



# *Etude de l'interaction d'une onde électromagnétique avec un plasma*

## *- cas des ondes magnétohydrodynamiques (MHD)-*

*S.Belgherras*

Department of Physic, Faculty of Science  
University A.B.B Tlemcen  
Tlemcen, Algeria  
Sifia\_electronique@yahoo.fr

*T.Benouaz*

Department of Physic, Faculty of Science  
University A.B.B Tlemcen  
Tlemcen, Algeria  
t\_benouaz@mail.univ-tlemcen.dz

**Abstract:** La physique de la couronne est dominée par deux grands problèmes: l'accélération du vent solaire et celui du chauffage. Puisque notre étude concerne les ondes MHD, alors on s'intéresse au problème du chauffage. Comment ce chauffage aussi brusque se réalise-t-il ?

caractéristique d'une onde d'Alfvén dans une boucle  $t_A$  est très grand par rapport à la période caractéristique de la convection photosphérique  $t_p$  ( $t_A \gg t_p$ )

Keywords: MHD waves, Alfvén wave, Stability MHD of the structures coronales.

L'équation qui traduit l'évolution du champ magnétique est donnée par la relation suivante obtenue à partir de l'équation de Maxwell et l'équation d'induction.

### I. INTRODUCTION

### II. HYPOTHESE DE BASE DE LA MHD

La MHD c'est l'étude des mouvements d'un fluide conducteur en présence d'un champ magnétique. Le premier à avoir parlé de la MHD a été le physicien et chimiste britannique Mickael Faraday. Actuellement, on la rencontre en astrophysique ainsi que dans quelques applications industrielles comme les pompes qui assurent la circulation du sodium liquide dans les réacteurs nucléaires de type surgénérateurs.

Le principe de base utilisé en MHD n'est rien d'autre que la loi fondamentale sur l'induction électromagnétique qui fut découverte par Faraday.

1) Le conducteur supposé ici est un plasma, dont la masse volumique moyenne est la vitesse moyenne  $V(r, t)$  des ions positifs et des molécules non ionisées.

2) Comme le plasma est supposé infiniment conducteur et parfaitement compressible tel que chaque élément n'est soumis qu'à la force de Laplace.

Dans notre application, on prend comme exemple du plasma; la couronne solaire. Une étude des ondes MHD dans la couronne solaire sera faite, en présentant le problème du chauffage.

Par conséquent on montre qu'à cause de la présence d'un fort champ magnétique dans la couronne, les ondes MHD sont des candidates raisonnables pour le transport et le dépôt d'énergie à grande échelle dans la couronne. Ainsi pour que le mécanisme AC soit favorisé il faut que le temps de transition

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = r \partial_t (\mathbf{V} \wedge \mathbf{B}) + \eta \Delta \mathbf{B} \quad (1)$$

Dans cette équation figure deux termes différents qui décrivent deux mécanismes différents : la convection et la diffusion.

Pour avoir des ondes MHD, il faut que le milieu soit parfaitement conducteur, c'est à dire  $\eta = 0$ , alors le deuxième terme de diffusion est nul. On en déduit que dans le cadre de la MHD, le champ magnétique évolue par convection.

Considérons maintenant le cas limite opposé où le deuxième mécanisme d'évolution du champ est dominant. L'équation se réduit donc à :

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \eta \Delta \mathbf{B} \quad (2)$$

Cette équation exprime le fait que toute perturbation locale du champ magnétique tend à s'atténuer par diffusion selon le schéma indiqué ci-dessous.

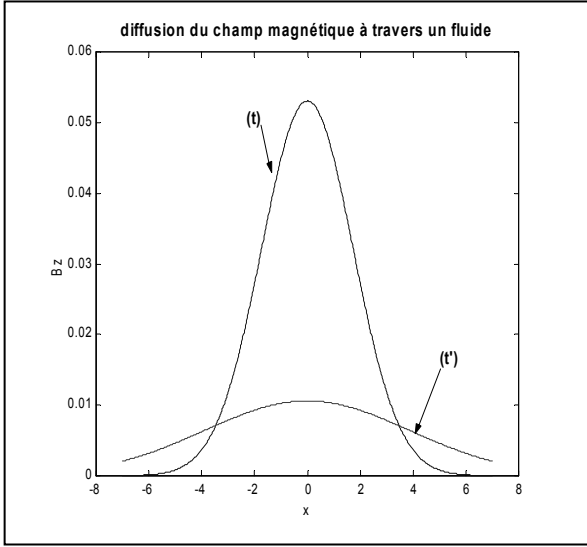


Figure 1. L'évolution du champ magnétique par diffusion

Les équations de base de la MHD sont constituées des équations de Maxwell et des équations de conservation.

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{div}(\vec{B}) = 0 \\ r \frac{\partial}{\partial t}(\vec{B}) = \mu_0 \vec{j} \\ \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \frac{\partial p}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{V}) = 0 \\ \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = r \frac{\partial}{\partial t}(\vec{V} \wedge \vec{B}) \\ \rho \left( \frac{\partial}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla \right) \vec{V} = -\text{grad}(p) + \vec{j} \wedge \vec{B} \\ \left( \frac{\partial}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla \right) \left( \frac{p}{\rho \gamma} \right) = 0 \end{array} \right. \quad (3)$$

### III. ETUDE DE L'ETAT PERTURBE DU PLASMA :

Pour étudier comment évolue le champ dans le plasma, il faut étudier les variations des nombres sans dimensions tel que le nombre de Reynolds magnétique.

Quand un plasma est soumis à un champ magnétique, alors on a des perturbations. Dans ce cas, trois types d'ondes existent : l'onde d'Alfvén et les ondes magnéto-acoustiques lentes et rapides. Ces ondes sont appelées les ondes MHD.

Si le milieu est perturbé alors les grandeurs caractéristiques du milieu peuvent être écrites sous la forme :

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}_1 \\ \vec{V} = \vec{V}_0 + \vec{V}_1 \\ p = p_0 + p_1 \\ \rho = \rho_0 + \rho_1 \end{array} \right. \quad (4)$$

Tel que l'indice (0) indique l'état d'équilibre et l'indice (1) est réservé aux perturbations qui sont petites devant les quantités à l'état d'équilibre.

Dans un milieu homogène, linéaire où  $V_1$  a la forme suivante :

$$V_1 \approx \exp[i(k \cdot x - \omega t)]$$

Puis en substituant les grandeurs perturbées dans les équations de la MHD, on aura la relation de dispersion suivante :

$$\omega^2 V_1 = (c_s^2 + V_A^2) \cdot (k \cdot V_1) k + V_A k [(V_A k) V_1 - (V_A \cdot V_1) k - (k \cdot V_1) V_A] \quad (5)$$

Si  $V_1 \perp (V_A, k) \rightarrow \omega = V_A k = \pm V_A k \cos \theta$ , alors on aura des ondes d'Alfvén.

Et si  $(V_A, k) = \theta$ , la relation de dispersion écrite ci-dessus donne trois équations scalaire dont la solution de l'onde d'Alfvén, Tandis que les deux autres décrivent les ondes magnétoacoustiques lentes et rapides.

$$\left\{ \begin{array}{l} (V_A \cos(\theta))^2 \\ \frac{1}{2} (c_s^2 + V_A^2) \pm [(c_s^2 + V_A^2) - 4c_s^2 V_A^2 \cos^2]^{1/2} \end{array} \right. \quad (6)$$

Tel que le mode d'Alfvén est dû aux forces de tension par contre les modes magnéto-acoustiques lentes et rapides sont associées à des perturbations de tension et de pression.

L'équation qui décrit les ondes magnétoacoustiques est donnée par la relation suivante :

$$\frac{d}{dx} \left[ \frac{\varepsilon(x)}{m_0^2(x)} \frac{dV_x}{dx} \right] - \varepsilon(x) V_x = 0. \quad (7)$$

tel que :

$$\varepsilon(x) = \rho_0(x) [w^2 - k_z^2 V_A^2(x)] \quad (8)$$

$$m_0^2(x) = \frac{(k_z^2 V_s^2 - w^2)(k_z^2 V_A^2 - w^2)}{(V_s^2 + V_A^2)(k_z^2 V_T^2 - w^2)} \quad (9)$$

On peut tracer l'évolution de la vitesse de phase ( Fig.2 et Fig.3 ) pour chaque mode en fonction de l'angle entre  $k$  et  $B_0$  à partir des relations de dispersion (6).

Tel que pour  $V_A > V_S$  c'est-à-dire si la vitesse du mode d'Alfven est supérieure à celle de la vitesse du son, on obtient les courbes suivantes

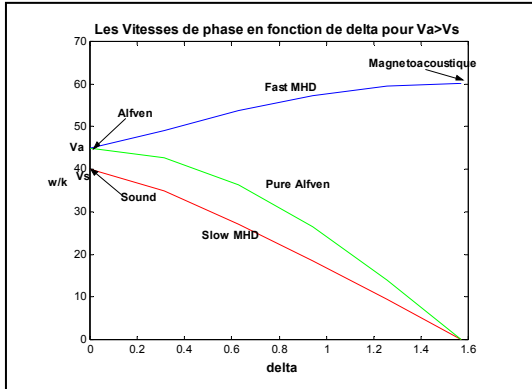


Figure 2. evolution de la vitesse de phase des trois modes pour  $V_A > V_S$

Pour le cas opposé, c.à.d  $V_A < V_S$ .

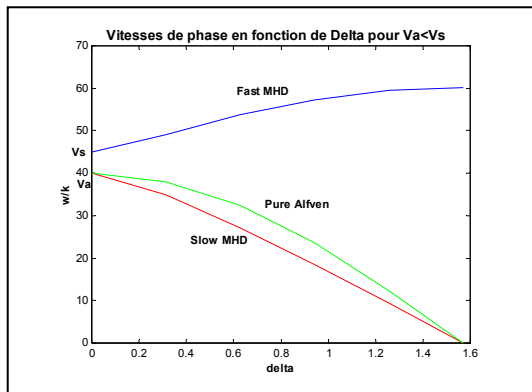


Figure 3. l'évolution de la vitesse de phase pour  $V_A < V_S$

On remarque dans les figures que le mode slow et d'Alfven restent très faibles par rapport au mode fast. Plus l'angle d'inclinaison entre  $k$  et  $V_A$  augmente plus la vitesse de phase du mode d'Alfven et slow tendent vers zéro et le contraire pour le mode fast.

Ainsi on peut tracer les diagrammes des ondes normales pour la propagation du mode d'Alfven, et des ondes magnéto-acoustiques lentes et rapides pour les trois cas suivants:

$V_A \neq V_S$ , (Fig .4),  $V_A = V_S$ , (Fig .5),  $V_A \ll V_S$  (Fig .6), moyennant les équations (6).

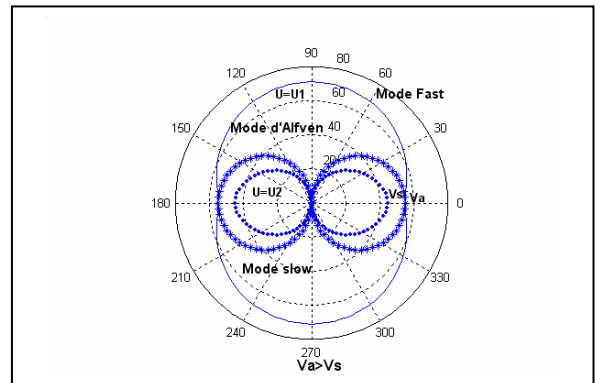


Figure 4. Représentation en coordonnées polaire des vitesses de phase des modes magnéto-acoustique Fast (bleu), d'Alfven vert, slow (rouge) pour  $V_A > V_S$

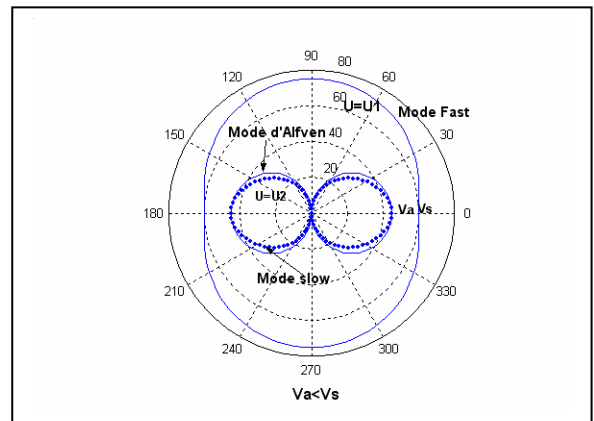


Figure 5. Représentation en coordonnées polaire des vitesses de phase des modes magnéto-acoustique Fast (bleu), d'Alfven vert, slow (rouge) pour  $V_A < V_S$

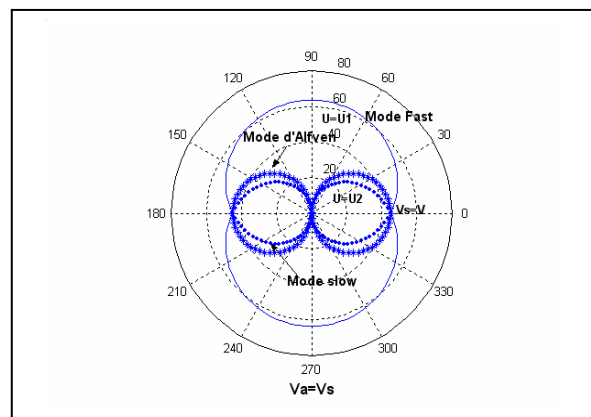


Figure 6. Représentation en coordonnées polaire des vitesses de phase des modes magnéto-acoustique Fast (bleu), d'Alfven vert, slow (rouge) pour  $V_A = V_S$

Tel que  $U_1 > \max(V_A, V_S)$ ,  $U_2 < \min(V_A, V_S)$

#### IV. APPLICATION DANS LA COURONNE SOLAIRE.

Les différents mécanismes de chauffage par dissipation des courants, qui sont créés par le champ magnétique, peuvent être divisés en deux classes : les mécanismes de chauffage par les ondes (mécanisme AC) et les mécanismes de chauffage par dissipation de courant continu (mécanisme DC). Puisque notre étude est basée sur les ondes MHD, alors on s'intéresse seulement au mécanisme AC.

A cause de la présence d'un fort champ magnétique dans la couronne, les ondes MHD sont des candidates raisonnables pour le transport et le dépôt d'énergie à grande échelle dans la couronne.

Pour étudier les ondes MHD dans la couronne solaire, il faut d'abord préciser le type d'inhomogénéité. Les deux modèles les plus développés de l'inhomogénéité sont tube et plaque de flux magnétique.

On prend comme exemple typique de l'inhomogénéité irrégulière où les ondes magnéto-acoustiques rapides, dans la couronne solaire, se comportent comme un guide d'onde réfringent.

$$\frac{\partial^2 V_x}{\partial x^2} + \left( \frac{\omega^2}{V_A^2(x)} - k^2 \right) V_x = 0. \quad (10)$$

$$V_x(x \rightarrow \pm\infty) = 0. \quad (11)$$

Les fonctions  $V_x(x)$  définissent la structure transversale des modes d'inhomogénéité.

Un profil commode de l'équation (12) de  $\rho_0(x)$  à été suggéré par Nakariakov et Robert.

$$\rho(x) = \rho_\infty + (\rho_0 - \rho_\infty) \operatorname{sech}^2 \left[ \left( \frac{|x|}{d} \right)^p \right], \quad p \geq 0 \quad (12)$$

Ce qui donne une structure non régulière de densité, changeant  $\rho_0$  à  $x=0$  et  $\rho_\infty$  pour  $|x| \rightarrow \infty$ .

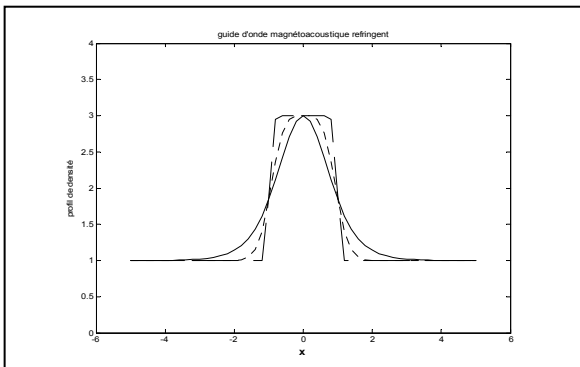


Figure 7. profil de la densité : trait rouge pour  $p=1$ , trait pointillé  $p=2$ , trait discontinue pour  $p=8$ .

#### CONCLUSION

A la lumière de cette étude on peut conclure que la relation de dispersion des oscillations des modes MHD a été appliquée au boucles coronales, négligeant la nature fortement dispersive de la vitesse de phase et la coupure de longueur d'onde du nombre d'onde.

Notant que lorsque l'interaction des deux modes fast et slow est très faible, ils sont complètement découplés (loin des interactions des deux modes découplés). Dans ce cas, ils se comportent comme des modes indépendants l'un de l'autre. Au contraire lorsque l'interaction des modes est maximale, le mode résultant n'est ni fast ni slow, alors on constate qu'une combinaison des deux, appelée aussi mode mixte ; celui-ci a un caractère fast dominant à l'extérieur de la couronne solaire, alors un résultats important peut être déduit à travers cette étude, c'est le fait que le chauffage AC de la couronne est dû principalement au mode slow car les ondes d'Alfvén et les ondes magnéto-acoustiques s'atténuent et se réfléchissent par les gradients de température et de densité dans la zone de transition.

- [1] Pantellini, F. :2000, Univ. Jussieu, La magnétohydrodynamique
- [2] Heyvaerts, J. : "Magnétohydrostatique de la couronne solaire" 1980, Ann. phys. Fr. 5,
- [3] F. El Dabachi, K. Morgan, A. K. Parrott and J. Periaux, "Approximations and Numerical Methods for the solutions of Maxwell's Equations" .
- [4] Jean-Loup Delcroix, Abraham Bers, "Physique des plasmas".
- [5] José-Phillippe Pérez, Robert Carles, Robert Fleckinger, "Electromagnetisme, fondaments et applications"
- [6] J.H. Thomas, "The reflection of Alfvén waves and the cooling of sunspots" 1978 Astrophys. J. 225, 275.
- [7] R. Moreau. (1990). Magnétohydrodynamique. Kluwer Acad. Publ.
- [8] Schmidt-voigt, M. (1989). Time dependent MHD simulations for cometary plasmas. Astrophys. J. 210, 433-454.
- [9] Bhamidipati, J. R. and El-Kaddah, N. (1992). Calculation of electromagnetic field and melt shape in the magnetic suspension melting process. MHD in process Metallurgy, TMS PUBL., California.