

Simulations 2D PIC d'un choc courbe supercritique : dynamique du précurseur électromagnétique

J. Stienlet*, B. Lembège**, PH. Savoini*

* LPP-Ecole Polytechnique-UPMC, Route de Saclay, 91128 Palaiseau

** LATMOS-IPSL-UVSQ, Quartier des Garennes, 11 Boulevard d'Alembert, 78280 Guyancourt, France

Abstract

The whistler precursor emitted from the curved terrestrial shock front plays an important role in pre-decelerating and heating the incoming solar wind. Most previous works have mainly analyzed the features of the whistler precursor emission for a 1D planar shock where it is forced to propagate along the shock normal [1] or to propagate obliquely with respect to a fixed shock normal direction in 2D planar shock simulation [2]. In the present case, the dynamics of the precursor is analyzed for a full curved shock with the help of a 2D full particle simulation where full curvature effects and both electrons and ions dynamics are described by a self consistent approach. Curvature effects continuously cover all shock normal directions within the angular range $90^\circ \leq \Theta_{Bn} \leq 45^\circ$ where Θ_{Bn} is the angle between the shock normal and the upstream magnetostatic field. This approach allows a free accessibility of the whistler precursor to a large angular range without any constraint.

Preliminary results show that :

1. the whistler precursor strongly extends far from the shock front mainly along the magnetostatic field (projected on the simulation plane) but this extension is progressively reduced outside this privileged direction;
2. wave fronts of the whistler precursor have a curvature similar to that of the main curved shock front but the width of these curved wave fronts strongly decreases when moving far from the shock front;
3. near the shock front, the precursor is emitted within an angular range much larger than that predicted by linear theory;
4. the critical angle of occurrence of the precursor fits with the theoretical value expected from Krasnoselskikh et al. (2002) model but this angle is not associated to a transition between stationary and non-stationary shocks in contrast with a statement announced by this theoretical model;
5. the damping rate of the whistler precursor is analyzed for different directions of the shock normal. These results will be discussed and compared with previous 1D and 2D simulations of planar shocks.

1. Introduction

En physique des plasmas, de très nombreuses ondes peuvent se propager et interagir avec les particules chargées. Nous allons présenter des résultats sur l'onde de choc présente en amont de la magnétosphère terrestre. En effet, lors de son expansion dans l'espace interplanétaire, le vent solaire rencontre l'obstacle magnétique que forme la magnétosphère terrestre. Etant donné le régime supersonique du flot du vent solaire et la nature « impénétrable » (en première approximation) de la magnétosphère, une zone de transition courbe ou *onde de choc*, se forme devant cet obstacle. La courbure du choc permet alors de faire diverger le flot de sa direction initiale. Au travers de cette transition, le vent solaire transforme son énergie dirigée en énergie thermique, aléatoire. Cette transformation se faisant en l'absence de collision ($\Delta_{choc} \ll \lambda_{ipm}$, on a en effet $\Delta_{choc} \sim 100-1000$ km à comparer à $\lambda_{ipm} \sim 150 \cdot 10^6$ km) ce sont les interactions ondes-particules qui supportent cette conversion. De plus, à l'inverse de ce qui se passe dans les milieux collisionnels, le choc ne représente pas un horizon à toute l'information et l'on peut observer à la fois des ondes et des particules remontant les lignes de champ magnétique en amont du choc et interagissant avec le plasma incident.

Dans ce papier, nous allons nous focaliser sur le précurseur électromagnétique « émis » par le choc qui se comporte comme un antenne, et qui a reçu un regain d'intérêt récent, du fait de son rôle clé dans la dynamique du choc. Nous présenterons les premiers résultats de simulations faisant intervenir les effets de courbure de manière auto-cohérente grâce à l'utilisation d'un code 2D PIC. L'utilisation d'un tel code est rendu nécessaire afin d'étendre les résultats antérieurs, en tenant compte des facteurs géométriques. En particulier, dans leur étude basée sur des observations satellites, Gary et Mellott ont conclu à une propagation du précurseur électromagnétique le long de la normale mais sans preuve directe. De même, [1] ont imposés cette propagation le long de la normale du fait de la nature 1D du code utilisé. Nos travaux ont donc permis de généraliser les résultats antérieurs en levant toute contrainte géométrique et de comparer les conditions requises pour observer un tel précurseur électromagnétique, que cela soit dans une approche linéaire [3] ou non linéaire [4]. Nous finirons par une présentation succincte des phénomènes d'amortissement qui contrôlent *in-fine* l'extension spatiale d'une telle structure, qui, comme le suggèrent les études précédentes [1, 3, 5], est principalement piloté par l'amortissement Landau. Nous commencerons par une présentation générale des propriétés du précurseur pour ensuite montrer les différents résultats obtenus concernant les phénomènes dispersifs (conditions d'apparition et de propagation) et dissipatifs (extension spatiale et amortissement).

1. Caractéristiques principales du choc courbe

La figure 1 présente l'amplitude du champ magnétique d'une onde de choc quasi-perpendiculaire ($45^\circ \leq \Theta_{Bn} \leq 90^\circ$) pour un nombre de Mach $Ma=2$. L'angle Θ_{Bn} représente l'angle entre la normale locale au choc et les lignes du champ magnétique interplanétaire, ce domaine de propagation se caractérise par une transition relativement simple entre l'amont et l'aval.

Sur cette figure l'onde de choc est clairement visible et le front apparaît sous la forme d'une bande rouge correspondant aux plus fortes amplitudes du champ magnétique. En amont de celle-ci, nous voyons apparaître le précurseur électromagnétique (mode siffleur) qui se présente sous la forme d'arcs concentriques s'étendant devant l'onde de choc et dont la courbure est la même que celle que nous observons pour le choc lui-même.

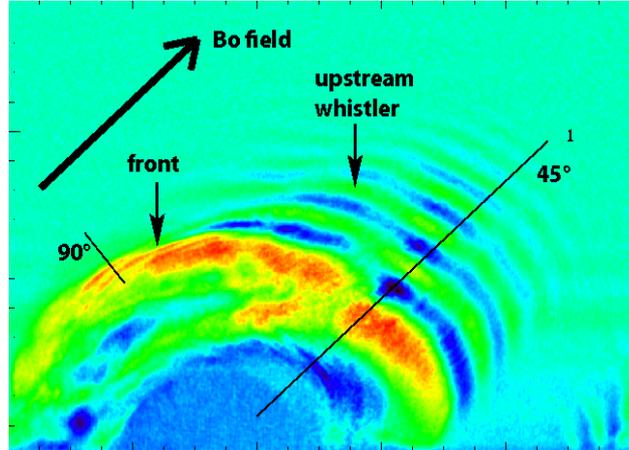


Figure 1 : Composante principale du champ magnétique (B_x) dans le plan de simulation X-Y au temps $T=1\tau_{ci}$. Le trait noir à 45° représente la projection du champ magnétique amont dans le plan de simulation

Concernant son extension spatiale, il est clair que celle-ci est dirigée le long de la projection du champ magnétique dans le plan de simulation (parallèle à B_0) et que de plus, le précurseur électromagnétique n'est émis que sur une portion du choc courbe, et apparaît en-dessous d'une certaine valeur pour l'angle Θ_{Bn} , que l'on nommera par la suite angle critique d'apparition du précurseur Θ^* . Enfin, la longueur d'onde apparente du précurseur varie spatialement avec la distance au choc, devenant plus petite au fur et à mesure que l'on s'éloigne du front. Ce comportement est tout à fait prévisible en régime transitoire, lorsque le précurseur n'a pas encore atteint son extension maximale, et est principalement dû à la vitesse de phase des différents modes, qui est d'autant plus rapide que le nombre d'onde est grand. Cependant lorsque le régime permanent est atteint, la différence de vitesse de propagation ne peut plus être invoquée, et seuls subsistent les effets d'amortissement qui seront décrit section 4.

2. Conditions d'apparition du précurseur

L'hypothèse physique concernant l'apparition du précurseur électromagnétique a été donnée dans [3] et consiste à supposer que le précurseur électromagnétique est émis en amont dès qu'il peut s'y propager, c'est à dire que sa vitesse devient supérieure à celle du choc ($V_{\text{précurseur}} > V_{\text{choc}}$). Nous obtenons donc un premier angle critique d'émission : Θ_{wl}^* (où wl signifie mode siffleur linéaire). Ce critère ne tient toutefois pas compte de la partition de l'énergie entre les différents mécanismes de dissipation, et suppose que toute l'énergie est évacuée sous forme d'un précurseur lorsque celui-ci peut exister. Une théorie plus complète incorporant les phénomènes non-linéaires liés à l'amplitude de ce mode siffleur [4] a mis en évidence l'existence d'un deuxième angle critique dit non-linéaire Θ_{wnl}^{**} (où wnl signifie mode siffleur non linéaire). La figure 2 représente la valeur de ces deux angles critiques en fonction du nombre de Mach M_A auxquels nous avons superposé (points rouges) les valeurs des angles d'apparition du précurseur Θ^* dans nos simulations. Bien que les barres d'erreur soient relativement grandes du fait des problèmes de mesure, il apparaît clairement que nous obtenons un bon accord avec la théorie non linéaire, et que l'angle Θ_{wnl}^{**} montre le meilleur accord avec les observations, contrairement à l'angle Θ_{wl}^* qui a été utilisé dans les études précédentes. Dans la figure 2 nous représentons $\cos(\Theta^*)$ en fonction du nombre de Mach afin d'obtenir une relation linéaire, les relations théoriques étant:

$$\cos(\theta_{wl}) = \frac{M_A}{2} \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} \quad \text{et} \quad \cos(\theta_{wnl}) = \frac{M_A}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{m_e}{m_i}}$$

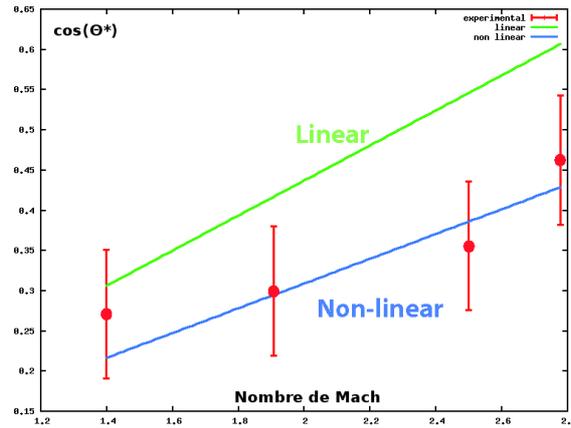


Figure 2 : Droites donnant l'angle d'apparition du précurseur en fonction du nombre de Mach, pour le modèle linéaire (en vert) [3] et non linéaire (en violet) [4]. Les points rouges représentent les résultats de nos simulations 2D PIC.

3. Direction de propagation

La figure 1 montrant un précurseur qui se propage le long de la direction du champ magnétique amont est en complète contradiction avec les études précédentes, que cela soit les simulation 1D [1] qui impose cette direction de propagation ou les simulation 2D [2] où un seul angle de propagation Θ_{Bn} est possible (simulation d'onde de choc plan). Cette contradiction n'est en fait qu'apparente et peut être résolue en prenant en compte les phénomènes d'amortissement Landau présents dans le vent solaire. En effet, alors que localement on vérifie bien que le vecteur d'onde d'émission du précurseur est bien le long de la normale au choc, c'est sa propagation apparente en amont qui semble être dictée par l'amortissement Landau. Pour s'en persuader, nous élaboré un modèle qui prend en compte la géométrie du choc (répartition de l'énergie sur un arc de cercle de rayon croissant avec la distance au choc) et la dépendance angulaire du taux d'amortissement de l'onde qui sera décrit plus en détails dans la section suivante. La figure 3 représente l'onde de choc obtenue avec un tel modèle en parfait accord avec les résultats de la figure 1 et qui permet de rendre compte de façon satisfaisante de l'extension spatiale de l'onde, observée le long du champ magnétique, tout en prenant comme hypothèse de départ une propagation suivant la normale, en accord avec les études précédentes. L'amplitude de l'onde se met alors sous la forme:

$$A(r) = A_0 e^{-\gamma(\theta_{kb})(r-r_0)} \cos(k(r-r_0)) / \sqrt{r}$$

Notre modèle montre donc que c'est l'amortissement Landau qui est responsable de sa propagation apparente le long de B_0 . En effet, c'est la composante du champ électrique induit de l'onde siffleur le long de B_0 qui interagit préférentiellement avec les particules (accélération), ce mécanisme est donc plus efficace pour une direction de propagation perpendiculaire ($E_{\text{induit}} // B_0$) que dans la direction parallèle ($E_{\text{induit}} \perp B_0$).

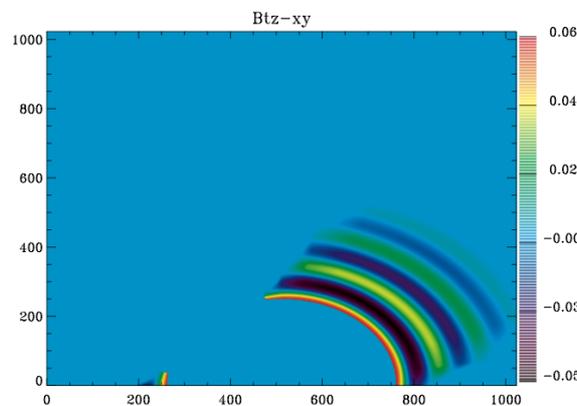


Figure 3: Amplitude de l'onde obtenue par notre modèle basé sur une propagation le long de la normale au choc.

4. Amortissement et effet des interférences.

L'étude de l'amortissement du précurseur par l'effet Landau n'a jusqu'ici jamais été faite de manière complète du fait de la difficulté intrinsèque de séparer les effets dus au battement d'onde (interférence) vis-à-vis des effets de dissipation proprement dits. Toutes les études précédentes ont été effectuées en supposant par défaut que ces effets de battements étaient négligeables mais sans en apporter la preuve. Afin d'aller plus avant dans l'analyse, nous avons donc approfondi ce problème en établissant quantitativement l'importance respective de ces deux phénomènes. Pour ce faire, nous devons considérer le précurseur électromagnétique comme une superposition de différentes ondes monochromatiques $A(x) \exp i(kx - \omega t)$ comme cela nous est suggéré par la figure 4 qui est une décomposition en ondelette de la zone du précurseur. Cette figure montre sans ambiguïté que le spectre d'émission du précurseur n'est pas monochromatique, et qu'il existe donc de nombreux modes distincts se superposant, dont il faudra tenir compte lors de l'interprétation des mesures du taux d'amortissement. Dans cette approche, l'amortissement observé dans les résultats de simulation ont donc deux origines possibles : une part venant des effets d'interférences et de battements créés par des modes de fréquence voisine et une autre part venant de l'amortissement de chacun des modes, représenté par l'amplitude $A_k(x)$. La distance $\Delta x_{\text{battements}}$ sur laquelle les battements vont se manifester dépend de la largeur spectrale d'émission de l'onde. La distance Δx_{landau} d'amortissement Landau dépend quant à elle de l'efficacité de l'interaction ondes/particules. L'amplitude du champ effectivement mesurée résulte donc simultanément des effets d'amortissement et des battements. Selon l'importance relative de $\Delta x_{\text{battements}}$ et Δx_{landau} , les variations spatiales observées viendront préférentiellement de l'un ou l'autre des mécanismes, le mécanisme prépondérant correspondant à la longueur caractéristique la plus faible.

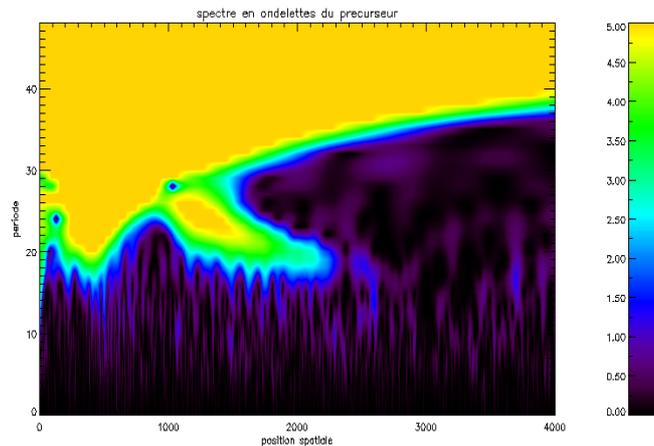


Figure 4 : Spectre du précurseur électromagnétique obtenu par transformée en ondelettes. Ce spectre permet de mettre en évidence le caractère non monochromatique du précurseur.

Une mesure plus quantitative des différents type d'amortissement possible a été menée à bien en se basant sur l'échange d'énergie entre l'onde (calculée à partir du vecteur de Poynting) et les particules (la température est directement calculée à partir de la distribution locale des particules). Ces mesures ont été représentées sur la figure 5 et permettent d'obtenir une mesure de l'échauffement des particules en fonction de la variation spatiale de la densité d'énergie contenue dans l'onde. Contrairement à une décomposition en ondelettes, cette méthode ne permet pas de séparer le taux d'amortissement de chacun des modes pris individuellement. Par contre elle permet de mesurer quantitativement le transfert d'énergie de l'onde vers les particules, permettant ainsi une mesure quantitative de cet échange.

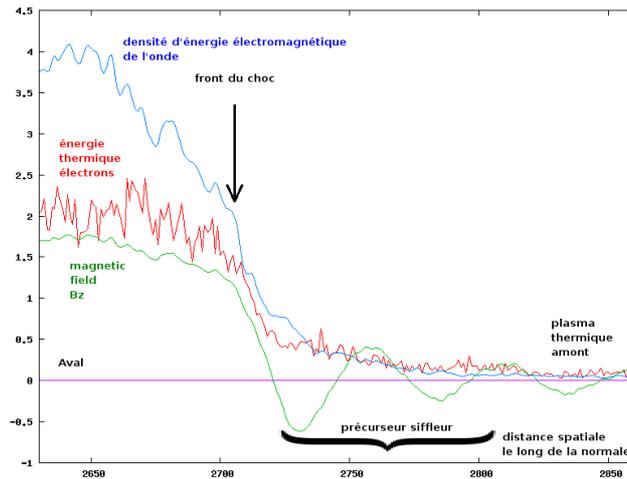


Figure 5 : Tracé de la densité d'énergie électromagnétique contenue dans l'onde en fonction de la distance. Sur le même graphe on trace la variation d'énergie thermique des électrons. On observe un bon accord entre les deux graphes dans le cas où les effets de battements sont négligeables.

5. Conclusion

Cette étude a permis de comprendre les premières observations du précurseur électromagnétique dans des simulations auto-cohérentes PIC 2D courbes. Nous avons réussi à identifier les mécanismes à l'origine des caractéristiques à grande échelle de l'onde, comme son extension spatiale, la variation d'amplitude ou de longueur d'onde avec la distance. Nous avons aussi vérifié les conclusions précédentes concernant son émission, notamment l'émission suivant la normale, et l'angle d'apparition de l'onde. Ceci nous a permis de mettre en évidence l'insuffisance de la théorie linéaire concernant la propagation et la nécessité d'incorporer les effets non linéaires pour obtenir l'angle critique d'apparition de ce précurseur. De même, les effets d'interférence totalement négligés dans les études précédentes doivent être pris en compte pour expliquer en détails la forme du profil de ce précurseur le long de la normale au choc. Enfin, dans le cadre de nos simulations, c'est l'amortissement Landau linéaire qui est responsable de l'amortissement du précurseur car nous n'avons pas observé de piégeage de particules, contrairement aux observations de Liewer [1]. En outre la fonction de distribution ne présentait pas de variation significative de pente ($df/dv \sim cte$), satisfaisant ainsi les hypothèses de l'approche linéaire.

6. Bibliographie

- [1] Liewer J., K. Decyk, J.M. Dawson and B. Lembège, « Numerical Studies of Electron Dynamics in Oblique Quasi-Perpendicular Collisionless Shock Waves », *J. Geophys.Res.*, 96, 9455, **1991**.
- [2] Krauss-Varban D., F. Pantellini et D. Burgess, « Electron dynamics and whistler waves at quasi-perpendicular shocks », *Geophys. Res. Lett.*, 22, 16, 2091, **1995**.
- [3] Gary S. P. and M.M.Mellott, « Whistler Damping at oblique propagation: Laminar Shock Precursors », *J. Geophys. Res.*, **1985**.
- [4] Krasnoselskikh V. , B. Lembège, Ph. Savoini and V.V. Lobzin, « Nonstationarity of strong Collisionless quasiperpendicular shocks: theory and full particle simulations », *Phys. Plasma*, 9, 4, 1192, **2002**.
- [5] Tidman et Krall, « Shock waves in collisionless plasmas », Eds. Wiley-interscience, New-York, 1971.