G., Summanen, T., Hannula, H., Huomo, H., Kehla, V., Korpela, S., Leppala, K., Strommer, E., Torsti, J., Viherkanto, K., Hochedez, J. F., Chretiennot, G., Peyroux, R., et Holzer, T., 1995, *Solar Phys.*, **162**, 403
- Blanco, S., Bocchialini, K., Costa, A., Domenech, G., Rovira, M., et Vial, J. C., 1999, *Solar Phys.*, **186**, 281
- Bocchialini, K., Costa, A., Domenech, G., Rovira, M., Vial, J. C., et Wingfield, K., 2001, *Solar Phys.*, **199**, 133
- Bommier, V., Sahal-Brechot, S., et Leroy, J. L., 1981, *A&A*, **100**, 231
- Brault, J. W. et White, O. R., 1971, *A&A*, **13**, 169
- Brosius, J. W., Landi, E., Cook, J. W., Newmark, J., Gopalswamy, N., et Lara, A., 2001, *American Geophysical Union, Spring Meeting 2001*
- Brueckner, G. E., Howard, R. A., Koomen, M. J., Korendyke, C. M., Michels, D. J., Moses,

- J. D., Socker, D. G., Dere, K. P., Lamy, P. L., Llebaria, A., Bout, M. V., Schwenn, R., Simnett, G. M., Bedford, D. K., et Eyles, C. J., 1995, *Solar Phys.*, **162**, 357
- Canfield, R. C., de La Beaujardiere, J.-F., Fan, Y., Leka, K. D., McClymont, A. N., Metcalf, T. R., Mickey, D. L., Wuelsner, J., et Lites, B. W., 1993, *ApJ*, **411**, 362
- Chiu, Y. T. et Hilton, H. H., 1977, *ApJ*, **212**, 873
- Chiuderi-Drago, F., Bocchialini, K., Lamartinie, S., Vial, J.-C., Bastian, T., Alissandrakis, C. E., Harrison, R., Delaboudiniere, J.-P., et Lemaire, P., 1998, *ASP Conf. Ser. 150 : IAU Colloq. 167 : New Perspectives on Solar Prominences*, p. 55
- Corbard, T., Jimenez-Reyes, S., Tomczyk, S., Dikpati, M., et Gilman, P., 2000, *Helio- and Asteroseismolog, ESA SP-464*, p. 265
- Cuperman, S., Démoulin, P., et Semel, M., 1991, *A&A*, **245**, 285
- Cuperman, S., Ofman, L., et Semel, M., 1990, *A&A*, **230**, 193
- Cushman, G. W., Farwell, L., Godden, G., et Rense, W. A., 1975, *J. Geophys. Res.* **80**, 482
- Delaboudinière, J.-P., Artzner, G. E., Brunaud, J., Gabriel, A. H., Hochedez, J. F., Millier, F., Song, X. Y., Au, B., Dere, K. P., Howard, R. A., Kreplin, R., Michels, D. J., Moses, J. D., Defise, J. M., Jamar, C., Rochus, P., Chauvineau, J. P., Marioge, J. P., Catura, R. C., Lemen, J. R., Shing, L., Stern, R. A., Gurman, J. B., Neupert, W. M., Maucherat, A., Clette, F., Cugnon, P., et van Dessel, E. L., 1995, *Solar Phys.*, **162**, 291
- Delaboudinière, J. P. et Crifo, J. F., 1976, *Space Research*, pp 803–811
- Démoulin, P., 1998, *ASP Conf. Ser. 150 : IAU Colloq. 167 : New Perspectives on Solar Prominences*, p. 78
- Démoulin, P., Cuperman, S., et Semel, M., 1992, *A&A*, **263**, 351
- Domingo, V., Fleck, B., et Poland, A. I., 1995, *Solar Phys.*, **162**, 1
- Dungey, J. W., 1953, *Monthly Notices Roy. Astro. Soc.* **113**, 180
- Dupree, A. K., Huher, M. C. E., Noyes, R. W., Parkinson, W. H., Reeves, E. M., et Withbroe, G. L., 1973, *ApJ*, **182**, 321
- Dupree, A. K. et Reeves, E. M., 1971, *ApJ*, **165**, 599
- Fleck, B. et Svestka, Z., 1997, *First Results from SOHO*, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht
- Frohlich, C., Romero, J., Roth, H., Wehrli, C., Andersen, B. N., Appourchaux, T., Domingo, V., Telljohann, U., Berthomieu, G., Delache, P., Provost, J., Toutain, T., Crommelynck, D. A., Chevalier, A., Fichot, A., Dappen, W., Gough, D., Hoeksema, T., Jimenez, A., Gomez, M. F., Herreros, J. M., Cortes, T. R., Jones, A. R., Pap, J. M., et Willson, R. C., 1995, *Solar Phys.*, **162**, 101
- Gabriel, A. H., 1976, *Royal Society of London Philosophical Transactions Series* **281**, 339
- Gabriel, A. H., Grec, G., Charra, J., Robillot, J.-M., Cortes, T. R., Turck-Chieze, S., Bocchia, R., Boumier, P., Cantin, M., Cespedes, E., Cougrand, B., Cretolle, J., Dame, L., Decaudin, M., Delache, P., Denis, N., Duc, R., Dzitko, H., Fossat, E., Fourmond, J.-J., Garcia, R. A., Gough, D., Grivel, C., Herreros, J. M., Lagardere, H., Moalic, J.-P., Palle, P. L., Petrou, N., Sanchez, M., Ulrich, R., et van der Raay, H. B., 1995, *Solar Phys.*, **162**, 61
- Galindo Trejo, J., 1987, *Solar Phys.*, **108**, 265
- Gary, G. A., 1989, *ApJ*, **69**, 323

## BIBLIOGRAPHIE

---

- Gary, G. A., Moore, R. L., Hagyard, M. J., et Haisch, B. M., 1987, *ApJ*, **314**, 782
- Gold, T. et Hoyle, F., 1960, *MNRAS* **120**, 89
- Gosling, J. T., Hildner, E., MacQueen, R. M., Munro, R. H., Poland, A. I., et Ross, C. L., 1976, *Solar Phys.*, **48**, 389
- Hagyard, M. J., 1988, *Solar Phys.*, **115**, 107
- Hannakam, L., Gary, G. A., et Teuber, D. L., 1984, *Solar Phys.*, **94**, 219
- Harrison, R. A., Sawyer, E. C., Carter, M. K., Cruise, A. M., Cutler, R. M., Fludra, A., Hayes, R. W., Kent, B. J., Lang, J., Parker, D. J., Payne, J., Pike, C. D., Peskett, S. C., Richards, A. G., Culhane, J. L., Norman, K., Breeveld, A. A., Breeveld, E. R., Janabi, K. F. A., McCalden, A. J., Parkinson, J. H., Self, D. G., Thomas, P. D., Poland, A. I., Thomas, R. J., Thompson, W. T., Kjeldseth-Moe, O., Brekke, P., Karud, J., Maltby, P., Aschenbach, B., Brauninger, H., Kuhne, M., Hollandt, J., Siegmund, O. H. W., Huber, M. C. E., Gabriel, A. H., Mason, H. E., et Bromage, B. J. I., 1995, *Solar Phys.*, **162**, 233
- Heasley, J. N., Mihalas, D., et Poland, A. I., 1974, *ApJ*, **192**, 181
- Hirayama, T., 1974, *Solar Phys.*, **34**, 323
- Hovestadt, D., Hilchenbach, M., Burgi, A., Klecker, B., Laeverenz, P., Scholer, M., Grunwaldt, H., Axford, W. I., Livi, S., Marsch, E., Wilken, B., Winterhoff, H. P., Ipavich, F. M., Bedini, P., Coplan, M. A., Galvin, A. B., Gloeckler, G., Bochsler, P., Balsiger, H., Fischer, J., Geiss, J., Kallenbach, R., Wurz, P., Reiche, K.-U., Gliem, F., Judge, D. L., Ogawa, H. S., Hsieh, K. C., Mobius, E., Lee, M. A., Managadze, G. G., Verigin, M. I., et Neugebauer, M., 1995, *Solar Phys.*, **162**, 441
- Jefferies, J. T. et Mickey, D. L., 1991, *ApJ*, **372**, 694
- Joarder, P. S., Nakariakov, V. M., et Roberts, B., 1997, *Solar Phys.*, **173**, 81
- Joarder, P. S. et Roberts, B., 1992a, *A&A*, **256**, 264
- Joarder, P. S. et Roberts, B., 1992b, *A&A*, **261**, 625
- Joarder, P. S. et Roberts, B., 1993, *A&A*, **277**, 225
- Kippenhahn, R. et Schlüter, A., 1957, *Zeitschrift Astrophysics* **43**, 36
- Kohl, J. L., Esser, R., Gardner, L. D., Habbal, S., Daigneau, P. S., Dennis, E. F., Nystrom, G. U., Panasyuk, A., Raymond, J. C., Smith, P. L., Strachan, L., van Ballegooijen, A. A., Noci, G., Fineschi, S., Romoli, M., Ciaravella, A., Modigliani, A., Huber, M. C. E., Antonucci, E., Benna, C., Giordano, S., Tondello, G., Nicolosi, P., Naletto, G., Pernechele, C., Spadaro, D., Poletto, G., Livi, S., von der Luhe, O., Geiss, J., Timothy, J. G., Gloeckler, G., Allegra, A., Basile, G., Brusa, R., Wood, B., Siegmund, O. H. W., Fowler, W., Fisher, R., et Jhabvala, M., 1995, *Solar Phys.*, **162**, 313
- Kress, R., 1989, *Methoden und Verfahren der Mathematischen Physik*, B. Brosourski and E. Martensen (eds.)
- Kuperus, M. et Raadu, M. A., 1974, *A&A*, **31**, 189
- Labrosse, N. et Gouttebroze, P., 1999, *Ninth European Meeting on Solar Physics : Magnetic Fields and Solar Processes, ESA SP Series (SP-448)*, ed. A. Wilson., p. 503
- Lamartinie, S., 1997, *Rapport de stage DEA*
- Lee, C., Chae, J., et Wang, H., 2000, *ApJ*, **545**, 1124
- Leka, K. D., 1999, *Solar Phys.*, **188**, 21
- Leka, K. D. et Skumanich, A., 1999, *Solar Phys.*, **188**, 3

- Lemaire, P., 2000, *private communication*
- Lemaire, P., Wilhelm, K., Curdt, W., Schule, U., Marsch, E., Poland, A. I., Jordan, S. D., Thomas, R. J., Hassler, D. M., Vial, J. C., Kuhne, M., Huber, M. C. E., Siegmund, O. H. W., Gabriel, A., Timothy, J. G., et Grewing, M., 1997, *Solar Phys.*, **170**, 105
- Lerche, I. et Low, B. C., 1980, *Solar Phys.*, **67**, 229
- Leroy, J. L., 1989, *ASSL Vol. 150 : Dynamics and Structure of Quiescent Solar Prominences*, pp 77–113
- Leroy, J. L., Bommier, V., et Sahal-Brechot, S., 1984, *A&A*, **131**, 33
- Lin, H., Penn, M. J., et Tomczyk, S., 2000, *ApJ*, **541**, L83
- López Ariste, A., Rayrole, J., et Semel, M., 2000, *A&A*, **142**, 137
- Low, B. C., 1991, *ApJ*, **370**, 427
- Low, B. C., 1992, *ApJ*, **399**, 300
- Malherbe, J. M., Schmieder, B., et Mein, P., 1981, *A&A*, **102**, 124
- Malherbe, J. M., Schmieder, B., Mein, P., et Tandberg-Hanssen, E., 1987, *A&A*, **172**, 316
- Maltby, P., 1998, *unpublished*
- Martens, P. C. H. et Kuin, N. P. M., 1989, *Solar Phys.*, **122**, 263
- Martin, S. F., 1998, *Solar Phys.*, **182**, 107
- Mashnich, G. P. et Bashkirtsev, V. S., 1998, *ASP Conf. Ser. 150 : IAU Colloq. 167 : New Perspectives on Solar Prominences*, p. 131
- McClymont, A. N. et Mikic, Z., 1994, *ApJ*, **422**, 899
- Mein, P., 1977, *Solar Phys.*, **54**, 45
- Mein, P., 1991, *A&A*, **248**, 669
- Mein, P., 2001, *submitted*
- Menzel, D. H., 1951, *Astro. J.* **56**, 135
- Mickey, D. L., 1985, *Solar Phys.*, **97**, 223
- Mickey, D. L., Canfield, R. C., Labonte, B. J., Leka, K. D., Waterson, M. F., et Weber, H. M., 1996, *Solar Phys.*, **168**, 229
- Molodensky, M. M., 1969, *Soviet Astron. - AJ*, **12**, 585
- Molowny-Horas, R., Oliver, R., Ballester, J. L., et Baudin, F., 1997, *Solar Phys.*, **172**, 181
- Molowny-Horas, R., Oliver, R., Ballester, J. L., et Baudin, F., 1998, *ASP Conf. Ser. 150 : IAU Colloq. 167 : New Perspectives on Solar Prominences*, p. 139
- Muller-Mellin, R., Kunow, H., Fleissner, V., Pehlke, E., Rode, E., Roschmann, N., Scharnberg, C., Sierks, H., Rusznyak, P., McKenna-Lawlor, S., Elenndt, I., Sequeiros, J., Meziat, D., Sanchez, S., Medina, J., del Peral, L., Witte, M., Marsden, R., et Henrion, J., 1995, *Solar Phys.*, **162**, 483
- Nakagawa, Y., 1974, *ApJ*, **190**, 437
- Nakagawa, Y. et Raadu, M. A., 1972, *Solar Phys.*, **25**, 127
- Oliver, R., 1999, *Ninth European Meeting on Solar Physics : Magnetic Fields and Solar Processes. ESA SP Series (SP-448)*, ed. A. Wilson., p. 425
- Oliver, R., Ballester, J. L., Hood, A. W., et Priest, E. R., 1992, *ApJ*, **400**, 369
- Pevtsov, A. A., Canfield, R. C., et Metcalf, T. R., 1995, *ApJ*, **440**, L109
- Priest, E. R., 1984, *Solar magneto-hydrodynamics*, Geophysics and Astrophysics Monographs, Dordrecht : Reidel
- Raouafi, N.-E., 2000, *PhD Thesis*

## BIBLIOGRAPHIE

---

- Rayrole, J. et Mein, P., 1993, *ASP Conf. Ser. 46 : IAU Colloq. 141 : The Magnetic and Velocity Fields of Solar Active Regions*, p. 170
- Régnier, S., 1997, *Rapport de stage DEA*
- Régnier, S. et Amari, T., 2001, *IAU Symposium*, Vol. 203, p. 441
- Régnier, S., Amari, T., Solomon, J., Vial, J.-C., et Mickey, D., 1999a, *8th SOHO Workshop : Plasma Dynamics and Diagnostics in the Solar Transition Region and Corona, ESA SP Series (SP-446)*, eds. J.C. Vial & B. Kaldeich-Schürmann, p. 571
- Régnier, S., Solomon, J., et Vial, J.-C., 2001a, *A&A*, **376**, 292
- Régnier, S., Solomon, J., et Vial, J.-C., 2001b, *IAU Symposium*, Vol. 203, p. 307
- Régnier, S., Solomon, J., Vial, J.-C., Amari, T., et Mickey, D., 1999b, *Ninth European Meeting on Solar Physics : Magnetic Fields and Solar Processes, ESA SP Series (SP-448)*, ed. A. Wilson., p. 519
- Roberts, B., 1992, *Proc. Cowling Memorial Meeting, Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.*, Vol. 62, p. 83
- Sahal-Brechot, S., Bommier, V., et Leroy, J. L., 1977, *A&A*, **59**, 223
- Sakurai, T., 1982, *Solar Phys.*, **76**, 301
- Sakurai, T., 1989, *Space Science Reviews* **51**, 11
- 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., et MDI Engineering Team, 1995, *Solar Phys.*, **162**, 129
- Schmieder, B., 1989, *ASSL Vol. 150 : Dynamics and Structure of Quiescent Solar Prominences*, pp 15–46
- Schmieder, B., Démoulin, P., Aulanier, G., et Golub, L., 1996, *ApJ*, **467**, 881
- Schmieder, B., Malherbe, J. M., Simon, G., et Poland, A. I., 1985, *A&A*, **153**, 64
- Schutgens, N. A. J., 1998, *PhD Thesis*
- Semel, M., 1988, *A&A*, **198**, 293
- Skumanich, A. et Lites, B. W., 1987, *ApJ*, **322**, 473
- Spiegel, E. A. et Zahn, J.-P., 1992, *A&A*, **265**, 106
- Sturrock, P. A., 1989, *Solar Phys.*, **121**, 387
- Taylor, J. B., 1974, *Phys. Rev. Letters*, **33**, 1139
- Teuber, D., Tandberg-Hanssen, E., et Hagyard, M. J., 1977, *Solar Phys.*, **53**, 97
- Thompson, W. T. et Schmieder, B., 1991, *A&A*, **243**, 501
- Torsti, J., Valtonen, E., Lumme, M., Peltonen, P., Eronen, T., Louhola, M., Riihonen, E., Schultz, G., Teittinen, M., Ahola, K., Holmlund, C., Kelha, V., Leppala, K., Ruuska, P., et Strommer, E., 1995, *Solar Phys.*, **162**, 505
- Uchida, Y., McAllister, A., Strong, K. T., Ogawara, Y., Shimizu, T., Matsumoto, R., et Hudson, H. S., 1992, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **44**, L155
- van Driel-Gesztelyi, L., Hofmann, A., Démoulin, P., Schmieder, B., et Csepura, G., 1994, *Solar Phys.*, **149**, 309
- Venkatakrishnan, P., Hagyard, M. J., et Hathaway, D. H., 1988, *Solar Phys.*, **115**, 125
- Vial, J.-C., 1998, *ASP Conf. Ser. 150 : IAU Colloq. 167 : New Perspectives on Solar Prominences*, p. 175
- Vial, J.-C., 1999, *C. R. Acad. Sci. Paris*, **327**, Série II b, 1201
- Vial, J.-C., 2000, *unpublished*

- Wiehr, E., Balthasar, H., et Stellmacher, G., 1984, *Solar Phys.*, **94**, 285
- Wilhelm, K., Curdt, W., Marsch, E., Schuhle, U., Lemaire, P., Gabriel, A., Vial, J. C., Grewing, M., Huber, M. C. E., Jordan, S. D., Poland, A. I., Thomas, R. J., Kuhne, M., Timothy, J. G., Hassler, D. M., et Siegmund, O. H. W., 1995, *Solar Phys.*, **162**, 189
- Wilhelm, K., Lemaire, P., Curdt, W., Schuhle, U., Marsch, E., Poland, A. I., Jordan, S. D., Thomas, R. J., Hassler, D. M., Huber, M. C. E., Vial, J.-C., Kuhne, M., Siegmund, O. H. W., Gabriel, A., Timothy, J. G., Grewing, M., Feldman, U., Hollandt, J., et Brekke, P., 1997, *Solar Phys.*, **170**, 75
- Woltjer, L., 1958, *Nat. Acad. Sci.*, **44**, 489
- Wu, S. T., Sun, M. T., Chang, H. M., Hagyard, M. J., et Gary, G. A., 1990, *ApJ*, **362**, 698
- Yan, Y. et Wang, J., 1995, *A&A*, **298**, 277
- Yi, Z., Engvold, O., et Keil, S. L., 1991, *Solar Phys.*, **132**, 63
- Yurchyshyn, V. B., Wang, H., Qiu, J., Goode, P. R., et Abramenko, V. I., 2000, *ApJ*, pp 1143–1149