



HAL
open science

Modélisation dynamique de la couronne et du vent solaire

Rui Pinto

► **To cite this version:**

Rui Pinto. Modélisation dynamique de la couronne et du vent solaire. Astrophysique stellaire et solaire [astro-ph.SR]. Observatoire de Paris, 2009. Français. NNT : . tel-01958552

HAL Id: tel-01958552

<https://theses.hal.science/tel-01958552>

Submitted on 18 Dec 2018

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.

Observatoire de Paris

THÈSE

École doctorale

Astronomie et Astrophysique d'île-de-France

Modélisation dynamique de la couronne et du vent solaire

Présentée par

Rui PINTO

Préparée au Laboratoire Univers et Théories, Observatoire de Paris
Sous la direction de Roland GRAPPIN

Soutenue publiquement le 29 Juin 2009 devant le jury composé de

M. Benoît	MOSSER	Président
M. Roland	GRAPPIN	Directeur de thèse
M. Marco	VELLI	Rapporteur
M. Leon	OFMAN	Rapporteur
M. Thierry	PASSOT	Examineur
M. Yi-Ming	WANG	Examineur



Résumé

Cette thèse a pour thème l'étude numérique et théorique du couplage dynamique entre la photosphère, la couronne et le vent solaire dans le cadre de la magnétohydrodynamique dépendante du temps. En particulier, je cherche à caractériser les effets des mouvements photosphériques sur la couronne et le vent solaire, tout en prenant en compte les conditions de propagation à travers les couches atmosphériques qui présentent des forts gradients magnétiques et thermiques.

Je commence par montrer qu'un cisaillement créé entre les pieds photosphériques d'une boucle magnétique qui traverse plusieurs échelles de hauteur est relaxé en un temps de l'ordre du temps de traversée alfvénique. Ce résultat, que contrarie l'hypothèse standard, motive l'adoption des conditions aux limites transparentes (non rigides) dans les travaux décrits ensuite.

J'étudie ensuite la réponse d'une couronne et d'un vent axisymétriques isothermes à des ondes d'alfvén dans des structures multipolaires avec points nuls. De la reconnection et de l'accumulation de courant ont lieu autour de ces points. La dissipation ohmique se fait dans la limite de résistivité nulle via la génération d'écoulements persistants. Dans un des cas étudiés, un jet surdense se forme sur un bipôle local, ce qui est proposé comme modèle de plume polaire. Les couches chromosphériques froides ont enfin été incluses dans un modèle 1D de vent avec équation d'énergie. Ce modèle a permis d'étudier la formation et le déclin des plumes polaires par la variation du taux de chauffage dans la basse couronne, offrant ainsi un point de vue complémentaire à celui du modèle de forçage par ondes d'Alfvén.

Mots-clés : MHD, physique solaire, calcul numérique, ondes d'alfvén

Abstract

This thesis focuses on the numerical and theoretical study of the dynamical coupling between the photosphere, the corona and the solar wind in the frame of the time-dependant magneto-hydrodynamics. I attempt to characterise the effects of the photospheric movements over the corona and wind taking into account the propagation conditions through the atmospheric layers, which comprise strong magnetic and thermal gradients.

I start by showing that shear between the photospheric footpoints of a magnetic coronal loop which spans over several scale-heights vanishes in a timescale of the order of the alfvénic transit time. This result, which contradicts a standard hypothesis, motivated the adoption of transparent boundary conditions (as opposed to rigid) in what followed.

I then study the response of multipolar structures with null points to alfvénic perturbations in an axisymmetrical isothermal corona and wind. Reconnection and current accumulation occur near the null points. Ohmic dissipation, stimulated by persistent flows which develop in the system, occurs in the limit of vanishing resistivity. One of the studied cases, in which an over-dense jet forms above a magnetic bipole, is proposed as a model for polar plumes. The cold chromospheric layers were finally introduced in an 1D wind model with an energy equation. This model allowed the study of the formation and decay of polar plumes by varying the heating rate over the low corona, offering an alternative viewpoint to the previous model.

Key-words : MHD, solar physics, numerical simulations, alfvén waves

Table des matières

1	Introduction	13
1.1	L'atmosphère et le vent solaire	13
1.2	MHD	14
1.2.1	Équations	15
1.3	Outils numériques	16
1.4	Équations caractéristiques	16
2	Les frontières numériques : un problème physique	23
2.1	Fuite et piégeage des oscillations coronales	25
2.2	Comparaison "line-tied" vs. transparent	28
2.3	Discussion	34
3	Mécanismes de déstabilisation des structures coronales	41
3.1	Reconnection par des ondes d'alfvén	42
3.2	DIP : couronne 2.5D MHD isotherme	43
3.3	Champ magnétique extérieur	44
3.3.1	Système d'anneaux de courant parallèles	46
3.3.2	Adaptation des paramètres à des boucles coronales observées	48
3.4	Émergence d'une arcade magnétique	54
3.4.1	Injection des ondes d'alfvén	54
3.4.2	Évolution du système	56
3.5	Plume polaire géante	65
3.5.1	Injection des ondes d'alfvén	67
3.5.2	Jet	67
3.5.3	Dissipation ohmique	70
3.6	Discussion	70
4	Chauffage	73
4.1	Modèle numérique VP	73
4.1.1	Vent thermique 1D	74

4.1.2	Méthode	74
4.2	Réponse atmosphérique à l'injection d'ondes sonores	84
4.3	Chauffage localisé et ondes piégées	89
4.4	Plumes polaires, jets et colonnes d'accrétion	94
Bibliographie		103

Table des figures

- 1.1 En haut, image X du soleil et en lumière blanche de la couronne, superposées à un diagramme polaire de la vitesse du vent, minimum d'activité à gauche, maximum à droite. En bas, variation du nombre de taches solaires au cours du cycle de 11 ans 14
- 2.1 Schéma représentatif d'une boucle coronale semi-circulaire. x est la coordonnée curviligne le long de la boucle et L est sa longueur totale. 26
- 2.2 Profils de densité (à droite), vitesse d'alfvén (à gauche, gras) et vitesse du son (à droite, lignes fines) pour des boucles magnétiques circulaires de tailles différentes, selon les notations schématisées dans la fig. 2.1. Le profil vertical de température est donné par l'éq. (2.1), avec $T_a = 6000$ K, $T_b = 1$ MK, $h_0 = 7$ Mm et $\delta h = 0.7$ Mm. Chaque ligne représente une boucle avec une longueur L particulière, et sa valeur est écrite sur la figure. . . . 26
- 2.3 Réponse de la boucle magnétique avec $L = 10$ Mm à un cisaillement initial d'amplitude 100 m/s (exercé sur le pied gauche, à $x = 0$ dans la figure). En haut : évolution pendant le premier temps de traversé alfvénique $t \leq \tau_A$. En bas : relaxation, $t > \tau_A$. Les temps pour chaque courbe sont indiqués dans la figure. 31
- 2.4 Relaxation du cisaillement de vitesse δu_z et champ magnétique b_z pour les boucles avec $L = 2$ (lignes pointillées) 10, 18 et 25 Mm (lignes continues). Le temps, en abscisse, est normalisée par $\tau_A^0 = L/c_a^0$. À gauche : $\delta u_z = |u_z - U^0|$ pour les deux pieds de chaque boucle. À droite : b_z au apex de chaque boucle magnétique ; la ligne tiretée montre la solution "pieds-attachés". 31

2.5	u_z et b_z dans la moitié à gauche de la boucle avec $L = 10$ pour des instants successifs dans la phase de relaxation. La ligne verticale dénote la frontière $\beta = 1$. À gauche de cette ligne ($\beta > 1$) on distingue la propagation d'ondes d'alfvén, et à droite ($\beta < 1$) des oscillations acoustiques (mode magnéto-sonique lent) piégées et l'incrément de b_z moyen due au cisaillement résiduel.	32
2.6	Diagramme $x - t$ pour $\frac{\partial}{\partial t} u_z$	33
2.7	Diagramme $x - t$ pour $\frac{\partial}{\partial t} u_x$	33
3.1	Champ magnétique extérieur B^0 dipolaire.	45
3.2	Le champ magnétique extérieur B^0 (lignes grises) et le champ magnétique total après le développement et stabilisation du vent solaire (lignes blanches) dans le domaine numérique (plan méridional de la couronne solaire). B^0 correspond ici à une configuration approximativement quadrupolaire. L'échelle de gris représente la densité compensé par un facteur $f(r)$ pour prendre en compte la stratification. À gauche, le domaine est montré en taille réelle et à droite en échelle logarithmique (en r) pour rendre visibles les détails de la basse couronne.	46
3.3	Système de boucles étudié par Aschwanden et. al. (1999).	49
3.4	Profils radiaux (courbes continues) du champ solaire déterminés par Aschwanden et. al.'s (1999) à partir du faisceau de boucles représenté sur l'image précédente et courbes modèles proposées (trait tireté) pour les valeurs min et max du champ photosphérique, voir eq. (3.11) . Remarquer que dans la partie basse ($h \leq 10$ Mm) plusieurs profils individuels tombent plus vite que le modèle proposé du dipôle enterré.	50
3.5	Champ magnétique résultant d'un anneau équatorial de courant. A gauche, profil optimisé (ligne continue) pour tenir entre les deux courbes extrêmes d'Aschwanden et al. (1999), reproduites de la figure précédente (tirets). La ligne continue décrit le champ dû à un anneau de courant avec $\xi = .98R_s$. A droite, on montre une série de profils obtenus en faisant varier ξ de ± 0.2 et en essayant différentes valeurs du champ photosphérique.	50
3.6	Diagramme illustrant comment l'angle α est mesuré. La ligne épaisse représente la surface solaire, les lignes fines sont des boucles coronales et les pointillés sont des lignes radiales.	51
3.7	Angle α (lignes continues) en fonction de la colatitude pour plusieurs anneaux équatoriaux de différents rayons. Le paramètre ξ varie de 0.1 à 1. La ligne en tireté est une approximation pour le cas du "dipole enterré" équatorial.	51

- 3.8 Lignes de champ pour le meilleur anneau équatorial. La gamme de colatitudes a été choisie pour correspondre à deux fois le diamètre moyen du faisceau de boucles d'Aschwanden et. al.'s (1999). La configuration décrite ici correspond à un ξ minimum de 0.98. C'est la limite en deçà de laquelle α peut devenir négatif. 52
- 3.9 Champ magnétiques extérieures "quadrupolaire" (à gauche) et "plume" (à droite). Les distances sont en unités de rayon solaire R_{\odot} 53
- 3.10 Conditions initiales. À gauche : le plan méridional entier. À droite : Le streamer en détail. L'échelle de couleurs représente la densité (corrigée par un facteur $f(r)$ pour compenser la stratification). Les lignes grises sont des lignes de champ magnétique. La ligne blanche dénote le contour $|u|/c_s = 1$ (le "point sonique"). Les flèches blanches représentent la vitesse et permettent de distinguer entre le *streamer* (zone stagnante) et les trous coronaux (où le vent se développe). L'unité de distance est $\delta l = 7.1 R_{\odot}$ 55
- 3.11 Formation d'un réseau d'écoulements à l'intérieur du streamer. 56
- 3.12 Différences relatives de densité (en haut) et pression magnétique (au centre) à l'intérieur du *streamer* et b_{ϕ} instantané (en bas). La colonne de gauche montre l'état du système ~ 1.7 h après le début de l'injection des ondes, et la colonne de droite ~ 4.2 h après le début. Dans les deux premières lignes l'échelle des couleurs représente les différences relatives par rapport à l'état initial. Les lignes grises sont des lignes de champ magnétique, et les lignes de contour blanches représentent $\beta = \frac{2}{\gamma}$ 61
- 3.13 Avancement du point nul magnétique dans la direction radiale, sur l'équateur. La position du point nul est identifié comme l'endroit où $C_a = 0$ 62
- 3.14 Différences relatives de courant J_{ϕ} en fonction du temps. Les lignes grises sont des lignes de champ magnétique. Les instants de temps sont, respectivement $t = 2.1, 4.2, 6.3$ et 8.4 h après le début de l'injection. 62
- 3.15 Variation de $\max(J_{\phi})$ dans le temps. À gauche : maximum de la densité de courant J_{ϕ} . À droite : le taux de chauffage ohmique (normalisé) défini comme $\int_V J_{\phi}^2 dV$ dans un volume autour de la zone perturbée. 63

- 3.16 Pincement du streamer par la pression des ondes dans les zones ouvertes à l'extérieur du streamer. Pression magnétique et $\alpha(t)$. À droite : angle du champ magnétique par rapport à la verticale en fonction de la co-latitude, au voisinage du pôle. Les différentes courbes représentent des instants successifs. Le profil, initialement avec les valeurs de α les plus élevées, s'aplatit en moins de 3 heures (2 périodes de l'onde), ce qui correspond à un champ radial. Dans la figure à gauche on a représenté la différence de pression magnétique entre cet instant et le début. On voit l'apparition d'un gradient de pression en latitude qui est à l'origine du pincement. 63
- 3.17 Effet linéaire sur B_θ et B_ϕ de la perturbation de la caractéristique alfvénique entrante (à gauche), d'une caractéristique magnéto-sonique entrante (au centre) et une combinaison des deux (à droite) par une fonction harmonique. Le losange représente les valeurs initiales $B_{\theta;0}$ et $B_{\phi;0}$ et le cercle pointillé les endroits où $B_\theta^2 + B_\phi^2 = B_{\theta;0}^2 + B_{\phi;0}^2$ 64
- 3.18 Corrélation entre $\frac{\delta n}{n}$ et $\frac{\delta u_r}{V_f}$ sur l'équateur. Indication de l'apparition du mode magnéto-sonique rapide, surtout pour $r > 0.35 \sim 2.5 R_\odot$, où $\beta = \frac{2}{\gamma}$. En haut, on voit le profil radial des deux courbes ~ 7 h après le début de l'injection. En bas, les courbes sont représentées en fonction du temps sur le point à $r = 0.45 \sim 3.2 R_\odot$, aussi sur l'équateur. Sur la figure d'en bas, on mesure une fréquence $\omega \approx 2\omega_0$, où $\omega_0 = 90 \sim 11 \text{ rad} \cdot \text{h}^{-1}$ 64
- 3.19 Conditions initiales pour la configuration plume géante. Seulement l'hémisphère nord, limité entre $r = 1$ et $3.5 R_\odot$, est montré. L'échelle de couleurs représente le nombre de Mach dans le plan poloïdal $|u_{r,\theta}|/c_s$ et les contours tiretés blancs les niveaux 1 (point sonique) et 0.1 (ce qu'on considère arbitrairement comme la frontière entre l'écoulement stagnant et le vent). Les flèches montrent $\mathbf{u}_{r,\theta}$ et les lignes grises sont des lignes de champ magnétique. 65
- 3.20 Formation et évolution d'un jet surdense au-dessus du bipole magnétique. L'échelle de couleurs représente la densité (corrigé par rapport à la stratification). Les lignes grises sont des lignes de champ magnétique. Le domaine est tournée de façon à ce que le jet se forme dans la direction verticale dans l'image. On montre le domaine jusqu'à $r \sim 7 R_\odot$ dans la direction verticale. L'intervalle de temps écoulé des le début de l'injection sont, respectivement de la colonne de gauche à la colonne de droite, de 2.5, 4.2, 5.9 et 7.5 h. 66

3.21	Vitesse u_ϕ (en haut et à gauche), pression magnétique $b_\phi^2/2$ (en haut et à droite), densité n (en bas et à gauche) et densité de courant J_ϕ (en bas et à droite) à l'instant $t = 5.9$ h après le début de l'injection. On montre les différences relatives par rapport à l'instant initial pour la densité, et les différences absolues pour J_ϕ . Les lignes blanches sont des lignes de champ magnétique. Une partie des fronts d'onde alfvéniques partent dans les lignes de champ ouvertes, mais la majorité reste piégée dans les arcades latérales. La distribution de b_ϕ résultante à un gradient moyen dans la direction verticale, qui favorise la diffusion de plasma à travers la zone de $\beta \gg 1$	68
3.22	Évolution temporelle de la densité de courant J_ϕ , la vitesse radiale u_r , de la densité n et du flux de masse $nu_r A$. Chaque courbe est une coupe dans la direction latitudinale faite juste au-dessus du bipole magnétique (à $r = 0.2$ dans la fig. 3.19), à un instant t donné (entre $t = 0$ et $t = 8.4$ h).	69
3.23	Densité n (à gauche) et flux de masse $nu_r A$ (à droite) en fonction du temps au centre de la plume et à $r = 0.2 \sim 1.4 R_\odot$. Chaque courbe correspond à une fréquence d'injection $\omega_0 = 90, 180, 270, 360, 450, 540$ pour les ondes d'alfvén à la base. Les ordonnées sont représentés en échelle logarithmique. Le contraste de densité grandi plus vite pour les fréquences plus élevées, et le taux de croissance augmente avec le temps.	70
3.24	Détail du jet montré dans la colonne de droite de la fig. 3.20. L'échelle de couleurs représente la densité. On voit la formation des grumeaux qui se propagent vers le haut sur l'axe de la structure magnétique avec une vitesse de phase c_s . Ces perturbation de densité sont produites par les pics de b_ϕ^2 avec une fréquence égal à la fréquence d'injection ω_0	71
3.25	Variation de $\max(J_\phi)$ dans le temps. À gauche : maximum de la densité de courant J_ϕ . À droite : le taux de chauffage ohmique (normalisé) défini comme $\int_V J_\phi^2 dV$ dans un volume autour de la zone perturbée (bipole magnétique plus base du jet).	72
4.1	Atmosphère avec vent stationnaire : chauffage conductif Spitzer-Härm (trait normal) et chauffage conductif total (trait épais) ; unités arbitraires, chauffage par unité de masse.	78
4.2	Fonction de refroidissement $\Lambda(T)$, unités cgs.	79
4.3	Atmosphère avec vent stationnaire : termes de chauffage non adiabatiques (par unité de masse, unités arbitraires) : Terme radiatif mince (trait épais) ; terme conductif (trait pointillé) ; chauffage extérieur (trait normal).	80

4.4	Phase de chauffage dynamique : formation du vent transonique de $t = 20$ à 60 (30 à 90 heures). De gauche à droite et de haut en bas : Densité et température ; nombre de Mach, flux de masse intégré ; vitesse du vent.	81
4.5	Tous les flux d'énergie $F \times A(r)$ dans le système.	82
4.6	Flux de masse et variation temporelle de la densité au voisinage de la zone de transition. Deux temps au cours de la relaxation vers le vent transonique (en haut, $t = 32$; en bas, $t = 40$). À gauche : flux de masse intégré. À droite : dérivée temporelle discrète de la densité (trait continu). Divergence du flux de masse mesuré à gauche (pointillé).	83
4.7	Réponse d'une atmosphère statique avec équation d'énergie adiabatique à une onde acoustique monochromatique. À gauche, profils de densité et de température. À droite, enveloppe (pendant une période) des profils de la fluctuation de vitesse (flux d'énergie cinétique) : $(\rho v_g)^{1/2} u$	85
4.8	Oscillations de la zone de transition dans l'atmosphère statique à deux température (comme figure précédente). On donne en pointillé l'oscillation à la base photosphérique. À gauche, fréquence d'injection au-dessus de la fréquence de Lamb ; à droite, fréquence au-dessous de la fréquence de Lamb.	85
4.9	Réponse de l'atmosphère avec vent et équation d'énergie à des oscillations de période $6,3$ min (évanescents), d'amplitude 310 m/s. Profils successifs du nombre de Mach pendant 45 minutes. (1) calcul avec $\rho_c = 1.2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$; (2) calcul avec $\rho_c = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$	86
4.10	Profils de température successifs durant 45 minutes. Même légende que dans la figure précédente (fig. 4.9).	87
4.11	Évolution des isothermes dans un diagramme temps-altitude pendant 45 minutes, d'un côté et de l'autre de la région de transition. Même légende que dans la fig. 4.9.	87
4.12	À gauche : taux de chauffage mécanique total par unité de masse Q/ρ à l'instant initial $t = 0$ (ligne gras), et $(Q + \delta Q)/\rho$. À droite : des profils de température pour des instants successifs des $t = 0$ jusqu'à la relaxation du système. On montre seulement un intervalle de hauteur de $1 R_\odot$ au-dessus de la photosphère.	89

- 4.13 Diagramme $x - t$ pour les différences de vitesse $\frac{u_r - u^0}{u^0}$ correspondant à la perturbation instantanée δQ dans la fig. 4.12, centrée sur $x_i = 68$. Le temps (en heures) est en ordonnée, et l'espace en abscisse en unités de points de maille (pour mieux montrer la chromosphère). Le contour montre le niveau $\delta u_r = 0$. Le front d'onde qui part vers la couronne (vers la droite) évolue à la vitesse c_s locale et sort proprement du domaine. Le front d'onde qui part vers la photosphère excite des oscillations gravito-acoustiques à la fréquence de Lamb ω_L qui restent piégées pendant longtemps. 90
- 4.14 Diagramme $x - t$ pour les différences de température $\frac{T - T^0}{T^0}$ correspondant à la perturbation instantanée δQ dans la fig. 4.12, centrée sur $x_i = 68$. Le temps (en heures) est représenté en ordonnée, et l'espace en abscisse et en unités de points de maille (pour mieux montrer la chromosphère). Le contour montre le niveau $\delta T = 0$ 91
- 4.15 Profils spatiales des oscillations ($\rho^{1/2} u_r$) autour de la zone de transition. Les lignes successives correspondent à des instants successifs, et chaque panneau à une fenêtrage temporelle (4 fenêtrages temporelles consécutives). 92
- 4.16 $\rho^{1/2} u_r$ dans la chromosphère en fonction du temps dans quatre points : $z = 0 R_\odot$ (frontière), $z = 2 \times 10^{-3} R_\odot$ (centre de la perturbation δQ), $z = 5$ et $9 R_\odot$ (basse couronne). 92
- 4.17 Réponse de la couronne à : 1) la même perturbation que dans les figs. 4.13 et 4.15 (colonne de gauche). 2) Allumage ($t = 0$) et suppression ($t = 45$ min) du même δQ (colonne de droite). . . . 93

CHAPITRE 1

Introduction

1.1 L'atmosphère et le vent solaire

Le soleil est la source d'un vent quasi-stationnaire, dont la source semble être principalement les zones polaires (mais pas seulement) dites "trous coronaux" qui sont les zones de champ magnétique ouvert, ne retenant pas le plasma. Le plasma, en règle générale, s'écoule le long du champ magnétique, dont l'énergie domine complètement le plasma lorsqu'on monte dans l'atmosphère (couronne). Dans les régions de champ fermées, le plasma peut s'écouler le long du champ, mais il ne contribue pas en général au vent solaire, qui est principalement radial à partir de quelques rayons solaires : à cette distance, le champ magnétique aussi devient principalement radial, si on oublie sa composante azimutale liée à la rotation solaire.

Outre cette différence entre zones ouvertes et fermées, correspondant à des gradients horizontaux, l'atmosphère est bien entendu stratifiée. On peut distinguer des zones bien identifiées : la chromosphère dont la température est relativement basse, et la couronne à plus d'un million de K, les deux zones étant séparées par une transition chromosphérique vers 2000 km d'altitude, caractérisée par une variation brusque de densité et de température (de 10^4 à 10^6 K).

Une autre frontière sépare la zone dominée par le champ magnétique et la surface où la pression magnétique est faible en moyenne sauf de façon intermittente. Aucune de ces frontières n'est "rigide" ni vraiment stationnaire : toutes varient dans le temps et dans l'espace, avec des échelles de temps variées.

On peut trouver le reflet de la géographie de surface solaire dans la géographie du vent solaire : dans le plan de l'écliptique, le vent met du temps à démarrer (les structures fermées denses renfermant le plasma au repos en

moyenne s'appellent "streamers"), il reste lent même à grande distance, et est très variable, réfléchissant la présence de zones magnétique fermées à l'équateur. Loin du plan de l'écliptique par contre, le vent est plus rapide et beaucoup moins variable. La variation à long terme des paramètres du vent reflète aussi la variation à long terme de la surface solaire (les 11 ans du cycle solaire) (cf. fig. 1.1).

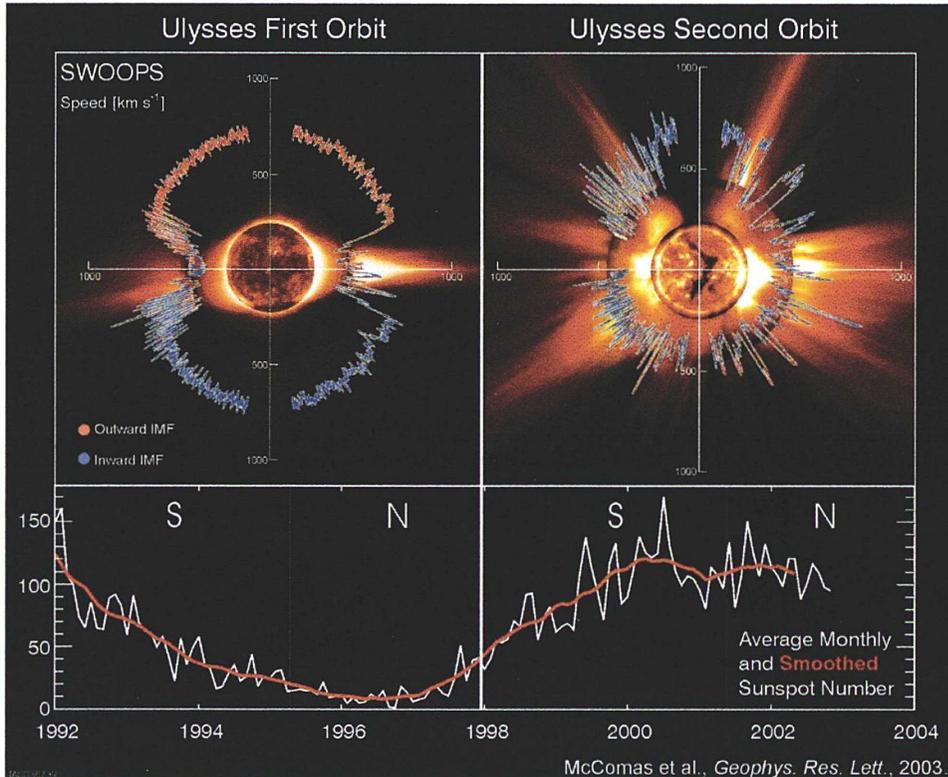


Fig. 1.1: En haut, image X du soleil et en lumière blanche de la couronne, superposées à un diagramme polaire de la vitesse du vent, minimum d'activité à gauche, maximum à droite. En bas, variation du nombre de taches solaires au cours du cycle de 11 ans

1.2 MHD

La MHD est une description fluide d'un plasma complètement ionisé et électriquement neutre, ce qui revient à dire qu'on se restreint à des échelles de longueur L plus grandes que la longueur de Debye $\lambda_D = \left(\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{q_e^2 n_e} \right)^{1/2}$ du plasma (en-dessous de laquelle l'écrantage des ions par les électrons n'est pas efficace) dans la direction du champ magnétique \mathbf{B} , et plus grandes que le rayon de Larmor $r_g = \frac{m_e v_{\perp}}{eB}$ dans la direction perpendiculaire à \mathbf{B} . Ce rayon correspond

à une trajectoire circulaire d'un électron à une fréquence maximale $\nu_e = \frac{eB}{2\pi m_e}$ dans un champ B uniforme.

Les équations de la MHD résultent de la réunion des équations de Maxwell pour l'électromagnétisme, dans une limite basse fréquence, avec les équations de Navier-Stokes pour la mécanique des fluides. Le vent solaire n'est pas collisionnel à partir de la zone de transition, et donc l'utilisation d'une description fluide est une approximation.

1.2.1 Équations

Les équations de la MHD qui décrivent l'évolution temporelle de la densité ρ , la pression P , la température T , de la vitesse \mathbf{u} et du champ magnétique \mathbf{B} peuvent être écrites sous la forme :

$$\partial_t \rho + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (1.1)$$

$$\partial_t \mathbf{u} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = \frac{1}{\rho} [\mathbf{J} \times \mathbf{B} - \nabla P] - \frac{GM_\odot}{r^2} + \nu \nabla^2 \mathbf{u} \quad (1.2)$$

$$\partial_t T + \mathbf{u} \cdot \nabla T + (\gamma - 1) T (\nabla \cdot \mathbf{u}) = \frac{\gamma - 1}{\rho} Q \quad (1.3)$$

$$\partial_t P + \mathbf{u} \cdot \nabla P + \gamma P (\nabla \cdot \mathbf{u}) = (\gamma - 1) Q \quad (1.4)$$

$$\partial_t \mathbf{B} = \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) + \eta \nabla^2 \mathbf{B} \quad (1.5)$$

où une entre les trois équations (1.1), (1.3) et (1.4) est rendue redondante par une équation d'état qui relie l'ensemble $\{\rho, P, T\}$ telle que, par exemple, l'équation d'état pour les gaz idéaux

$$P = nk_b T = \frac{\rho}{m_H} k_b T. \quad (1.6)$$

$\mathbf{J} = \nabla \times \mathbf{B}$ est la force de Lorentz et $\eta = \frac{1}{\mu_0 \sigma}$. La densité numérique est la même pour les ions et les électrons : $n = n_i = n_e$ et $\rho \approx nm_i$. Dans la suite, on choisira soit d'intégrer (1.1) et (1.3) et déduire ensuite P par le biais de (1.6) – modèle 2D de couronne isotherme, sections 3.2 et 3 –, soit d'intégrer (1.3) et (1.4) et d'en déduire ensuite ρ – modèle 1D de vent solaire, sections 4.1.1 et 4.4. Les laplaciens dans les termes diffusifs $\nu \nabla^2 \mathbf{u}$ et $\eta \nabla^2 \mathbf{B}$ seront remplacés par des filtres numériques implicites (Lele, 1992) qui minimisent la dissipation aux grandes échelles et dissipent surtout à l'échelle de la maille (en fait, entre $0.5 - 1 \times k_{max}$, où $k_{max} = \pi/\Delta x$; voir Grappin & Léorat (2001) pour une comparaison entre différentes réglages des termes dissipatifs et de filtrage).

On définit le paramètre β comme le rapport entre pressions thermique et magnétique

$$\beta = \frac{P_{the}}{P_{mag}} \propto \frac{c_s^2}{c_a^2} \quad (1.7)$$

où c_s est la vitesse du son et

$$c_a = \frac{B}{\sqrt{\mu_0 \rho}}$$

est la vitesse d'alfvén (vitesse caractéristique du mode alfvénique, comme on verra dans la suite). La vitesse du son satisfait à

$$c_s^2 = \gamma \frac{P}{\rho}$$

et l'expression (1.7) devient

$$\beta = \frac{2 c_s^2}{\gamma c_a^2}. \quad (1.8)$$

1.3 Outils numériques

Au cours des travaux décrits dans cette thèse j'ai utilisé essentiellement deux codes numériques. Ces codes ont traversé plusieurs phases de développement auxquelles j'ai contribué. Le premier que j'ai abordé a été le code DIP qui modélise une couronne solaire axisymétrique (2.5 MHD) et isotherme dans le cadre de la MHD. Le deuxième, nommé VP, est né de l'effort pour étendre le modèle DIP jusqu'à la photosphère et d'incorporer à un traitement thermique convenable (avec $\gamma = 5/3$ et une équation d'énergie avec termes de pertes radiatives, conduction thermique et chauffage). Le défi s'est avéré complexe à relever dans les conditions numériques qui s'imposaient – notamment la contrainte de maintenir un bas nombre de points de maille ($\approx 600 - 700$) dans la direction radiale pour permettre ensuite d'en faire une version 2D – et la stratégie la plus naturelle était de réduire le problème à une configuration unidimensionnelle. Le modèle VP représente, donc, l'axe de symétrie d'un tube de flux radial qui s'étend de la photosphère jusqu'à quelques dizaine de rayons solaires (typiquement, $15 - 30 R_\odot$). La dynamique est réduite à une description hydrodynamique du vent solaire, mais incorpore un calcul thermique relativement complet. Le modèle VP peut être vu comme un modèle intermédiaire entre un DIP isotherme et un DIP thermique (encore en préparation), mais qui se révèle particulièrement utile pour l'étude de certains systèmes. Les détails relatifs à DIP sont présentés dans la suite, sect. 3.2, et de même pour VP, dans la sect. 4.1.1.

1.4 Équations caractéristiques

Les équations de la MHD – (1.1) à (1.5) – peuvent être écrites sous la forme dite caractéristique, ce qui permet de définir des conditions aux limites transparentes. Les détails théoriques concernant la projection d'un système d'équations hyperboliques étant soigneusement discutés dans Thompson (1987), Vanajakshi *et al.* (1989) et Poinot & Lele (1992), je présente un court résumé de sa formulation et de son application aux cas pertinents pour cette thèse.

Cas hydrodynamique 1D

Commençons par le cas hydrodynamique mono-fluide unidimensionnel en symétrie sphérique, décrit avec 3 variables : la densité $\rho(r)$, la vitesse $u(r)$ (uniquement dans la direction radiale) et la pression $P(r)$. On supposera un champ de gravité centrale $g = GM/r^2$. Ce système se décrit ainsi comme :

$$\begin{aligned} \partial_t \rho + u \partial_r \rho + \rho \partial_r u &= -2u/r \\ \partial_t u + u \partial_r u + (1/\rho) \partial_r P &= -g \\ \partial_t P + u \partial_r P + \gamma P \partial_r u &= -2\gamma P u/r + Q \end{aligned} \quad (1.9)$$

On définit le vecteur colonne

$$X = (\rho, u, P)^T$$

et la matrice

$$A = \begin{pmatrix} u & \rho & 0 \\ 0 & u & 1/\rho \\ 0 & \gamma P & u \end{pmatrix},$$

qui permettent de re-écrire (1.9) dans la forme vectorielle

$$\partial_t X + A \partial_r X + C = 0, \quad (1.10)$$

où C inclut tous les termes source. Les valeurs propres à gauche de la matrice A sont :

$$\lambda_0 = u; \lambda_+ = u + c; \lambda_- = u - c$$

où $c^2 = \gamma P / \rho$. Pour chacune des trois valeurs propres λ_i on a un vecteur propre à gauche Y_i solution de

$$Y_i \cdot A = \lambda_i Y_i$$

On trouve

$$\begin{aligned} Y_0 &= (c^2, 0, -1) \\ Y_+ &= (0, \rho c, 1) \\ Y_- &= (0, -\rho c, 1) \end{aligned}$$

Les équations du fluide diagonalisées (sans détailler C) sont donc

$$\begin{aligned} c^2 \partial_t \rho - \partial_t P + u (c^2 \partial_r \rho - \partial_r P) &= C_0 \\ \rho c \partial_t u + \partial_t P + (u + c) (\rho c \partial_r u + \partial_r P) &= C_+ \\ -\rho c \partial_t u + \partial_t P + (u - c) (-\rho c \partial_r u + \partial_r P) &= C_- \end{aligned}$$

On appelle termes caractéristiques $L_{0,+,-}$ les termes contenant les dérivées par rapport à r . Les équations diagonalisées précédentes se réécrivent maintenant :

$$\begin{aligned} c^2 \partial_t \rho - \partial_t P + L_0 &= C_0 \\ \rho c \partial_t u + \partial_t P + L_+ &= C_+ \\ -\rho c \partial_t u + \partial_t P + L_- &= C_- \end{aligned}$$

Le point important à retenir est que chacune de ces équations caractéristiques a comme solution une fluctuation qui se propage dans la direction de l'axe Or . Le sens de propagation est déterminé par le signe de la valeur propre : λ_+ correspond à une perturbation sonore qui se propage dans le sens positif, λ_- une perturbation sonore qui se propage dans le sens négatif et λ_0 au mode d'entropie.

Si on revient aux variables d'origine $X = (\rho, u, P)^T$, on voit qu'on peut écrire les équations sous la forme

$$\begin{aligned} \partial_t \rho + \frac{1}{c^2} \left(L_0 + \frac{L_+ + L_-}{2} \right) &= -\frac{2}{r} \rho u \\ \partial_t u + \frac{1}{\rho c} (L_+ - L_-) &= -g \\ \partial_t P + \frac{c^2}{2} (L_+ + L_-) &= -\frac{2}{r} \gamma P u + Q \end{aligned}$$

Pour donner une idée plus précise de la signification de cette décomposition, considérons l'équation du mouvement. Le second membre de l'équation pour la vitesse ne contient que L_+ et L_- , donc la perturbation de vitesse est faite de deux perturbations : $u = u_+ + u_-$ dont l'une se propage à la vitesse $u + c$, l'autre à la vitesse $u - c$. (Pas de composante se propageant à la vitesse u du mode d'entropie). Chaque composante obéit à :

$$\begin{aligned} \partial_t u_+ + \frac{1}{2\rho c} L_+ &= \frac{1}{2\rho c} \left(Q - \frac{2}{r} \gamma P u \right) - \frac{g}{2} \\ \partial_t u_- - \frac{1}{2\rho c} L_- &= -\frac{1}{2\rho c} \left(Q - \frac{2}{r} \gamma P u \right) - \frac{g}{2} \end{aligned}$$

La formulation causale des conditions aux limites consiste à les transmettre en contrôlant les "champs entrants" dans le domaine à chaque frontière, en gardant leur forme primitive aux équations des "champs sortants". En outre, la formulation de conditions transparentes exige une condition supplémentaire : que les champs entrants ne dépendent pas directement des champs sortants. Par exemple pour la vitesse, au bord inférieur, on contrôlera $\partial_t u_+$, mais pas $\partial_t u_-$:

$$\begin{aligned} \partial_t u_+ &= f(t) \\ \partial_t u_- - \frac{1}{2\rho c} L_- &= -\frac{1}{2\rho c} \left(Q - \frac{2}{r} \gamma P u \right) - \frac{g}{2} \end{aligned}$$

D'une façon générale, on interviendra sur les termes caractéristiques $L_{0,-,+}$ en prenant en compte les signes des valeurs propres $\lambda_{0,-,+}$; ces termes prendront leur expression originale en terme des gradients s'ils sont "sortants", et seront prescrits s'ils sont "entrants". À noter que, en fonction de l'état du système, les trois termes $L_{0,-,+}$ peuvent être à la fois "entrants" ou "sortants". Il est important de se souvenir que L_+ intervient aussi dans les équations pour la densité et la pression, donc cela n'est pas équivalent de simplement imposer $\partial_t u_+$ ou d'imposer L_+ . Prenons, par exemple, le cas où $0 < u < c$ au bord inférieur ; on redéfinira le terme entrant L_+ comme suit :

$$-\frac{1}{2\rho c}L_+ + \frac{1}{2\rho c} \left(Q - 2\frac{\gamma}{r}Pu \right) - \frac{g}{2} = f(t),$$

et on gardera telle qu'elle l'expression native de la caractéristique sortante :

$$L_- = (u - c) (-\rho c \partial_r u + \partial_r P) .$$

Cas MHD

Le cas de la MHD est tout à fait équivalent au précédent, mais avec plus de degrés de liberté. On considérera le système d'équations de la MHD (1.1)–(1.5), où les vecteurs \mathbf{u} et \mathbf{B} ont 3 composantes orthogonales r, θ, ϕ , indépendamment de la symétrie du problème physique en question. Ce système d'équations s'écrit

$$\partial_t \mathbf{X} + \mathbf{A} \partial_r \mathbf{X} + \mathbf{C} = \mathbf{0}$$

où \mathbf{X} est maintenant un vecteur de 7 éléments :

$$\mathbf{X} = \left(\rho, T, u_r, u_\theta, u_\phi, B_\theta, B_\phi \right)^T$$

(noter qu'on a pas besoin d'inclure B_r). \mathbf{A} est une matrice de dimension 7×7 :

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} u_r & 0 & \rho & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & u_r & (\gamma - 1)T & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \frac{T}{\rho} & 1 & u_r & 0 & 0 & \frac{B_\theta}{\rho} & \frac{B_\phi}{\rho} \\ 0 & 0 & 0 & u_r & 0 & -\frac{B_r}{\rho} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & u_r & 0 & -\frac{B_r}{\rho} \\ 0 & 0 & B_\theta & B_r & 0 & u_r & 0 \\ 0 & 0 & B_\phi & 0 & -B_r & 0 & u_r \end{pmatrix}$$

et \mathbf{C} un vecteur qui rassemble tous les termes source et dissipatifs, termes de courbure et dérivées par rapport à θ ou ϕ . La matrice \mathbf{A} est diagonalisable et ses 7 valeurs propres réelles λ_i sont

$$\begin{aligned} \lambda_1 &= u_r \\ \lambda_2 &= u_r + V_a & \lambda_3 &= u_r - V_a \\ \lambda_4 &= u_r + V_s & \lambda_5 &= u_r - V_s \\ \lambda_6 &= u_r + V_f & \lambda_7 &= u_r - V_f \end{aligned}$$

où V_a, V_s, V_f sont les vitesses d'Alfvén, vitesse magneto-sonique lente et rapide projetées dans la direction radiale (c'est-à-dire, normale à la frontière). On peut définir, maintenant, 7 termes caractéristiques

$$L_i, \quad i = 1, \dots, 7.$$

Il faut introduire quelques définitions et notations avant de lister ces termes. Le champ magnétique total \mathbf{B} est décomposé dans une partie "externe" indépendante du temps \mathbf{B}^0 que n'a pas de composante azimutale ϕ et une partie induite \mathbf{b} , ce qu'on peut résumer ainsi :

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_{r,\theta}^0 + \mathbf{b}_{r,\theta,\phi}.$$

Les coefficients suivants

$$a_r = \frac{B_r}{\sqrt{\rho}}; \quad a_\theta = \frac{B_\theta}{\sqrt{\rho}}; \quad a_\phi = \frac{B_\phi}{\sqrt{\rho}}; \quad a_\perp = \left(a_\theta^2 + a_\phi^2 \right)^{1/2}$$

$$V_a = \text{abs}(a_r); \quad \sigma = \text{sgn}(a_r); \quad \beta_y = \frac{a_\theta}{a_\perp}; \quad \beta_z = \frac{a_\phi}{a_\perp}$$

facilitent l'écriture des vitesses de phase :

$$R = \sqrt{[(C_s + a_r)^2 + a_\perp^2] [(C_s - a_r)^2 + a_\perp^2]}$$

$$C_a = \sqrt{a_r^2 + a_\theta^2 + a_\phi^2}$$

$$V_f = \sqrt{\frac{1}{2} (C_s^2 + C_a^2 + R)}$$

$$V_s = \sqrt{\frac{1}{2} (C_s^2 + C_a^2 - R)}.$$

Il est utile de définir aussi les relations

$$\alpha_1 = \frac{\sqrt{V_f^2 - a_r^2}}{\sqrt{V_f^2 - V_s^2}}; \quad \alpha_2 = \frac{\sqrt{V_f^2 - C_s^2}}{\sqrt{V_f^2 - V_s^2}}$$

$$\alpha_f = \alpha_1 \frac{C_s}{V_f}; \quad \alpha_s = \alpha_2,$$

ces dernières obéissant à

$$\begin{aligned} \alpha_f^2 + \alpha_s^2 &= 1 \\ \alpha_f^2 V_f^2 + \alpha_s^2 V_s^2 &= C^2. \end{aligned}$$

Les termes caractéristiques L_i s'écrivent alors sous la forme :

$$\begin{aligned}
L_1 &= u_r \left[-\frac{\rho}{\gamma} \partial_r T + \left(1 - \frac{1}{\gamma} \right) T \partial_t \rho \right] \\
L_2 &= \frac{1}{2} (u_r + V_a) \left[\beta_z \sigma \partial_r u_\theta - \beta_y \sigma \partial_r u_\phi + \frac{1}{\sqrt{\rho}} (\beta_y \partial_r b_\phi - \beta_z \partial_r b_\theta) \right] \\
L_3 &= \frac{1}{2} (u_r - V_a) \left[\beta_z \sigma \partial_r u_\theta - \beta_y \sigma \partial_r u_\phi - \frac{1}{\sqrt{\rho}} (\beta_y \partial_r b_\phi - \beta_z \partial_r b_\theta) \right] \\
L_4 &= \frac{1}{2} (u_r + V_s) \left[-\frac{\alpha_2}{C_s} (\partial_r P + \rho V_s \partial_r u_r) \right. \\
&\quad \left. - \rho \alpha_1 \sigma (\beta_y \partial_r u_\theta + \beta_z \partial_r u_\phi) + \sqrt{\rho} \alpha_1 \frac{C_s}{V_f} (\beta_y \partial_r b_\theta + \beta_z \partial_r b_\phi) \right] \\
L_5 &= \frac{1}{2} (u_r - V_s) \left[-\frac{\alpha_2}{C_s} (\partial_r P - \rho V_s \partial_r u_r) \right. \\
&\quad \left. + \rho \alpha_1 \sigma (\beta_y \partial_r u_\theta + \beta_z \partial_r u_\phi) + \sqrt{\rho} \alpha_1 \frac{C_s}{V_f} (\beta_y \partial_r b_\theta + \beta_z \partial_r b_\phi) \right] \\
L_6 &= \frac{1}{2} (u_r + V_f) \left[\alpha_1 \left(\frac{1}{V_f} \partial_r P + \rho \partial_r u_r \right) \right. \\
&\quad \left. - \rho \alpha_2 \frac{a_r}{V_f} (\beta_y \partial_r u_\theta + \beta_z \partial_r u_\phi) + \sqrt{\rho} \alpha_2 (\beta_y \partial_r b_\theta + \beta_z \partial_r b_\phi) \right] \\
L_7 &= \frac{1}{2} (u_r - V_f) \left[\alpha_1 \left(\frac{1}{V_f} \partial_r P - \rho \partial_r u_r \right) \right. \\
&\quad \left. + \rho \alpha_2 \frac{a_r}{V_f} (\beta_y \partial_r u_\theta + \beta_z \partial_r u_\phi) + \sqrt{\rho} \alpha_2 (\beta_y \partial_r b_\theta + \beta_z \partial_r b_\phi) \right].
\end{aligned}$$

Pour revenir aux variables d'origine $\mathbf{X} = (\rho, T, u_r, u_\theta, u_\phi, B_\theta, B_\phi)^T$, on définit d'abord

$$\begin{aligned}
s_{23} &= L_2 + L_3 ; & s_{45} &= L_4 + L_5 ; & s_{67} &= L_6 + L_7 \\
d_{23} &= L_2 - L_3 ; & d_{45} &= L_4 - L_5 ; & d_{67} &= L_6 - L_7
\end{aligned}$$

et on écrit

$$\begin{aligned}
\partial_t \rho &= -\frac{L_1}{T} + \frac{\alpha_2}{C_s} s_{45} - \frac{\alpha_1}{V_f} s_{67} \\
&\quad - \frac{\rho}{r} (\partial_\theta u_\theta + u_\theta \cot \theta + 2u_r) - \frac{u_\phi}{r} \partial_\theta \rho \\
\partial_t T &= \frac{L_1}{\rho} - \frac{C_s}{\rho} \left(1 - \frac{1}{\gamma}\right) \left(-\alpha_2 s_{45} + \frac{C_s}{V_f} \alpha_1 s_{67}\right) \\
&\quad - \frac{\gamma-1}{r} (T \partial_\theta u_\theta + u_\theta T \cot \theta + 2Tu_r) - \frac{u_\theta}{r} \partial_\theta T \\
\partial_t u_r &= \frac{V_s}{\rho C_s} \alpha_2 d_{45} - \frac{\alpha_1}{\rho} d_{67} \\
&\quad - \frac{1}{r^2} - \frac{u_\theta}{r} \partial_\theta u_r + \frac{u_\theta^2 + u_\phi^2}{r} + \frac{B_\theta}{r\rho} \partial_\theta b_r - \frac{B_\theta b_\theta + b_\phi^2}{r\rho} \\
\partial_t u_\theta &= \sigma \left(-\beta_z s_{23} + \beta_y \frac{\alpha_1}{\rho} d_{45} + \beta_y \frac{V_a}{V_f} \frac{\alpha_2}{\rho} d_{67} \right) \\
&\quad - \frac{u_\theta}{r} \partial_\theta u_\theta - \frac{u_\theta u_r}{r} + \frac{u_\phi^2}{r} \cot \theta - \frac{1}{r\rho} \partial_\theta P \\
&\quad - \frac{B_r \partial_\theta b_r + b_\phi \partial_\theta b_\phi}{r\rho} + \frac{b_\theta B_r - b_\phi^2 \cot \theta}{r\rho} \\
\partial_t u_\phi &= \sigma \left(\beta_y s_{23} + \beta_z \frac{\alpha_1}{\rho} d_{45} + \beta_z \frac{V_a}{V_f} \frac{\alpha_2}{\rho} d_{67} \right) \\
&\quad - \frac{u_\theta}{r} \partial_\theta u_\phi - \frac{u_\phi u_r}{r} - \frac{u_\phi u_\theta}{r} \cot \theta + \frac{1}{r\rho} (B_\theta \partial_\theta b_\phi + b_\phi B_r - B_\theta b_\phi \cot \theta) \\
\partial_t b_\theta &= \beta_z \sqrt{\rho} d_{23} - \frac{\beta_y}{\sqrt{\rho}} \left(\frac{C_s}{V_f} \alpha_1 s_{45} + \alpha_2 s_{67} \right) \\
&\quad - u_r \partial_r B_\theta^0 - \frac{u_\theta}{r} \partial_\theta B_\theta^0 - \frac{1}{r} [u_\theta \partial_\theta b_\phi + B_\theta u_r + u_\theta B_r + B_\theta u_\theta \cot \theta] \\
\partial_t b_\phi &= -\beta_y \sqrt{\rho} d_{23} - \frac{\beta_z}{\sqrt{\rho}} \left(\frac{C_s}{V_f} \alpha_1 s_{45} + \alpha_2 s_{67} \right) \\
&\quad + \frac{1}{r} [B_\theta \partial_\theta u_\phi - u_\theta \partial_\theta b_\phi - b_\phi \partial_\theta u_\theta - b_\phi u_r - u_\phi B_r - B_\theta u_\phi \cot \theta] .
\end{aligned}$$

Les frontières numériques : un problème physique

L'intégration des équations dans l'atmosphère exige de spécifier les conditions aux frontières, dites aussi conditions aux limites. En-dehors des conditions périodiques adaptées uniquement aux milieux homogènes – et donc inadaptées aux conditions physiques "en haut" et "en bas" clairement différentes dans une atmosphère stratifiée – il y a deux grandes façons de définir les conditions aux limites : avec des frontières rigides (c'est à dire, réfléchissantes, où l'on fixe les valeurs des champs ou des gradients) ou avec des frontières transparentes.

L'approche rigide consiste, dans le cas de l'atmosphère solaire, à considérer la frontière inférieure du domaine (en général, la photosphère, mais aussi la base de la couronne) comme une couche rigide qui ne peut pas être perturbée par les couches de fluide au-dessus. Ceci équivaut à supposer une stratification brusque – à gradient infini – à la frontière numérique inférieure qui se comporte comme une surface parfaitement réfléchissante pour toute perturbation incidente. On nomme cette approximation "line-tied", ou "pieds attachés", terme qui insiste sur le fait que le champ magnétique suit le mouvement du plasma photosphérique et, en même temps, le fait que le champ de vitesse est fixé à la surface, sans que l'atmosphère au-dessus puisse réagir et modifier le mouvement photosphérique. Dans l'atmosphère solaire on peut trouver deux zones propices à l'utilisation des conditions de ce type : la photosphère, où l'échelle de hauteur est très petite à cause du minimum de température, et la région de transition chromosphérique.

Ce choix pourrait être correct pour décrire une expérience de laboratoire avec des vraies parois rigides, mais il n'est pas forcément satisfaisant en général lorsqu'on choisit arbitrairement de découper un volume dans un milieu sans réelles parois pour le simuler numériquement, même dans le cas de fortes stratification aux frontières. L'hypothèse alternative consiste à essayer de rendre la frontière numérique la plus discrète possible, c'est-à-dire la plus proche de la

situation réelle, qui est une absence de frontière.

La propriété principale d'une frontière immatérielle (c'est-à-dire tracée arbitrairement et non liée à une paroi rigide) consiste à laisser passer les perturbations comme s'il n'y avait rien de particulier à cet endroit. On appellera transparence à cette propriété. Les frontières seront donc transparentes à tout espèce d'onde transportant une information quelle qu'elle soit.

Dans le cas d'une atmosphère conductrice peu stratifiée avec un champ magnétique moyen (faible stratification, vitesse d'Alfvén quasi constante), une perturbation transverse au champ magnétique sera transmise le long des lignes de champ magnétique comme une onde et la perturbation initiale disparaîtra. Des frontières non transparentes ne permettent pas de retrouver ce comportement.

Les cas stratifiés est moins trivial. Il semble a priori intermédiaire entre les parois rigides et transparentes. Les lignes de champ magnétique traversent et couplent dynamiquement les parties denses et raréfiées, tout au moins en principe. Il y a une transition thermique "brusque" – mais pas discontinue – entre la couronne raréfiée et très ionisée à $\langle\beta\rangle \ll 1$ et la chromosphère beaucoup plus dense à $\langle\beta\rangle \gg 1$. Cette variation s'accompagne d'une transition du taux d'ionisation et du β du plasma¹. Les travaux sur la dynamique coronale s'appuient couramment sur l'hypothèse extrême que cette stratification doit réfléchir suffisamment les ondes pour réaliser les "conditions rigides" ("line-tied") et proposent la représentation de la photosphère par une surface infiniment conductrice et inertielle (Aulanier *et al.*, 2005), ce qui permet, d'en plus, d'éviter la difficulté de traiter numériquement ces deux régimes en simultané (vaste gamme d'échelles caractéristiques).

Ce chapitre se centre sur l'analyse de cette question du choix idéal des conditions aux limites et dans ses répercussions physiques. La discussion se fera autour de deux cas physiques simples que apportent des arguments quantitatifs : 1) le problème de l'atténuation des oscillations dans une boucle coronale avec ses pieds ancrés dans la chromosphère (section 2.1) ; 2) l'annulation (relaxation) du cisaillement entre les deux pieds d'une boucle coronale induit par des mouvements photosphériques (section 2.2). Le deuxième point fait l'objet d'un article joint dans cette thèse (Grappin, Aulanier, & Pinto, 2008, inclut à la fin du chapitre). Cet article décrit l'évolution d'une boucle magnétique coronale dont un des deux pieds a reçu brusquement une impulsion horizontale, donc transverse à la ligne de champ magnétique locale. Cette boucle coronale est plongée dans une atmosphère stratifiée verticalement. Considérons successivement les trois cas décrits ensuite, pour résumer les conditions et résultats trouvés dans le travail cité.

Si les conditions sont rigides, nous savons ce qui va se passer : le pied qui a

¹Les "transitions" ne sont pas exactement coïncidentes dans l'espace, mais en général assez proches par rapport à la largeur de la RT, exception faite pour des endroits à topologie magnétique irrégulière.

reçu l'impulsion va se déplacer sur sa lancée, et va continuer. Par ailleurs, l'autre pied, qui n'a pas reçu d'impulsion, va rester au repos. Ainsi, le cisaillement entre les deux pieds va persister indéfiniment (si on ne considère pas des effets complexes liés à l'environnement de la boucle magnétique), et la boucle va se tordre (se cisailier) de plus en plus, c'est-à-dire qu'une composante transverse du champ magnétique va croître linéairement et indéfiniment au cours du temps. Considérons maintenant ce qui se passe si les conditions aux limites sont transparentes (ce qui est la situation physique), mais tout d'abord si l'atmosphère est non stratifiée. Dans ce cas, l'impulsion brusque va être transmise le long de la boucle magnétique, va monter jusqu'à l'apex et redescendre de l'autre côté. Pendant le temps de trajet de l'onde, le pied initialement mis en mouvement va continuer à se déplacer. Dès que l'onde aura atteint l'autre pied, celui-ci va se déplacer à la même vitesse que le premier, et plus aucune onde ne se propagera. Dans la suite, les deux pieds de la boucle continueront à se déplacer à la même vitesse, donc tout cisaillement de vitesse aura disparu, mais la boucle conservera la mémoire du cisaillement qui existait pendant le temps de propagation, sous la forme d'un cisaillement magnétique : une composante transverse du champ aura été ajoutée à la boucle, mais cette situation sera ensuite figée, contrairement à la situation précédente.

Enfin, considérons le cas transparent, mais avec la stratification incluse. Dans ce cas, l'expérience numérique prouve que le système passe par plusieurs étapes. Tout d'abord l'onde qui transporte l'impulsion transverse est partiellement réfléchiée par la stratification, ce qui a pour effet immédiat (et paradoxal) de ralentir le pied qui a reçu l'impulsion. Ensuite commence un long processus, qui peut être décrit comme la fuite d'une onde piégée dans la couronne, qui consiste à progressivement transmettre l'impulsion au pied qui initialement était au repos, et à réaccélérer le pied qui a reçu l'impulsion initiale. Le résultat final est que tout cisaillement de vitesse a disparu, et que le champ magnétique additionnel est identique à celui obtenu sans stratification. La seule différence entre les états finaux des cas non stratifié et stratifié réside dans l'échelle de temps. Lorsque le milieu est stratifié, le temps nécessaire à la disparition du cisaillement est proportionnel à la longueur de la boucle comme dans le cas non stratifié, mais comme si elle était parcourue par une onde d'Alfvén se propageant à la vitesse d'Alfvén photosphérique (*n.b* : le temps de traversée alfvénique de la boucle est dominé par le temps de traversée de la chromosphère, étant donné que $C_A^{chromo} \ll C_A^{couronne}$).

2.1 Fuite et piégeage des oscillations coronales

Considérons une boucle magnétique coronale qui traverse la chromosphère en deux endroits (les "pieds"). La stratification chromosphérique projetée sur l'axe de la boucle se traduira par des densités de l'ordre de 10^{17} cm^{-3} sur les deux extrémités (photosphère) et un creux de densité correspondant à la partie

coronale de la boucle. Le contraste total de densité, comme la largeur de la transition cromosphérique, dépendra de la géométrie de la boucle. Pour une boucle semi-circulaire, les profils de densité, température et vitesse d'alfvén sont symétriques par rapport à l'apex de la boucle (cf. schéma dans la fig. 2.1). La figure 2.2 montre des exemples des profils de ρ , c_s et c_A pour plusieurs boucles semi-circulaires de longueur $L = 2, 10, 18$ et 25 Mm dans une atmosphère avec un profil vertical de température donné par

$$T_0(h) = T_a + (T_b - T_a) \tanh\left(\frac{h - h_0}{\delta h}\right) \quad (2.1)$$

et un profil de densité qui garantit un équilibre hydrostatique, étant donné la gravité $g(x) = -g_0 \cos(\pi x/L)$, où x est la coordonnée curviligne le long de la boucle.

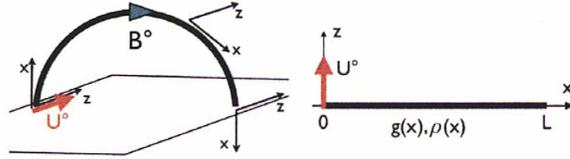


Fig. 2.1: Schéma représentatif d'une boucle coronale semi-circulaire. x est la coordonnée curviligne le long de la boucle et L est sa longueur totale.

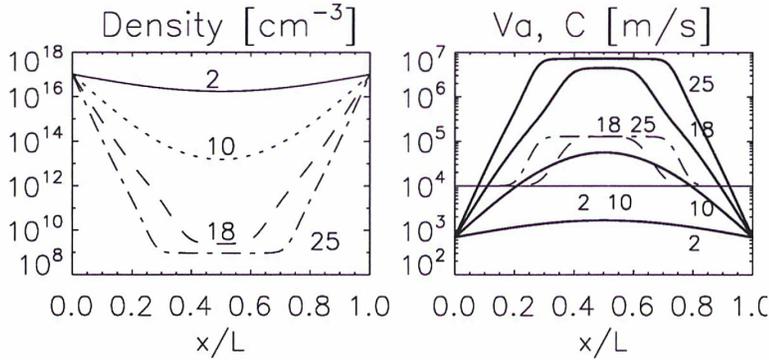


Fig. 2.2: Profils de densité (à droite), vitesse d'alfvén (à gauche, gras) et vitesse du son (à droite, lignes fines) pour des boucles magnétiques circulaires de tailles différentes, selon les notations schématisées dans la fig. 2.1. Le profil vertical de température est donné par l'éq. (2.1), avec $T_a = 6000$ K, $T_b = 1$ MK, $h_0 = 7$ Mm et $\delta h = 0.7$ Mm. Chaque ligne représente une boucle avec une longueur L particulière, et sa valeur est écrite sur la figure.

Les mouvements à la surface solaire (essentiellement horizontaux) sont susceptibles de perturber les pieds des boucles magnétiques et produire ainsi des perturbations qui se propagent vers le haut sous la forme d'ondes d'alfvén.

D'un autre côté, la dynamique coronale peut engendrer des oscillations variées dans ces boucles coronales. Le comportement des ondes se propageant dans de telles boucles magnétiques est affecté par la forte stratification chromosphérique, qui donne lieu à des forts gradients des vitesses de phase et à des réflexions. Dans la limite où ces gradients se résument à une discontinuité, le système serait comparable à une concavité résonante. Pour un taux de réflexion aux bords R plus petit que 1 les oscillations seraient progressivement atténuées par des *fuites* d'énergie par les extrémités.

Aschwanden *et al.* (1999a) et Nakariakov *et al.* (1999) ont observé des oscillations dans des boucles coronales proches d'une zone active, qui ont été déclenchées par une éruption solaire dans les proximités. Les derniers auteurs décrivent ces oscillations globales dans la direction orthogonale au plan de la boucle magnétique comme un mode *kink* stationnaire avec les pieds photosphériques comme nœuds, et mesurent un temps d'atténuation ("*e-folding time*") très court : ≈ 15 min, soit 3 fois la période. Les auteurs interprètent cette atténuation rapide comme le résultat d'une dissipation visqueuse anormalement forte (par rapport aux valeurs standards dans la couronne solaire), et excluent l'hypothèse d'atténuation par fuite d'énergie par les pieds en se basant sur des estimations des coefficients de réflexion des ondes d'Alfvén sur une discontinuité et les temps d'atténuation τ_d correspondants. On trouve des exemples d'estimations linéaire de R et τ_d pour des ondes d'Alfvén dans Berghmans & de Bruyne (1995) :

$$\tau_d = \frac{L}{\|\ln R\|c_a},$$

dans Davila (1991) :

$$R = \frac{c_a - c_a^0}{c_a + c_a^0},$$

ou encore dans Leroy (1980) :

$$R \sim \tanh\left(\frac{d}{4\delta h}\right),$$

où δh représente l'échelle de hauteur de la chromosphère. Toutes ces formulations sont équivalentes dans la limite des longueurs d'onde $\lambda \gg \delta h$. Ceci résulte dans un $R = 0.98$ et $\tau_d = 7.5\tau_d^{obs}$ (τ_d^{obs} étant le temps d'amortissement observé). Ces résultats restent, néanmoins, douteux/incertains à cause de l'hypothèse $\delta \ll 1$, qui surestime nécessairement le coefficient de réflexion effectif de la chromosphère. Pour éclaircir ce point, Ofman (2002) a calculé numériquement le temps τ_d pour une boucle coronale perturbée par un profil d'onde stationnaire dans la couronne. Il obtient $\tau_d = 5\tau_d^{obs}$, soit un amortissement plus rapide, mais encore suffisamment grand pour écarter l'hypothèse de la fuite par les pieds comme contribution importante. Il remarque, toutefois, que τ_d peut chuter fortement pour des longueurs d'ondes plus petites.

D'autres mécanismes alternatifs ont été proposés depuis, comme la fuite "latérale" des modes *kink*, le mélange de phase dû à la courbure (qui mène à une formation plus rapide des petites échelles dissipatives) et l'absorption résonante des modes *kink* (qui consiste dans une conversion du mode *kink* dans le mode alfvénique).

Del Zanna *et al.* (2005), de leur autre part, ont étudié la réponse d'un ensemble d'arcades coronales 2D à des perturbations localisées. Le champ magnétique est donné par une solution potentielle standard, *i.e.*, des boucles magnétiques juxtaposées, mais sans la présence d'un tube de flux particulièrement dense (*c.f.* par exemple, Priest, 1982). La température est donnée une forme du même type que dans l'équation (2.1), et la vitesse d'alfvén résultante est aussi stratifiée dans la direction verticale. Les auteurs introduisent des perturbations alfvéniques, qui se propagent le long des lignes de champ en s'étalent à cause des gradients de c_A et de la courbure des lignes de champ magnétique, et finissent par provoquer des oscillations globales. Les fronts d'onde sont réfléchis plusieurs fois (~ 2) à la TR. Le τ_d résultant est de l'ordre de 2 périodes d'onde. Les auteurs suggèrent que l'amortissement est dû principalement aux effets de courbure et aux interactions non-linéaires entre ondes se propageant en sens inverse, et en partie aux pertes par le bord inférieur. Ils notent aussi que, à cause des difficultés numériques liées au contraste de vitesse d'alfvén (temps caractéristiques très différents) entre la photosphère et la couronne, la dynamique des ondes dans les couches plus denses n'est pas bien traitée.

2.2 Comparaison "line-tied" vs. transparent

Reprendrons maintenant la boucle coronale schématisée dans la fig. 2.1, plongée dans une atmosphère avec un profil vertical de température donné par l'expression (2.1). On prendra comme valeurs de référence $T_a = 6000$ K, $T_b = 1$ MK, $h_0 = 7$ Mm et $\delta h = 0.7$ Mm et on considérera des boucles semi-circulaires de longueur $L = 2, 10, 18$ et 25 Mm. Le champ magnétique initiale \mathbf{B}_0 sera uniforme (boucle magnétique de section constante), d'amplitude 100 G et co-linéaire à l'axe Ox (voir fig. 2.1). Le profil initiale de densité garantit un équilibre hydrostatique, étant donné la gravité $g(x) = -g_0 \cos(\pi x/L)$. Ceci détermine les profils de vitesse du son C_s et vitesse d'alfvén V_a à l'instant initiale montrés dans la fig. 2.2. Le système sera décrit, dans ces conditions, par les

équations de la MHD 1.5D :

$$\begin{aligned}
\partial_t \rho + \partial_x (\rho u_x) &= 0 \\
\partial_t u_x + u_x \partial_x u_x + \frac{1}{\rho} \partial_x \left(P + \frac{b_z^2}{2} \right) &= g(x) + \nu \partial_{xx} u_x \\
\partial_t u_z + u_x \partial_x u_z &= B_0 \partial_x b_z + \nu \partial_{xx} u_z \\
\partial_t b_z &= -b_z \partial_x u_x - u_x \partial_x b_z + B_0 \partial_x u_z \\
\partial_t T + u \partial_x T + (\gamma - 1) T \partial_x u_x &= \kappa \partial_{xx} (T - T_0) \\
P &= 2nk_B T
\end{aligned}$$

où $\rho = m_p n$ et $\gamma = 1$. Ces équations seront intégrés dans le temps avec un code numérique MHD avec des conditions aux limites transparentes, que sont achevées via l'implémentation de la méthode des caractéristiques (voir section 1.4, partie "Cas MHD", et Grappin, Aulanier, & Pinto 2008 pour les détails concernant les paramètres numériques).

Le pied gauche (extrémité à $x = 0$) est accéléré pendant un intervalle de temps $\tau_0 = 100$ s dans la direction Oz , transverse à \mathbf{B}_0 :

$$\partial_t u_z \propto \partial_t A(t); \quad A(t) = U_0 \left[1 - \exp\left(-\frac{t^4}{\tau_0^4}\right) \right]$$

avec $U_0 = -100$ m/s. Cette perturbation est matérialisée par moyens d'une perturbation à la caractéristique alfvénique entrante au bord $x = 0$. Pour des intervalles de temps courts, et en négligeant tous les effets non- linéaires,

$$u_z = A(t) \quad \text{et} \quad b_z = -A(t) \sqrt{\rho}.$$

À l'instant $t = \tau_0$

$$u_z \approx -100 \text{ m/s} \quad \text{et} \quad b_z \approx U_0 \sqrt{\rho} = 14.5 \text{ G}. \quad (2.2)$$

Aucune autre perturbation n'est introduite par les parois pour $t > \tau_0$, et donc toute évolution ultérieure du système est due seulement à la dynamique atmosphérique.

On peut faire quelques prévisions théoriques sur l'évolution de la boucle magnétique avant de regarder les résultats numériques en détail, tout au moins pour les cas limite "line-tied" et "transparent sans stratification". Si les conditions "line-tied" étaient imposées, alors le pied gauche (à $x = 0$) se déplacerait continûment à la vitesse $u_z = -100$ m/s, tandis que le pied droit (à $x = L$) resteraient immobile ($u_z = 0$). La distance entre les deux pieds augmenterait et, en moyenne, la composante transverse du champ magnétique b_z croîtrait linéairement dans le temps partout le long de la boucle comme

$$b_z = B_0 U_0 \frac{t}{L}.$$

Le plan qui contient la boucle magnétique ferait un angle $\theta(t)$ par rapport à la direction Ox (la direction du plan à $t = 0$) qui croîtrait aussi dans le temps :

$$\theta(t) = \arctan\left(\frac{b_z(t)}{B_0}\right) = \arctan\left(U_0 \frac{t}{L}\right).$$

Dans la limite opposée, dans laquelle il n'y aurait aucune réflexion dans le système (domaine et frontières), le cisaillement en vitesse (transmis sous la forme de perturbation alfvénique) disparaîtrait après un temps de traversée alfvénique τ_A . À cet instant la ($t = \tau_A$), les deux pieds de la boucle se déplaceraient avec la même vitesse $uz = U_0 = -100$ m/s. La valeur maximale de b_z serait alors donné par

$$b_z = B_0 U_0 \frac{\tau_A^M}{L},$$

où τ_A^M est le temps de traversée obtenu à partir de la vitesse d'alfvén moyenne dans la boucle $\langle V_a \rangle$. L'angle θ entre les plans qui contiennent la boucle à $t = 0$ et $t > \tau_A^M$ deviendrait

$$\theta(t) = \arctan\left(\frac{b_z}{B_0}\right) = \arctan\left(U_0 \frac{\tau_A^M}{L}\right).$$

Le champ magnétique transverse serait uniforme dans toute la boucle pour $t > \tau_A^M$, soit d'amplitude $b_z = 14.5$ G pour les paramètres énoncés au-dessus, égale à la valeur limite dans l'éq. (2.2) pour le pied gauche. L'inclination θ du plan de la boucle serait alors

$$\theta_{max} = \arctan\left(\frac{14.5}{100}\right) \approx 0.05\pi.$$

Regardons maintenant les résultats obtenus pour le cas avec conditions aux limites transparentes et stratification incluse dans le domaine. La figure 2.3 montre l'évolution de la vitesse et du champ magnétique transverses u_z et b_z pour une boucle de longueur $L = 10$ Mm, qu'on prendra comme exemple de référence. Cette boucle n'est pas suffisamment grande pour traverser la région de transition, mais ceci ne change pas qualitativement les résultats. Des boucles plus grandes ou plus petites montrent des comportements tout à fait équivalents, à une échelle de temps de relaxation près. La fig. 2.3 montre à la fois deux fenêtres temporelles : le premier temps de traversée τ_A (en haut) et la phase de relaxation finale (en bas). La perturbation initiale provoque un transitoire visible surtout dans les premiers 2 Mm à partir de chaque pied de la boucle, visible surtout dans l'intervalle de temps $0 \leq t \leq \tau_A$. Le point à retenir à ce moment est que u_z et b_z s'approchent asymptotiquement de la valeur correspondante à la perturbation initiale, soit $u_z = -100$ m/s et $b_z = 14.5$ G ; les profils relaxent vers un état stationnaire et spatialement uniforme. Ce résultat est qualitativement très différent de la prévision "line-tied" et proche de la prévision "strictement

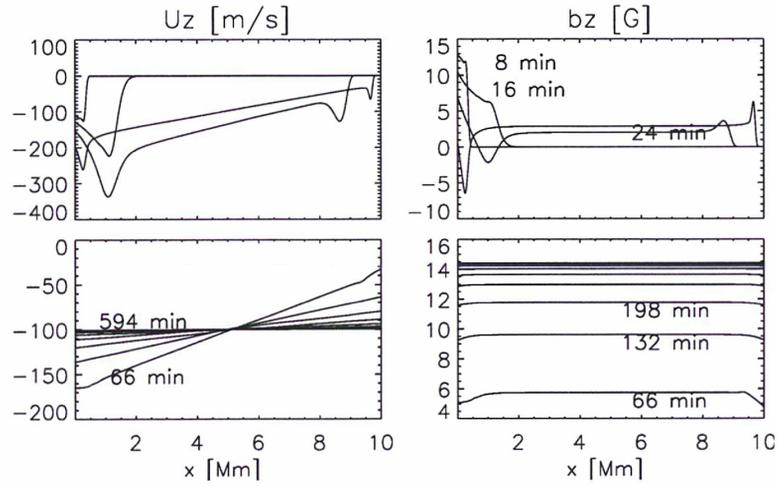


Fig. 2.3: Réponse de la boucle magnétique avec $L = 10$ Mm à un cisaillement initial d'amplitude 100 m/s (exercé sur le pied gauche, à $x = 0$ dans la figure). En haut : évolution pendant le premier temps de traversé alfvénique $t \leq \tau_A$. En bas : relaxation, $t > \tau_A$. Les temps pour chaque courbe sont indiqués dans la figure.

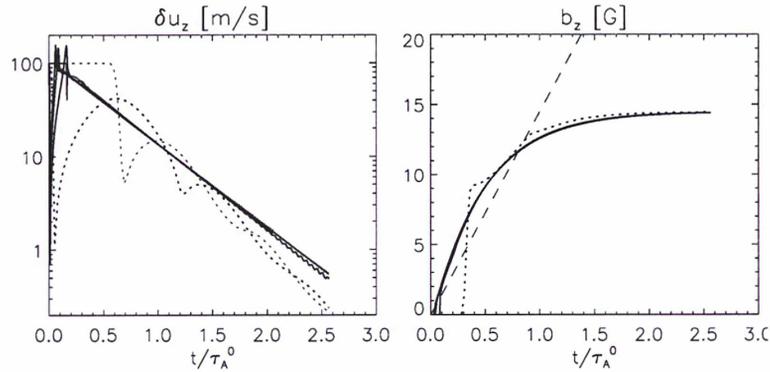


Fig. 2.4: Relaxation du cisaillement de vitesse δu_z et champ magnétique b_z pour les boucles avec $L = 2$ (lignes pointillées) 10, 18 et 25 Mm (lignes continues). Le temps, en abscisse, est normalisée par $\tau_A^0 = L/c_a^0$. À gauche : $\delta u_z = |u_z - U^0|$ pour les deux pieds de chaque boucle. À droite : b_z au apex de chaque boucle magnétique ; la ligne tiretée montre la solution "pieds-attachés".

transparente". Dans la réalité, la solution avec stratification est intermédiaire entre les deux, le temps de relaxation et le b_z étant plus grands que ceux relatifs au cas purement "transparent". La figure 2.4 montre la variation temporelle de la différence de vitesse sur chaque pied et la vitesse asymptotique $\delta u_z = |u_z - U_0|$ (figure à gauche) et la variation temporelle de b_z à l'apex pour des boucles de

longueur L différente (figure à droite). La prévision "line-tied" pour $b_z(t)$ est aussi montrée. On retiendra la limite maximale $b_z^{max} = B_0 \frac{U_0}{V_A^0} = 14.5$ G et le fait que la prévision "line-tied" le surestime de façon importante pour $t > \tau_A^0$.

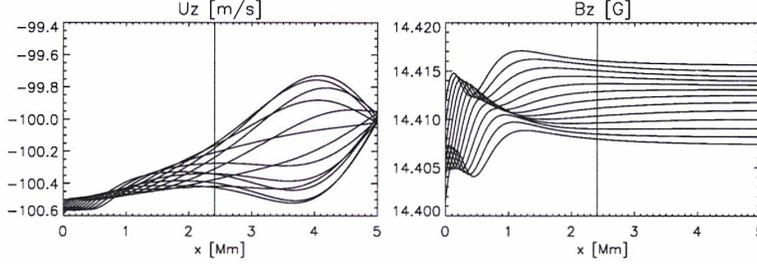


Fig. 2.5: u_z et b_z dans la moitié à gauche de la boucle avec $L = 10$ pour des instants successifs dans la phase de relaxation. La ligne verticale dénote la frontière $\beta = 1$. À gauche de cette ligne ($\beta > 1$) on distingue la propagation d'ondes d'alfvén, et à droite ($\beta < 1$) des oscillations acoustiques (mode magnéto-sonique lent) piégées et l'incrément de b_z moyen due au cisaillement résiduel.

Regardons plus en détail, maintenant, la propagation de l'information dans la boucle et au processus de relaxation en soi. Les figures 2.7 et 2.6 montrent des diagrammes *espace-temps* (x en ordonnée et t en abscisse) pour les quantités $\partial_t u_x$ et $\partial_t u_z$. Deux fenêtres temporelles sont montrées, comme dans la fig. 2.3 : phase initiale ($t < \tau_A$) à gauche et la phase de relaxation à droite. La dérivée temporelle $\partial_t u_z$ permet de suivre l'évolution des ondes d'alfvén, tandis que $\partial_t u_x$ met en évidence les modes compressibles. Notons d'abord que pour la boucle en question ici ($L = 10$ Mm) la vitesse du son C_s est à peu près constante partout (voir fig. 2.2), vu que la boucle n'arrive pas à la région de transition et la température reste presque uniforme dans son intérieur. Ceci est visible dans la fig. 2.7. La vitesse d'alfvén, de sa part, varie de ~ 4 ordres de grandeur entre la photosphère et l'apex. Dans la partie chromosphérique $C_s > V_A$, et dans la couronne $C_s < V_A$. On observe : 1) la fuite des oscillations alfvéniques par les bords ; 2) la réflexion importante du premier front d'onde alfvénique par les gradients ; 3) la transition entre modes alfvénique et sonore (magnéto-sonique lent) dans la couronne ; 4) des modes sonores qui restent piégés dans la région à $C_s < V_A$ (couronne), et qui génèrent à chaque oscillation des modes alfvéniques qui se propagent vers la photosphère. La fig. 2.5 montre des profils de u_z et b_z dans la phase de relaxation pour la même boucle.

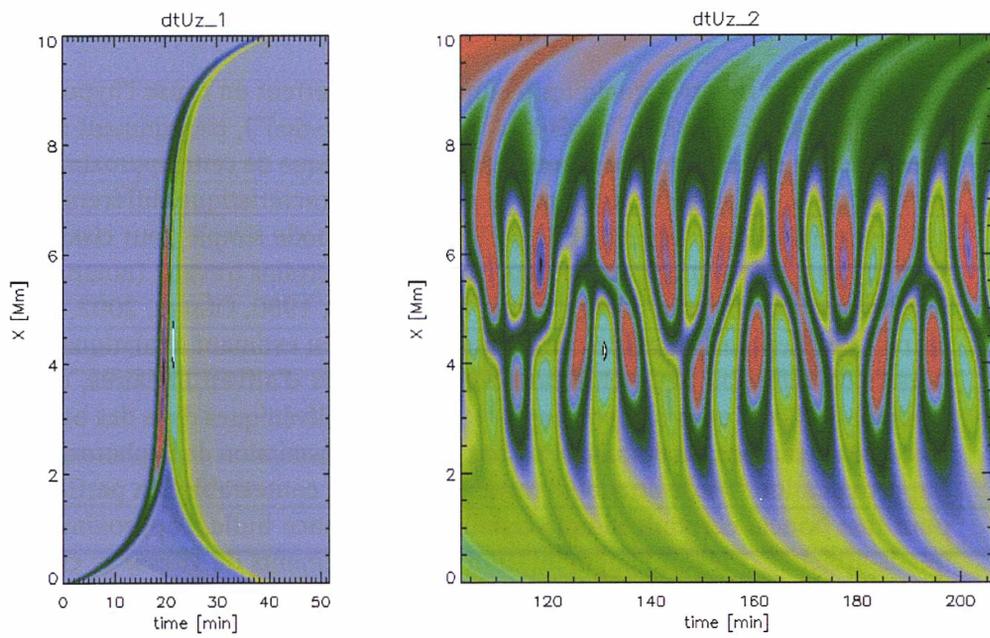


Fig. 2.6: Diagramme $x - t$ pour $\frac{\partial}{\partial t}u_z$.

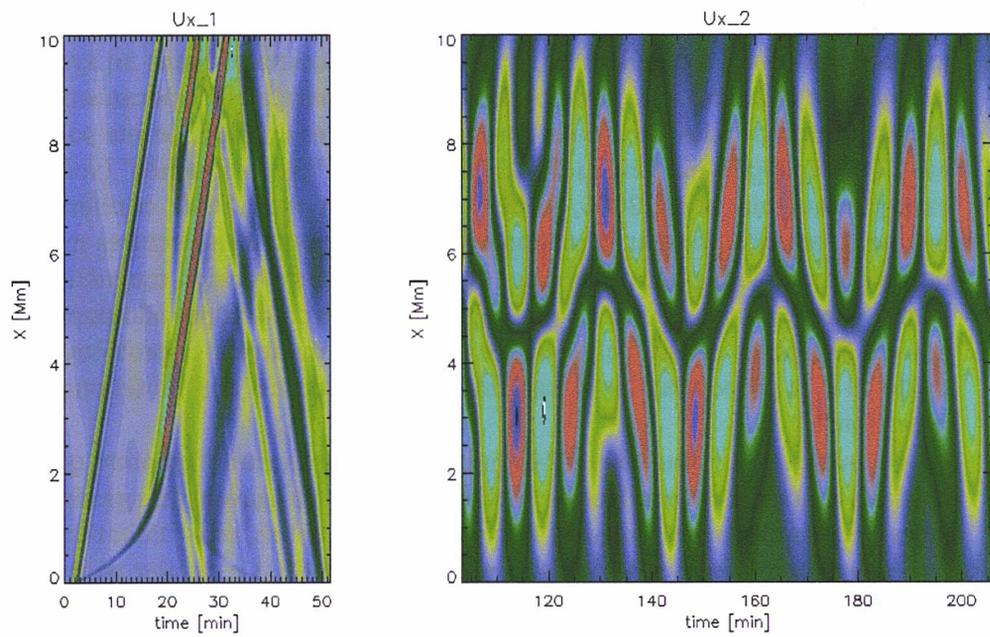


Fig. 2.7: Diagramme $x - t$ pour $\frac{\partial}{\partial t}u_x$.

2.3 Discussion

On vient de montrer quelques résultats qui remettent en cause l'hypothèse de base de l'approximation "pieds-attachés" (ou "line-tied"), couramment utilisé dans l'étude de la dynamique coronale. L'intérêt pratique de cette approximation est d'éviter le traitement simultané des échelles caractéristique différentes de plusieurs ordres de grandeur et de donner une méthode simple pour cisailer à souhait des configurations magnétiques coronales. Certains travaux (notamment Berghmans & de Bruyne, 1995, Davila, 1991, Leroy, 1980, Ofman, 2002, entre autres) justifient la qualité de cette approximation en estimant analytiquement le taux de réflexion de la chromosphère aux ondes d'alfvén linéaires, ou en étudiant la "fuite" envers la photosphère des ondes alfvéniques dans des boucles coronales idéalisées, en déduisant un bas taux de transmission de la photosphère. L'approximation "pieds-attachés" reste, néanmoins, contestable. En particulier, pour une boucle coronale simple cisailée à fréquence nulle, l'approximation "pieds-attachés" prévoit l'augmentation des cisaillements de vitesse et champ magnétique de façon continue et linéairement dans le temps (voir fig. 2.4). On démontre que ce résultat n'est pas réaliste, et que le cisaillement doit disparaître, asymptotiquement, pour $t \gg \tau_A$ et que l'increment asymptotique de champ magnétique b_z est limité à

$$b_z = \frac{B^0 U^0}{c_a^0} . \quad (2.3)$$

Ce résultat se traduit dans une limite supérieure d'énergie libre et courant magnétique (due au cisaillement) qu'on peut accumuler dans un système magnétique connecté à la chromosphère. Or, la généralité des mécanismes de déstabilisation de telles structures coronales (modèles de CME, de jets polaires, etc.) étudiés à présent font us de l'approximation "pieds-attachés" (voir, par exemple, Aulanier *et al.*, 2005, Forbes, 2000, Pariat *et al.*, 2009, et références incluses), et présupposent la torsion et/ou cisaillement de structures magnétiques par ses pieds photosphériques comme source de tension magnétique à libérer ultérieurement. Nôtre résultat suggère que des précautions additionnelles doivent être prises dans l'analyse de ces modèles. Je discuterai ce problème plus en détail et je proposerai des mécanismes pour contourner ces limitations dans la section 3.

Un autre travail plus récent (Verdini, *et. al*, *en préparation*) montre que les résultats trouvés et décrits dans les sections précédentes peuvent être généralisés au cas à perturbations alfvéniques à fréquence fini. Toutefois, cette limitation peut être relaxé pour des oscillations alfvéniques résonantes. Ce dernier point peut rendre le travail de Ofman (2002) (*cf* section 2.1) pour des ondes stationnaires compatible avec les résultats présentés ici (sect. 2.2, et Grappin *et al.* (2008)).

Des considérations sur la relaxation du cisaillement entre les pieds des boucles coronales suit une conjecture sur la retro-action de la couronne sur la photosphère : un effet semblable à une friction entre points éloignés mais

connectés magnétiquement dans la photosphère qui peut se résumer par un terme

$$\partial_t u \propto -c_a^0 |\nabla u| .$$

Cet effet reste à quantifier pour des configurations magnétiques plus complexes (2D au moins), où l'existence de plusieurs boucles de tailles différentes – des quelques Mm avec une distribution chaotique dans la photosphère (*magnetic carpet*) à ~ 100 Mm avec une distribution plus régulière – pourra se traduire dans la production des mouvements cohérents (avec une certaine échelle de longueur horizontale caractéristique sur la photosphère) et à une certaine “rigidification” effective des conditions à la surface. Il ne paraît pas envisageable, néanmoins, que ce genre d'effets puisse invalider les résultats présentés dans ce chapitre.

L'approche des frontières transparentes sera toujours adopté dans ce qui suit dans cette thèse.

ci-joint :

The MHD coupling between coronal dynamics and photospheric motions

Grappin, Aulanier, & Pinto, 2008

The MHD coupling between coronal dynamics and photospheric motions

R. Grappin¹, G. Aulanier², and R. Pinto¹

¹ Observatoire de Paris, LUTH, CNRS, 92195 Meudon, France
e-mail: Roland.Grappin@obspm.fr

² Observatoire de Paris, LESIA, CNRS, 92195 Meudon, France
e-mail: guillaume.Aulanier@obspm.fr

Received 13 June 2008 / Accepted 20 August 2008

ABSTRACT

Context. Whether it be the heating problem or the destabilization of coronal structures, use is often made of the so-called “line-tying” boundary conditions, which amounts to imposing the photospheric velocity at the photosphere as a boundary condition for coronal dynamics. Directly coupling the low beta coronal evolution to prescribed photospheric motions of the magnetic footpoints allows strong magnetic energy accumulation in the corona. But this amounts to ignoring possible feedback from the coronal loops on photospheric motions, a neglect that is commonly justified by the strong density contrast between the photosphere and the corona. On the other hand, the energy injected into the corona comes from the photosphere, so in principle the coronal loop might act as a conduit communicating photospheric dynamics from one region to another.

Aims. Our objective is to test the degree of validity of this line-tying approximation by considering the role of the dense photosphere explicitly.

Methods. We consider here a 1.5D MHD model of a magnetic loop including a strongly stratified solar-like atmosphere and consider free (instead of prescribed/line-tied) boundary conditions applied deep in the photosphere, so as to quantify the coupling between the photosphere and corona as determined by stratification. We give an initial kick to one of the footpoints in the form of an upwardly propagating Alfvénic perturbation rising from the lower boundary, and then allow waves to freely escape the numerical domain from the boundaries, seated deep in the photosphere.

Results. We find that the response of the loop differs in many aspects from what is predicted by the line-tied condition. a) The magnetic energy density available in the corona is limited to a value equal to the kinetic energy density in the photospheric motion. b) The initial velocity shear between the opposite loop footpoints vanishes after a time proportional to the loop length. The shear between the coronal boundaries on opposite sides of the loop is quasi-uniform and is relaxed slowly by Alfvén waves propagating downwards through the high- β photospheric layers. This process is insensitive to details of the thermal structure. c) Coronal loops are thus shown to exert a strong feedback on the photospheric dynamics, intermediate between friction and diffusion, instead of no reaction at all.

Key words. magnetohydrodynamics (MHD) – waves – Sun: magnetic fields – Sun: atmosphere – stars: atmospheres

1. Introduction

The line-tying condition applied at the corona-photosphere interface amounts to prescribing photospheric velocities, neglecting any feedback from the coronal dynamics on photospheric motions. These boundary conditions allow large magnetic energy accumulation in the corona, as field lines are slowly sheared and twisted by slow photospheric motions, and is helpful when dealing with the coronal heating issue (e.g. Rappazzo et al. 2007) or with the equilibrium of coronal structures (e.g. Velli & Hood 1989; Aulanier et al. 2005), which asks for long time integrations that make the detailed modeling of the subcoronal region a numerically challenging task (e.g. Archontis & Hood 2008; Martinez-Sykora et al. 2008).

The line-tying condition amounts to considering the photosphere as providing complete reflection of any coronal disturbance impinging from above. This is supported by early studies by Leroy (1980), Hollweg (1984), and more recently by Ofman (2002) and Gruszecki et al. (2007); however, these studies deal with finite frequency oscillations, not with slow photospheric movements.

To test the validity of the line-tied condition in the low-frequency limit, we consider here a simple model problem. We consider a standard 1.5D MHD model of a coronal loop of length L with uniform axial field B_0 , including gravitational stratification, and examine the response of the loop when we give an initial kick to the left loop footpoint $u_{\perp}(x=0) = U_0$, in the form of an Alfvénic perturbation propagating from below the lower boundary seated deep in the photosphere.

We do not perturb the loop further, leaving any perturbation free to leave the numerical domain without reflection at the simulation boundaries, which are taken to be transparent using the standard technique of incoming and outgoing characteristics (see e.g. Grappin et al. 2000). Physical reflection inside the domain due to the stratification is of course taken into account. The boundary between photosphere and corona is well inside our numerical domain.

We then examine how the initial perturbation is transmitted or not to the right footpoint at $x = L$, and how much additional magnetic energy due to b_{\perp} can be stored in the corona (at $x = L/2$).

The kick in u_{\perp} propagates first as an Alfvén wave along the loop. Assuming the WKB limit to be valid, a transverse

magnetic field b_{\perp} propagates as well, $b_{\perp}/B_0 = -u_{\perp}/v_A$, v_A being the Alfvén speed. The coronal amplitude of b_{\perp} is weak compared to its photospheric value, since the approximate conservation of wave energy flux leads to a decrease with density ρ as $b_{\perp} \sim \rho^{1/4}$, hence

$$b_{\perp}^c/B_0 = (U_0/v_A^0)(\rho^c/\rho^0)^{1/4}, \quad (1)$$

the index c (resp. 0) denoting the coronal (resp. photospheric) value.

Further evolution depends on the boundary conditions. If line-tying is imposed at the opposite corona-photosphere boundary, b_{\perp} grows uniformly along the loop linearly with time:

$$b_{\perp}/B_0 = U_0 t/L. \quad (2)$$

In the other limit, if boundary velocities are free to vary and if no reflection occurs, the velocity shear vanishes when the transverse momentum given at one footpoint reaches the other one, i.e., after one Alfvén traversal time τ_A , and the maximum value reached by b_{\perp} is limited to the value reached at that moment in Eq. (2), namely:

$$b_{\perp}/B_0 = U_0/\langle v_A \rangle \quad (3)$$

where $\langle v_A \rangle = L/\tau_A$ is the average Alfvén speed along the loop. Given the much higher density in the photospheric sections of our loop, this average is dominated by the travel time in the photospheric layers.

In this paper, we will show that the asymptotic magnetic energy actually brought to the corona by photospheric shear is in between the two previous cases.

2. Equations, physics, and method

We consider a semi-circular loop (Fig. 1, left) of constant cross-section with uniform magnetic field $B_0 = 100$ G. We neglect for simplicity 2D effects such as the curvature terms. Consequently, we consider the loop as a straight cylinder confined between two planes representing the footpoints (Fig. 1, right). We denote by x the direction parallel to the initial field, and by z the horizontal direction perpendicular to the plane of the loop. We consider no y -polarization. The velocity shear along the loop is thus represented by $u_{\perp}(x) = u_z(x)$, and the magnetic shear by $b_{\perp}(x) = b_z(x)$. The one-dimensional MHD equations read, together with the equation of state, as

$$\partial_t \rho + \partial_x(\rho u_x) = 0, \quad (4)$$

$$\partial_t u_x + u_x \partial_x u_x + (1/\rho) \partial_x(P + b_z^2/2) = g(x) + \nu \partial_{xx} u_x, \quad (5)$$

$$\partial_t u_z + u_x \partial_x u_z = B_0 \partial_x b_z + \nu \partial_{xx} u_z, \quad (6)$$

$$\partial_t b_z = -b_z \partial_x u_x - u_x \partial_x b_z + B_0 \partial_x u_z, \quad (7)$$

$$\partial_t T + u \partial_x T + (\gamma - 1) T \partial_x u_x = \kappa \partial_{xx}(T - T_0), \quad \text{and} \quad (8)$$

$$P = 2nkT. \quad (9)$$

The initial magnetic field is in the x -direction, but when subjected to a shear $u_z(x)$, it will turn, thus adding a b_z component. Here n ($\rho = m_p n$) is the density and $\gamma = 1$. Due to $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$, b_x remains constant and equal to B_0 . A very small b_y is present from the start, to prevent the boundary equations to become singular. The viscosity is $\nu = U_0 L/1280$ and conductivity $\kappa = U_0 L/128$. Both are there for numerical stabilization purposes and play no other role in the results, as seen in our simulations when changing their values by a factor of 10. Gravity projected on the semi-circular loop is

$$g(x) = -g_0 \cos(\pi x/L) \quad (10)$$

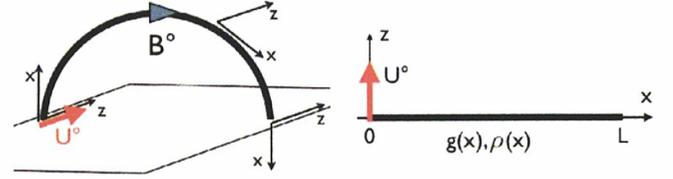


Fig. 1. Sketch of the model. A coronal loop is considered as a straight magnetic field line with density and gravitational acceleration varying along the axis of the line. A transverse kick is given to the left footpoint at $x = 0$, during $0 \leq t \leq \tau_0$, see Eq. (14).

where g_0 is surface gravity. In Eq. (8), $T_0(x)$ is the temperature profile of the atmosphere:

$$T_0(x) = T_a + (T_b - T_a) \tanh((x - x_0)/\delta x) \quad (11)$$

where $T_a = 6000$ K, $T_b = 1$ MK, $x_0 = 7$ Mm, and $\delta x = 0.7$ Mm are the position and width of the transition region. We found that the thermal structure may be changed (for instance taking $x_0 = 2$ Mm and $\delta x = 0.2$ Mm) without any effect on the results. The same is true when changing γ to $5/3$ instead of 1. The initial density profile $\rho(x)$ is computed by integrating the hydrostatic equilibrium.

We use a Runge-Kutta temporal scheme of order 3, a compact finite difference scheme of order 6 in the spatial domain (Lele 1992), and a uniform grid of $N = 512$ points. Time step is automatically adapted using a priori estimations of the characteristic times.

The boundary conditions are imposed on the incoming characteristics of the equations (e.g. Grappin et al. 2000): the numerical domain boundaries, situated deep in the photosphere, are transparent to outgoing waves. In practice, time variation of each field at the boundary is split into two contributions, that of incoming waves and that of outgoing waves (characteristics). The outgoing part, communicating variations due to modes propagating from the inside out, are calculated from the values of the fields inside the domain, while the incoming characteristics are assigned as a given function of time.

In the present case, ingoing perturbations are defined at $x = 0$ to generate a finite transverse velocity $u_z = U_0$ at the left footpoint, no flow along the axis, $u_x = 0$, while no incoming perturbations are introduced at the opposite boundary.

We thus integrate at the left boundary the following equations for u_z and b_z (the other components are of less concern here):

$$\partial_t u_z = \frac{dA}{dt} - \frac{u_x - v_A}{2} \left(\partial_x u_z + \frac{\partial_x b_z}{\sqrt{\rho}} \right) \quad (12)$$

$$\frac{\partial_t b_z}{\sqrt{\rho}} = -\frac{dA}{dt} - \frac{u_x - v_A}{2} \left(\partial_x u_z + \frac{\partial_x b_z}{\sqrt{\rho}} \right), \quad (13)$$

where $A(t)$ is a ramp reaching $U_0 = -100$ m/s in a time $\tau_0 = 100$ s:

$$A(t) = U_0(1 - \exp(-(t/\tau_0)^4)). \quad (14)$$

At the right footpoint $x = L$, the equations for u_z and b_z are the same as at the left footpoint, but with $A(t)$ replaced by zero.

At short times, Eqs. (12), (13) imply that, at $x = 0$, $u_z = A(t)$ and (neglecting density fluctuations at the photosphere) $b_z/\sqrt{\rho} = -A(t)$, so that the left footpoint quickly approaches the speed $U_0 = -100$ m/s and $b_z = 14.5$ G (i.e., $b_z/\sqrt{\rho} = 100$ m/s). This will remain so as long as there is no loop feedback in the form of a reflected wave with $u_z + b_z/\sqrt{\rho} \neq 0$. Recall that with

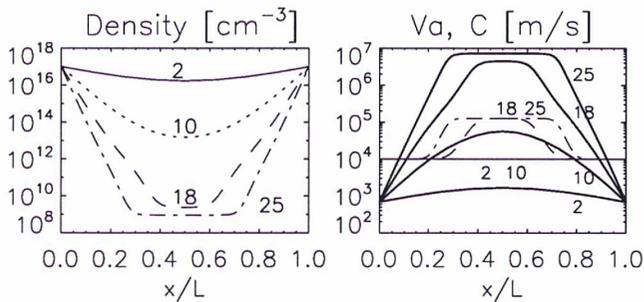


Fig. 2. Density (left), Alfvén (right, thick lines), and sound speed profiles (right, thin lines) vs. abscissa x along loop, for loop lengths 2, 10, 18, and 25 Mm (resp. solid, dotted, dashed, and dotted-dashed, except Alfvén speed having all lines solid).

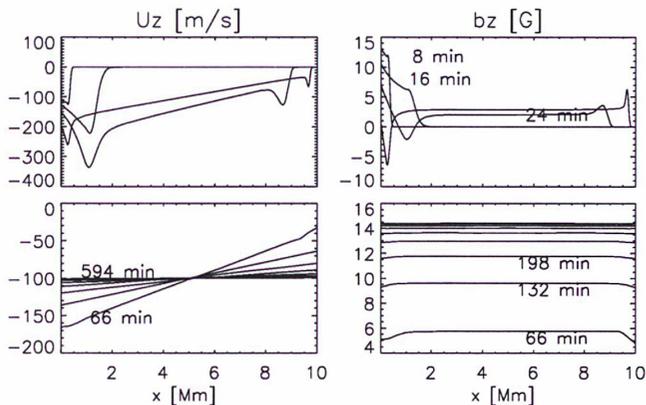


Fig. 3. Response of the 10 Mm loop to a -100 m/s drift of the left footpoint. *Top*: first transit time; *Bottom*: further relaxation. u_z (left) and b_z profiles (right). Abscissa, coordinate x along loop.

the line-tied boundary condition, b_z would grow continuously, precisely because the direct wave is completely reflected by the right footpoint.

In summary, in our 1.5D loop model, there are only two sources of motions for the loop footpoints: either the sub-photospheric part of the loop (outside the numerical domain, represented by the boundary conditions) or the atmospheric part of the loop itself within the numerical domain. Hence, after the initial kick has been given to the left footpoint (i.e., when dA/dt has become negligible in Eqs. (12), (13), the only momentum given to the footpoints will come from the atmospheric part of the loop, with no perturbation and no constraint coming from the photospheric boundary.

We considered several loop lengths: $L = 2, 10, 18,$ and 25 Mm; the corresponding Alfvén and sound speed profiles are shown in Fig. 2.

3. Results

We show in Fig. 3 the evolution of u_z and b_z profiles in a 10 Mm loop. This loop has no thermal transition region, as its middle part actually does not reach the corona, but note that when considering a lower transition region so as to include it within the loop, we obtain quasi-identical results. The top shows the propagation to the right footpoint, which takes about 40 min. After some transient oscillations, u_z and b_z relax everywhere to their initial “kick” values (resp. -100 m/s and 14.5 G). This takes about 5 h. A shorter loop (2 Mm) leads to similar behavior, but with a shorter relaxation time of about 1 h.

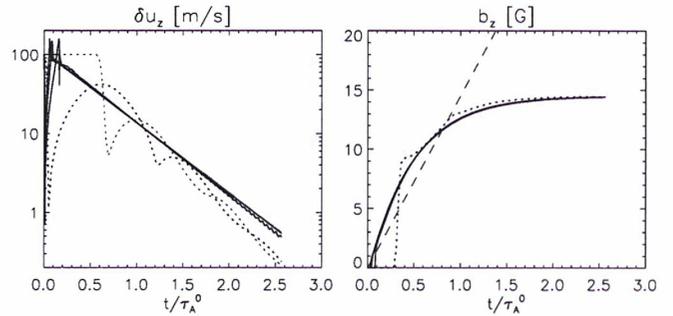


Fig. 4. Relaxation of velocity shear and saturation of magnetic shear: 2, 10, 18 and 25 Mm loops (dotted lines for 2 Mm, solid lines for all others). Abscissa: time normalized by τ_A^0 (see text). *Left*: $\delta u_z = |u_z - U^0|$ at left and right footpoints ($U^0 = -100$ m/s). *Right*: b_z at apex; dashed line: line-tied result (Eq. (2)).

Increasing the loop length L (including a transition region and a coronal region in the middle part of the loop) shows that the relaxation always occurs, the time increasing linearly with loop length. This is summarized in Fig. 4, in which one shows the time variation of the deviation from the asymptotic speed $\delta u_z = |u_z - U^0|$ at both footpoints for loop lengths 2, 10, 18, and 25 Mm, as well as the magnetic field b_z at the apex. The time is normalized by τ_A^0 , which is the traversal time of a loop length L for a fictitious Alfvén wave traveling everywhere with the photospheric Alfvén velocity v_A^0 :

$$\tau_A^0 = L/v_A^0. \quad (15)$$

A fit of the curves for the three longest loops gives

$$\delta u_z = C \exp(-2.1t/\tau_A^0). \quad (16)$$

The asymptotic b_z is independent on the position x (that is, the loop is straight), and is 14.5 G, i.e., additional magnetic energy is all along the loop equal to the photospheric kinetic energy:

$$b_z/B_0 = U_0/v_A^0. \quad (17)$$

This is greater than the purely “transparent” expression (Eq. (3)), and is actually the result reached by the line-tied expression (Eq. (2)) after one “photospheric” Alfvén time (Fig. 4, right). We note that the relaxation times are the same for b_z and u_z . The figure shows all curves nicely superposed, except the 2 Mm loop, which relaxes more rapidly; however, a global fit including the 2 Mm loop can be obtained by redefining the time scale as $\tau_A^0 = (L - L^0)/v_A^0$, with $L^0 = 0.3$ Mm.

4. Discussion

The exponential relaxation (16) just found can be explained by considering the global velocity shear as trapped in the high- β region and leaking progressively. The relation (16) is finally recovered by assuming the logarithm of the reflexion coefficient to be given by the ratio of photospheric over coronal Alfvén speeds, which is compatible with classical ideas on reflection (Ofman 2002). Another explanation not relying on wave trapping is proposed below.

Figure 5 gives a view of the whole process. It shows in a space-time (x, t) diagram the time derivative $\partial u_z/\partial t$ for the 10 Mm loop, during the first two transit times (left panel) and during a later period of four Alfvén times (right panel). The left image shows how the transverse velocity signal propagates upward, with the Alfvén characteristics crossing the loop apex

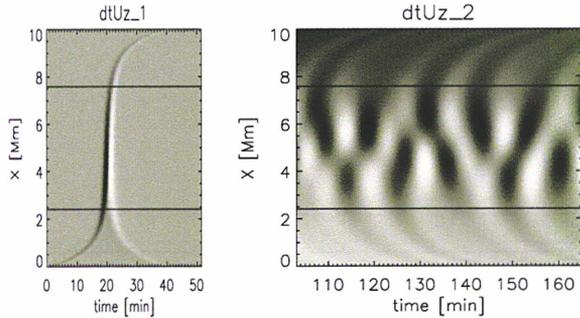


Fig. 5. Space-time diagrams for $\partial u_z/\partial t$, 10 Mm loop. *Left:* first Alfvén time showing propagation and reflexion of the first Alfvén signal from the left to the right footpoints. *Right:* later phase showing the slow relaxation of the large scale shear by Alfvén waves propagating downwards from the $\beta = 1$ region (solid lines).

rapidly, and finally reaching the right footpoint at the same time as a strong reflected component reaches the left footpoint. This reveals the large wave reflection by the upper part of the loop, which then accelerates the left footpoint, and is also responsible for the right footpoint getting only a small part of the momentum at that time.

We now concentrate on the relaxation phase. The apex has $u_z = -100$ m/s, but there is global shear: the left footpoint proceeds faster, and the right footpoint is slower (Fig. 3, bottom left). The transverse magnetic field b_z shows a plateau: the low- β region has a higher b_z than the dense high- β region, that is, there is a jump in the magnetic field at the $v_A = c$ boundary, which is decreasing with time (Fig. 3, bottom right, $t = 66$ min).

The $\partial u_z/\partial t$ contours shown in the right panel of Fig. 5 show distinct wave patterns. The low- β region shows standing slow waves. (Since the mean field is now no longer parallel to the wave vector, the pure Alfvén polarization is absent during the relaxation phase.) These slow waves are quasi-acoustic waves, with velocity polarization quasi-parallel to the total field: $u_z/u_x \sim b_z/B_0$, the fluctuations of b_z being very small. These waves are trapped within the low- β region (the leakage time is much longer than our relaxation time) and are the remnant of the initial Alfvén perturbation and generated by mode coupling at that time. They are coupled with periodic quasi-Alfvén pulses propagating in the high- β region, i.e., with mainly transverse fluctuations u_z and b_z .

Let us focus on the $v_A = c$ ($\beta \simeq 1$) boundary. The jump in b_z there triggers, due to the magnetic field tension, a transverse (quasi-Alfvén) wave that tends to suppress this b_z jump. Let us denote by δt_* the time during which the wave travels from the plateau boundary down to the surface. Since the wave suppresses the b_z jump δb_z , it also carries a velocity jump δu_z , which has opposite signs at the left and right footpoints (as it should for Alfvén modes propagating in opposite directions), and a magnitude, when arriving at the solar surface, equal to $\delta b_z/\sqrt{\rho^0}$, where ρ^0 is the photospheric density. This decreases the total velocity shear between footpoints Δu_z by the amount $\delta \Delta u_z = 2\delta b_z/\sqrt{\rho^0}$.

Now, during the same time δt_* , the magnetic field jump at the $v_A = c$ boundary is actually regenerated. Indeed, since the velocity shear between footpoints is decreased but not suppressed, the transverse magnetic component increases by the amount $\delta b_z = \Delta u_z B^0 \delta t_*/L$. This double process of a slow increase of the mean b_z in the low- β region and the permanent emission of progressive Alfvén wave in the low- β region is visible in Fig. 6, which shows a series of profiles of u_z and b_z during the end of the relaxation process for the 10 Mm loop.

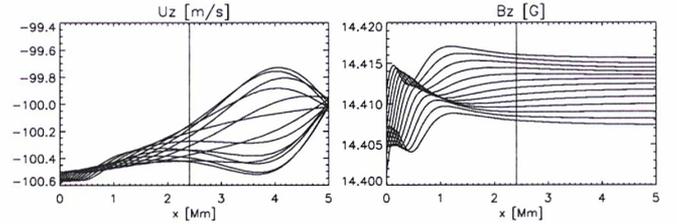


Fig. 6. u_z (left) and b_z (right) profiles in the left half of the 10 Mm loop (vertical lines: $\beta = 1$ layer). Alfvén waves are visible in the $\beta > 1$ region. The $\beta < 1$ region shows trapped acoustic u_z oscillations and a steady b_z increase due to the residual mean velocity shear.

Replacing the previous expression in the one for Δu_z , one has finally: $d\Delta u_z/dt \approx \delta \Delta u_z/\delta t_* = -2(v_A^0/L)\Delta u_z$, which leads to the same time scale as in Eq. (16).

The exchange of momentum between loop footpoints amounts to an anomalous diffusion, modifying the photospheric dynamics. In the photospheric (y, z) plane, the diffusion term may be written as $\partial u_i/\partial t \sim -v_A^0 |u_i(X+L) - u_i(X)|/L \sim -v_A^0 |\nabla u_i|$, (see Eq. (16)) where $i = y, z$ and $X = (y, z)$; the $|\nabla|$ operator is intermediate between friction and Laplacian. Such a modeling of the effect of the corona on photospheric motions would be of interest compared to a complete simulation including photosphere and corona, or compared to the usual line-tied hypothesis, which completely ignores any feedback of the loops on the photospheric motions. It offers a viewpoint complementary to that of Erdélyi (2006). Further study, including in particular 2D effects, is desirable, in which case the role of the transition region might be more pronounced (see DelZanna et al. 2005).

We conclude that these results change the status of the line-tied condition for slowly varying photospheric motions because the latter condition neglects the momentum exchanges between footpoints that are important even at short times. Our result that the coronal free magnetic energy equals the kinetic energy of the photospheric motions (Eq. (17)) puts no new strong limit on coronal heating. However, for the formation (and further destabilization) of highly-stressed coronal fields, such as prominences and sigmoids, our results imply that the largest part of the magnetic shear cannot be induced by simple horizontal photospheric motions. This conclusion is strictly valid within the low-frequency limit, for loops with constant cross-section, and neglecting transverse structuring. Work relaxing these assumptions is in progress to continue exploring how photospheric and coronal dynamics couple.

Acknowledgements. Financial support by the European Commission through the SOLAIRE Network (MTRN-CT-2006-035484) is gratefully acknowledged.

References

- Aulanier, G., Démoulin, P., & Grappin, R. 2005, *A&A*, 430, 1067
- Archontis, V., & Hood, A. W. 2008, *ApJ*, 674, L113
- Del Zanna, L., Shaekens, E., & Velli, M. 2005, *A&A*, 431, 1095
- Erdélyi, R. 2006, *Phil. Trans. R. Soc. A*, 364, 351
- Grappin, R., Léorat, J., & Buttigheffer, A. 2000, *A&A*, 362, 342
- Gruszecki, M., Murawski, K., Solanki, S. K., & Ofman, L. 2007, *A&A*, 469, 1117
- Hollweg, J. V. 1984, *ApJ*, 277, 392
- Lele, J. 1992, *Comput. Phys.*, 103, 16
- Leroy, B. 1980, *A&A*, 91, 136
- Martínez-Sykora, J., Hansteen, V., & Carlsson, M. 2008, *ApJ*, 679, 871
- Ofman, L. 2002, *ApJ*, 568, L135
- Rappazzo, A. F., Velli, M., Einaudi, G., & Dahlburg, R. B. 2007, *ApJ*, 657, L47
- Velli, M., & Hood, A. W. 1989, *Sol. Phys.*, 119, 107

Mécanismes de déstabilisation des structures coronales

Dans les études de turbulence, la réponse du fluide à une injection d'énergie plus ou moins constante dans le temps permet d'étudier le régime quasi-stationnaire, par opposition à la turbulence décroissante. Ceci demande une étude statistique à temps long. On peut faire le parallèle avec la couronne solaire (et le vent), en remarquant de nouveau qu'il s'agit d'un problème très inhomogène : le forçage est donc souvent envisagé essentiellement comme un forçage par les parois, c'est le point de vue "line-tied" dont nous avons montré les limites au chapitre précédent (chap. 2). En réalité, le flux d'énergie arrive bien par les parois (essentiellement la surface solaire), et ce flux doit se dissiper peu à peu (ou brutalement) au fur et à mesure que les perturbations se propagent dans l'atmosphère.

Il faut distinguer ici d'une part les études du régime quasi-stationnaire, d'une couronne soumise à une injection constante de perturbations par la photosphère, et d'autre part les études de la déstabilisation (complètement instationnaire) d'une structure donnée, analogue de l'étude de la transition à la turbulence à partir de conditions initiales données. Dans la première catégorie, on peut citer Georgoulis *et al.* (1998) et Rappazzo *et al.* (2007). Dans la seconde catégorie d'évolution à long terme d'une structure donnée, on citera Aulanier *et al.* (2005) (même si justement dans ce cas on n'obtient pas de déstabilisation).

Noter qu'une bonne partie des études concerne aussi la recherche des "bonnes conditions initiales", c'est-à-dire des propriétés qui peuvent mener à la déstabilisation brutale donnant lieu à une dissipation brusque d'énergie (p. ex. Antiochos *et al.*, 1999), par exemple en partant d'une configuration instable, éventuellement motivées par des données observationnelles (p. ex. Török & Kliem, 2005, 2007).

On considère ici la réponse d'une couronne axisymétrique, à deux dimen-

sions, à des perturbations injectées depuis la surface. Nous estimons que la meilleure approche consiste à avoir des conditions aux limites transparentes et à inclure la forte stratification imposée par les différents termes de l'équation d'énergie (voir le chapitre 4). Cependant, nous n'avons pas encore été jusqu'au bout de la construction d'un modèle fortement stratifié à 2 dimensions. Nous nous restreignons donc dans ce chapitre à l'étude d'une couronne isotherme, en prenant le contre-pied du point de vue standard, c'est-à-dire en injectant des perturbations par la photosphère, mais sans les imposer rigidement, autrement dit en laissant fuir les ondes sans réflexions.

Notons en passant que l'originalité de ces travaux réside (outre les conditions aux limites) dans le fait que nous incluons le vent dans l'analyse, ce qui n'est pas fait d'habitude, tout au moins pas de façon globale, en représentant à la fois régions fermées et régions magnétiquement ouvertes.

Dans les régions ouvertes, les conditions ouvertes ne feront pas beaucoup de différences avec le point de vue des conditions aux limites rigides. Dans les régions fermées par contre, on sait déjà que la différence est majeure. Alors que dans le cas "rigide" (line-tied), l'injection d'onde peut donner lieu à des résonances variées, et surtout une accumulation d'énergie, dans le cas transparent adopté ici, les phénomènes induits sont différents. Dans le cas d'un streamer équatorial (cf. Grappin *et al.*, 2005), l'injection d'ondes brise au bout d'un certain temps l'équilibre de pression nord-sud et donne lieu à des écoulements parallèle de type siphon, qui peuvent éventuellement au bout d'un temps long mener à une déstabilisation globale du streamer.

Dans le travail que nous venons de citer, le champ magnétique extérieur (supposé généré par l'activité solaire) était un dipôle. Nous allons ici étudier ce qui se passe lorsque la structure est plus riche, quadrupolaire ou multipôle de type "plume géante".

3.1 Reconnection par des ondes d'alfvén

Je décris ici la recherche d'un mécanisme de déstabilisation des structures coronales autre que le forçage rigide des pieds des lignes de champ magnétique par la photosphère, et qui prend en compte les limitations discutées dans le chapitre 2 (et Grappin *et al.*, 2008). La solution proposée passe par l'injection des ondes par le bord inférieur, qui est une frontière transparente. La frontière inférieure est placée à la base d'une couronne isotherme ($\gamma = 1$) ; des ondes d'alfvén sont injectées dans des intervalles de latitude choisis expressément pour profiter des caractéristiques topologiques particulières à chaque cas étudié.

Nous avons étudié au chapitre précédent (chap. 2) comment se transmettait l'impulsion entre régions de la surface solaire connectées entre elles par une ligne de champ magnétique. Nous allons étudier ici ce qui se passe quand on excite des régions de la surface non connectées directement entre elles par les lignes de champ.

Pour cela, nous allons considérer des configurations magnétiques avec points nuls. L'intérêt d'étudier ce type de structures est multiple :

1. On peut s'attendre à ce que lorsqu'une ligne de champ magnétique passe près d'un point nul, $C_a \rightarrow 0$ et $\tau_A \rightarrow \infty$, la relaxation n'ait pas le temps de se faire dans un temps court.
2. Les voisinages des points nuls ($B = 0$) sont nécessairement caractérisés par des tubes de flux très divergents et un champ de vitesse de phase C_a fortement non-uniforme propice à la formation des petites échelles magnétiques et à l'accumulation de courant, donc favorisant la dissipation ohmique.
3. Un point nul magnétique correspond à $\beta \rightarrow \infty$; dans la couronne $\beta \ll 1$ presque partout, avec par conséquent une interface où $\beta = \frac{2}{\gamma} \Rightarrow C_s = C_a$ et couplage entre modes alfvén→compressible.
4. Les modes qui se propagent perpendiculairement à \mathbf{B} (mode magnéto-sonique dit "rapide" si $\beta < 1$, et "lent" autrement) peuvent être générés dans le voisinage d'un point nul en X, et les modes qui se propagent le long de \mathbf{B} (mode alfvénique et mode magnéto-sonique dit "lent" si $\beta < 1$, et "rapide" autrement) peuvent être générés autour d'un point nul en O.

(c.f p. ex. Landi *et al.*, 2005, McLaughlin *et al.*, 2009, 2008, McLaughlin & Hood, 2004, 2005, 2006).

3.2 DIP : couronne 2.5D MHD isotherme

Le modèle DIP représente un plan méridional de la couronne solaire supposée axisymétrique. On prend en compte les trois composantes r, θ, ϕ des coordonnées sphériques (*resp.* rayon, colatitude et azimuth) mais on ignore toute dépendance en ϕ (système qualifié de "2.5 D"). Le domaine d'intégration est

$$0 \leq \theta \leq \pi; r_0 \leq r \leq r_0 + dL$$

où $r_0 \gtrsim 1 R_\odot$ et $dL \in [14, 30] R_\odot$.

Le champ magnétique est séparé en deux composantes : un champ extérieur $\mathbf{B}_{r,\theta}^0$ qui ne varie pas dans le temps et un champ induit $\mathbf{b}_{r,\theta,\phi}$. La partie poloidale de \mathbf{b} et exprimée en fonction d'un potentiel $\psi \hat{\phi}$. Le champ magnétique total est ainsi défini comme

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}^0 + \nabla \times (\psi \hat{\phi}) + b_\phi \hat{\phi} \quad (3.1)$$

Cette définition permet de définir b_r et b_θ comme les composantes en r et θ de $\nabla \times (\psi \hat{\phi})$:

$$\begin{aligned} b_r &= \frac{1}{r} [\partial_\theta \psi + \psi \cot \theta] \\ b_\theta &= -\partial_r \psi - \frac{\psi}{r} \end{aligned} \quad (3.2)$$

En utilisant les définitions en (3.2) dans l'équation de l'évolution du champ magnétique sans terme diffusif (1.1) on déduit pour l'évolution du potentiel :

$$\partial_t \psi = u_r B_\theta - u_\theta B_r \quad (3.3)$$

L'intégration de (3.3) au lieu de b_r , b_θ directement garantit le respect de $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$, étant donné que par construction $\nabla \cdot \mathbf{B}^0 = 0$ (b_ϕ ne contribue pas à $\nabla \cdot \mathbf{B}$). La seule exception à cette procédure sera faite aux frontières du domaine, où il n'y a pas de conditions aux limites pour le potentiel magnétique ; ce sujet sera traité plus en détail dans l'annexe 3.2. Le choix particulier du champ magnétique extérieur définit la géométrie magnétique globale du système : le nombre, position et tailles des zones de champ magnétique ouvert (trous coronaux, où le vent va se développer librement) et fermé (les streamers, ou, en général, les zones *stagnantes*).

Dans le domaine, on intègre le système d'équations de la MHD isotherme, avec $\gamma = 1$. Sur les frontières inférieure et supérieure on écrit les équations de la MHD sous leur forme caractéristique, ce qui permet de définir des conditions aux limites transparentes, comme expliqué dans la section 1.4. Les axes polaires $\theta = 0$ et $\theta = \pi$ ne sont pas de vraies frontières physiques. On doit simplement vérifier les conditions de parité suivantes sur les axes polaires : u_r , B_r , ρ , T doivent être pairs par rapport à θ et u_θ , B_θ , B_ϕ doivent être impairs. Ces propriétés sont incorporées dans les algorithmes de dérivation par rapport à la colatitude, si bien que les expressions pour les dérivées sont centrées partout, y compris aux pôles.

3.3 Champ magnétique extérieur

Le champ magnétique extérieur doit toujours être un champ potentiel et axisymétrique (ici avec $B_\phi^0 = 0$), indépendant du temps. L'indépendance temporelle est impérative, car $\partial_t \mathbf{B}^0 \neq 0$ impliquerait une propagation instantanée (non-causale) d'une perturbation $\delta \mathbf{B}^0$ dans tout l'espace. Noter qu'on peut, néanmoins, s'intéresser à une solution stationnaire relaxée obtenue après une manipulation non causale de \mathbf{B}^0 .

Un premier choix simple consiste à définir \mathbf{B}^0 comme un dipôle magnétique (fig. 3.1). Dans ce cas, le système acquiert des propriétés à grande échelle grossièrement comparables à celles de la couronne et vent solaire dans la phase calme du cycle d'activité solaire, une fois le que le vent s'est développé dans le domaine numérique.

Une fois qu'on a laissé le vent se développer dans cette configuration, le champ induit par l'écoulement s'ajoute en effet au dipôle extérieur pour aboutir à une configuration standard avec une partie des lignes devenant "ouvertes", ce qui correspond aux trous coronaux solaires, et une partie des lignes restant fermée et enfermant du plasma au repos, ce qui correspond à un *streamer* équatorial visible en lumière blanche essentiellement à cause de sa densité plus forte. Noter que la

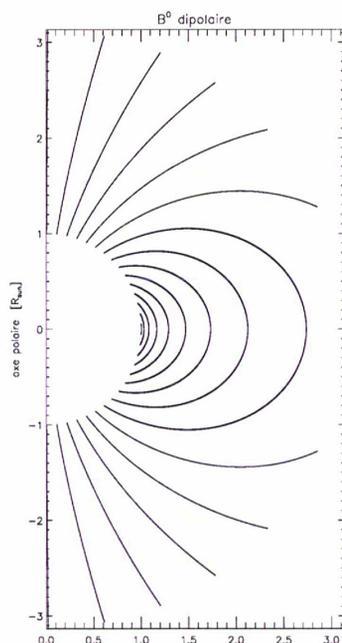


Fig. 3.1: Champ magnétique extérieur B^0 dipolaire.

composante extérieure du champ magnétique domine sur la composante induite dans la région du streamer, alors que c'est l'inverse dans les *trous coronaux*.

Ensuite, on a voulu trouver des configurations plus complexes près de la surface mais gardant la même simplicité dipolaire à grande échelle. A cette fin, j'ai mis au point une méthode qui permet de calculer analytiquement le champ magnétique B^0 résultant d'une distribution d'anneaux de courant placés à l'intérieur du soleil. La fig. 3.2 montre un exemple d'une telle configuration, superposant les lignes du champ extérieur et les lignes du champ total, et en représentant la densité via la brillance du fond. La partie gauche de l'image montre un méridien en taille réelle, et la partie droite en coordonnées radiales logarithmiques afin de mieux identifier la couronne basse.

En résumant, les nouvelles configurations magnétiques doivent respecter les critères suivants :

1. être capables d'enrichir la structure magnétique dans la basse couronne (et éventuellement, chromosphère), c'est-à-dire dans la région $r \approx 700 - 1000$ Mm.
2. maintenir la structure globale dipolaire, à grande échelle.
3. permettre de reproduire des structures magnétiques solaires observées.
4. prévoir la possibilité de revenir à la structure dipolaire initiale.

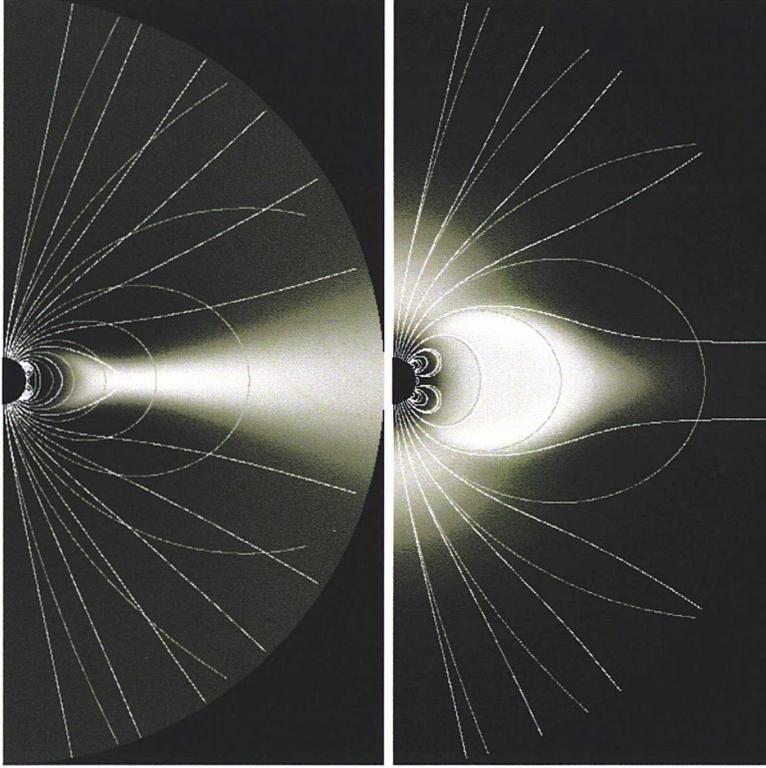


Fig. 3.2: Le champ magnétique extérieur \mathbf{B}^0 (lignes grises) et le champ magnétique total après le développement et stabilisation du vent solaire (lignes blanches) dans le domaine numérique (plan méridional de la couronne solaire). \mathbf{B}^0 correspond ici à une configuration approximativement quadrupolaire. L'échelle de gris représente la densité compensé par un facteur $f(r)$ pour prendre en compte la stratification. À gauche, le domaine est montré en taille réelle et à droite en échelle logarithmique (en r) pour rendre visibles les détails de la basse couronne.

3.3.1 Système d'anneaux de courant parallèles

Le champ magnétique extérieur total s'exprimera comme

$$\mathbf{B}(r, \theta) = \sum_{i=1, \dots, n} \mathbf{B}_i(r, \theta), \quad (3.4)$$

où B_i est l'amplitude du champ magnétique généré par chaque anneau de courant i disposé parallèlement au plan équatorial et centré sur l'axe polaire. À chaque anneau de courant correspond un ensemble de paramètres $\{\xi, \theta, I\}_i$, où θ est la co-latitude à laquelle la surface conique qui contient l'anneau et le centre du soleil traverse la surface, ξ est le rayon de l'anneau normalisé par le rayon de la surface solaire et I est l'amplitude du courant dans l'anneau (amplitude $B_i \propto I$). Dans la direction verticale, B_i varie comme $\approx 1/h$ pour les

basses altitudes (où $h = r - r_\odot$) et comme $1/r^3$ pour $(r/r_\odot \gg \xi$. Autrement dit, on retrouve un profil radial proche de dipolaire pour $r \gg r_\odot$ mais avec des gradients plus forts près de la surface. Dans la direction horizontale, le profil de B dépendra du choix particulier des paramètres $\{\xi, \theta, I\}_i$.

Expressions analytiques

On utilise les expressions analytiques dérivées par Landau & Lifchitz (1969) pour le champ magnétique dû à une boucle circulaire de courant en coordonnées cylindriques (ρ, ϕ, z) , où l'on élimine la dépendance en ϕ (ce que ces auteurs appellent *coordonnées cartésiennes méridionales*) en plaçant la boucle sur le plan $z = 0$ et son axe de symétrie sur l'axe z ($\rho = 0$).

$$\begin{aligned} B_\rho &= \frac{2I}{c} \frac{z}{\rho} \frac{1}{\sqrt{z^2 (a + \rho)^2}} \left[-K(m) + E(m) \frac{a^2 + \rho^2 + z^2}{(a - \rho)^2 + z^2} \right] \\ B_z &= \frac{2I}{c} \frac{1}{\sqrt{z^2 (a + \rho)^2}} \left[K(m) + E(m) \frac{a^2 - \rho^2 - z^2}{(a - \rho)^2 + z^2} \right] \end{aligned} \quad (3.5)$$

(en unités CGS) où $K(m)$ et $E(m)$ sont, respectivement, les intégrales elliptiques complètes du premier et du deuxième type, définies dans Abramowitz & Stegun (1965). L'argument géométrique m est souvent défini en termes du *module* k , où $m = k^2$. L'amplitude du courant électrique dans la boucle circulaire de rayon a est I et c est la vitesse de la lumière. Il faut encore définir l'argument géométrique m :

$$m = \frac{4a\rho}{z^2 + (a + \rho)^2} \quad (3.6)$$

L'application $(\rho, z) \mapsto m$ transforme tout point sur la boucle ($\rho = a$) en $m = 1$, et tout point sur l'axe z et/ou à l'infini en $m = 0$. La fonction $m(\rho, z)$ est partout ailleurs continue et dérivable ; l'expression pour B_ρ est indéterminée sur $\rho = 0$, ce qu'on résout en vérifiant que $B_\rho \rightarrow 0$ quand $\rho \rightarrow 0$, et diverge pour $\rho = a$ ¹. Sur l'axe de symétrie $m \rightarrow 0$, $K(m) \rightarrow \pi/2$, $E(m) \rightarrow \pi/2$ et le champ magnétique se réduit à

$$B_z^{axis} = \frac{2\pi I}{c} \frac{a^2}{(z^2 + a^2)^{5/2}}. \quad (3.7)$$

Pour pouvoir faire la somme linéaire des champs magnétiques dans l'éq. (3.4), on fait une translation préalable $z \mapsto z + z'$, où $z = z'$ définit le plan de chaque anneau de courant et $z = 0$ l'équateur solaire. Ensuite, on exprime le champ

¹cette méthode sert uniquement à calculer le champ magnétique extérieur, donc avec les sources du champ en dehors du domaine.

total $\mathbf{B}_{\rho,z}$ en coordonnées sphériques $\mathbf{B}_{r,\theta}$. Les paramètres géométriques des anneaux de courant sont, dans ce qui suit : θ_i (co-latitude où l'on place l'anneau, au lieu de la distance z') et ξ (le rapport entre la distance héliocentrique d'un point de l'anneau normalisé à R_\odot).

Il faut aussi déterminer analytiquement les dérivées spatiales de \mathbf{B}^0 pour intégrer les équations de la MHD (éqs. (1.2) et (1.5), en particulier) le plus exactement possible. Ceci se fait à l'aide des propriétés de dérivation pour $K(m)$ et $E(m)$, sauf sur les axes polaires (même indétermination pour $\rho \rightarrow 0$, $m \rightarrow 0$ que précédemment). On lève l'indétermination en considérant l'expansion en série de $K(m)$ et $E(m)$ autour de $m = 0$:

$$\begin{aligned} K(m) &= \frac{\pi}{2} \sum_{n=0}^{\infty} \left[m^n \left(\frac{(2n)!}{2^{2n} (n!)^2} \right)^2 \right] \\ E(m) &= \frac{\pi}{2} \sum_{n=0}^{\infty} \left[-\frac{m^n}{2n-1} \left(\frac{(2n)!}{2^{2n} (n!)^2} \right)^2 \right] \end{aligned} \quad (3.8)$$

(cf. Davis, 1962). Au premier ordre, B_ρ est approché par

$$\tilde{B}_\rho = \frac{3\pi I}{c} \frac{a^2 z}{(z^2 + a^2)^{5/2}} \rho \quad (3.9)$$

et sa dérivée par rapport à ρ par

$$\partial_\rho \tilde{B}_\rho = \frac{3\pi I}{c} \frac{a^2 z}{(z^2 + a^2)^{5/2}}. \quad (3.10)$$

3.3.2 Adaptation des paramètres à des boucles coronales observées

Bien que le choix de se donner des anneaux de courant parallèles à l'équateur puisse sembler approprié pour décrire simplement les effets des courants essentiellement toroïdaux dans la zone convective du soleil, il faut encore montrer que les anneaux permettent de modéliser des structures magnétiques réelles. On prendra comme exemple les boucles magnétiques chromosphériques et coronales dans une région active (NOAA 7986) observées par Aschwanden *et al.* (1999b) en Août 1996. Ce groupe de boucles magnétiques est montré dans la fig. 3.3. Il s'agissait de déterminer la structure tridimensionnelle du système de boucles en utilisant une méthode de stéréoscopie pour contraindre la géométrie des pieds des boucles et ajuster un modèle de champ magnétique potentiel. Les auteurs ont observé que les tubes de flux étaient approximativement circulaires et disposés d'une façon compatible avec un champ magnétique généré par un dipôle magnétique (boucle de courant infinitésimale) placé à une distance h_D en dessous de la surface. Ceci résulte en un profil radial de $|B|$ donné par

$$B(h) = B_{f_{oot}} \left(1 + \frac{h}{h_D} \right)^{-3} \quad (3.11)$$

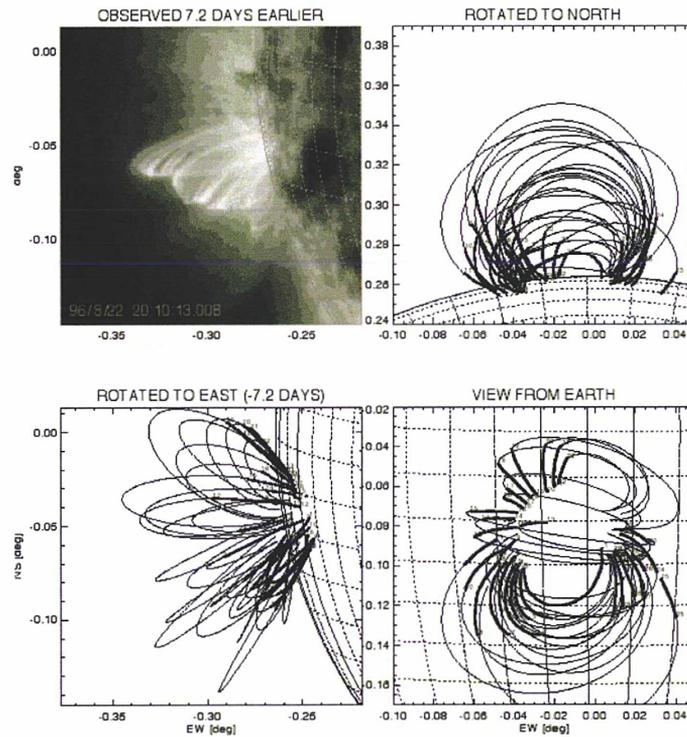


Fig. 3.3: Système de boucles étudié par Aschwanden et. al. (1999).

avec une profondeur estimée à $h_D = 75$ Mm, et une amplitude de champ magnétique photosphérique $B_{foot} \approx 20 - 200$ G (amplitude moyenne $B_{foot} \approx 100$ G). Les profils correspondants sont représentés sur la fig. 3.4.

Les boucles magnétiques de la fig. 3.3 sont orientées à peu près dans la direction azimutale, les boucles plus au nord sur un plan incliné vers le nord, et les boucles plus au sud sur un plan incliné vers le sud.

On va dans ce qui suit tenter de faire une version axysymétrique de cette structure. En le faisant, on est bien conscient qu'on va certainement modifier les propriétés de stabilité, mais c'est le cadre que nous nous sommes fixés ici. Pour respecter la condition d'axisymétrie on va considérer des anneaux de courant parallèles à l'équateur et centrés sur l'axe polaire au lieu de dipôles magnétiques proches de la surface.

On notera que le champ magnétique généré par un anneau de courant de rayon a s'approche asymptotiquement d'un champ magnétique dipolaire pour des distances $r \gg a$ au centre de l'anneau ($B \propto r^{-3}$). Pour $r \approx a$ on vérifie $B \propto (r - a)^{-1}$, comme pour le champ magnétique généré par un courant électrique filaire infini.

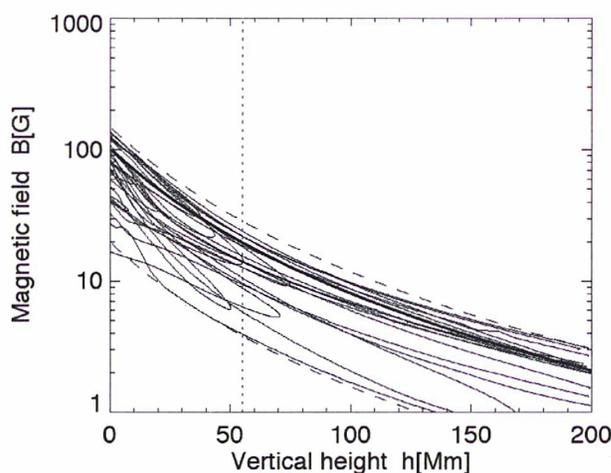


Fig. 3.4: Profils radiaux (courbes continues) du champ solaire déterminés par Aschwanden et. al.'s (1999) à partir du faisceau de boucles représenté sur l'image précédente et courbes modèles proposées (trait tireté) pour les valeurs min et max du champ photosphérique, voir eq. (3.11). Remarquer que dans la partie basse ($h \leq 10$ Mm) plusieurs profils individuels tombent plus vite que le modèle proposé du dipôle enterré.

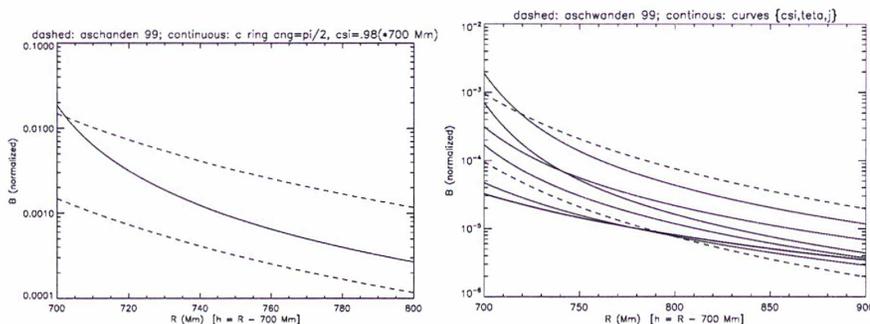


Fig. 3.5: Champ magnétique résultant d'un anneau équatorial de courant. A gauche, profil optimisé (ligne continue) pour tenir entre les deux courbes extrêmes d'Aschwanden et al. (1999), reproduites de la figure précédente (tirets). La ligne continue décrit le champ dû à un anneau de courant avec $\xi = .98R_s$. A droite, on montre une série de profils obtenus en faisant varier ξ de ± 0.2 et en essayant différentes valeurs du champ photosphérique.

Profil radial

Pour un seul anneau de courant placé à l'équateur ($\theta = \pi/2$), les paramètres $\{\xi, \theta, I\}$ qui s'ajustent le mieux aux profils observés sont $\xi = .97 \pm .02$ avec

$$\xi = \frac{r_0}{a}$$

$$I_{optimal} = I \frac{B_{r=r_0}}{B_{Aschw}}$$

Le meilleur profil est représenté dans la fig. 3.3.2, à gauche ; à droite, on montre une série de courbes obtenues en variant ξ de ± 0.02 et en essayant différentes valeurs de B_{foot} .

Profil horizontal

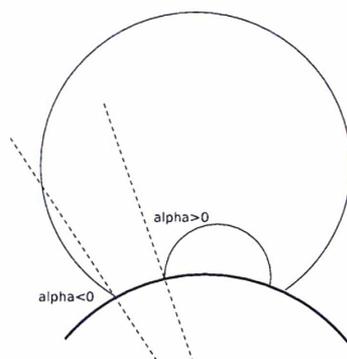


Fig. 3.6: Diagramme illustrant comment l'angle α est mesuré. La ligne épaisse représente la surface solaire, les lignes fines sont des boucles coronales et les pointillés sont des lignes radiales.

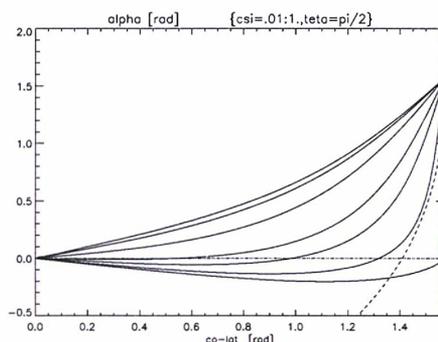


Fig. 3.7: Angle α (lignes continues) en fonction de la colatitude pour plusieurs anneaux équatoriaux de différents rayons. Le paramètre ξ varie de 0.1 à 1. La ligne en tireté est une approximation pour le cas du "dipole enterré" équatorial.

Le choix de ξ détermine non seulement le profil radial du champ magnétique, mais aussi les profils latitudinaux de B qui deviennent d'autant plus raides que ξ s'approche de 1. Le flux magnétique se concentre autour des latitudes θ_i auxquelles les anneaux de courant sont placés, créant des structures magnétiques localisées : pour $\xi \rightarrow 0$ les profils latitudinaux de B_r et B_θ présentent une échelle de longueur $\lambda = \pi R_\odot$ (donc une largeur angulaire de $\delta\theta = \pi$), mais $\lambda \rightarrow 0$ si $\xi \rightarrow 1$ (p. ex : $\lambda(\xi = 0.95) \approx 0.5R_\odot$ et $\lambda(\xi = 0.98) \approx 0.15R_\odot$).

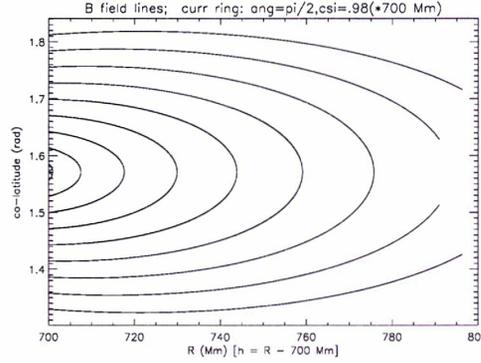


Fig. 3.8: Lignes de champ pour le meilleur anneau équatorial. La gamme de colatitudes a été choisie pour correspondre à deux fois le diamètre moyen du faisceau de boucles d’Aschwanden et. al.’s (1999). La configuration décrite ici correspond à un ξ minimum de 0.98. C’est la limite en deçà de laquelle α peut devenir négatif.

Les lignes de champ magnétique de la fig. 3.3 coupent la surface selon des angles α variés par rapport à la direction radiale. En particulier, les boucles les plus grandes coupent la surface à une distance plus grande du centre de la zone active que les petites boucles, et le font dans des directions telles que $\text{sgn}(\alpha_{grandes}) = -\text{sgn}(\alpha_{petites})$. Autrement dit, les lignes de champ sont approximativement circulaires, et les boucles les plus grandes ont leur centre au dessus de la surface alors que les petites boucles ont leur centre sous la surface. On peut retrouver ces propriétés pour des ξ suffisamment grands.

On définit

$$\alpha = \tan \left[\frac{B_\theta(r = R_\odot)}{B_r(r = R_\odot)} \right]. \quad (3.12)$$

La fig. 3.6 représente $\alpha = \alpha(\theta; \xi)$, chaque courbe correspondant à une valeur de ξ . Les lignes de champ magnétique s’ouvrent de plus en plus autour de l’équateur au fur et à mesure que ξ augmente. Cette “ouverture” des lignes de champ magnétique est très sensible à ξ quand $\xi \lesssim 1$. Les profils particuliers de $\alpha(\theta)$ pour chaque cas étudié ont une influence sur les propriétés des ondes injectées par la base à chaque endroit et sur l’évolution globale du système (c.f chap. 3, et en particulier les sections 3.4 et 3.5).

Exemples

Je vais, dans la suite, utiliser deux configurations magnétiques que j’appellerai “quadrupolaire” (fig. 3.9 à gauche) et “plume” (fig. 3.9 à droite). Cette dernière est équivalente à la première, mais avec un petit bipole magnétique en plus dans la zone polaire. Les paramètres correspondants aux deux configura-

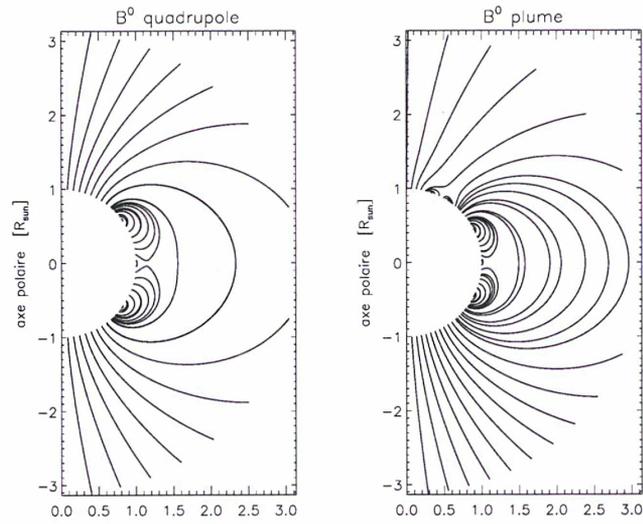


Fig. 3.9: Champ magnétiques extérieures “quadrupolaire” (à gauche) et “plume” (à droite). Les distances sont en unités de rayon solaire R_{\odot} .

tions magnétiques sont :

$$\begin{aligned}
 \text{quadrupole (2 anneaux)} & : \xi = [0.95, 0.95] \\
 & \theta = [0.3\pi, 0.7\pi] \\
 & I = [1, 1] \\
 \text{plume (4 anneaux)} & : \xi = [0.95, 0.95, 0.95, 0.95] \\
 & \theta = [0.35\pi, 0.65\pi, 0.2\pi, 0.1\pi] \\
 & I = [1, 1, -0.3, 1]
 \end{aligned}$$

où les amplitudes des courants I sont normalisées arbitrairement.

3.4 Émergence d'une arcade magnétique

Comme première exploration, j'ai étudié un système avec une configuration magnétique quadrupolaire – cf. figs. 3.9 (gauche) et 3.10 – mais qui reste comparable à d'autres examinées en détail avant (\mathbf{B}^0 dipolaire; cf. Grappin *et al.*, 2005) en ce qui concerne les effets des ondes d'alfvén. Cette configuration maintient la structure dipolaire globale dans la couronne et la symétrie nord-sud, avec deux grands trous coronaux polaires et un streamer équatorial qui se termine par une couche de courant héliosphérique. A l'intérieur du streamer, en revanche, la structure magnétique devient essentiellement quadrupolaire près de la base de la couronne. Les caractéristiques topologiques remarquables sont maintenant la présence d'un point nul magnétique (de type X) qui surplombe un ensemble de petites arcades équatoriales avec deux autres arcades au sud et au nord. Les lignes de champ qui passent juste au-dessus du point nul montrent une inflexion analogue à celles qu'on trouve dans les modèles stationnaires proposés pour soutenir des protubérances à l'équilibre hydrostatique. Cette structure a une extension verticale de $h \lesssim 1 R_{\odot}$.

Du point de vue de la dynamique, la présence d'un point nul dans le système introduit une grande variété d'échelles de temps et longueur, car :

- la distribution spatiale des vitesses de phase (alfvén) dans la zone fermée est moins régulière que dans le cas dipolaire. En particulier, les gradients de C_a sont très forts près de la surface et des latitudes où sont les anneaux de courant.
- le temps de traversée alfvénique τ_A le long d'une ligne de champ magnétique diverge au point nul : $\lim_{\epsilon \rightarrow 0} \tau_A \rightarrow \infty$ si la ligne de champ traverse un voisinage de rayon ϵ autour du point nul.

On notera aussi l'existence d'une zone critique avec $C_A = C_S$ où les vitesses de phase des modes MHD dégénèrent donc avec possibilité de couplage entre ces modes.

3.4.1 Injection des ondes d'alfvén

On injecte des ondes d'alfvén par la base coronale dans deux intervalles de latitude symétriques par rapport à l'équateur ; pour l'hémisphère nord, cet intervalle est

$$0.04\pi \leq \theta \leq 0.43\pi$$

où $\theta = 0.04\pi$ est la latitude à mi chemin entre le pôle nord et la frontière du streamer et $\theta = 0.43\pi$ correspond au centre de l'arcade magnétique au nord du point nul. Pour l'hémisphère sud, on prend un intervalle strictement symétrique.

Les ondes sont injectées en perturbant la caractéristique alfvénique entrante à la frontière inférieure avec une oscillation monochromatique de période

$$T_0 \approx 0.6 \text{ h} ,$$

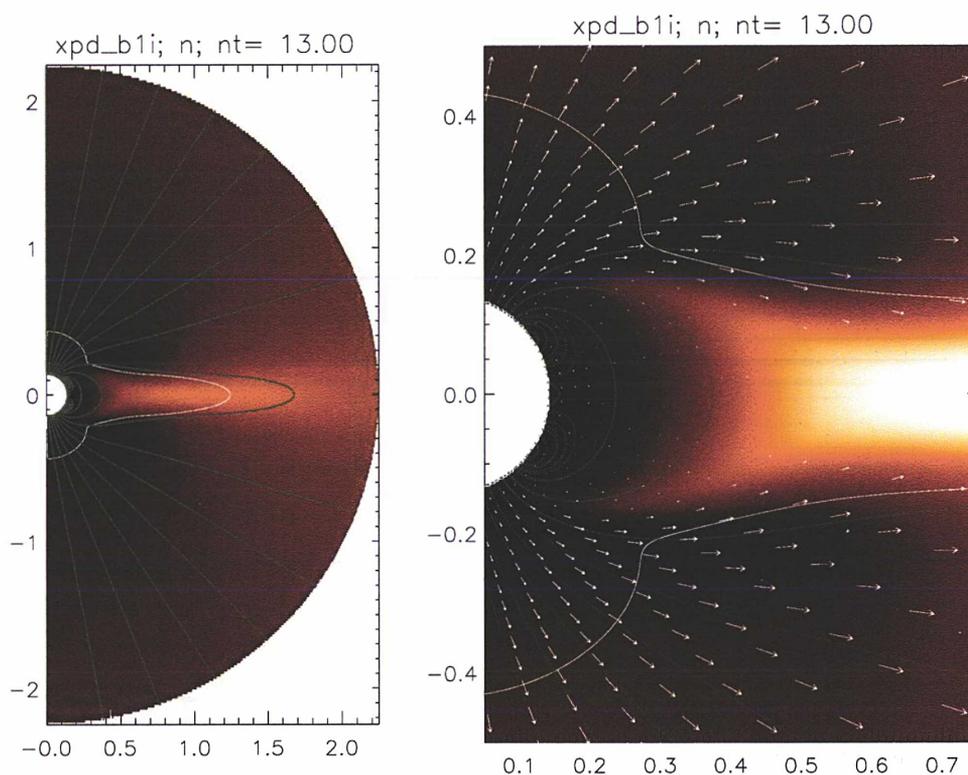


Fig. 3.10: Conditions initiales. À gauche : le plan méridional entier. À droite : Le streamer en détail. L'échelle de couleurs représente la densité (corrigée par un facteur $f(r)$ pour compenser la stratification). Les lignes grises sont des lignes de champ magnétique. La ligne blanche dénote le contour $|u|/c_s = 1$ (le "point sonique"). Les flèches blanches représentent la vitesse et permettent de distinguer entre le *streamer* (zone stagnante) et les trous coronaux (où le vent se développe). L'unité de distance est $\delta l = 7.1 R_\odot$.

correspondante à une fréquence

$$\omega_0 = 90$$

en unités numériques, l'unité de temps étant $\tau = 8.38$ h. L'amplitude des ondes injectées est fixée à

$$u_\phi^0 \approx 49 \text{ km/s} .$$

Les ondes injectées sont toujours en phase dans un hémisphère donné, mais avec une différence de phase $\Delta\phi$ entre les hémisphères nord et le sud. On décrira dans la suite le cas particulier

$$\Delta\phi = \pi ,$$

qui permet de montrer toutes les caractéristiques importantes du système.

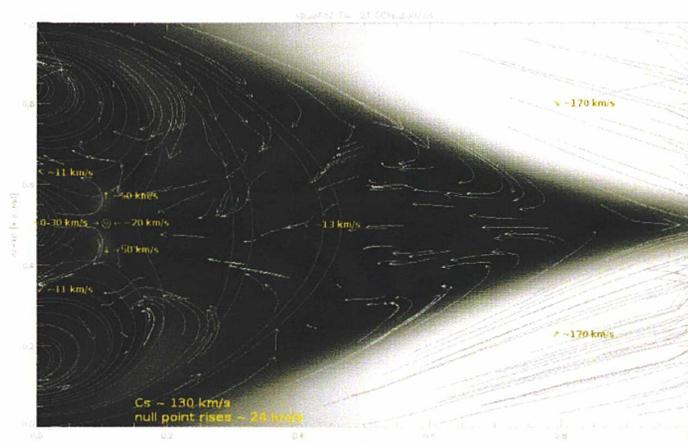


Fig. 3.11: Formation d'un réseau d'écoulements à l'intérieur du streamer.

Dans la fig. 3.12 (panneaux du bas, où on a représenté la perturbation alfvénique b_ϕ dans le domaine) on voit que les ondes qui partent respectivement des deux régions symétriques qui s'étendent du pôle jusqu'au centre de l'arcade associée à chaque pôle pénètrent en fait presque toute l'héliosphère.

Les fronts d'onde suivent les lignes de champ magnétique qui traversent ces régions et donc tous les endroits topologiquement connectés aux domaines d'injection : une partie des zones de champ ouvert (près de la frontière du streamer), toute la région du streamer entre sa limite supérieure et le haut des trois arcades magnétiques, l'intérieur des deux arcades placées de chaque côté du point nul et les voisinages des séparatrices.

3.4.2 Évolution du système

Dans un premier temps, le système se comporte de façon analogue à ses homologues dipolaires (Grappin *et al.*, 2005). On observe des réseaux d'interférence entre ondes se propageant le long de lignes fermées et provenant des deux pieds de la même ligne magnétique.

Par ailleurs, comme les ondes d'Alfvén injectées dans l'atmosphère perdent leur propriété initiale d'équilibre de pression magnétique (qu'elles ont en principe à l'injection à la base), la modulation de pression magnétique qui en résulte engendre ("force pondéromotrice") des fluctuations de pression de longueur d'onde comparable à la moitié de la longueur de l'onde d'Alfvén injectée. La combinaison des gradients de pression le long des boucles et dans la direction normale engendre ensuite un système d'écoulement quasi-stationnaire à l'intérieur du streamer (voir fig. 3.11).

Cet écoulement s'organise de la façon suivante : le plasma est propulsé vers le haut le long des lignes de champ magnétique entre les limites supérieures des arcades latérales et la frontière du streamer. Les deux jets ainsi formés

se rencontrent, ensuite, sur l'équateur et descendent verticalement. Plus en altitude, une partie du plasma qui coule sur la frontière du streamer (à une vitesse intermédiaire entre celle du vent – ≈ 170 km/s – et celle de la zone stagnante) est diffusé vers l'intérieur et rejoint le mouvement globalement descendant (≈ 13 km/s).

On observe l'accumulation de matière juste au-dessus du point nul magnétique, surtout dans la zone où les lignes magnétiques ont une concavité tournée vers le haut (cf. fig. 3.12) et une concentration de flux magnétique due au transport de \mathbf{B} par le plasma gelé. Ceci est suffisant pour déstabiliser l'équilibre de pression autour du point nul, dans la direction verticale et forcer la reconnection magnétique (c'est-à-dire la diffusion de \mathbf{B} et l'échange de flux magnétique entre les quatre régions de connectivité distincte).

Après un rapide réarrangement, les gradients de pression magnétique provoquent la compression du plasma sur le point nul dans la direction verticale (cf. fig. 3.12), qui s'échappe dans les directions orthogonales et retombe de chaque côté. Le point nul magnétique est aussi un point de stagnation de l'écoulement. L'ensemble point nul - point de stagnation monte avec une vitesse presque constante pendant tout le temps du calcul à la vitesse quasi-uniforme de (≈ 24 km/s).

Il faut noter ici que pendant l'évolution du système les gradients de densité, vitesse et champ magnétique deviennent très raides dans le voisinage du point nul. Or, la maille est de plus en plus large au fur et à mesure qu'on monte ; on doit donc augmenter les coefficients diffusifs pour pouvoir suivre le système en résolvant correctement ces gradients, qui finissent par être limités par la taille de la maille locale. Dans l'impossibilité pratique d'augmenter arbitrairement la résolution de la maille, on ne peut donc suivre l'évolution du système jusqu'au bout.

Pendant le temps de montée du point nul, les arcades magnétiques équatoriales les plus proches de la surface voient leur flux magnétique total augmenté et grandissent. En même temps, une couche fine de courant séparant ces arcades des régions au-dessus se développe. La densité de courant totale augmente à peu près linéairement dans le temps, dans une première phase, et se distribue essentiellement le long d'une couche fine dans la direction horizontale (et en partie le long des séparatrices). Cette croissance s'arrête, néanmoins, à la fin d'un intervalle de temps $\tau = 6 \text{ h} \approx 20\tau_A$, et indique une limite supérieure pour le taux de chauffage ohmique, qu'on définit comme

$$Q_{ohm}(t) \propto \int_V J^2 dV, \quad (3.13)$$

où V est un volume qui contient à peu près tout le streamer. La figure 3.14 montre la distribution de J_ϕ dans le système en fonction du temps.

On remarque que le courant commence par se concentrer autour du point nul, où la reconnexion a lieu, et finit par s'étaler le long des séparatrices (les

frontières entre régions de connectivité magnétique distinctes). Le pic de courant est toujours sur le centre de symétrie de cette distribution, juste sur le point nul. La figure 3.15 montre à la fois la variation relative de l'amplitude maximale de J_ϕ en fonction du temps (ce qui donne une indication sur le taux de chauffage local maximal) et le taux de chauffage ohmique intégré en volume et, comme donné par (3.13). Ce taux de chauffage est, bien entendu, normalisé par la diffusivité (que n'est pas spécifiée) ; de toute façon le code reste isotherme, et cette mesure est seulement indicative.

Simultanément, on observe que l'injection des ondes d'alfvén dans les trous coronaux contribue à la radialisation des lignes de champ magnétique à la surface, dans les pôles. Dans le système décrit ici, les tubes de flux polaires présentent un taux d'expansion sous-radial dans les premiers $0.2 R_\odot$, comme on peut voir dans la fig. 3.16 (à droite, ligne en gras pour l'instant initial) qui représente l'angle α entre le champ magnétique et la direction radiale (cf. définition en (3.12)). Le profil radial de la pression magnétique $b_\phi^2/2$ due aux ondes n'est pas le même dans tous les tubes de flux, qui ont des expansions qui s'expriment par ses sections droites $A(r) \propto r^n$, avec une puissance n qui varie autour de 2. Le résultat final est l'établissement d'un gradient horizontal de pression magnétique (pression plus grande pour $n < 2$ et plus petite pour $n > 2$) qui favorise $n \rightarrow 2$.

Cette radialisation produit un pincement du streamer dans la direction horizontale, mais sans apporter des changements détectables à la dynamique du système à l'intérieur du streamer. Ceci a été vérifié en répétant l'expérience numérique en restreignant le domaine d'injection des ondes à l'intérieur du streamer, ce qui a produit les mêmes résultats dans la région interne mais sans la radialisation des lignes magnétiques du côté des pôles. L'expérience complémentaire a aussi été réalisée (injection des ondes seulement dans les zones ouvertes), amenant et la radialisation des lignes de champ polaires et le pincement du streamer, mais aucun des phénomènes décrits plus haut à l'intérieur.

La radialisation des lignes de champ à la surface pose un problème du point de vu de la méthode d'injection des ondes. Les expressions pour $\partial_t u_{\theta,\phi}$ et $\partial_t b_{\theta,\phi}$ aux bords (voir sect. 1.4, partie "Cas MHD"), sont, en première ordre :

$$\begin{aligned} \partial_t u_\theta &= \sigma \left(-\beta_z s_{23} + \beta_y \frac{\alpha_1}{\rho} d_{45} + \beta_y \frac{V_a}{V_f} \frac{\alpha_2}{\rho} d_{67} \right) \\ \partial_t u_\phi &= \sigma \left(\beta_y s_{23} + \beta_z \frac{\alpha_1}{\rho} d_{45} + \beta_z \frac{V_a}{V_f} \frac{\alpha_2}{\rho} d_{67} \right) \\ \partial_t b_\theta &= \beta_z \sqrt{\rho} d_{23} - \frac{\beta_y}{\sqrt{\rho}} \left(\frac{C_s}{V_f} \alpha_1 s_{45} + \alpha_2 s_{67} \right) \\ \partial_t b_\phi &= -\beta_y \sqrt{\rho} d_{23} - \frac{\beta_z}{\sqrt{\rho}} \left(\frac{C_s}{V_f} \alpha_1 s_{45} + \alpha_2 s_{67} \right) \end{aligned}$$

On vérifie que une perturbation sinusoïdale à la caractéristique alfvénique L_2 résulte dans une onde à polarisation en arc qui conserve $B_\theta^2 + B_\phi^2 = \text{const.}$; le vecteur (b_θ, b_ϕ) oscille sur la circonférence centrée en $(b_\theta = 0, b_\phi = 0)$, sans correspondre à une polarisation circulaire à proprement parler (la “vitesse angulaire” vecteur polarisation sur le plan (b_θ, b_ϕ) oscille lui même harmoniquement). La fig. 3.17 montre la trajectoire du vecteur polarisation sur le plan (b_θ, b_ϕ) pour des perturbation alfvéniques et compressibles (L_4 ou L_6). Si $\mathbf{B} = B_r \hat{\mathbf{r}}$, alors on n’arrive pas à injecter des modes alfvéniques. On remarque, néanmoins, que les lignes de champ restent toujours radiales, car toute déviation à la radialité est rapidement compensée par de nouvelles perturbations alfvéniques entrantes. Le problème peut-être évité si on peut limiter l’injection à des intervalles de co-latitude tels que le phénomène ne se produit pas.

Concentrons-nous maintenant sur la propagation des ondes à l’intérieur du streamer. Dans la figure 3.12 on peut distinguer clairement deux régions, en ce qui concerne la propagation des ondes :

1. la zone “basse” à $\beta < 1$, où les ondes d’alfvén se propagent le long des lignes de champ magnétique avec une vitesse de phase toujours $\approx C_a$ (les vitesses des écoulements restent toujours petites dans cette zone : $u/C_a \ll 1$). Les ondes provenant des deux hémisphères produisent des figures d’interférence qui se déplacent lentement et de façon cohérente dans la direction radiale, vers le haut (cf. Grappin *et al.*, 2005, pour des exemples plus simples montrant cet effet). A l’injection, les fronts d’onde sont à peu près perpendiculaire au champ magnétique, mais à cause de la non uniformité de C_a , les fronts d’onde tournent, et ceci particulièrement dans la zone plus haute du streamer, où les fronts d’onde s’étalent le long des lignes de champ. On assiste à un effet de *mélange de phase*.
2. la zone “haute” à $\beta > 1$, où les oscillations sont dominés par des ondes magneto-soniques rapides qui se propageant dans la direction radiale, essentiellement dans la direction perpendiculaire à \mathbf{B} .

Les détails sur le point 1. s’expliquent simplement en prenant en compte la distribution $C_a(r, \theta)$ et en vérifiant les “trajectoires” alfvéniques à partir de la base coronale, même linéairement. L’excitation des modes rapides dans la zone “haute” du streamer, par contre, mérite un autre regard. D’abord, on vérifie que les fronts d’onde visibles dans la partie “haute” du streamer sont bien des ondes rapides, et non, p. ex., des figures d’interférence qui se propagent avec une vitesse qui ne correspond pas à une vitesse de phase des ondes MHD comme on le voit dans la partie “basse”.

L’équation de continuité (1.1) linéarisée donne au premier ordre pour un mode propre de fréquence ω , de vecteur d’onde k et de vitesse de phase $V_{ph} = \omega/k$:

$$\frac{\delta \rho}{\rho} = \frac{\delta u}{V_{ph}} \quad (3.14)$$

où $\delta\rho$ et δu sont les fluctuations de densité et de la composante de la vitesse parallèle au vecteur d'onde. La figure 3.18 montre que cette relation est très bien vérifiée sur l'équateur pour $V_{ph} = V_f$ (V_f étant la vitesse magneto-sonique rapide) au moins dans la partie "haute", c'est-à-dire, pour $r > 0.35 \sim 2.5 R_\odot$. La corrélation est aussi bonne (mais de signe opposé) dans la zone sous-jacente au point nul, pour $r < 0.1$ dans la figure (le point nul est identifiable comme l'endroit où $\frac{\delta\rho}{\rho}$ varie brusquement). Cela indique que le point nul est la source de ces ondes rapides qui partent vers le bas.

La frontière définie ici comme entre le "haut" et le "bas" $r > 0.35 \sim 2.5 R_\odot$ coïncide à peu près avec l'endroit où $\beta = \frac{2}{\gamma}$ (voir fig. 3.12, ligne supérieure – la ligne blanche représente le contour $\beta = 2$); mais l'excitation des modes rapides commence avant que cette frontière soit atteinte. La corrélation entre $\frac{\delta n}{n}$ et $\frac{\delta u}{V_f}$ (fig. 3.18) dans la zone intermédiaire ($0.1 < r < 0.35$) s'approche progressivement de 1 au fur et à mesure qu'on monte dans la direction radiale en s'éloignant du point nul. Ceci peut indiquer que le point nul est aussi une source d'ondes magneto-soniques rapides qui se propagent vers le haut.

Une vision alternative consiste à interpréter la formation des modes rapides comme le résultat de la combinaison de la pression magnétique $\frac{1}{2}b_\phi^2$ associée aux ondes issues des deux hémisphères. On observe que les fronts d'onde alfvénique – surtout ceux qui se propagent vers la partie haute du *streamer* – deviennent obliques par rapport à la direction de \mathbf{B} , à cause du gradient transverse de la vitesse d'Alfvén, et cet effet de *mélange de phase* est particulièrement visible à l'apex des boucles magnétiques les plus longues.

Le vecteur d'onde devient presque perpendiculaire à \mathbf{B} , c'est-à-dire presque parallèle à la direction radiale, et le front d'onde s'étale le long des lignes de champ sur l'apex. Or, les vitesses de l'écoulement restant petites, la fréquence ω_0 des oscillations alfvéniques $u_\phi \pm \frac{b_\phi}{\sqrt{\rho}}$ est conservée. Les fluctuations associés de pression magnétique $\frac{b_\phi^2}{2}$ ont alors une fréquence principale $2\omega_0$. Dans la région étudiée, à cause de la symétrie nord-sud, les ondes d'alfvén issues des hémisphères opposés arrivent à l'apex des boucles avec une différence de phase $\Delta\phi = \pi$ (la même que à la base), mais les oscillations de $\frac{b_\phi^2}{2}$ résultantes se feront à la même fréquence $\omega = 2\omega_0$ que pour une seule onde. Ces gradients de pression magnétique dans la direction transverse au champ magnétique (à la direction radiale, ici) peuvent être les responsables de la génération de modes rapides (voir, p. ex. Landi *et al.*, 2005, Nakariakov *et al.*, 1997, pour une discussion sur ce sujet). Dans la figure 3.18, en bas, on peut voir le signal temporelle associé à l'onde rapide, qui montre une fréquence $\omega \approx 2\omega_0$.

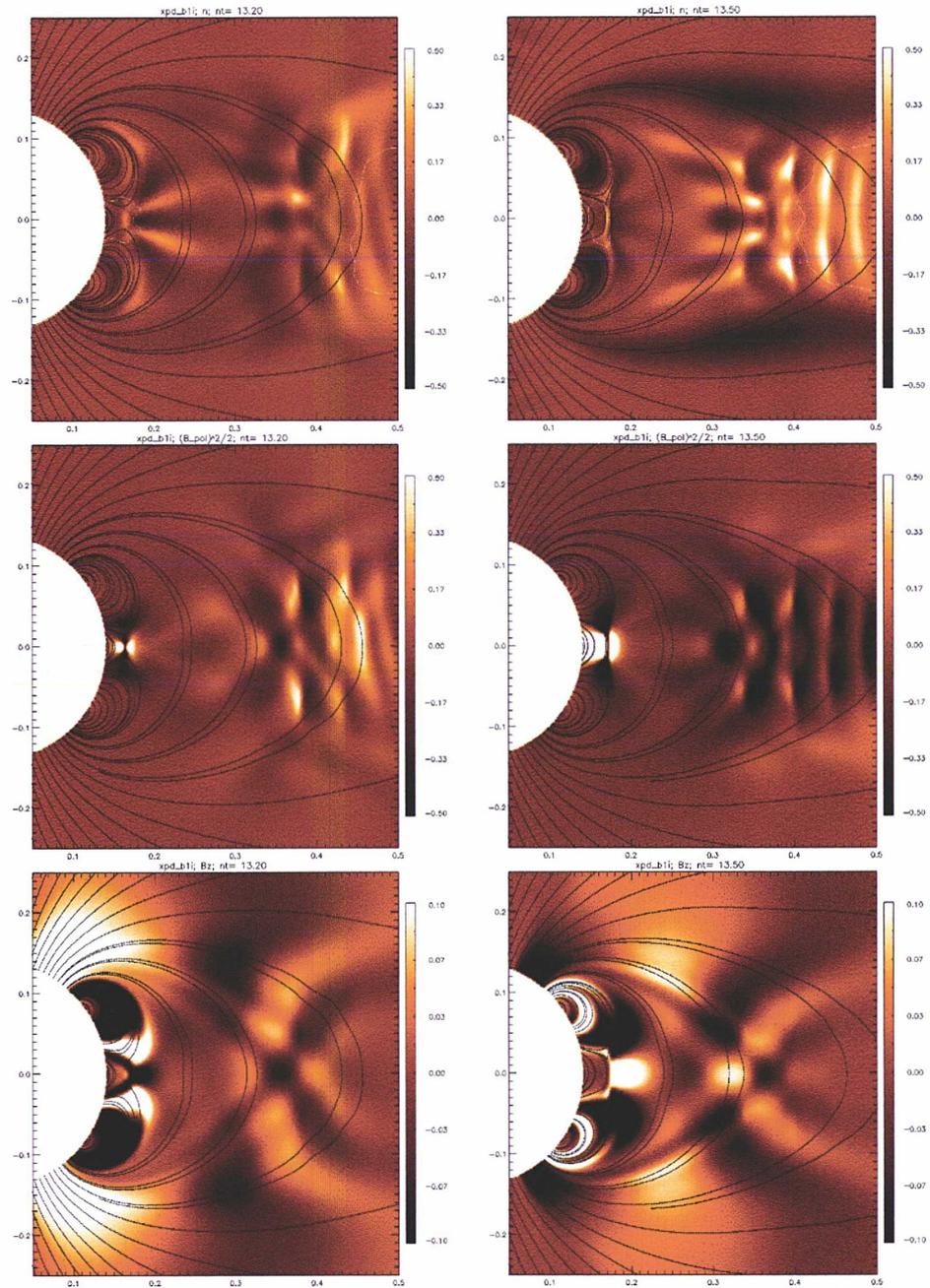


Fig. 3.12: Différences relatives de densité (en haut) et pression magnétique (au centre) à l'intérieur du *streamer* et b_ϕ instantané (en bas). La colonne de gauche montre l'état du système ~ 1.7 h après le début de l'injection des ondes, et la colonne de droite ~ 4.2 h après le début. Dans les deux premières lignes l'échelle des couleurs représente les différences relatives par rapport à l'état initial. Les lignes grises sont des lignes de champ magnétique, et les lignes de contour blanches représentent $\beta = \frac{2}{\gamma}$.

Fig. 3.13: Avancement du point nul magnétique dans la direction radiale, sur l'équateur. La position du point nul est identifié comme l'endroit où $C_a = 0$.

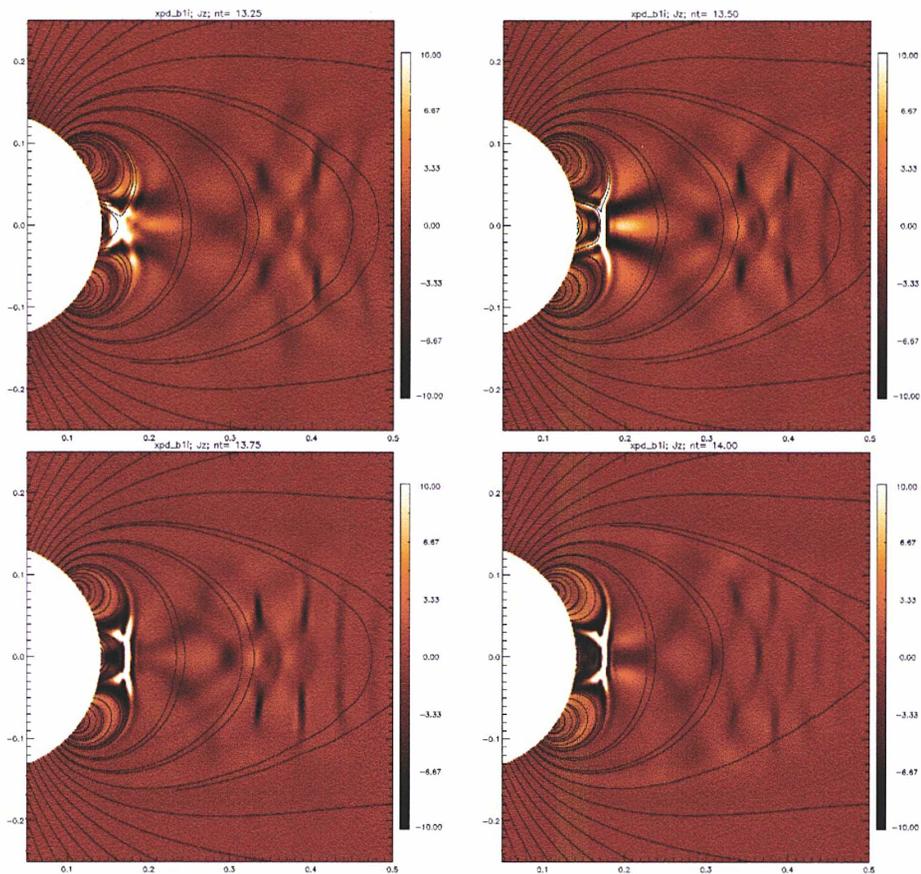


Fig. 3.14: Différences relatives de courant J_ϕ en fonction du temps. Les lignes grises sont des lignes de champ magnétique. Les instants de temps sont, respectivement $t = 2.1, 4.2, 6.3$ et 8.4 h après le début de l'injection.

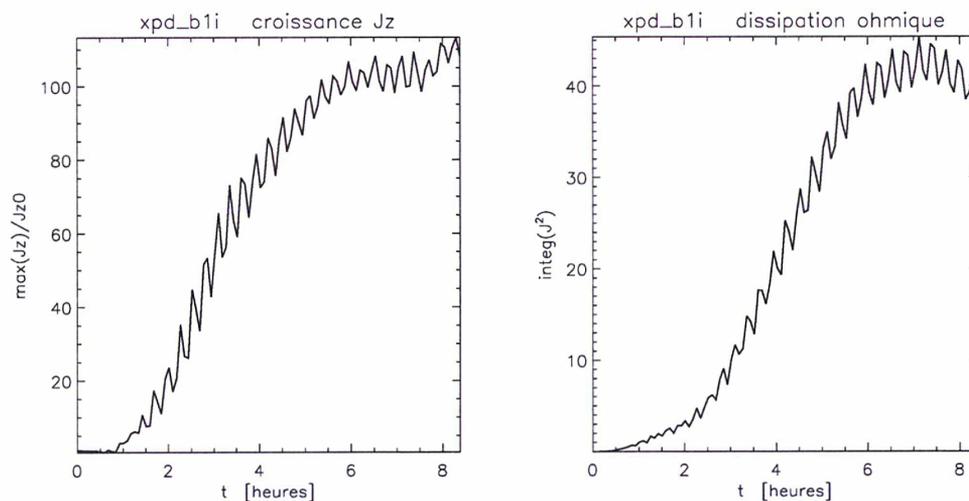


Fig. 3.15: Variation de $\max(J_\phi)$ dans le temps. À gauche : maximum de la densité de courant J_ϕ . À droite : le taux de chauffage ohmique (normalisé) défini comme $\int_V J_\phi^2 dV$ dans un volume autour de la zone perturbée.

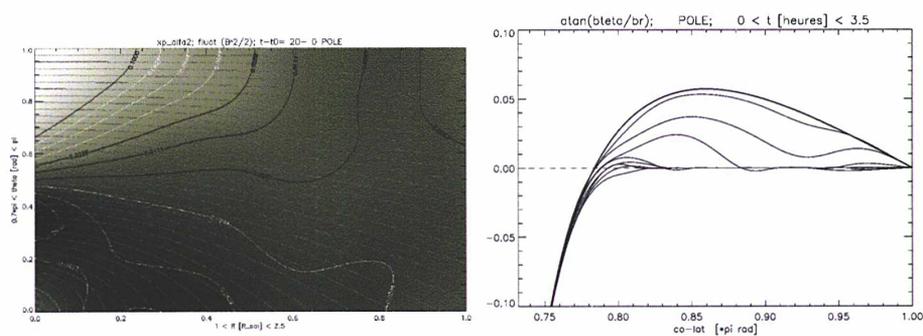


Fig. 3.16: Pincement du streamer par la pression des ondes dans les zones ouvertes à l'extérieur du streamer. Pression magnétique et $\alpha(t)$. À droite : angle du champ magnétique par rapport à la verticale en fonction de la co-latitude, au voisinage du pôle. Les différentes courbes représentent des instants successifs. Le profil, initialement avec les valeurs de α les plus élevées, s'aplatit en moins de 3 heures (2 périodes de l'onde), ce qui correspond à un champ radial. Dans la figure à gauche on a représenté la différence de pression magnétique entre cet instant et le début. On voit l'apparition d'un gradient de pression en latitude qui est à l'origine du pincement.

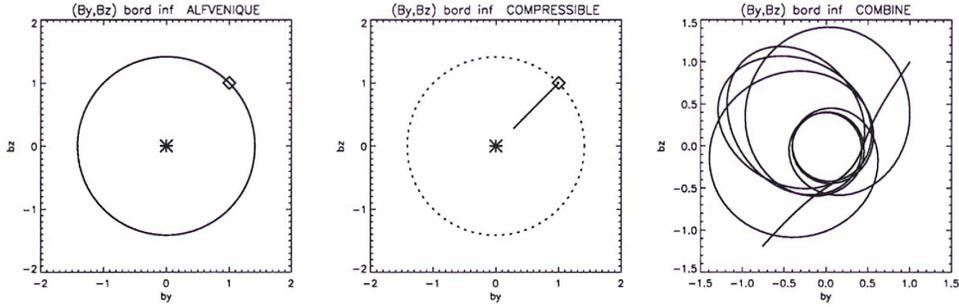


Fig. 3.17: Effet linéaire sur B_θ et B_ϕ de la perturbation de la caractéristique alfvénique entrante (à gauche), d'une caractéristique magnéto-sonique entrante (au centre) et une combinaison des deux (à droite) par une fonction harmonique. Le losange représente les valeurs initiales $B_{\theta;0}$ et $B_{\phi;0}$ et le cercle pointillé les endroits où $B_\theta^2 + B_\phi^2 = B_{\theta;0}^2 + B_{\phi;0}^2$.

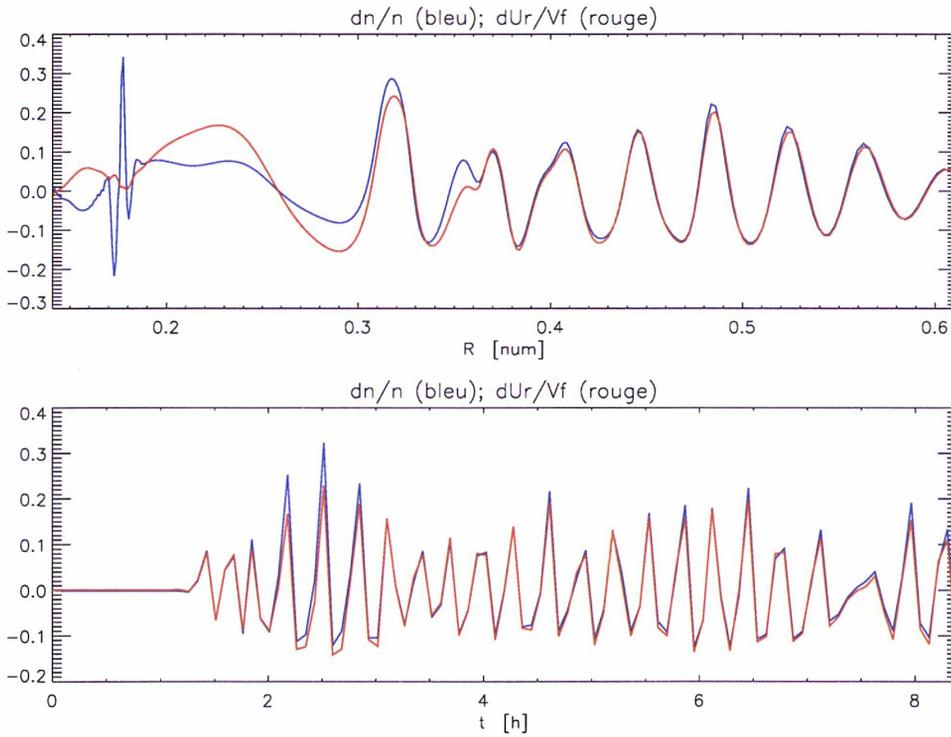


Fig. 3.18: Corrélation entre $\frac{\delta n}{n}$ et $\frac{\delta u_r}{V_f}$ sur l'équateur. Indication de l'apparition du mode magnéto-sonique rapide, surtout pour $r > 0.35 \sim 2.5 R_\odot$, où $\beta = \frac{2}{\gamma}$. En haut, on voit le profil radial des deux courbes ~ 7 h après le début de l'injection. En bas, les courbes sont représentées en fonction du temps sur le point à $r = 0.45 \sim 3.2 R_\odot$, aussi sur l'équateur. Sur la figure d'en bas, on mesure une fréquence $\omega \approx 2\omega_0$, où $\omega_0 = 90 \sim 11 \text{ rad} \cdot \text{h}^{-1}$.

3.5 Plume polaire géante

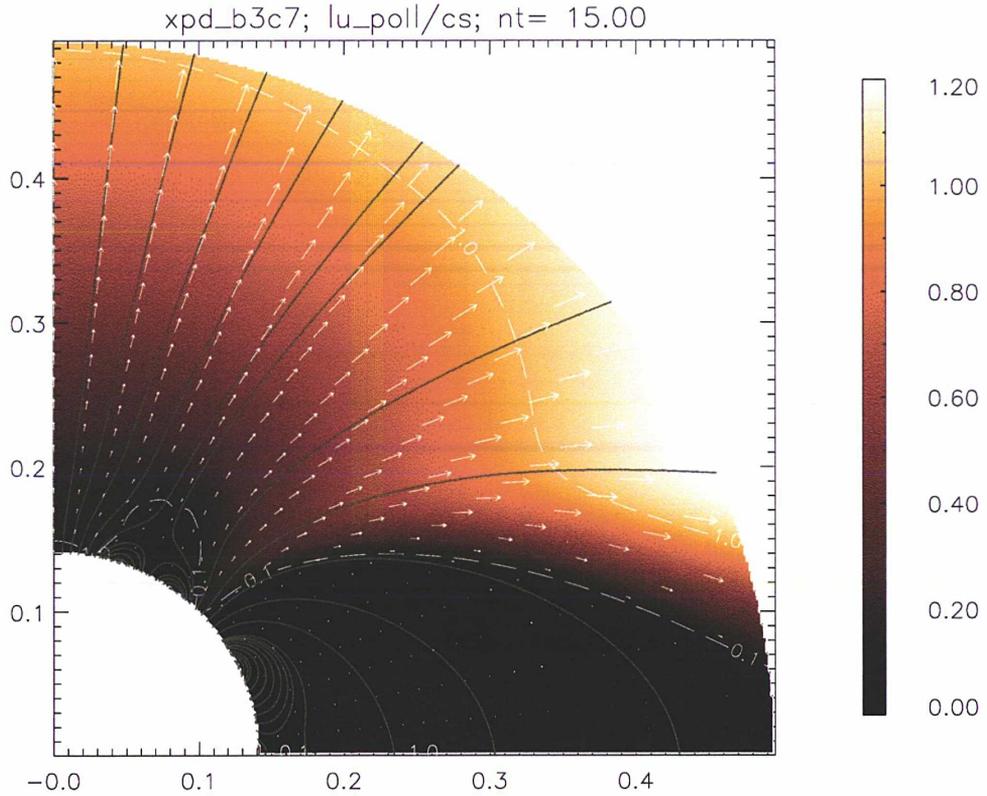


Fig. 3.19: Conditions initiales pour la configuration plume géante. Seulement l'hémisphère nord, limité entre $r = 1$ et $3.5 R_{\odot}$, est montré. L'échelle de couleurs représente le nombre de Mach dans le plan poloidal $|u_{r,\theta}|/c_s$ et les contours tiretés blancs les niveaux 1 (point sonique) et 0.1 (ce qu'on considère arbitrairement comme la frontière entre l'écoulement stagnant et le vent). Les flèches montrent $\mathbf{u}_{r,\theta}$ et les lignes grises sont des lignes de champ magnétique.

Considérons maintenant la deuxième configuration magnétique montrée plus haut dans la fig. 3.9 (à droite). On va s'intéresser à la structure bipolaire placée près du pôle nord (à $\theta \sim \frac{\pi}{6}$). La figure 3.19 montre plus en détail la région en question, une fois le vent solaire développé. Comme dans le cas précédent, on s'intéresse à la réponse du système à des ondes d'Alfvén injectées aux pieds de la structure, à la base coronale. La différence principale ici est que la structure magnétique sur laquelle on agira directement est entourée par des lignes de champ magnétiques ouvertes traversées par le vent solaire. Cette structure magnétique est caractérisée topologiquement par un axe magnétique avec deux petites arcades magnétiques adjacentes près de la base de la couronne.

L'axe de symétrie de la structure part à la base coronale d'un îlot de polarité magnétique opposée à la polarité générale de l'hémisphère. L'axe passe en

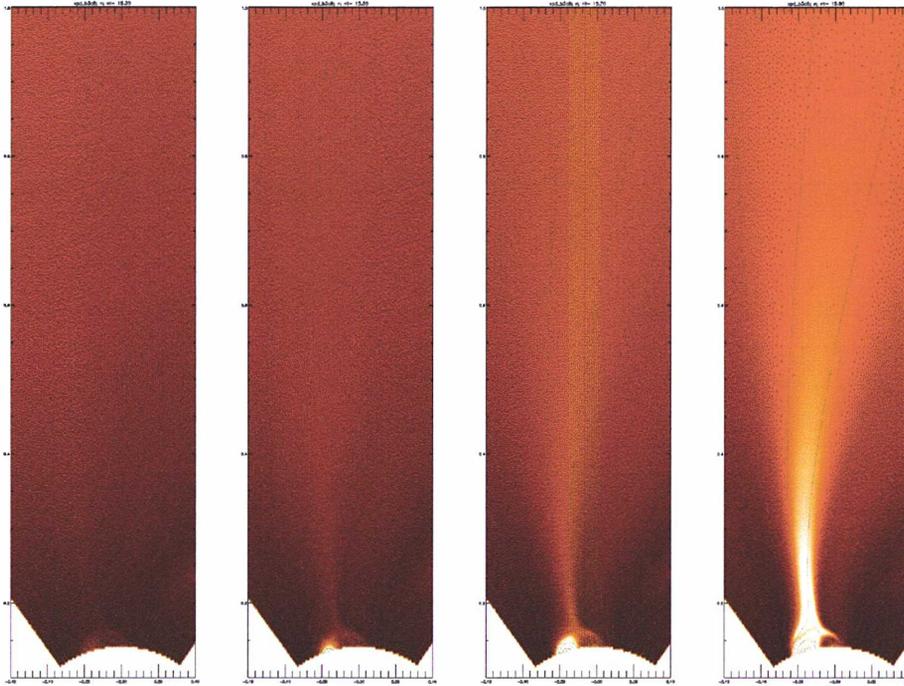


Fig. 3.20: Formation et évolution d’un jet surdense au-dessus du bipole magnétique. L’échelle de couleurs représente la densité (corrigé par rapport à la stratification). Les lignes grises sont des lignes de champ magnétique. Le domaine est tournée de façon à ce que le jet se forme dans la direction verticale dans l’image. On montre le domaine jusqu’à $r \sim 7 R_{\odot}$ dans la direction verticale. L’intervalle de temps écoulé des le début de l’injection sont, respectivement de la colonne de gauche à la colonne de droite, de 2.5, 4.2, 5.9 et 7.5 h.

montant par un point nul magnétique, au-dessus duquel la polarité est de nouveau uniforme ; au-dessus de $r = 1.4 R_{\odot}$ le champ magnétique devient à peu près radial. On peut considérer cette géométrie comme un cas spécial de la famille *spine-fan* (voir Pariat *et al.*, 2009, pour un exemple particulier d’application), ou une représentation bi-dimensionnelle de ce que Wang *et al.* (2007) appellent un pseudo-streamer. Nous l’appellerons “plume géante”.

La propagation des ondes d’alfvén va favoriser, comme précédemment, la reconnexion magnétique autour du point nul magnétique, mais l’effet principal sera maintenant la formation d’un “jet” surdense juste au-dessus du bipole magnétique.

3.5.1 Injection des ondes d'alfvén

L'injection est restreinte maintenant à l'intervalle

$$0.07\pi < \theta < 0.23\pi ,$$

qui encercle toute la région où des lignes de champ "fermées" traversent la base de la couronne. Les perturbations sont introduites via la caractéristique alfvénique entrante sous la forme d'oscillations monochromatiques avec des fréquences ω_0 variées. On vérifiera que les résultats présentés ici ne dépendent pas qualitativement de la valeur de ω_0 (au sens où il n'y a pas deux régimes séparés par un ω_0 critique). Mais nous constaterons que les temps caractéristiques d'évolution du système, dépendent de la fréquence d'injection. L'amplitude des ondes injectées à la base sera, comme dans la section 3.4

$$u_{\phi}^0 \approx 49 \text{ km/s} .$$

Les deux arcades de la plume géante seront perturbées en opposition de phase (l'une par rapport à l'autre), comme dans le cas du quadrupole, et l'axe qui les sépare ne sera pas directement perturbé. Ce choix à été fait pour pouvoir maximiser le cisaillement dans la structure ; on a vu (sect. 2) que le cisaillement magnétique maximum b lié à un cisaillement de vitesse initial U_0 entre les deux pieds d'une même boucle est limité à

$$\frac{b}{B_0} = \frac{U_0}{C_a}$$

et que cette limite est atteinte en un temps de l'ordre du temps de traversée alfvénique τ_A , calculé sur la vitesse d'Alfvén de la base. Ce temps est court pour les arcades magnétiques internes qui composent ce système, beaucoup plus court que toute période d'onde pouvant être bien décrite numériquement dans ce modèle. Mais ici, il n'y a pas de chemin magnétique entre les deux groupes d'arcades (sauf pour une séparatrice qui traverse le point nul) et, par conséquence, moins de possibilités de relaxation du cisaillement de vitesse entre les deux parties.

3.5.2 Jet

Les ondes d'alfven injectées restent majoritairement confinées à l'intérieur des arcades magnétiques latérales, et une partie traverse les tubes de flux qui contournent le bipole et rejoignent le vent. Les perturbations alfvéniques établissent dans chaque groupe d'arcades magnétiques une distribution de pression magnétique $\frac{b^2}{2}$ avec un gradient moyen dans la direction verticale.

Ceci résulte, dans l'immédiat, dans une accumulation de densité que peut devenir plusieurs fois plus grande que la densité initiale. Cette évolution s'accompagne d'un écoulements ascendant, visible surtout près de l'axe central et

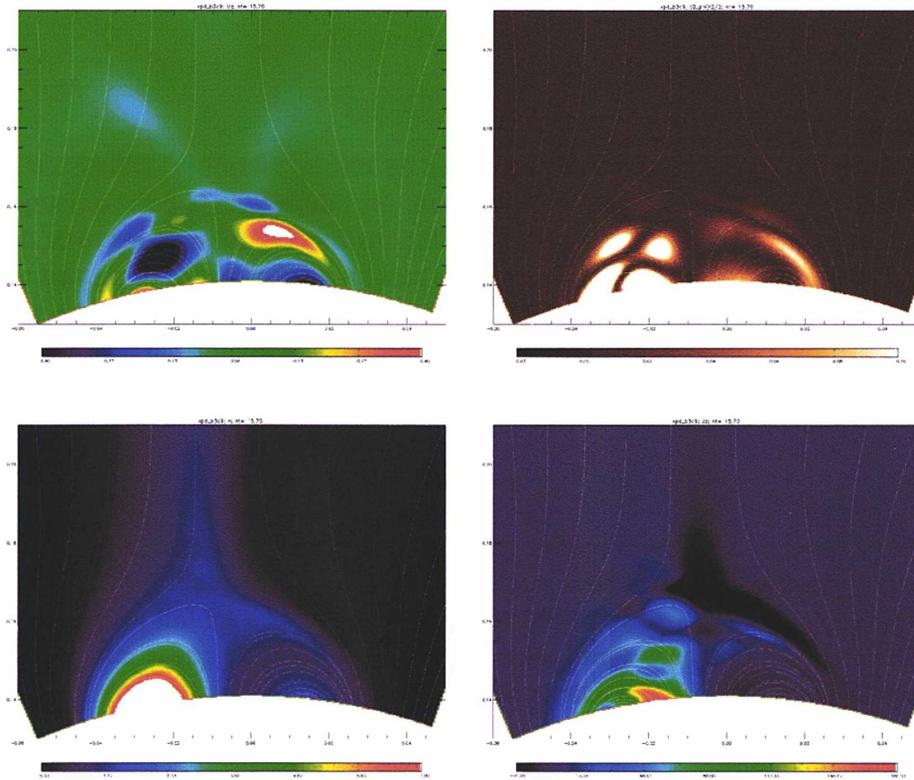


Fig. 3.21: Vitesse u_ϕ (en haut et à gauche), pression magnétique $b_\phi^2/2$ (en haut et à droite), densité n (en bas et à gauche) et densité de courant J_ϕ (en bas et à droite) à l'instant $t = 5.9$ h après le début de l'injection. On montre les différences relatives par rapport à l'instant initial pour la densité, et les différences absolues pour J_ϕ . Les lignes blanches sont des lignes de champ magnétique. Une partie des fronts d'onde alfvéniques partent dans les lignes de champ ouvertes, mais la majorité reste piégée dans les arcades latérales. La distribution de b_ϕ résultante à un gradient moyen dans la direction verticale, qui favorise la diffusion de plasma à travers la zone de $\beta \gg 1$.

qui comprime le plasma dans la région à $\beta > 1$ (petite région autour du point nul). Cette compression suffit pour forcer la diffusion magnétique (reconnexion), ce qui permet de transporter une part de cet excès de plasma vers la région au-dessus. Ce plasma rejoint alors les tubes de flux ouverts et est accéléré avec le vent solaire.

La fig. 3.20 montre l'évolution du jet dans un intervalle de temps de 7.5 h après le début de l'injection, et la fig. 3.22 montre des profils en latitude (dans la direction transverse au jet) de J_ϕ , u_r , n et le flux de masse $nu_r A$ pris à $r = 0.2 \approx 1.4 R_\odot$, c'est-à-dire, juste au-dessus du point nul ou à la base du jet (cf. fig. 3.19 pour comparaison).

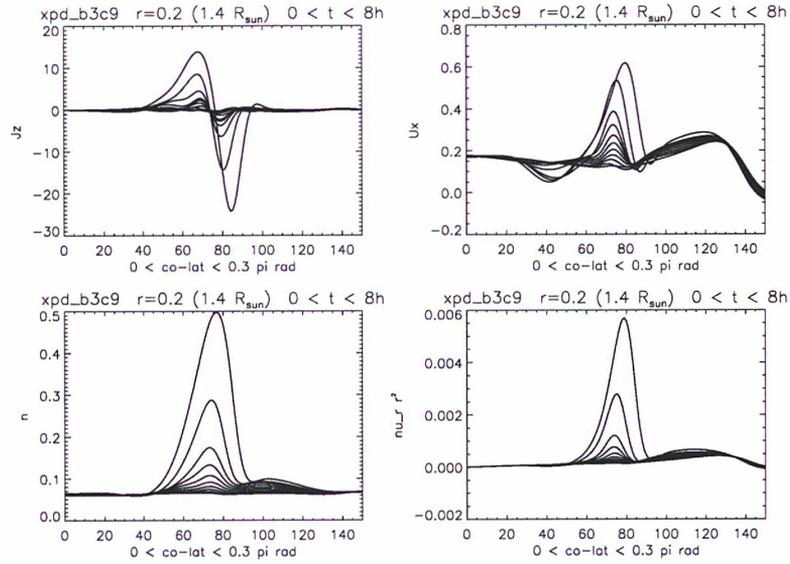


Fig. 3.22: Évolution temporelle de la densité de courant J_ϕ , la vitesse radiale u_r , de la densité n et du flux de masse $nu_r A$. Chaque courbe est une coupe dans la direction latitudinale faite juste au-dessus du bipole magnétique (à $r = 0.2$ dans la fig. 3.19), à un instant t donné (entre $t = 0$ et $t = 8.4$ h).

On remarque que le jet qui se forme est plus dense que le plasma environnant et que sa vitesse est elle aussi plus élevée. Le flux de masse associé est donc nécessairement plus élevé aussi. À la fin de 8.4 h le système ne montre pas des signes de saturation, et atteint un contraste de densité > 5 . À des hauteurs plus élevés, ce contraste est naturellement plus faible (le flux de masse $nuA = \text{const.}$ est vérifié pour une surface A qui croît avec r). Pour éclaircir le problème de la (non-) saturation, on trace les amplitudes de la densité et du flux de masse dans le centre du jet et à la même hauteur ($r = 0.2$) que les courbes dans la fig. 3.22 en fonction du temps pour des fréquences d'injection d'ondes ω_0 variées. Les courbes sont représentées en échelle logarithmique pour vérifier l'évolution du taux de croissance κ défini tel que

$$\rho(t) \propto e^{\kappa t}.$$

On trouve que le taux de croissance κ augmente avec la fréquence ω_0 et le temps t . Dans la fenêtre temporelle explorée, le processus est donc fortement instable et non-linéaire.

Le jet formé n'est pas homogène mais présente des grumeaux (voir fig. 3.24). Ces pics de densité se forment sur le point nul magnétique à la base du jet et se propagent à la vitesse $c_s + u_{||}$ (où $u_{||}$ est la vitesse du plasma dans la direction du champ magnétique). Ces structures sont identifiables au mode magneto-sonique lent, avec une fréquence de l'ordre de la fréquence d'injection ω_0 . L'amplitude relative des grumeaux est toujours modérée ($\frac{\delta\rho}{\rho} < 0.1$) dans

les exemples présentés ici.

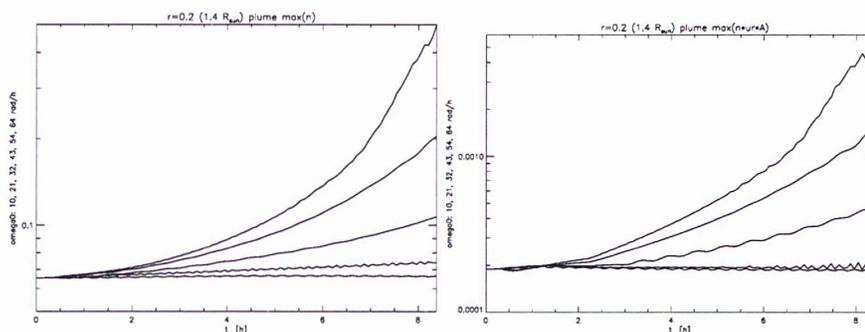


Fig. 3.23: Densité n (à gauche) et flux de masse $\nu_r A$ (à droite) en fonction du temps au centre de la plume et à $r = 0.2 \sim 1.4 R_\odot$. Chaque courbe correspond à une fréquence d'injection $\omega_0 = 90, 180, 270, 360, 450, 540$ pour les ondes d'Alfvén à la base. Les ordonnées sont représentés en échelle logarithmique. Le contraste de densité grandit plus vite pour les fréquences plus élevées, et le taux de croissance augmente avec le temps.

3.5.3 Dissipation ohmique

Le cisaillement entre les deux cotés de l'axe magnétique est maximum toujours juste au-dessus des deux arcades, sur la ligne séparatrice. On assiste à la formation d'une couche de courant autour de cette même séparatrice, qui dans un premier temps se développe uniquement sur cette zone, mais finit par s'étaler de part et d'autre. La figure 3.22 montre que J aussi croît sans saturer. La fig. 3.25 montre la croissance de l'amplitude maximale de J_ϕ (à gauche) et le taux de chauffage total, obtenu en intégrant la densité de courant dans un volume qui contient toute la zone perturbée.

3.6 Discussion

Les résultats que nous avons obtenus sur la génération de courant et donc potentiellement de chauffage par le biais de reconnection, soit dans le quadrupole, soit dans la plume sont intéressants mais évidemment très préliminaires. Tout d'abord, même en adhérant totalement au modèle, peut-on imaginer un chauffage coronal à base de telles structures excitées par ondes d'Alfvén ?

Il y a toujours deux questions qui se posent dans ce cas : a) le chauffage dans la couche de courant reste-t-il fini quand la résistivité tend vers 0 ? b) les couches de courant ainsi formées remplissent-elles suffisamment l'espace pour générer le chauffage coronal requis ?

On ne peut pas donner une réponse complète à la première question, puisque le modèle n'inclut pas de terme résistif à proprement parler, juste un filtrage.

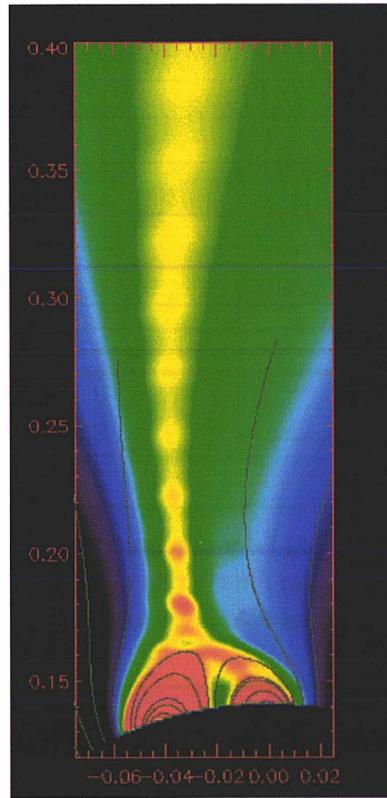


Fig. 3.24: Détail du jet montré dans la colonne de droite de la fig. 3.20. L'échelle de couleurs représente la densité. On voit la formation des grumeaux qui se propagent vers le haut sur l'axe de la structure magnétique avec une vitesse de phase c_s . Ces perturbations de densité sont produites par les pics de b_ϕ^2 avec une fréquence égale à la fréquence d'injection ω_0 .

Néanmoins, on peut trouver des arguments pour certains cas. Prenons, par exemple, la distribution de courant dans le cas quadripolaire – fig. 3.14. Concentrons nous, pour simplicité, dans la figure en bas et à droite, pour le dernier instant de temps représenté. On va se placer sur l'équateur, qui est un axe de symétrie, et tout juste sur la couche de courant. À cet endroit, le champ magnétique est dans la direction perpendiculaire à l'équateur, et parallèle à la couche de courant. Les vitesses sont négligeables dans la direction perpendiculaire à l'équateur ($u_\theta \approx 0$), mais pas dans la direction radiale ; $u_r \sim 1$ en dessous de la couche de courant et $u_r \sim -1$. Ces écoulements advectent en continu le champ magnétique vers la couche de courant. Dans ce cadre, l'équation de l'induction se réduit à

$$\partial_t B_\theta + u_r \partial_r B_\theta = \eta \partial_{rr} B_\theta$$

(le terme $B_r \partial_r u_\theta \approx 0$) et est comparable à l'équation de Burgers, qui décrit la formation d'un choc par raidissement d'une onde sonore dans un gaz sans pression. En suivant les mêmes principes, on trouve ici un raidissement du profil

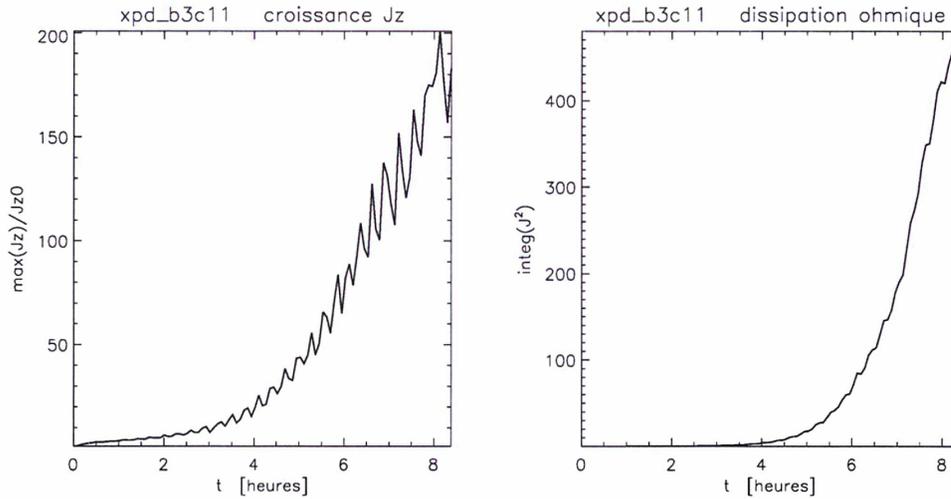


Fig. 3.25: Variation de $\max(J_\phi)$ dans le temps. À gauche : maximum de la densité de courant J_ϕ . À droite : le taux de chauffage ohmique (normalisé) défini comme $\int_V J_\phi^2 dV$ dans un volume autour de la zone perturbée (bipole magnétique plus base du jet).

de B_θ provoqué par le champ de vitesses extérieur. La dissipation ohmique se fait indépendamment de la valeur de η , qui ne détermine que la largeur du choc et le temps caractéristiques de dissipation, comme ν pour la dissipation visqueuse.

Pour répondre à la seconde question, il faudrait réaliser une simulation du type de celle de Gudiksen & Nordlund (2005a,b), mais qui inclue le vent, ce qui serait un projet très ambitieux.

Si on met de côté la question du chauffage coronal, c'est la configuration de plume géante qui a le plus de points de contact avec les observations solaires : sur-densité, jets, comportement instationnaire. Cependant, le re-arrangement des boucles magnétiques dans le cas quadripolaire, avec un léger gonflement des arcades équatoriales peut avoir un intérêt dans le cadre des problèmes de éruption coronales, *p. ex.* du genre "breakout", mais il faudra réussir à prolonger le calcul pour une intervalle de temps bien plus long qu'à présent en évitant la formation de gradients trop forts dans la zone de reconnection.

Il est bien clair, enfin, qu'une simulation réaliste doit prendre en compte non seulement la stratification (nous tentons d'aborder cette question dans le chapitre 4, mais à 1D), mais aussi les temps et les longueurs de corrélation finie des mouvements de la surface solaire. La difficulté pour simuler une "turbulence" dans la plume réside ici dans le choix de simuler un vent global (un méridien), ce qui limite fortement la possibilité de mettre beaucoup de points de maille dans la plume elle-même.

CHAPITRE 4

Chauffage

Philosophie du modèle

L'objectif de ce travail est la construction d'un modèle numérique hydrodynamique à 1D dépendant du temps décrivant un domaine large mais en gardant toujours un nombre de points de maille faible pour garantir la possibilité d'une application future à un domaine 2D, voire 3D. Il y a des intérêts multiples à cette approche :

1. la maîtrise de la technique numérique pour faire face au défi de décrire un problème "raide" avec des gradients forts (petites échelles de longueur) avec une résolution modérée.
2. faciliter l'analyse des conditions d'équilibre entre termes de chauffage, pertes radiatives et conduction thermique
3. adopter une problématique intermédiaire entre celle de Suzuki & Inutsuka (2005, 2006) (domaine 1D avec 14000 points de maille, chauffage auto-consistant par dissipation non linéaire d'ondes d'alfvén), celle de Gudiksen & Nordlund (2005a,b) (domaine cartésien de $60 \times 60 \times 30$ Mm) et celle de Cranmer *et al.* (2007) (modèle 1D stationnaire, avec des termes de chauffage censés représenter les effets moyens de la dissipation non-linéaire d'ondes d'alfvén).

4.1 Modèle numérique VP

VP est un modèle hydrodynamique unidimensionnel de vent solaire qui s'étend de la photosphère solaire à $\approx 30 R_{\odot}$ dans la direction radiale. Cette configuration s'adapte bien à l'étude de la dynamique le long d'un tube de flux solaire, notamment polaire, bien que pour le moment notre problématique

soit plutôt celle du vent lent. Le système contient une région de transition qui sépare une chromosphère dense et froide d'une couronne raréfiée, chaude et optiquement mince. Un vent solaire supersonique se forme dans le domaine lorsque l'on aspire le plasma depuis la frontière supérieure ; la dépression qui en résulte se propage vers l'intérieur du domaine, et le profil de la vitesse converge progressivement vers un vent stationnaire à condition que le domaine de calcul soit assez grand pour contenir le point sonique (Velli, 1994).

4.1.1 Vent thermique 1D

Une étude complète de la dynamique du vent solaire et de la couronne doit prendre en compte les couches denses de l'atmosphère solaire dans la mesure où les sources d'énergie responsables des événements coronaux brusques, du chauffage coronal, et de l'accélération du vent sont situées sous ces couches denses. L'énergie est transportée dans une atmosphère instationnaire (avec des échelles de temps et d'espace très variées) et stratifiée ; le résultat final dépend fortement des conditions rencontrées localement pendant la propagation. Par ailleurs, on a déjà vu que la réaction de retour de l'atmosphère sur les couches denses ne peut être négligée, il faut donc inclure les couches denses à part entière, sans résumer cette interaction via des conditions aux limites comme dans les conditions "line-tied". Hansteen & Leer (1995) ont montré en particulier que l'inclusion des couches froides est essentielle pour retrouver le flux de masse observé.

On a choisi de conserver la dépendance temporelle, que l'on justifie en considérant que les couplages non-linéaires sont importants dès que les fluctuations sont de forte amplitude. Ceci est le cas au voisinage des points neutres par exemple pour les fluctuations magnétiques, bien comme pour les oscillations au voisinage de la zone de transition, (formation de chocs ou oscillations instables). L'approche temporelle permettra aussi d'étudier plus tard les conversions de mode, et autre couplages de mode qui se produisent dans une atmosphère stratifiée.

4.1.2 Méthode

Équations et physique

L'écoulement hydrodynamique est supposé confiné dans un tube de flux dans la direction radiale avec un taux d'expansion variable. La vitesse radiale u , la densité numérique n , la densité de masse $\rho = nm_p$, la température T , la pression thermique $p = 2nkT$ et le champ magnétique B sont des fonctions de la distance héliocentrique r et du temps t .

Une limitation importante, adoptée par simplicité, consiste à négliger la faible ionisation du plasma dans la chromosphère basse : le plasma est partout complètement ionisé. Ceci a deux conséquences : d'une part l'échelle de hauteur

de la chromosphère à température donnée est le double de ce qu'elle devrait être – la fréquence de Lamb par exemple sera sur-estimée pour une température donnée. D'autre part, l'échange d'énergie des oscillations du plasma avec l'énergie potentielle d'ionisation qui devrait se produire au voisinage de la zone de transition sera négligé. L'introduction d'un taux d'ionisation variable sera considéré dans des travaux futurs.

Par ailleurs, les effets de la pression d'ondes alfvéniques – comme tout autre effet non-linéaire lié aux ondes MHD – sont également omis. Le système est décrit par les équations du mouvement, température et pression :

$$\partial_t \mathbf{u} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\frac{\nabla P}{\rho} - \frac{GM}{r^2} \hat{\mathbf{r}}, \quad (4.1)$$

$$\partial_t T + \mathbf{u} \cdot \nabla T + (\gamma - 1) T (\nabla \cdot \mathbf{u}) = \frac{Q}{2nk_B}, \quad (4.2)$$

$$\partial_t P + \mathbf{u} \cdot \nabla P + \gamma P (\nabla \cdot \mathbf{u}) = Q \quad (4.3)$$

où

$$Q = -(\gamma - 1) (\nabla \cdot F_h + \nabla \cdot F_c) + Q_{thin} + Q_{thick} \quad (4.4)$$

avec

$$Q_{thin} = -(\gamma - 1) \tilde{n} n [\Lambda(T) - \Lambda(T_0)] e^{-\tau} \quad (4.5)$$

$$\tilde{n} = \frac{nn_c}{(n + n_c)} \quad (4.6)$$

$$Q_{thick} = -q_0 (T - T_0) (1 - e^{-\tau}) \quad (4.7)$$

où $T_0=6000K$ est la température du thermostat radiatif dans les couches photosphériques. Le facteur de couplage est $q_0 = 1.82 (n/n_0)^{5/3} \text{ s}^{-1}$ où $n_0 = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ est la densité photosphérique, et la profondeur optique varie comme $\tau = 5 (P/P_0)$ où P_0 est la pression à la photosphère (voir Gudiksen & Nordlund, 2005a,b).

La densité est déduite de l'équation d'état

$$P = 2nk_b T. \quad (4.8)$$

La densité numérique n est la densité des ions, égale à la densité des électrons. Le rapport entre "chaleurs spécifiques" γ est fixé à 5/3. Dans l'eq. (4.4), F_h , F_c , et Λ dénotent respectivement le flux de chauffage mécanique, le flux conductif et le taux de pertes radiatives (pour une atmosphère optiquement mince).

Le flux de chauffage mécanique F_h prend la forme phénoménologique standard (voir, p. ex., Withbroe, 1988)

$$F_h = F_{p0} \left(\frac{B}{B_0} \right) \exp \left[-\frac{r - R_\odot}{H_p} \right] \quad (4.9)$$

où H_p représente une échelle de hauteur de dissipation et $B(r) \propto 1/A(r)$, $A(r)$ étant la section du tube de flux. $B(r)$ sera défini plus bas. On considérera des fonctions de chauffage alternatives comme, par exemple,

$$F_h = F_{b0} \left(\frac{A_0}{A} \right) \left(\frac{B}{B_0} \right)^{\mu-1} = F_{b0} \left(\frac{B}{B_0} \right)^{\mu} \quad (4.10)$$

ou même une combinaison des deux, comme dans Pinto *et al.* (2009).

On suppose un flux conductif de Spitzer-Härm

$$F_c = -\kappa_0 T^{5/2} \frac{\partial T}{\partial r}, \quad (4.11)$$

où $\kappa_0 = 10^{-6}$ (unités cgs), mais on introduit deux modifications :

1. à des distances plus grandes que 5 rayons solaires le flux est limité à $2/3$ de la valeur donné par (4.11) pour éviter de dépasser l'estimation non-collisionnelle (*cf.*, p. ex, Hollweg, 1976, 1986), et la transition entre Spitzer-Härm et flux limité est faite sur un intervalle de 1 rayon solaire ;
2. on ajoute un terme conductif numérique de la forme $\kappa^{num} \frac{\Delta r^2}{(\Delta r)^2} \frac{\partial^2 T}{\partial r^2}$ tel que $\kappa^{num} \approx \frac{c_s \cdot \Delta z}{10^2}$ sur la région de transition, où c_s est la vitesse du son et Δz la largeur de la TR. Le temps conductif à l'échelle de la maille associé à ce terme est le même dans tout le domaine : $\tau_{\kappa^{num}} = \frac{(\Delta r)^2}{\kappa^{num} \pi^2}$. Ce terme est négligeable par rapport à celui en (4.11) partout sauf autour de la région de transition, où il aide à modérer le flux et permet ainsi de maintenir des distances entre points de maille pas excessivement petites (voir Linker *et al.*, 2001, pour des prescriptions comparables).

Les pertes radiatives pour la zone optiquement mince qui apparaissent dans l'équation (4.5) sont données par

$$\Lambda(T) = 10^{-21} 10^{-[\log_{10}(T/T_M)]^2} \chi(T) \quad (4.12)$$

(approximation du résultat de Athay, 1986), où $\chi(T) = 1$ pour $T > 0.02$ MK et varie linéairement entre 0 et 1 pour $0.01 < T < 0.02$ MK. T_M est égale à 0.2 MK. La fonction $\Lambda(T)$ est montrée dans la fig. 4.2.

Comme on le voit dans l'équation (4.5), le terme radiatif "mince" (4.5) est en fait un terme de relaxation vers une température d'équilibre : $T = 6000$ K. Il est nécessaire ici de justifier ce modèle un peu en détail. En réalité, la perte d'énergie due aux recombinaisons par unité de volume (*cf.* Athay, 1986, Cranmer *et al.*, 2007) devrait s'écrire en fonction des densités totale et électronique n_e et n (en négligeant ici le terme lié à la profondeur optique) :

$$\frac{dE}{dt} = -n_e n \Lambda(T) = -n^2 X \Lambda(T) \quad (4.13)$$

où X est le taux d'ionisation du plasma. Comme le modèle utilisé ici ne tient pas compte de l'ionisation partielle, ce terme sera remplacé par

$$\frac{dE}{dt} = -n\tilde{n}\Lambda(T) \quad (4.14)$$

Lorsque la densité est faible, le plasma est complètement ionisé, les deux expressions coïncident. Lorsque la densité augmente, par contre, le taux d'ionisation tombe à $X_{min} = 3 \times 10^{-4}$ (Cranmer *et al.*, 2007), et \tilde{n} tend vers n_c . Il faudrait donc choisir n_c de façon à avoir $nX_{min} = n_c$, ce qui n'est pas possible puisque n continue à augmenter quand l'altitude décroît. On se contentera cependant de cette description ; en fait, la propriété dynamique essentielle d'une transition envers un bas taux d'ionisation consiste à stabiliser la zone de transition, ce qui est aussi bien réglée par la valeur de la densité critique n_c . En effet, le terme (4.5) agit comme un thermostat qui empêche les fortes déviations à la température de référence (ici $T_0 = 6000$ K). La force du couplage dépend du choix de la densité critique n_c . Deux valeurs seront adoptées :

$$n_c = 1.2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3} \quad (4.15)$$

$$n_c = 10^{10} \text{ cm}^{-3} \quad (4.16)$$

Le premier choix (densité critique élevée) ne sature le terme de refroidissement (et le terme de relaxation correspondant) que loin de la zone de transition, là où la densité est deux ordres de grandeur plus basse. Tandis, le deuxième choix diminue nettement la portée du terme de refroidissement. De ce fait, le flux conductif dans ce dernier cas peut chauffer davantage les couches denses, si bien que la zone de transition est moins raide. La première valeur de la densité critique, qui donne une zone de transition relativement large et qui permet la meilleure convergence avec un nombre raisonnable de points de maille (680), sera adopté pour l'étude de la formation du vent et la relaxation vers le vent stationnaire.

Le champ magnétique donne le facteur d'expansion du tube de flux et sera défini selon deux formulations, les deux permettant une expansion super-radiale dans la partie inférieure du domaine et une expansion radiale dans la partie supérieure. La première forme est

$$B(r) = B_0 \left(\frac{R_\odot}{r} \right)^\nu \left[\frac{1 + (r/R_{ss})^{\nu-2}}{1 + (R_\odot/R_{ss})^{\nu-2}} \right], \quad (4.17)$$

où $\nu \geq 2$ et $R_{ss} = 2.5 R_\odot$. Le champ magnétique décroît, donc, comme $r^{-\nu}$ pour $r \lesssim 2.5 R_\odot$ et comme r^{-2} pour $r \gg 2.5 R_\odot$. La deuxième forme correspond à deux expansions successives à la Kopp & Holzer (1976) :

$$\frac{B(r)}{B_0} = \frac{A_0}{A(r)} = \left(\frac{R_\odot}{r} \right)^2 \frac{1}{f_1 f_2}, \quad (4.18)$$

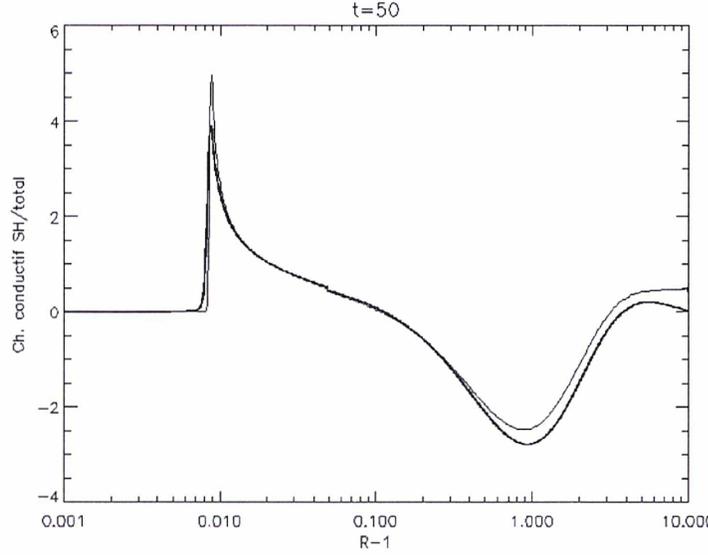


Fig. 4.1: Atmosphère avec vent stationnaire : chauffage conductif Spitzer-Härm (trait normal) et chauffage conductif total (trait épais) ; unités arbitraires, chauffage par unité de masse.

où, pour chaque $f_i(r)$, $i = 1, 2$:

$$f_i(r) = \frac{f_i^{\max} \exp\left(\frac{r-R_i}{\sigma_i}\right) + f_i^1}{\exp\left(\frac{r-R_i}{\sigma_i}\right) + 1}, \quad (4.19)$$

$$f_i^1 = 1 - (f_i^{\max} - 1) \exp\left(\frac{R_\odot - R_i}{\sigma_i}\right).$$

La sur-expansion totale est alors $f^{\max} = f_1^{\max} f_2^{\max}$. Une exploration des effets de la variation du profil de $A(r)$ peut être trouvée dans Pinto *et al.* (2009), et dans la section 4.4. Une expansion sphérique correspond à faire $\nu = 2$ dans (4.17) ou $f_1^{\max} = f_2^{\max} = 1$ dans (4.18) et (4.19).

L'opérateur divergence – cf. eqs. (4.1)-(4.4) – est défini ici comme

$$\nabla \cdot (*) = B \partial_r \left(\frac{*}{B} \right) = \left[\partial_r - \frac{\partial_r B}{B} \right] \cdot (*). \quad (4.20)$$

On utilise une maille non-uniforme typiquement de 640 points entre la surface solaire (où $\Delta r = 10^{-4} R_\odot$) et $31.5 R_\odot$ (où $\Delta r = 0.3 R_\odot$).

L'intégration temporelle est faite avec un schéma Runge-Kutta du 3^{ème} ordre. Pour l'intégration spatiale, on emploie un schéma de différences finies implicite du 6^{ème} ordre (voir Lele, 1992), sauf pour le calcul des gradients de température dans le terme conductif, qui sont obtenus par un schéma lagrangien explicite du 2^{ème} ordre.

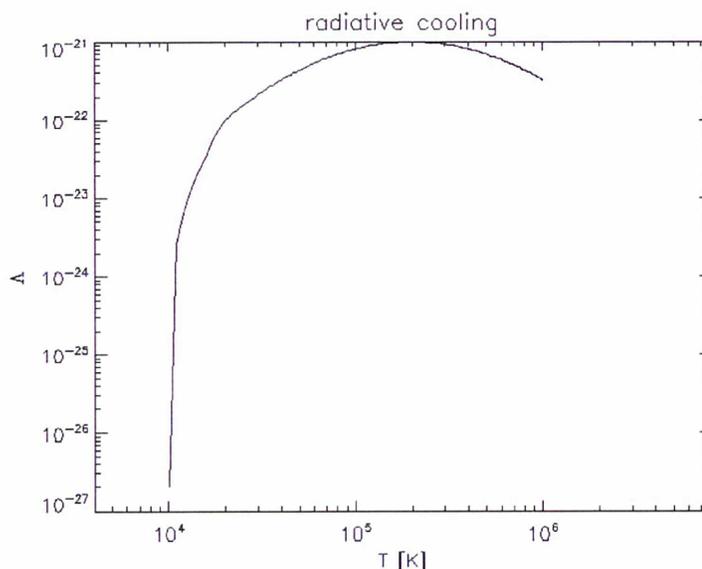


Fig. 4.2: Fonction de refroidissement $\Lambda(T)$, unités cgs.

On applique des filtres numériques pour garantir la stabilité du système (voir Lele, 1992). Les seconds membres des équations (4.1)-(4.3) sont filtrés à chaque pas de temps. La vitesse u est filtrée périodiquement, l'intervalle de temps de filtrage étant déterminé empiriquement de façon à maintenir le flux de masse $nuA(r)$ constant à l'état stationnaire sans filtrer excessivement (ce qui rend le système instable).

Les conditions aux limites sont écrites à l'aide de la forme caractéristique du système d'équations (4.1)-(4.3), comme décrit dans la section 1.4.

Génération du vent (conditions initiales)

On part d'une atmosphère de température uniformément froide (6000 K) à l'équilibre hydrostatique. La stratification correspondante est très forte, ce qui implique une très petite densité dans la partie haute du domaine, d'où un temps d'intégration très petit. On a adopté une stratégie à deux phases pour contourner cette situation. Dans la première phase (hydrostatique) on intègre seulement l'équation pour la température (eq. 4.2) et on en déduit le profil de pression en supposant l'équilibre hydrostatique réalisé partout. La densité est enfin calculée à partir de l'équation d'état (4.8). Cette procédure s'applique pendant un intervalle de temps $t \leq 1$ et a pour effet d'augmenter la température et la densité dans la haute atmosphère ¹. Dans la deuxième

¹en réalité, cette première phase se divise encore en deux parties : on commence sans conduction thermique, qu'on allume dès que la température dépasse 1 MK au milieu de la couronne pour former une région de transition chromosphérique.

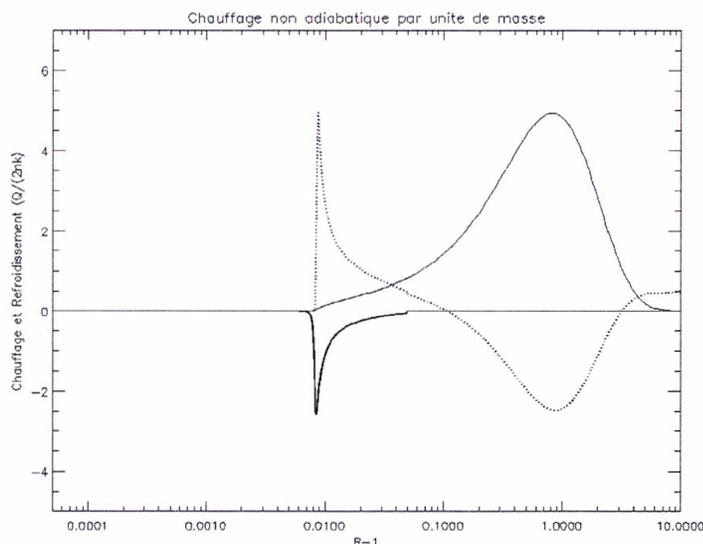


Fig. 4.3: Atmosphère avec vent stationnaire : termes de chauffage non adiabatiques (par unité de masse, unités arbitraires) : Terme radiatif mince (trait épais) ; terme conductif (trait pointillé) ; chauffage extérieur (trait normal).

phase, toutes les équations (4.1)-(4.3) sont intégrées, et on provoque une brise (écoulement vers l'extérieur) en aspirant le fluide à la frontière extérieure. Cette brise augmente d'amplitude (voir Velli, 1994), dépasse la vitesse du son et atteint un état transonique quasi-stationnaire après un temps de l'ordre de $t = 40$, donc 60 h. Cette stratégie à deux phases permet une économie de temps de CPU considérable par rapport à un calcul complet *ab initio*.

Les coefficients dans les expressions (4.9) et (4.12) sont ajustés pour que le système s'approche de $n = 10^8 \text{ cm}^{-3}$ à l'endroit où $T = 0.5 \text{ MK}$. Pour une expansion sphérique, une région de transition se forme à $\sim 0.01 R_{\odot} = 7 \text{ Mm}$, comme montré dans la fig. 4.4. La température présente un minimum de 6000 K et un maximum de $\sim 1.6 \text{ MK}$ à $r \sim 4 R_{\odot}$. La température chromosphérique est quasi-uniforme par construction. Le point sonique est atteint à $\sim 5 R_{\odot}$. Les sources et puits de chaleur s'équilibrent dans cet état initial : le chauffage par conduction thermique est compensé par les pertes radiatives dans la région de transition, pendant que le chauffage mécanique est contrebalancé par les pertes conductives et le refroidissement adiabatique dans la couronne.

Le flux de masse intégré atteint progressivement un profil uniforme (4.4). Par contre, la somme des flux d'énergie (conductif, extérieur, enthalpie, gravitationnel, cinétique) ne montre pas un profil uniforme. D'une part, le terme de perte radiative introduit une chute du flux total visible à la transition chromosphérique (panneau de charge, autour de $1.01 R_{\odot}$), d'autre part on voit dans le panneau de droite qu'une décroissance lente du flux d'énergie totale se produit entre la zone de transition et $5 R_{\odot}$. Cette décroissance est due aux

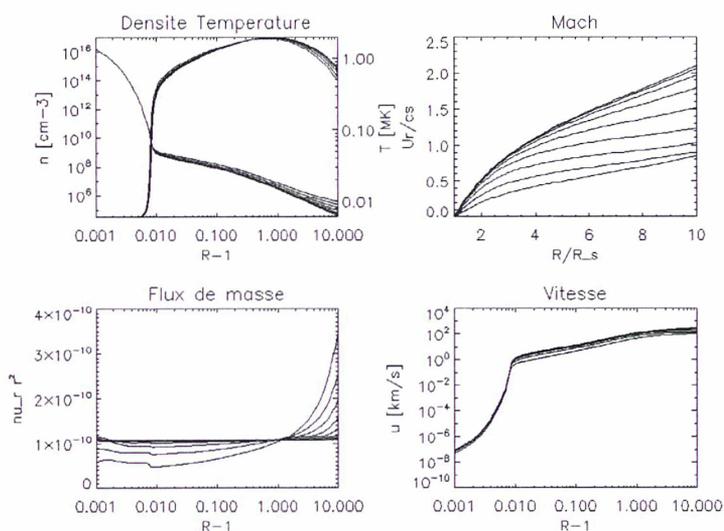


Fig. 4.4: Phase de chauffage dynamique : formation du vent transonique de $t = 20$ à 60 (30 à 90 heures). De gauche à droite et de haut en bas : Densité et température ; nombre de Mach, flux de masse intégré ; vitesse du vent.

pertes d'énergie dues au filtrage qui ôtent l'énergie du système, et au terme de viscosité cinématique qui n'est pas conservatif. Ceci sera amélioré dans l'avenir en utilisant une viscosité dynamique.

Un autre test de conservation est celui de la conservation de la masse. Il consiste à comparer la variation de densité mesurée par unité de temps avec la divergence du flux de masse. La figure 4.6 représente un tel test, effectué sur un agrandissement autour de la zone de transition, à deux temps différents de la phase de relaxation vers l'équilibre du vent transsonique. À gauche, le flux de masse intégré ; à droite la dérivée temporelle de la densité mesurée à cet instant du calcul (approchée, en faisant une différence finie entre deux sorties successives) et, superposée en pointillé, la dérivée temporelle déduite de la divergence du flux de masse. On remarquera que le test n'est pas trivial dans la mesure où le code n'intègre pas directement la densité, mais la déduit indirectement de l'intégration de la température et de la pression. On voit que les deux variations temporelle de la densité, mesurée et prédite de la divergence du flux, sont très proches lorsque le saut de flux de masse est encore important au temps $t = 32$, mais que le test devient moins bon lorsque le saut tend à disparaître. On remarquera cependant que, si on moyenne sur plusieurs points de maille, on retrouve une bonne conservation de la masse. On notera aussi que ce test a été fait sur un calcul avec zone de transition large, obtenue avec une densité critique assez basse, $\rho_c = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, limitant le refroidissement à une couche mince sous la zone de transition. Si on remonte la densité critique par exemple à $\rho_c = 1.2 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$, les conclusions sont les mêmes, mais l'erreur sur la conservation de la masse apparaît plus tôt au cours de la relaxation du

flux de masse.

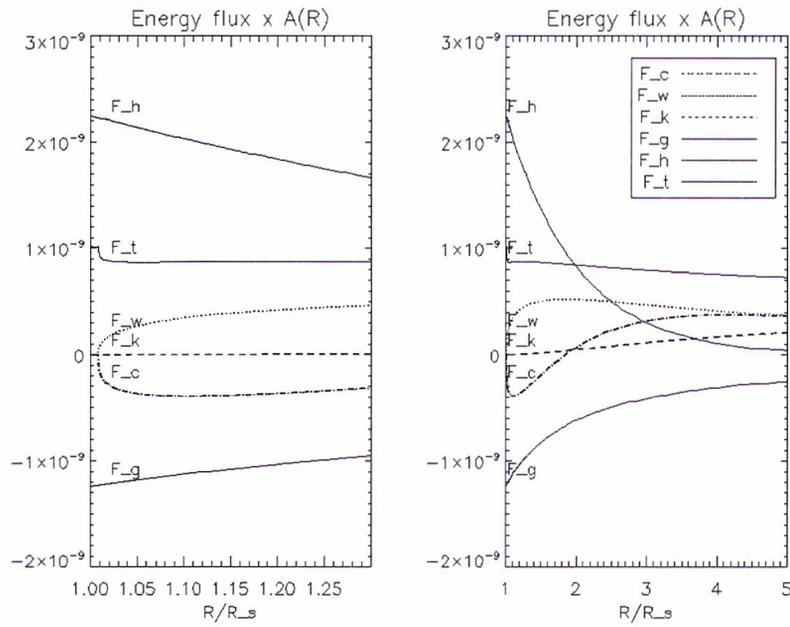


Fig. 4.5: Tous les flux d'énergie $F \times A(r)$ dans le système.

Cet état stationnaire fournit les conditions initiales pour les expériences ultérieures.

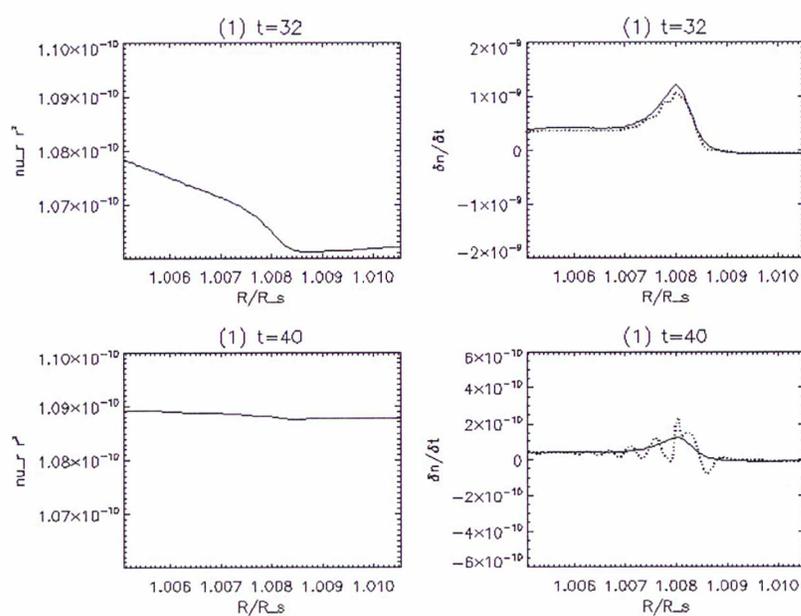


Fig. 4.6: Flux de masse et variation temporelle de la densité au voisinage de la zone de transition. Deux temps au cours de la relaxation vers le vent transonique (en haut, $t = 32$; en bas, $t = 40$). À gauche : flux de masse intégré. À droite : dérivée temporelle discrète de la densité (trait continu). Divergence du flux de masse mesuré à gauche (pointillé).

4.2 Réponse atmosphérique à l'injection d'ondes sonores

Pour illustrer les phénomènes principaux liés à la propagation d'ondes sonores dans une atmosphère, on commence par considérer brièvement le cas simplifié d'une atmosphère à deux températures sans vent. Les termes non adiabatiques dans l'équation d'énergie sont alors absents. Cette configuration a été étudiée en premier par Hollweg (1982) comme modèle de spicules. Les figures 4.7 et 4.8 montrent les deux effets principaux résultant de l'injection d'ondes sonores monochromatiques à la surface solaire. La première figure montre le profil du flux d'énergie cinétique à la puissance $1/2$, $(\rho u^2 v_g)^{1/2}$, pour une fréquence supérieure à la fréquence de coupure de Lamb

$$\omega_L = \frac{c_s}{2H} = \gamma \frac{g}{2c_s}, \quad (4.21)$$

ce qui met en évidence le saut d'énergie à la transition chromosphérique ainsi que la conservation du flux d'énergie cinétique dans la basse couronne. Ensuite, le flux d'énergie décroît rapidement à partir de $r = 1.2 R_\odot$ dans ce calcul à cause du filtrage qui dissipe fortement l'onde. La deuxième figure montre les oscillations temporelles, respectivement à la base photosphérique et dans la zone de transition, pour une fréquence supérieure à la fréquence de coupure (à gauche) et pour une fréquence inférieure (à droite). On note que l'atmosphère oscille avec une fréquence différente de celle de l'onde injectée à la base dans le deuxième cas. Dans le cas où la fréquence injectée est propagative (au-dessus de la fréquence de Lamb, à gauche), on retrouve la même fréquence d'oscillation plus haut. Dans le cas où la fréquence est plus basse (à droite), on observe que la zone de transition (ainsi d'ailleurs que la plus grande partie de la chromosphère) oscille avec une fréquence proche de la fréquence de coupure. Dans tous les cas, le signal injecté, bien que monochromatique, possède au départ un spectre riche dû au transitoire entre l'état de repos et l'état perturbé. De ce fait, la fréquence de coupure est présente. Le fait qu'elle domine ensuite (si elle est suffisamment présente au départ) vient du fait que sa vitesse de groupe est nulle. Ce phénomène est observé aussi bien dans une atmosphère infinie avec une seule température, comme l'ont montré Fleck & Schmitz (1991). Il était important de bien identifier le phénomène dans un cas simple, d'abord, avant de passer à l'étude de l'atmosphère complète.

Cette question du filtrage et du changement de fréquence a été considérablement étudiée avec comme perspective l'interprétation des oscillations autour de 3 à 6 minutes observées dans la chromosphère, soit en termes comparables à ceux de l'héliosismologie (les oscillations à 5 minutes), soit en termes différents et plus simples comme ceux mentionnés plus haut. Cheng & Yi (1996) ont par ailleurs étudié la réponse chromosphérique à un spectre d'oscillations photosphériques, sans beaucoup le détailler, mais avec un modèle physiquement très complet de chromosphère incluant un traitement du transfert radiatif et de l'ionisation.

On trouve dans la littérature les travaux théoriques sur les spicules (à partir de Hollweg, 1982, Suematsu *et al.*, 1982), qui reposent sur la même question physique de la réponse de l'atmosphère aux oscillations photosphériques. Dans ce cas, on ne s'intéresse plus aux propriétés des oscillations observées dans les raies chromosphériques mais principalement aux spicules, interprétées comme transport de la matière dense située juste au-dessous de la transition chromosphérique, et dont on essaie de reproduire la dynamique. Ce point de vue sera adopté dans la suite pour valider notre modèle.

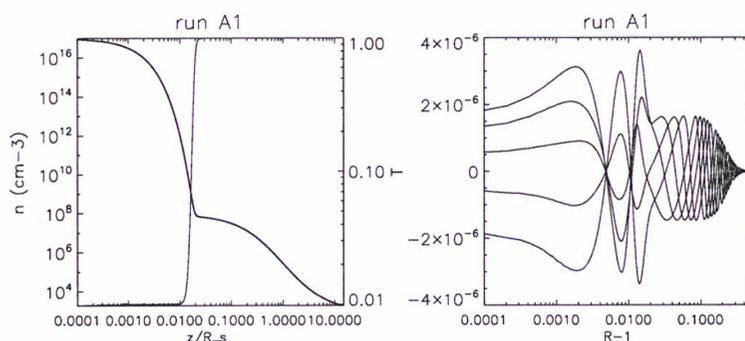


Fig. 4.7: Réponse d'une atmosphère statique avec équation d'énergie adiabatique à une onde acoustique monochromatique. À gauche, profils de densité et de température. À droite, enveloppe (pendant une période) des profils de la fluctuation de vitesse (flux d'énergie cinétique) : $(\rho v_g)^{1/2} u$.

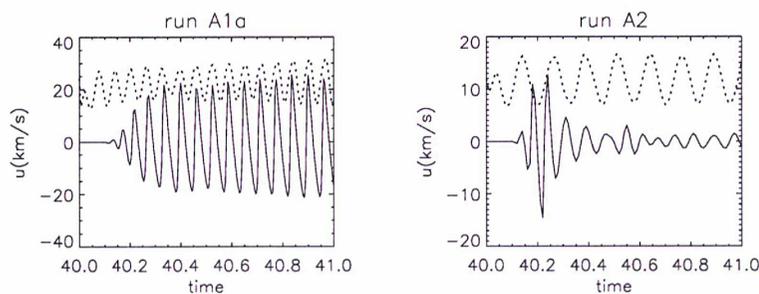


Fig. 4.8: Oscillations de la zone de transition dans l'atmosphère statique à deux températures (comme figure précédente). On donne en pointillé l'oscillation à la base photosphérique. À gauche, fréquence d'injection au-dessus de la fréquence de Lamb ; à droite, fréquence au-dessous de la fréquence de Lamb.

Il est connu (Sterling, 2000) que suivant le modèle physique d'atmosphère, la réponse oscillatoire est très différente. En particulier, l'auteur précédent note que la zone de transition réagit de façon très différente suivant qu'on tient compte ou non des termes non adiabatiques dans l'équation d'énergie. Nous allons ici comparer systématiquement deux variantes de notre modèle de base,

qui diffèrent par le choix de la densité critique ρ_c qui détermine en même temps la rapidité de la saturation du terme de refroidissement du côté des couches denses, et aussi (ce qui nous le verrons est le plus déterminant) la portée du terme de relaxation thermique qui lui est associé.

On va considérer des oscillations de période 6.3 minutes, soit un peu plus longue que la période de Lamb. Il s'agit donc d'oscillations évanescentes, tout au moins dans leur état stationnaire. Mais il est important de remarquer que la perturbation transitoire est bien entendu propagative, ce qui était déjà le cas dans l'expérience de droite de la fig. 4.8.

Les deux valeurs de ρ_c dans les expressions (4.15) et (4.16), $\rho_c = 1.2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ et $\rho_c = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, correspondront maintenant aux calculs appelés respectivement calcul (1) et calcul (2). La deuxième valeur correspond aux calculs examinés jusqu'à présent pour l'étude de la formation du vent. La première devrait assurer un terme de refroidissement plus fort, donc une zone de transition plus raide. On considère d'emblée une forte amplitude d'oscillations de la base photosphérique, égale à 310 m/s, ce qui est comparable aux amplitudes solaires (voir Cheng & Yi, 1996).

La figure 4.9 montre les oscillations de vitesse (normalisées par la vitesse du son) au voisinage de la zone de transition, pour les calculs (1) et (2). On voit que la densité critique la plus basse – calcul (1) – mène à des oscillations de la zone de transition bien plus fortes que dans l'autre calcul, ce qui donne lieu à des chocs dans la basse couronne. La figure suivante (fig. 4.10) montre les déplacements de la zone de transition : pour le calcul (1) la zone de transition se déplace avec une amplitude considérablement plus forte. Ceci n'est pas lié à un problème de stabilité numérique qui serait lui-même lié à la résolution. Comme c'est parfaitement visible sur la figure, la zone de transition est mieux résolue dans le calcul instable (la pente logarithmique est plus faible).

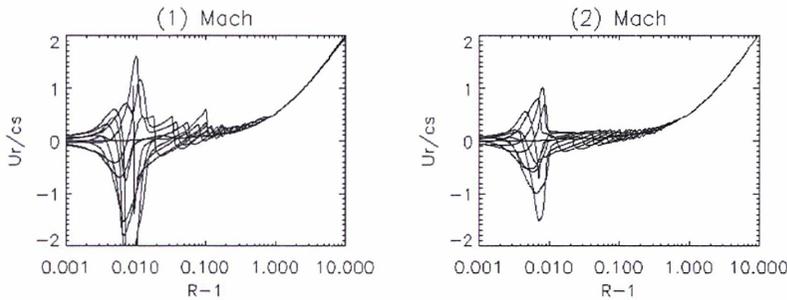


Fig. 4.9: Réponse de l'atmosphère avec vent et équation d'énergie à des oscillations de période 6,3 min (évanescentes), d'amplitude 310 m/s. Profils successifs du nombre de Mach pendant 45 minutes. (1) calcul avec $\rho_c = 1.2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$; (2) calcul avec $\rho_c = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$.

La dernière figure montre de nouveau pour les deux calculs une série d'isothermes pendant le même laps de temps (45 minutes) que les figures

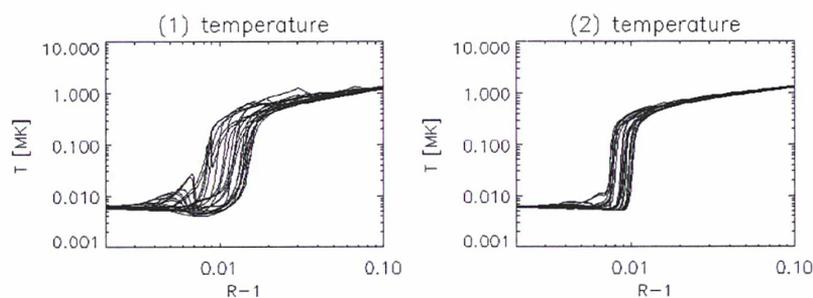


Fig. 4.10: Profils de température successifs durant 45 minutes. Même légende que dans la figure précédente (fig. 4.9).

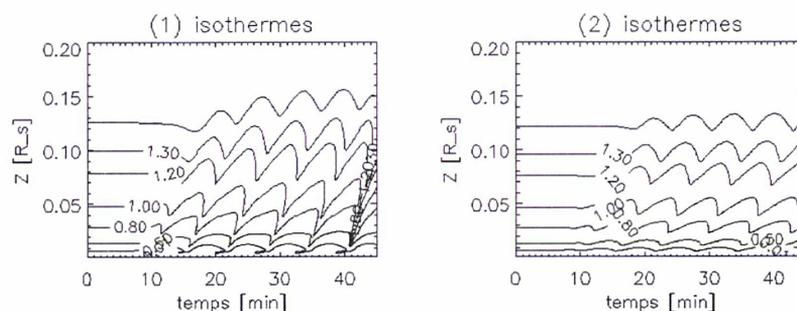


Fig. 4.11: Évolution des isothermes dans un diagramme temps-altitude pendant 45 minutes, d'un côté et de l'autre de la région de transition. Même légende que dans la fig. 4.9.

précédentes, donnant une idée de la façon dont les différentes couches de l'atmosphère oscillent (dans la mesure où les isothermes sont liées aux particules fluides). En fait, quel que soit le diagnostic utilisé, on trouve que les oscillations dans le calcul (1) sont instables et mènent à relativement court terme à une catastrophe numérique, sauf en augmentant excessivement les termes diffusifs numériques.

Puisque la température paraît un des principaux degrés de liberté excité ici, les différents termes de l'équation d'énergie sont examinés ensuite. On a vu que dans le modèle (1) la température avait, dès la basse chromosphère, une amplitude d'oscillation plus grande que dans le modèle (2) pour la même oscillation photosphérique. En fait, le terme de relaxation thermique dont fait partie le terme radiatif dit "mince" joue un rôle important pour réduire l'amplitude des fluctuations de température dans le modèle (2), et pas dans le modèle (1). Il est bien évident que dans notre cas, ce terme de relaxation remédie à l'absence de traitement du transfert radiatif, qui doit jouer dans une certaine mesure le rôle de thermostat.

Dans l'état actuel des choses, le modèle (2) est, donc, le plus correct pour

décrire la réponse de l'atmosphère et de la couronne à des oscillations photosphériques.

4.3 Chauffage localisé et ondes piégées

On étudie maintenant le chauffage impulsif de la base de la couronne et ses effets sur le vent et la basse atmosphère. Un dépôt de chaleur suffisamment brusque et/ou de forte amplitude génère des fronts d'onde dans les deux directions, vers le haut (couronne) et vers le bas (chromosphère). La réponse de l'atmosphère est différente dans la couronne (chaude, peu dense et très conductive) et dans la chromosphère (froide, dense et peu conductive). L'excès de chaleur est évacué rapidement dans la couronne, alors que dans la chromosphère on assiste à la transformation progressive d'un spectre sonore riche en un spectre dominé par la fréquence de coupure locale (de Lamb) – modes évanescents.

Cette étude est motivée en partie par les résultats du modèle axisymétrique de la section 3.5 ("Plume polaire géante"), où on a trouvé une forte accumulation de courant J_ϕ dans toute la partie supérieure d'un bipole magnétique incrusté dans un trou coronal (plume géante).

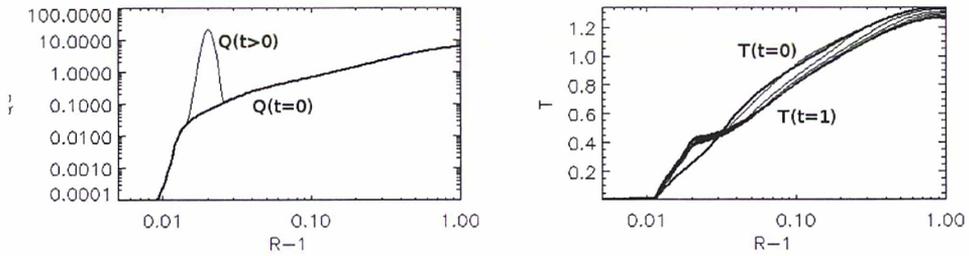


Fig. 4.12: À gauche : taux de chauffage mécanique total par unité de masse Q/ρ à l'instant initial $t = 0$ (ligne gras), et $(Q + \delta Q)/\rho$. À droite : des profils de température pour des instants successifs des $t = 0$ jusqu'à la relaxation du système. On montre seulement un intervalle de hauteur de $1 R_\odot$ au-dessus de la photosphère.

Comme le modèle axisymétrique n'inclut pas encore le chauffage ohmique ηJ^2 ni la stratification, on se propose de faire ici une analyse préliminaire avec le modèle 1D VP présenté ci-dessus (sec. 4.1.1) des tubes de flux ouverts qui contournent la structure magnétique. Les système sera perturbé par des apports de chaleur localisés $\delta Q(r; t)$ de la forme

$$\delta Q = \nabla \cdot F_\delta = \frac{q_\delta}{\sqrt{\pi} \delta r} \exp \left[-\frac{(r - r_0)^2}{\delta r^2} \right] \times f(t), \quad (4.22)$$

où $r_0, \delta r$ sont, respectivement, la position centrale et la largeur de la zone perturbée, et q_δ est l'amplitude de la perturbation en unités de taux de chauffage par unité de volume. Le flux de chauffage mécanique de fond sera le flux

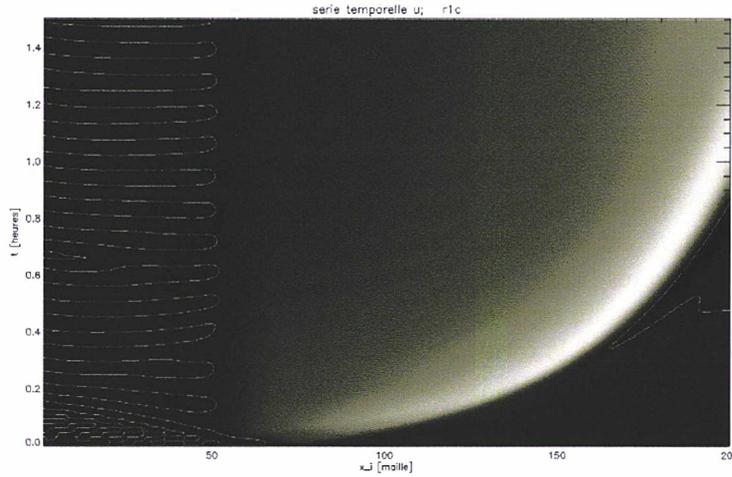


Fig. 4.13: Diagramme $x - t$ pour les différences de vitesse $\frac{u_r - u^0}{u^0}$ correspondant à la perturbation instantanée δQ dans la fig. 4.12, centrée sur $x_i = 68$. Le temps (en heures) est en ordonnée, et l'espace en abscisse en unités de points de maille (pour mieux montrer la chromosphère). Le contour montre le niveau $\delta u_r = 0$. Le front d'onde qui part vers la couronne (vers la droite) évolue à la vitesse c_s locale et sort proprement du domaine. Le front d'onde qui part vers la photosphère excite des oscillations gravito-acoustiques à la fréquence de Lamb ω_L qui restent piégées pendant longtemps.

standard donné par l'éq. (4.9) :

$$F_h = F_{p0} \left(\frac{B}{B_0} \right) \exp \left[-\frac{r - R_\odot}{H_p} \right].$$

La modulation temporelle $f(t)$ dans (4.22) est définie comme une fonction de Heaviside ($f(t=0) = 0$, $f(t > 0) = 1$), qui se traduit dans une augmentation brusque du taux de chauffage local, qui reste constante ensuite. Cette perturbation aura lieu sur un petit intervalle de hauteur $\delta r = 2 \times 10^{-3} R_\odot$ centré en $r = 1.02 R_\odot$, juste au-dessus de la TR (cf. la fig. 4.12, où l'on montre le taux de chauffage mécanique par unité de masse avant et après la perturbation et la réponse thermique de la couronne).

L'excès de pression résultant est évacué sous forme de deux fronts d'onde sonore, l'un qui se propage vers le haut (la couronne), et l'autre vers le bas (la photosphère). On le voit sur les figs. 4.13 (pour u_r) et 4.14 (pour T), qui montrent l'évolution de u_r et T (différences relatives par rapport à l'instant initial) dans un diagramme $x - t$ (espace en abscisse, temps en ordonnée).

Le front d'onde montant traverse toute la couronne (et sort du domaine emporté par le vent) laissant derrière une couronne légèrement plus dense et plus froide et un vent plus rapide. Le front d'onde descendant traverse lui toute la chromosphère et disparaît dans l'intérieur du soleil mais en laissant derrière

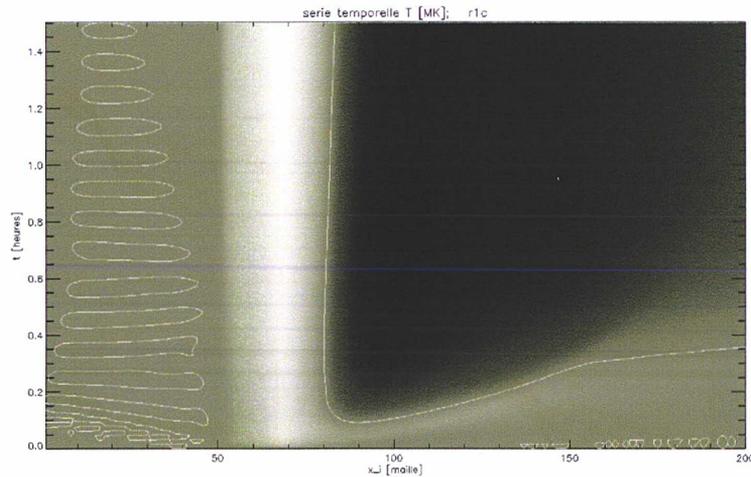


Fig. 4.14: Diagramme $x - t$ pour les différences de température $\frac{T - T^0}{T^0}$ correspondant à la perturbation instantanée δQ dans la fig. 4.12, centrée sur $x_i = 68$. Le temps (en heures) est représenté en ordonnée, et l'espace en abscisse et en unités de points de maille (pour mieux montrer la chromosphère). Le contour montre le niveau $\delta T = 0$.

lui (uniquement) la partie du spectre proche de la fréquence de coupure Lamb ω_L (eq. 4.21), correspondant à des oscillations non propagatives (évanescences) globales de la chromosphère.

Il faut noter que ω_L est pratiquement constante dans toute la chromosphère ($c_s \approx \text{const.}$), mais sa valeur chute très rapidement dans la région de transition. La figure 4.15 montre $E_c^{1/2} = \rho^{1/2} u_r$ dans la chromosphère dans des fenêtres temporelles consécutives. Il faut remarquer avant toute autre considération qu'un chauffage impulsif comme dans l'éq. (4.22) génère un spectre sonore très riche ; les fréquences $\omega > \omega_L$ se propagent facilement à travers la chromosphère et sortent du système (premier panneau de la fig. 4.15) mais pas ceux à $\omega \leq \omega_L$. Au bout d'une demi-heure toute la chromosphère oscille de façon cohérente à la fréquence de coupure (deux derniers panneaux de la fig. 4.15). La fig. 4.16 montre l'évolution temporelle de la même variable pendant le même intervalle de temps et à 4 distances différentes : $r - R_\odot = 0, 2, 5, 9 \times 10^{-3} R_\odot$ (frontière, haut de la TR, couronne). À chaque oscillation de la chromosphère, une partie de l'énergie cinétique est transmise à la couronne, où la perturbation devient propagative ($\omega_L^{\text{couronne}} \ll \omega_L^{\text{chromo}}$). Ceci est visible dans le dernier panneau de la fig. 4.15 et (quoique faiblement) dans la fig. 4.13.

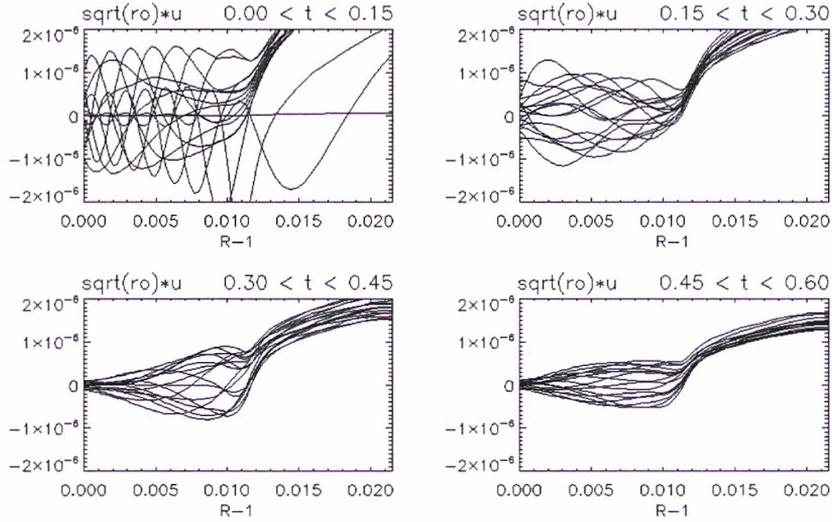


Fig. 4.15: Profils spatiales des oscillations ($\rho^{1/2}u_r$) autour de la zone de transition. Les lignes successives correspondent à des instants successifs, et chaque panneau à une fenêtres temporelle (4 fenêtres temporelles consécutives).

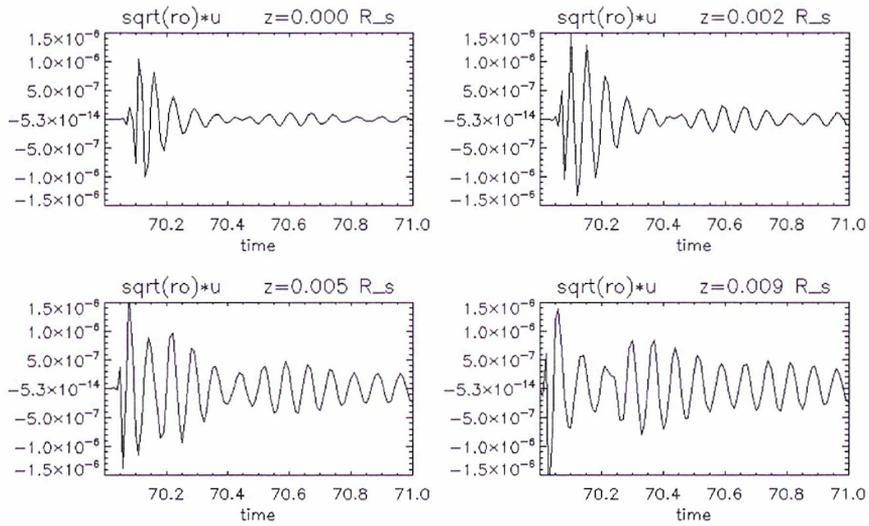


Fig. 4.16: $\rho^{1/2}u_r$ dans la chromosphère en fonction du temps dans quatre points : $z = 0 R_\odot$ (frontière), $z = 2 \times 10^{-3} R_\odot$ (centre de la perturbation δQ), $z = 5$ et $9 R_\odot$ (basse couronne).

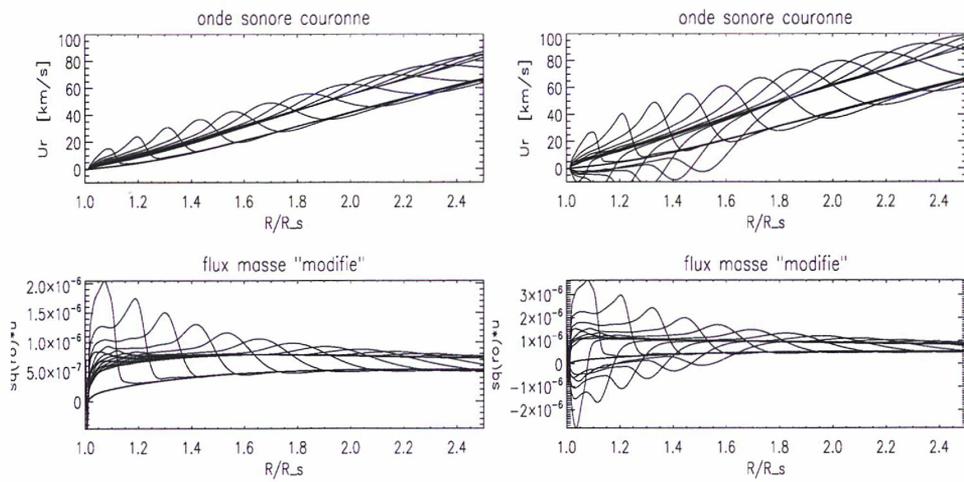


Fig. 4.17: Réponse de la couronne à : 1) la même perturbation que dans les figs. 4.13 et 4.15 (colonne de gauche). 2) Allumage ($t = 0$) et suppression ($t = 45$ min) du même δQ (colonne de droite).

4.4 Plumes polaires, jets et colonnes d'accrétion

L'article joint à la thèse qui suit décrit en détail quelques expériences supplémentaires montrant que le modèle VP permet de reproduire un certain nombre de phénomènes observés, dont certains dépendant du temps (allumage de plumes solaires, flots d'accrétion).

Disons quelques mots de l'expérience de formation de plume solaire. Wang (1994) avait déjà montré que les sur-densités des plumes nécessitaient, pour être reproduites, un chauffage particulièrement bas dans la couronne. Casalbuoni *et al.* (1999) ont étudié l'équilibre transversale entre les plumes et l'espace "interplumes". L'intérêt du modèle VP consiste en la facilité avec laquelle on peut, grâce au fait que le code est dépendant du temps, passer d'une structure à une autre et étudier la dynamique qui résulte des changements de paramètres. Les principaux paramètres dans ces expériences sont la position de la zone chauffée, et l'expansion du tube de flux magnétique. (On rappelle que, bien que le modèle soit hydrodynamique et 1D, l'expansion du tube de flux magnétique est prise en compte).

L'anti-corrélation de Wang & Sheeley (1990) entre expansion du flux magnétique et vitesse asymptotique du vent est bien retrouvée si le flux de chaleur extérieur à l'origine du chauffage de la couronne dépend du champ magnétique local (la donnée étant toujours le taux d'expansion du champ). L'avenir dira si on peut trouver une telle relation dans le cadre d'un modèle global 3D avec chauffage auto-cohérent.

ci-joint :

Time-dependent hydrodynamical simulations of slow solar wind, coronal inflows, and polar plumes

Pinto, Grappin, Wang, & Léorat, 2009

Time-dependent hydrodynamical simulations of slow solar wind, coronal inflows, and polar plumes

R. Pinto¹, R. Grappin¹, Y.-M. Wang², and J. Léorat¹

¹ Observatoire de Paris, LUTH, CNRS, 92195 Meudon, France
e-mail: rui.pinto@obspm.fr

² Space Science Division, Naval Research Laboratory, Washington, DC 20375-5352, USA
e-mail: yi.wang@nrl.navy.mil

Received 17 October 2008 / Accepted 21 February 2009

ABSTRACT

Aims. We explore the effects of varying the areal expansion rate and coronal heating function on the solar wind flow.

Methods. We use a one-dimensional, time-dependent hydrodynamical code. The computational domain extends from near the photosphere, where nonreflecting boundary conditions are applied, to $30 R_{\odot}$, and includes a transition region where heat conduction and radiative losses dominate.

Results. We confirm that the observed inverse relationship between asymptotic wind speed and expansion factor is obtained if the coronal heating rate is a function of the local magnetic field strength. We show that inflows can be generated by suddenly increasing the rate of flux-tube expansion and suggest that this process may be involved in the closing-down of flux at coronal hole boundaries. We also simulate the formation and decay of a polar plume, by including an additional, time-dependent heating source near the base of the flux tube.

Key words. interplanetary medium – solar wind – Sun: corona – Sun: magnetic fields

1. Introduction

The origin of the slow solar wind is the subject of much ongoing debate. Because it has different compositional properties and shows greater temporal and spatial variability, its sources are often assumed to lie outside the coronal holes that produce high-speed wind, with closed field regions being a favored choice (see Zurbuchen 2007, and references therein). However, an alternative viewpoint is that both high- and low-speed winds come from coronal holes (defined as open field regions), and that it is the rate of flux-tube expansion (Levine et al. 1977; Wang & Sheeley 1990; Arge & Pizzo 2000; Poduval & Zhao 2004; Whang et al. 2005) and/or the location of the coronal heating (Leer & Holzer 1980; Hammer 1982; Hollweg 1986; Withbroe 1988; Wang 1993, 1994a,b; Sandbaek et al. 1994; Cranmer et al. 2007) that controls the wind speed at 1 AU. Thus, the slow wind tends to be highly variable because it emanates from just inside the boundaries of large coronal holes and from the small, rapidly evolving holes that form near active regions at sunspot maximum. Both of these sources are characterized by rapidly diverging fields.

Adopting the view that open field regions may give rise to a wide variety of solar wind flows, we employ a time-dependent hydrodynamical code that includes the chromospheric-coronal transition region to further explore the dependence of the flow properties on the expansion factor and the form of the coronal heating function. The one-dimensional code (discussed in detail by Grappin et al., in preparation) incorporates nonreflecting boundary conditions and allows us to generate nonsteady transonic wind flows by varying the coronal parameters in time. After describing the equations and procedure in Sect. 2,

we review the relationship between wind speed, flux-tube divergence, and coronal heating (Sect. 3), show how coronal inflows can be generated by rapid changes in the heating rate and expansion factor (Sect. 4), and construct a simple model for the growth and decay of a polar plume (Sect. 5). Our conclusions are summarized in Sect. 7.

2. Method

The one-fluid flow is taken to be along the radially oriented axis of a diverging flux tube, so that the bulk velocity u , (proton or electron) number density n , mass density $\rho = nm_p$, temperature T , thermal pressure $p = 2nkT$, and magnetic field B are functions of heliocentric distance r and time t only. Wave acceleration is omitted. The mass, momentum, and energy conservation equations are then given by

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + B \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\rho u}{B} \right) = 0, \quad (1)$$

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} + \rho u \frac{\partial u}{\partial r} = - \frac{\partial p}{\partial r} - \rho \frac{GM_{\odot}}{r^2}, \quad (2)$$

$$3nk \left(\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial r} \right) + 2nkTB \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{u}{B} \right) = - B \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{(F_h + F_c)}{B} \right] - n^2 \Lambda(T). \quad (3)$$

In the energy equation, the ratio of specific heats has been set to 5/3, while F_h , F_c , and Λ respectively denote the mechanical heating flux, the conductive heating flux, and the radiative loss rate.

The magnetic field is assigned the form

$$B(r) = B_0 \left(\frac{R_\odot}{r} \right)^\nu \left[\frac{1 + (r/R_{ss})^{\nu-2}}{1 + (R_\odot/R_{ss})^{\nu-2}} \right], \quad (4)$$

where $\nu \geq 2$ and $R_{ss} = 2.5 R_\odot$. The field strength thus falls off as $r^{-\nu}$ for $r \lesssim 2.5 R_\odot$ and as r^{-2} for $r \gg 2.5 R_\odot$.

The mechanical heating flux F_h function is assigned different forms in the subsequent sections. Firstly, we assign it a standard phenomenological form (see, e.g., Withbroe 1988)

$$F_h = F_{p0} \left(\frac{B}{B_0} \right) \exp \left[-\frac{r - R_\odot}{H_p} \right] \quad (5)$$

where H_p represents an arbitrary damping length and $B(r) \propto 1/A(r)$ is given by Eq. (4), $A(r)$ being the fluxtube's cross sectional area. Secondly, we assume the heating rate to be proportional to a power of B such that

$$F_h = F_{b0} \left(\frac{A_0}{A} \right) \left(\frac{B}{B_0} \right)^{\mu-1} = F_{b0} \left(\frac{B}{B_0} \right)^\mu. \quad (6)$$

We also consider a combination of these two forms at a later time to study the effects of two separate heating sources and simulate the formation and decay of a polar plume. We assume a Spitzer-Härm conductive heating flux

$$F_c = -\kappa_0 T^{5/2} \frac{\partial T}{\partial r}, \quad (7)$$

where $\kappa_0 = 10^{-6}$ (in cgs units), but we modify it in two ways: a) at distances larger than 5 solar radii we limit the flux to 2/3 the Spitzer-Härm value, the width of the transition being 1 solar radius, so to prevent it from being larger than its collisionless estimation (see, e.g., Hollweg 1976, 1986); b) we use an additional numerical conductive term of the form $k^{\text{num}} \partial^2 T / \partial r^2$ such that $k^{\text{num}} \approx \frac{c_s \Delta z}{10^2}$ at the transition region (hereafter TR), where c_s is the sound speed and Δz the width of the TR. This term is negligible compared to the Spitzer-Härm term everywhere except around the Transition Region, where it moderates the conductive flux and helps in keeping the mesh size not too small (see e.g. Linker et al. 2001, for comparable prescriptions). The radiative loss function is given by

$$\Lambda(T) = 10^{-22} 10^{[\log_{10}(T/T_M)]^2} \chi(T) \quad (8)$$

(based on Athay 1986), where $\chi(T)$ equals unity for $T > 0.02$ MK and varies linearly from 0 to 1 for $0.01 < T < 0.02$ MK. T_M equals 0.2 MK.

We employ a nonuniform grid of 640 points between the solar surface (where $\Delta r = 10^{-4} R_\odot$) and $31.5 R_\odot$ (where $\Delta r = 0.3 R_\odot$). Time integration is done with a Runge-Kutta scheme of order 3, while an implicit finite-difference scheme of order 6 is used for the spatial dimension, except when computing temperature gradients in the conductive term, when an explicit scheme of order 2 is applied. Numerical filtering is employed to increase the stability of the schemes (Lele 1992).

Boundary conditions are imposed by integrating the characteristic forms of Eqs. (1)–(3), as in Grappin et al. (1997). At the inner boundary, disturbances may propagate freely out of the system but not into it.

Starting with a cool (6000 K), static atmosphere, the corona and transition region are constructed as follows. During the first phase, which lasts for $\tau = R_\odot/c_{s0} = 90$ min (c_{s0} being the isothermal sound speed corresponding to 1 MK), the medium is heated and only $T(r)$ is solved for, with $P(r)$ being given by

the equation of hydrostatic equilibrium. This preliminary phase allows considerable CPU time savings. During the second phase ($1 < t/\tau < 40$), the full equations are integrated, and a supersonic wind is generated by lowering the pressure at the outer boundary using the ingoing characteristics; this artificial suction stops as soon as the flow there becomes supersonic, since thereafter no signal can propagate into the computational domain from outside. The simulations described here were performed by starting at the end of the second phase and varying the coronal parameters. We note that, even at $t/\tau = 40$, the velocities are still decreasing with time in the transition zone; however, a steady-state equilibrium has been established near the top of this region ($T = 0.5$ MK), which we henceforth refer to as the ‘‘coronal base’’. Other details of the model will be discussed thoroughly in a forthcoming paper.

3. Dependence of the wind speed on the coronal parameters

For trial purposes, the coronal heating flux is first assigned the standard phenomenological form given by Eq. (5). The effect of varying the parameters F_{p0} , ν , and H_p is illustrated by the four steady-state wind solutions in Fig. 1. When the magnitude F_{p0} of the heating is raised from 4 to 8×10^5 erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$ but the other parameters are fixed, the maximum temperature T_{max} (attained at $R_{\text{max}} = 1.88 R_\odot$) increases by 17%, while the flow speed u_1 at the outer boundary increases by 14%. The main effect, however, is to double the mass flux at the coronal base: because of the dominance of the gravitational potential energy near the solar surface, F_{p0} scales roughly as $\rho_0 u_0 G M_\odot / R_\odot$.

If now the magnetic falloff index ν is increased from 2 to 3 while keeping F_{p0} fixed at 8×10^5 erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$, the result (dashed curves in Fig. 1) is that T_{max} falls by 11% (mainly due to the effect of adiabatic expansion), $n_0 u_0$ remains essentially unchanged, and u_1 decreases by 6%. This result differs from that obtained when the flux-tube divergence rate is increased but the coronal temperature is arbitrarily held fixed, in which case the mass flux at the Sun rises steeply and the asymptotic wind speed undergoes a much larger decrease (Wang & Sheeley 1991).

The dotted curves in Fig. 1 show the solution obtained when H_p is decreased from 1 to $0.5 R_\odot$, keeping $\nu = 3$ and $F_{p0} = 8 \times 10^5$ erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$. The location of the temperature maximum moves inward as expected (from 1.73 to $1.48 R_\odot$), T_{max} decreases by 4%, while the temperatures fall significantly in the region $r > R_{\text{max}}$. At the same time, $n_0 u_0$ increases by 32% and u_1 drops steeply from 373 to 274 km s $^{-1}$.

These calculations suggest that the parameter to which the asymptotic wind speed is most sensitive is the location of the coronal heating. In particular, depositing the bulk of the energy near the coronal base results in lower wind speeds and higher mass fluxes, whereas depositing it near the sonic point produces higher wind speeds and lower mass fluxes (see Leer & Holzer 1980). Here, the damping length H_p has been treated as an arbitrary parameter. However, if the source of the heating is magnetic in nature, its spatial distribution might be expected to depend on $B(r)$, with the damping length being smaller, the more rapidly the field strength falls off with height (for example, $H/R_\odot \propto \nu^{-\alpha}$, where $\alpha > 0$). Indeed, Cranmer et al. (2007) have developed a self-consistent model for coronal heating and solar wind acceleration, in which the wind speed and mass flux are determined by the radial gradient of the Alfvén speed. In this model, the coronal hole is heated by the damping of Alfvén waves via a turbulent cascade; the turbulent heating rate is inversely proportional

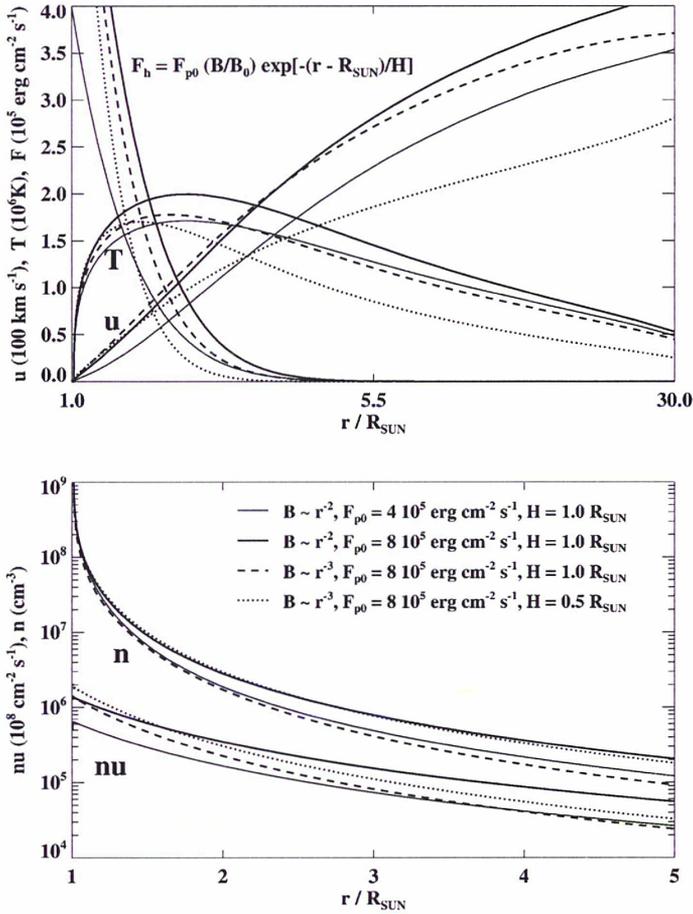


Fig. 1. Four steady-state wind solutions obtained by varying the base flux density F_{p0} , the magnetic falloff index ν , and the damping length H in the coronal heating function $F_h(r) = F_{p0}(B/B_0) \exp[-(r - R_\odot)/H]$. Thin solid lines: $F_{p0} = 4 \times 10^5 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, $\nu = 2$, $H = 1 R_\odot$. Thick solid lines: $F_{p0} = 8 \times 10^5 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, $\nu = 2$, $H = 1 R_\odot$. Dashed lines: $F_{p0} = 8 \times 10^5 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, $\nu = 3$, $H = 1 R_\odot$. Dotted lines: $F_{p0} = 8 \times 10^5 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, $\nu = 3$, $H = 0.5 R_\odot$. Top panel shows $F_h(r)/(10^5 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1})$, $u(r)/(100 \text{ km s}^{-1})$, and $T(r)/(1 \text{ MK})$; bottom panel shows $n(r) [\text{cm}^{-3}]$ and $n(r)u(r) [10^8 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}]$.

to the transverse correlation length L_\perp , which in turn varies as $B^{-1/2}$ (cf. Hollweg 1986).

To demonstrate that a coronal mechanical heating flux that depends mainly on the local magnetic field strength will necessarily lead to an inverse relationship between wind speed and expansion factor, let us use the heating flux as given by Eq. (6) where, for illustrative purposes, we take $\mu = 3/2$. Figure 2 shows the steady-state wind solutions obtained by setting ν equal to 2, 3, 4 and 5. As the magnetic falloff rate increases, the location of the temperature maximum moves inward, its peak value decreases, $n_0 u_0$ increases, the outer region $r > R_{\text{max}}$ becomes cooler, and the flow velocity at the outer boundary drops. Similar results are obtained for any $\mu > 1$.

4. Generating coronal inflows

During times of high solar activity, white-light coronagraph observations often show swarms of small-scale features moving sunward in the region $2 R_\odot \lesssim r \lesssim 5 R_\odot$ (Sheeley & Wang 2002).

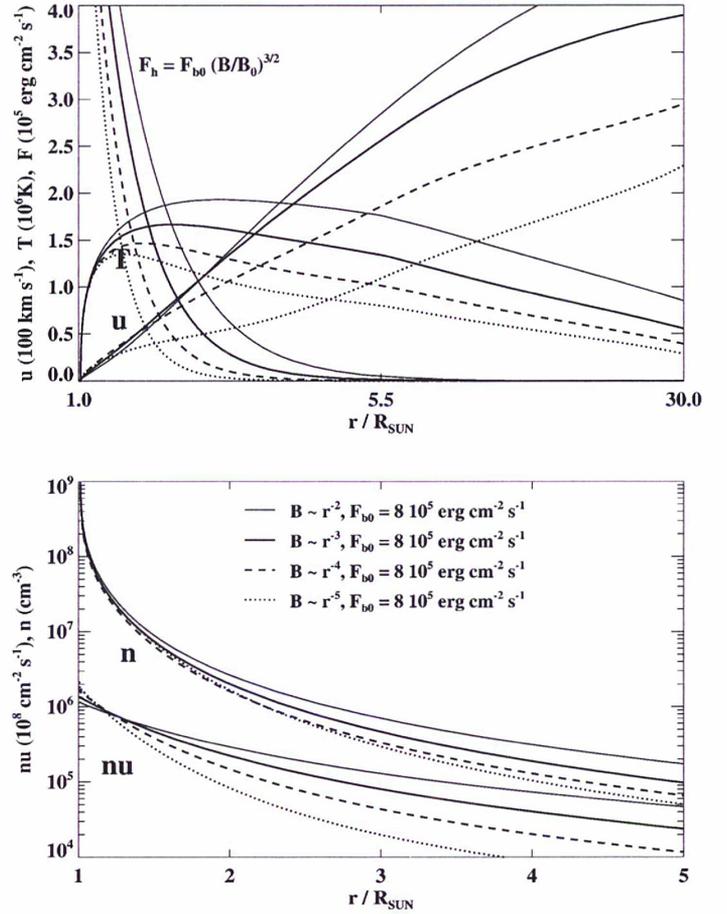


Fig. 2. Three steady-state wind solutions obtained by varying the magnetic falloff index in the coronal heating function $F_h(r) = 8 \times 10^5 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} (B/B_0)^{3/2}$. Thin solid lines: $\nu = 2$. Thick solid lines: $\nu = 3$. Dashed lines: $\nu = 4$. Dotted lines: $\nu = 5$.

These inflow events are concentrated around the heliospheric current/plasma sheet. They characteristically start as small density enhancements that accelerate from rest and leave a narrow, dark trail in their wake, subsequently decelerating as they approach the inner edge of the coronagraph field of view. Although some of these events are clearly CME-associated, the majority do not occur in the immediate aftermath of CMEs and appear to represent the closing-down of magnetic flux at coronal hole boundaries.

In the simulation shown in Fig. 3, we have started with the $\nu = 2$ wind solution of Fig. 2 and then instantaneously reduced F_{b0} from 8 to $1 \times 10^5 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (see Eq. (6)). The radial profiles of T , u , and n are plotted at a succession of times $t/\tau = 0, 2, 4, 10, 20$ and 40 where $\tau = R_\odot/c_{s0} = 90 \text{ min}$ and $t = 0$ is here defined as the moment when the heating is turned down. Although the temperatures almost immediately drop toward their new equilibrium values, the flow velocities and densities require on the order of a global sound-crossing time ($\sim 30 R_\odot/c_{s0}$) to adjust to the greatly reduced heating rate. In the expanding subsonic regime, the flow separates into inward- and outward-moving components, and the density falls. Outflow from the Sun is reestablished after $t \sim 10\tau$, and the system reaches a steady state with reduced velocities and densities by $t \sim 20\tau$. While this simulation produces modest inflows near the Sun, it is unclear how a large decrease in F_{b0} might be effected in reality.

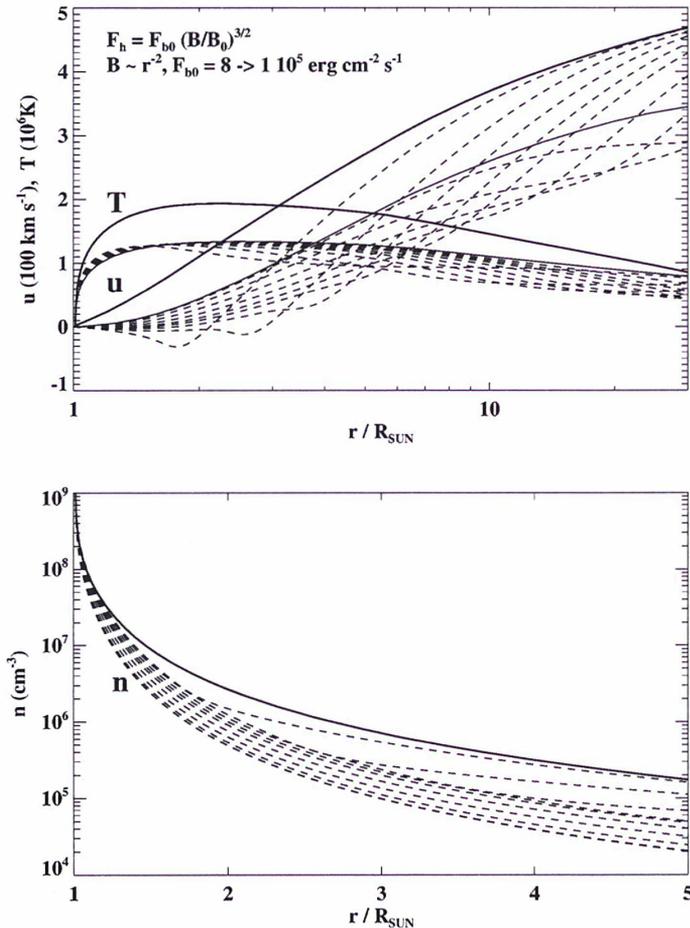


Fig. 3. Time evolution of the $\nu = 2$ wind solution in Fig. 2, after F_{b0} is suddenly decreased from 8 to 1×10^5 erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$. The radial profiles of u , T , and n are plotted at $t/\tau = 0$ (thick continuous lines), 1, 2, 3, 4, 5, 7, 10, 15, 25 (dashed lines) and 40 (thin continuous line) where $\tau = R_{\odot}/c_{s0} = 90$ min.

The closing-down of magnetic flux requires that open field lines of opposite polarity be brought together and reconnected with each other. Since the local field strength is small in the vicinity of the polarity reversal, any flux tube that undergoes this merging process must diverge rapidly with radial distance, and the outward extension of this flux tube must experience a large reduction in its heating rate according to Eq. (6). Instead of decreasing the amplitude of the heating function as in the simulation of Fig. 3, let us now keep F_{b0} fixed at 8×10^5 erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$ but increase the magnetic falloff index ν from 2 to 10. As shown in Fig. 4, the velocity profile again collapses and inflows are generated below the sonic point, which moves progressively outward. In this case, because the heating remains strong near the solar surface, the density increases with time at low heights, where hydrostatic equilibrium is approached. Above $r \sim 3 R_{\odot}$, however, the inward velocities continue to grow to amplitudes of nearly 100 km s $^{-1}$ and $n(r)$ falls sharply. The squeezing-out of plasma from the flux tubes in this region should facilitate the merging and reconnection process.

5. Formation of a polar plume

Coronal plumes are raylike features aligned along open field lines and characterized by densities ~ 2 – 5 times higher than the

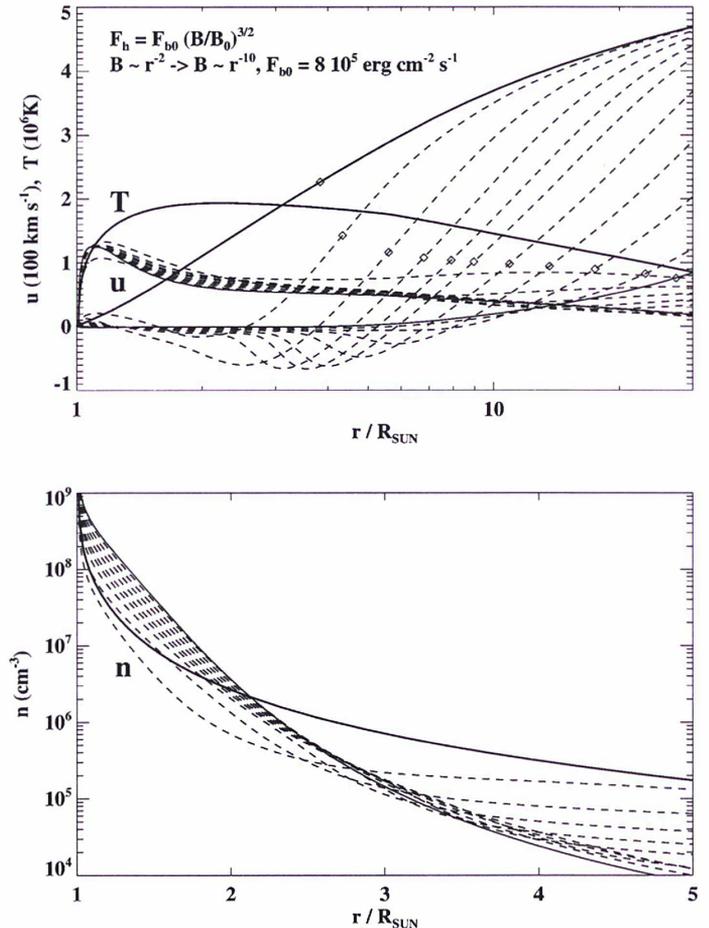


Fig. 4. Here, the magnetic falloff index ν is suddenly increased from 2 to 10 while keeping F_{b0} fixed at 8×10^5 erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$. The radial profiles of u , T , and n are shown at $t/\tau = 0$ (thick continuous lines), 1, 2, 3, 4, 5, 7, 10, 15, 25 (dashed lines) and 40 (thin continuous line). Strong inflows are generated below the sonic point (represented by the diamond marks over each u profile), which moves progressively outwards.

surrounding interplume regions of the coronal hole. As shown in Wang (1994a), the enhanced densities in plumes require the presence of a strong heating source near their bases. Indeed, plumes are found to overlie EUV bright points, and these small bipoles appear to be undergoing interchange reconnection with the unipolar flux concentrations inside coronal holes.

The effect of two separate heating sources, one spread over a distance on the order of a solar radius, the other concentrated at the base of the flux tube, is illustrated by the steady-state wind solution in Fig. 5. Here the total heating function is taken to be of the form

$$F_{\text{plume}} = F_{b0} (B/B_0)^{3/2} + F_{p0} (B/B_0) \exp[-(r - R_{\odot})/H_p], \quad (9)$$

with $F_{b0} = 4 \times 10^5$ erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$ and $\nu = 2$. The “interplume” solution, for which $F_{p0} = 0$, is indicated by the dotted curves. The plume solution (solid curves) has $F_{p0} = F_{b0} = 4 \times 10^5$ erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$ and $H_p = 0.05 R_{\odot}$. The extra base heating causes $T(r)$ to increase near the coronal base but to decrease at greater heights; at the same time, $u(r)$ falls and $n(r)$ rises everywhere. The factor of ~ 4 increase in the density is accompanied by a sharp rise in the conductive heating flux $F_c = -\kappa_0 T^{5/2} dT/dr$ conducted downward into the transition region and by a large increase in the outward enthalpy flux $F_{\text{enthy}} = 5pu/2$ (Fig. 6).

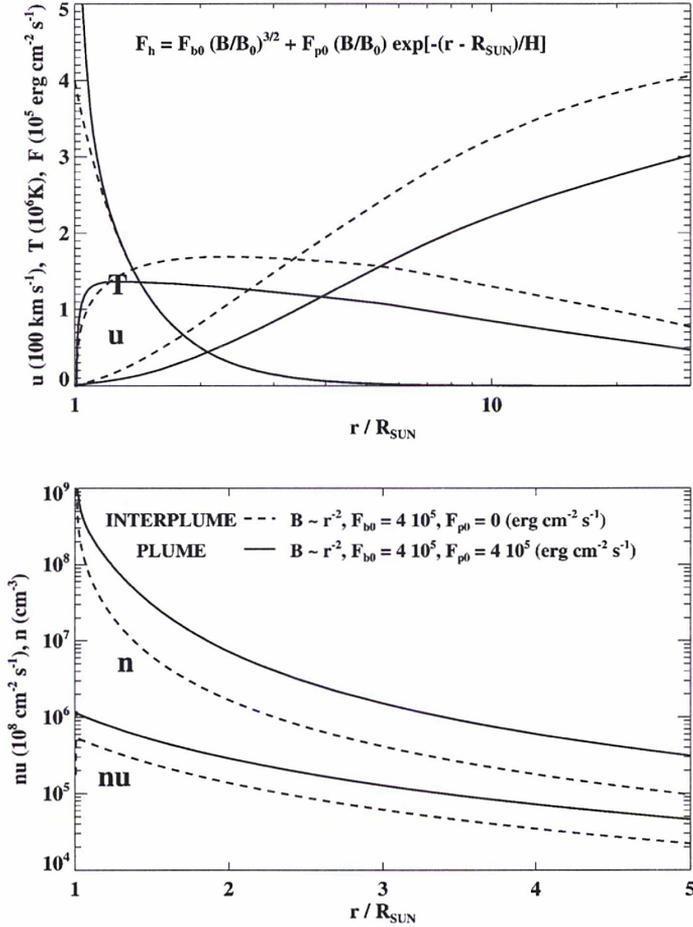


Fig. 5. Effect of an additional heating term near the coronal base, of the form $F_{p0}(B/B_0) \exp[-(r - R_{\odot})/H_p]$. *Solid curves:* steady-state “plume” solution with $F_{p0} = 4 \times 10^5 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ and $H_{p0} = 0.05 R_{\odot}$. *Dashed curves:* steady-state “interplume” solution with $F_{p0} = 0$. In both cases, the global heating term is given by $F_{b0}(B/B_0)^{3/2}$, with $F_{b0} = 4 \times 10^5 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ and $\nu = 2$.

Figure 7 shows how the plume forms as the base heating rate F_{p0} is suddenly raised from 0 to $4 \times 10^5 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. The velocities increase during the first several hours, but subsequently fall below the initial (interplume) values as the densities continue to rise and the plasma above the coronal base cools. The reverse process, in which the base heating is suddenly switched off, is shown in Fig. 8. The velocities initially decrease, even becoming slightly negative ($u_0 \sim -1 \text{ km s}^{-1}$) near the coronal base; the equilibrium profile, in which the speeds are everywhere higher than the plume values, is attained only after ~ 1 day. We note that it takes as long as ~ 5 h. for the densities to drop by a factor of two, a result that is consistent with the observed tendency for EUV “plume haze” to linger well after the underlying bright point has faded.

6. Heating timescale and inflow amplitudes

The inflows observed in Figs. 3, 4 and 8, as well as the “jet” shown in Fig. 7, are transient structures which propagate away from a well defined region where the volumetric heating rate changes. These sound wavefronts are the response to the pressure variations which correspond to the volumetric heating rate

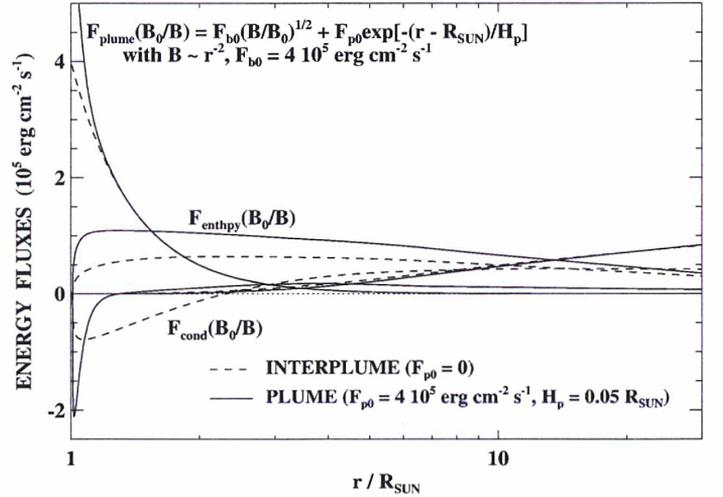


Fig. 6. Radial profiles of the heating function, conductive heating flux, and enthalpy flux for the plume and interplume solutions.

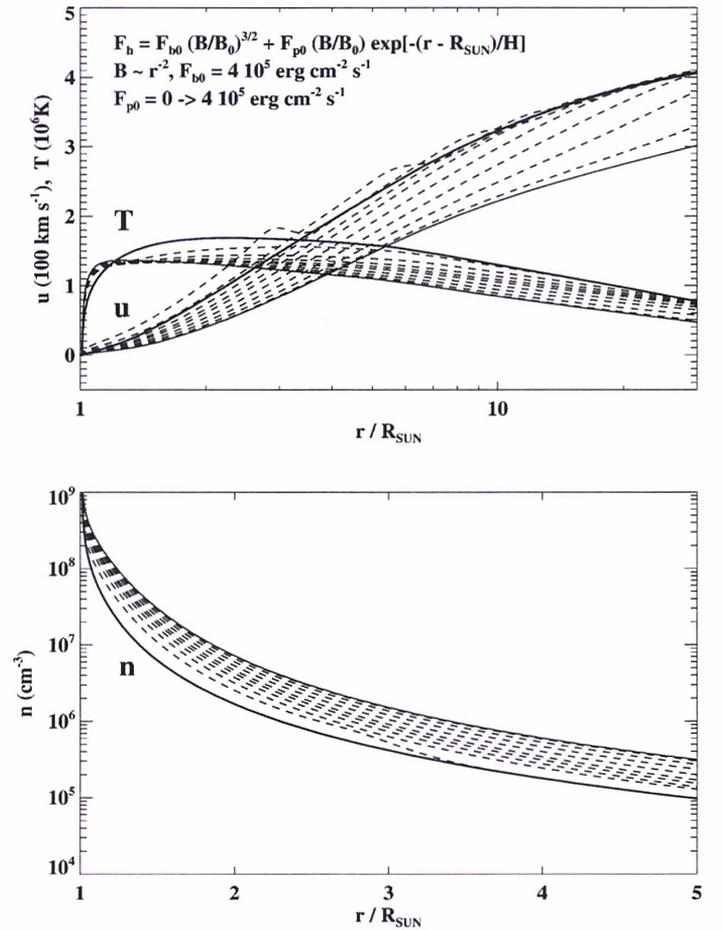


Fig. 7. Formation of a plume. With the initial state being given by the interplume solution ($F_{p0} = 0$, $F_{b0} = 4 \times 10^5 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, $\nu = 2$), F_{p0} is suddenly increased to $4 \times 10^5 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. The radial profiles of u , T , and n are shown at $t/\tau = 0$ (thick continuous lines), 1, 2, 3, 4, 5, 7, 10, 15, 25 (dashed lines) and 40 (thin continuous line)

changes within that region. Take for example the case described in Fig. 4, where the magnetic falloff index ν was increased abruptly from 2 to 10, which translates into a decrease in the heating rate in the region between $r = 1 R_{\odot}$ and $r = R_{\text{ss}} = 2.5 R_{\odot}$ (for $r > R_{\text{ss}}$, $B \propto r^{-2}$ at all times; see Eq. (4) for the definition

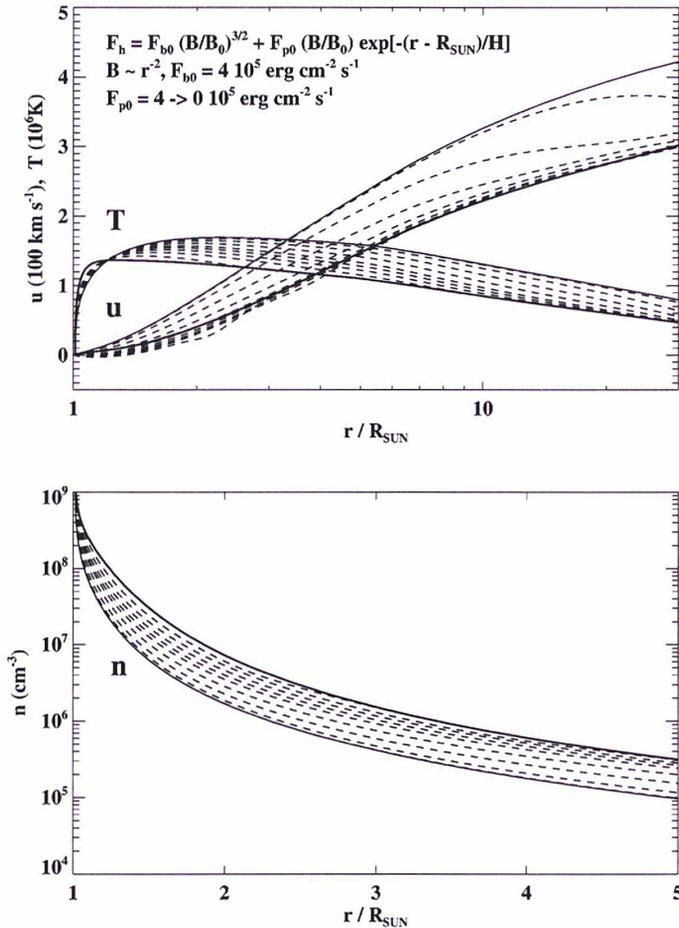


Fig. 8. Decay of a plume. With the initial state now being given by the plume solution ($F_{p0} = 4 \times 10^5 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, $H_p = 0.05 R_\odot$), F_{p0} is suddenly set to 0. The radial profiles of u , T , and n are plotted at $t/\tau = 0$ (thick continuous lines), 1, 2, 3, 4, 5, 7, 10, 15, 25 (dashed lines) and 40 (thin continuous line).

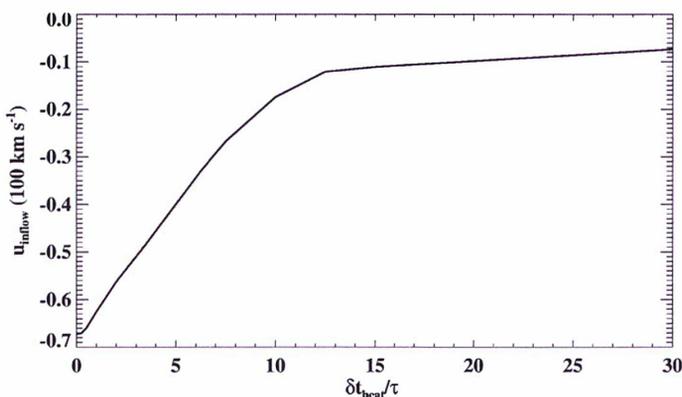


Fig. 9. Peak inflow amplitude u_{inflow} as a function of the heating timescale $\delta t/\tau$, where $\tau = 90 \text{ min}$, for the variation of the magnetic falloff index ν from 2 to 10, as in Fig. 4. The position of the inflow peak – about $r = 3.5 R_\odot$ – doesn't depend on the value of δt .

of the magnetic field and Eq. (6) for the heating flux used). We observe the evolution of a negative velocity perturbation δu_{inflow} which is superposed on the background wind flow. The wind slows down as the wavefront passes through. The resulting total velocity can then be negative, especially in the lower corona (below $3\text{--}5 R_\odot$) where the solar wind speed is still low. This

produces a transient accretion event. Figure 9 shows the maximum inflow amplitude as a function of the transition time δt for the variation of the magnetic falloff index ν . The transient inflow amplitude decreases as δt increases, i.e., as the heating variation becomes less and less abrupt. The inflow peak velocity only drops down to zero for $\delta t/\tau \approx 50$, which is much longer than the sound-crossing time $\tau_{\text{cs}}/\tau = 0.96$ of the region where the heating rate changes. The position of the inflow peak velocity ($\sim 3.5 R_\odot$), its spatial width ($\sim 2 R_\odot$) and the final stationary state do not depend on δt .

7. Conclusions

We have used a one-dimensional hydrodynamic code to demonstrate how variations in the coronal heating function can produce a wide variety of solar wind flows. In particular, we find that:

1. The observed inverse correlation between wind speed and expansion factor can be explained if the heating rate depends mainly on the local magnetic field strength. In that case, most of the heating in a rapidly diverging field will occur well inside the sonic point, resulting in a large mass flux at the coronal base and a low flow speed far from the Sun.
2. Strong inflows can be generated in the subsonic region by decreasing the local heating rate. Such a decrease might occur during the closing-down of flux, when opposite-polarity field lines merge at a neutral sheet. The evacuation of the flux tubes would further accelerate the merging and reconnection process.
3. Densities comparable to those observed in polar plumes can be obtained by depositing a large amount of energy just above the coronal base. When this extra heating is switched on, the temperature rises locally but falls at greater heights, the densities progressively increase all along the flux tube, while the velocities initially increase but subsequently decrease below their initial values. The process is reversed when the base heating is switched off. In either case, a steady-state equilibrium is reached only after ~ 1 day, which may explain why coronal plumes appear to evolve more slowly than their underlying EUV bright points.

Our simulations suggest that it is unnecessary to invoke sources outside of coronal holes for the bulk of the slow solar wind. However, we note that the material within the heliospheric plasma sheet most likely originates from closed helmet-streamer loops, being transferred to the open field region by interchange reconnection (Wang et al. 1998; Crooker et al. 2004).

Our future objective is to extend the numerical code to two and three dimensions, while solving the full MHD equations with consistent dissipative terms. It may then be possible to provide a more physical description of the coronal heating process, generalizing the one-dimensional model of Suzuki & Inutsuka (2006), in which Alfvén waves drive compressional waves that dissipate in the corona.

Acknowledgements. This work was supported by CNRS, NASA, and the Office of Naval Research.

References

- Arge, C. N., & Pizzo, V. J. 2000, *J. Geophys. Res.*, 105, 10465
 Athay, R. G. 1986, *ApJ*, 308, 975
 Cranmer, S. R., van Ballegoijen, A. A., & Edgar, R. J. 2007, *ApJS*, 171, 520

- Crooker, N. U., Huang, C.-L., Lamassa, S. M., et al. 2004, *J. Geophys. Res. (Space Physics)*, 109, 3107
- Grappin, R., Cavillier, E., & Velli, M. 1997, *A&A*, 322, 659
- Hammer, R. 1982, *ApJ*, 259, 767
- Hollweg, J. V. 1976, *J. Geophys. Res.*, 81, 1649
- Hollweg, J. V. 1986, *J. Geophys. Res.*, 91, 4111
- Leer, E., & Holzer, T. E. 1980, *J. Geophys. Res.*, 85, 4681
- Lele, S. K. 1992, *J. Comput. Phys.*, 103, 16
- Levine, R. H., Altschuler, M. D., & Harvey, J. W. 1977, *J. Geophys. Res.*, 82, 1061
- Linker, J. A., Lionello, R., Mikić, Z., & Amari, T. 2001, *J. Geophys. Res.*, 106, 25165
- Poduval, B., & Zhao, X. P. 2004, *J. Geophys. Res. (Space Physics)*, 109, 8102
- Sandbaek, O., Leer, E., & Hansteen, V. H. 1994, *ApJ*, 436, 390
- Sheeley, Jr., N. R., & Wang, Y.-M. 2002, *ApJ*, 579, 874
- Suzuki, T. K., & Inutsuka, S.-i. 2006, *J. Geophys. Res. (Space Physics)*, 111, 6101
- Wang, Y.-M. 1993, *ApJ*, 410, L123
- Wang, Y.-M. 1994a, *ApJ*, 435, L153
- Wang, Y.-M. 1994b, *ApJ*, 437, L67
- Wang, Y.-M., & Sheeley, Jr., N. R. 1990, *ApJ*, 355, 726
- Wang, Y.-M., & Sheeley, Jr., N. R. 1991, *ApJ*, 372, L45
- Wang, Y.-M., Sheeley, Jr., N. R., Walters, J. H., et al. 1998, *ApJ*, 498, L165
- Whang, Y. C., Wang, Y.-M., Sheeley, N. R., & Burlaga, L. F. 2005, *J. Geophys. Res. (Space Physics)*, 110, 3103
- Withbroe, G. L. 1988, *ApJ*, 325, 442
- Zurbuchen, T. H. 2007, *ARA&A*, 45, 297

Bibliographie

- Milton ABRAMOWITZ & Irene A. STEGUN : *Handbook of Mathematical Functions : with Formulas, Graphs, and Mathematical Tables*. Dover Publications, juin 1965. ISBN 0486612724.
- S. K. ANTIOCHOS, C. R. DEVORE & J. A. KLIMCHUK : A model for solar coronal mass ejections. *Astrophysical Journal*, 510:485–493, 1999. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/1999ApJ...510..485A>.
- Markus J. ASCHWANDEN, Lyndsay FLETCHER, Carolus J. SCHRIJVER & David ALEXANDER : Coronal loop oscillations observed with the transition region and coronal explorer. *Astrophysical Journal*, 520:880–894, août 1999a. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/1999ApJ...520..880A>.
- Markus J. ASCHWANDEN, Jeffrey S. NEWMARK, Jean-Pierre DELABOUDINIÈRE, Werner M. NEUPERT, J. A. KLIMCHUK, G. Allen GARY, Fabrice PORTIER-FOZZANI & Arik ZUCKER : Three-dimensional stereoscopic analysis of solar active region loops. i. SOHO/EIT observations at temperatures of $(1.0-1.5) \times 10^6$ K. *Astrophysical Journal*, 515:842–867, avril 1999b. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/1999ApJ...515..842A>.
- R. G. ATHAY : Radiation loss rates in Lyman-alpha for solar conditions. *Astrophysical Journal*, 308:975–981, septembre 1986. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/1986ApJ...308..975A>.
- G. AULANIER, P. DÉMOULIN & R. GRAPPIN : Equilibrium and observational properties of line-tied twisted flux tubes. *Astronomy and Astrophysics*, 430:1067–1087, février 2005. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/2005A%26A...430.1067A>.
- David BERGHMANS & Peter de BRUYNE : Coronal loop oscillations driven by footpoint motions : Analytical results for a model problem. *Astrophysical Journal*, 453:495, novembre 1995. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/1995ApJ...453..495B>.

- Sara CASALBUONI, Luca Del ZANNA, Shadia R. HABBAL & Marco VELLI : Coronal plumes and the expansion of pressure-balanced structures in the fast solar wind. *Journal of Geophysical Research*, 104:9947–9962, mai 1999. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/1999JGR...104.9947C>.
- Q.-Q. CHENG & Z. YI : Oscillations in the solar atmosphere : a result of hydrodynamical simulations. *Astronomy and Astrophysics*, 313:971–978, septembre 1996. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/1996A%26A...313..971C>.
- Steven R. CRANMER, Adriaan A. van BALLEGOOIJEN & Richard J. EDGAR : Self-consistent coronal heating and solar wind acceleration from anisotropic magnetohydrodynamic turbulence. *Astrophysical Journal Supplement Series*, 171:520–551, août 2007. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/2007ApJS...171..520C>.
- J. M. DAVILA : Resonance absorption heating (With 5 figures). page 464, 1991. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/1991mcch.conf..464D>.
- Harold T. DAVIS : *Introduction to Nonlinear Differential and Integral Equations*. Dover Publications, juin 1962. ISBN 0486609715.
- L. DEL ZANNA, E. SCHAEKENS & M. VELLI : Transverse oscillations in solar coronal loops induced by propagating alfvénic pulses. *Astronomy and Astrophysics*, 431:1095–1104, mars 2005. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/2005A%26A...431.1095D>.
- B. FLECK & F. SCHMITZ : The 3-min oscillations of the solar chromosphere - a basic physical effect? *Astronomy and Astrophysics*, 250:235–244, octobre 1991. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/1991A%26A...250..235F>.
- T. G. FORBES : A review on the genesis of coronal mass ejections. *Journal of Geophysical Research*, 105:23153–23166, octobre 2000. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/2000JGR...10523153F>.
- Manolis K. GEORGIOULIS, Marco VELLI & Giorgio EINAUDI : Statistical properties of magnetic activity in the solar corona. *Astrophysical Journal*, 497:957, avril 1998. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/1998ApJ...497..957G>.
- R. GRAPPIN, G. AULANIER & R. PINTO : The MHD coupling between coronal dynamics and photospheric motions. *Astronomy and Astrophysics*, 490:353–356, octobre 2008. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/2008A%26A...490..353G>.
- R. GRAPPIN & J. LÉORAT : Turbulent mixing in a non-magnetic corona : Physical and numerical factors. *Astronomy and Astrophysics*, 365:228–240, 2001. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/2001A%26A...365..228G>.

- R. GRAPPIN, J. LÉORAT & S. Rifai HABBAL : Siphon flows and oscillations in long coronal loops due to alfvén waves. *Astronomy and Astrophysics*, 437:1081–1092, juillet 2005. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/2005A%26A...437.1081G>.
- Boris Vilhelm GUDIJKSEN & Å. NORDLUND : An AB initio approach to solar coronal loops. *Astrophysical Journal*, 618:1031–1038, 2005a. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/2005ApJ...618.1031G>.
- Boris Vilhelm GUDIJKSEN & Å. NORDLUND : An ab initio approach to the solar coronal heating problem. *Astrophysical Journal*, 618:1020–1030, 2005b. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/2005ApJ...618.1020G>.
- Viggo H. HANSTEEN & Egil LEER : Coronal heating, densities, and temperatures and solar wind acceleration. *Journal of Geophysical Research*, 100:21577–21594, novembre 1995. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/1995JGR...10021577H>.
- J. V. HOLLWEG : Collisionless electron heat conduction in the solar wind. *Journal of Geophysical Research*, 81:1649–1658, avril 1976. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/1976JGR...81.1649H>.
- J. V. HOLLWEG : On the origin of solar spicules. *Astrophysical Journal*, 257:345–353, juin 1982. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/1982ApJ...257.345H>.
- J. V. HOLLWEG : Transition region, corona, and solar wind in coronal holes. *Journal of Geophysical Research*, 91:4111–4125, avril 1986. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/1986JGR...91.4111H>.
- R. A. KOPP & T. E. HOLZER : Dynamics of coronal hole regions. i - steady polytropic flows with multiple critical points. *Solar Physics*, 49:43–56, juillet 1976. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/1976SoPh...49...43K>.
- L. LANDAU & E. LIFCHITZ : *Electrodynamique des Milieux Continus*. Editions MIR, 1969.
- Simone LANDI, Marco VELLI & Giorgio EINAUDI : Alfvén waves and shock wave formation at an X-Point magnetic field configuration. *Astrophysical Journal*, 624:392–401, mai 2005. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/2005ApJ...624..392L>.
- Sanjiva K. LELE : Compact finite difference schemes with spectral-like resolution. *Journal of Computational Physics*, 103(1):16–42, novembre 1992. URL http://www.sciencedirect.com/science?_ob=ArticleURL&_udi=B6WHY-4DDR3YX-JS&_user=10&_rdoc=1&_fmt=&_orig=search&_sort=d&view=c&_acct=C000050221&_version=1&_urlVersion=0&_userid=10&md5=ec94ba35480dc2dacc791e02db55ee56.

- B. LEROY : Propagation of waves in an atmosphere in the presence of a magnetic field. II - the reflection of alfvén waves. *Astronomy and Astrophysics*, 91:136–146, novembre 1980. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/1980A%26A...91..136L>.
- J. A. LINKER, R. LIONELLO, Z. MIKIC & T. AMARI : Magnetohydrodynamic modeling of prominence formation within a helmet streamer. *Journal of Geophysical Research*, 106:25165–25176, novembre 2001. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/2001JGR...10625165L>.
- J. A. McLAUGHLIN, I. de MOORTELE, A. W. HOOD & C. S. BRADY : Nonlinear fast magnetoacoustic wave propagation in the neighbourhood of a 2D magnetic x-point : oscillatory reconnection. *Astronomy and Astrophysics*, 493:227–240, 2009. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/2009A%26A...493..227M>.
- J. A. McLAUGHLIN, J. S. L. FERGUSON & A. W. HOOD : 3D MHD coronal oscillations about a magnetic null point : Application of WKB theory. *Solar Physics*, 251:563–587, septembre 2008. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/2008SoPh..251..563M>.
- J. A. McLAUGHLIN & A. W. HOOD : MHD wave propagation in the neighbourhood of a two-dimensional null point. *Astronomy and Astrophysics*, 420:1129–1140, juin 2004. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/2004A%26A...420.1129M>.
- J. A. McLAUGHLIN & A. W. HOOD : MHD wave propagation in the neighbourhood of two null points. *Astronomy and Astrophysics*, 435:313–325, mai 2005. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/2005A%26A...435..313M>.
- J. A. McLAUGHLIN & A. W. HOOD : MHD mode coupling in the neighbourhood of a 2D null point. *Astronomy and Astrophysics*, 459:641–649, novembre 2006. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/2006A%26A...459..641M>.
- V. M. NAKARIAKOV, L. OFMAN, E. E. DELUCA, B. ROBERTS & J. M. DAVILA : TRACE observation of damped coronal loop oscillations : Implications for coronal heating. *Science*, 285(5429):862–864, août 1999. URL <http://www.sciencemag.org/cgi/content/abstract/285/5429/862>.
- V. M. NAKARIAKOV, B. ROBERTS & K. MURAWSKI : Alfvén wave phase mixing as a source of fast magnetosonic waves. *Solar Physics*, 175(1):93–105, 1997. URL <http://dx.doi.org/10.1023/A:1004965725929>.
- L. OFMAN : Chromospheric leakage of alfvén waves in coronal loops. *Astrophysical Journal*, 568:L135–L138, avril 2002. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/2002ApJ...568L.135O>.

- E. PARIAT, S. K. ANTIOCHOS & C. R. DEVORE : A model for solar polar jets. *Astrophysical Journal*, 691:61–74, 2009. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/2009ApJ...691...61P>.
- R. PINTO, R. GRAPPIN, Y.-M. WANG & J. LÉORAT : Time-dependent hydrodynamical simulations of slow solar wind, coronal inflows, and polar plumes. *Astronomy and Astrophysics*, 497:537–543, avril 2009. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/2009A%26A...497..537P>.
- T. J. POINSOT & S. K. LELE : Boundary conditions for direct simulations of compressible viscous flows. *Journal of Computational Physics*, 101:104–129, juillet 1992. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/1992JCoPh.101..104P>.
- Eric Ronald PRIEST : *Solar magneto-hydrodynamics*, volume 23. 1982. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/1982QB539.M23P74...>
- A. F. RAPPAZZO, M. VELLI, G. EINAUDI & R. B. DAHLBURG : Coronal heating, weak MHD turbulence, and scaling laws. *Astrophysical Journal*, 657:L47–L51, mars 2007. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/2007ApJ...657L..47R>.
- Alphonse C. STERLING : Solar spicules : A review of recent models and targets for future observations - (Invited review). *Solar Physics*, 196:79–111, septembre 2000. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/2000SoPh..196...79S>.
- Y. SUEMATSU, K. SHIBATA, T. NESHIKAWA & R. KITAI : Numerical hydrodynamics of the jet phenomena in the solar atmosphere. i - spicules. *Solar Physics*, 75:99–118, 1982. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/1982SoPh...75...99S>.
- T. SUZUKI & S. INUTSUKA : Successful coronal heating and solar wind acceleration by MHD waves by numerical simulations from photosphere to 0.3AU. volume 592, page 31, septembre 2005. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/2005ESASP.592E..31S>.
- Takeru K. SUZUKI & Shu. INUTSUKA : Solar winds driven by nonlinear low-frequency alfvén waves from the photosphere : Parametric study for fast/slow winds and disappearance of solar winds. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 111:06101, juin 2006. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/2006JGRA..11106101S>.
- Kevin W. THOMPSON : Time dependent boundary conditions for hyperbolic systems. *Journal of Computational Physics*, 68:1–24, 1987. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/1987JCoPh..68...1T>.
- T. TÖRÖK & B. KLIEM : Confined and ejective eruptions of kink-unstable flux ropes. *Astrophysical Journal*, 630:L97–L100, septembre 2005. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/2005ApJ...630L..97T>.

- T. TÖRÖK & B. KLIEM : Numerical simulations of fast and slow coronal mass ejections. *Astronomische Nachrichten*, 328:743, 2007. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/2007AN...328..743T>.
- T. C. VANAJAKSHI, Kevin W. THOMPSON & David C. BLACK : Boundary value problems in magnetohydrodynamics (and fluid dynamics). i - radiation boundary condition. *Journal of Computational Physics*, 84:343–359, octobre 1989. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/1989JCoPh..84..343V>.
- M. VELLI : From supersonic winds to accretion : Comments on the stability of stellar winds and related flows. *Astrophysical Journal*, 432:L55–L58, septembre 1994. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/1994ApJ...432L..55V>.
- Y.-M. WANG : Polar plumes and the solar wind. *Astrophysical Journal*, 435:L153–L156, novembre 1994. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/1994ApJ...435L.153W>.
- Y.-M. WANG, J. B. BIERSTEKER, N. R. SHEELEY, S. KOUTCHMY, J. MOUETTE & M. DRUCKMÜLLER : The solar eclipse of 2006 and the origin of raylike features in the White-Light corona. *Astrophysical Journal*, 660:882–892, mai 2007. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/2007ApJ...660..882W>.
- Y.-M. WANG & N. R. SHEELEY : Solar wind speed and coronal flux-tube expansion. *Astrophysical Journal*, 355:726–732, juin 1990. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/1990ApJ...355..726W>.
- George L. WITHBROE : The temperature structure, mass, and energy flow in the corona and inner solar wind. *Astrophysical Journal*, 325:442–467, février 1988. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/1988ApJ...325..442W>.

