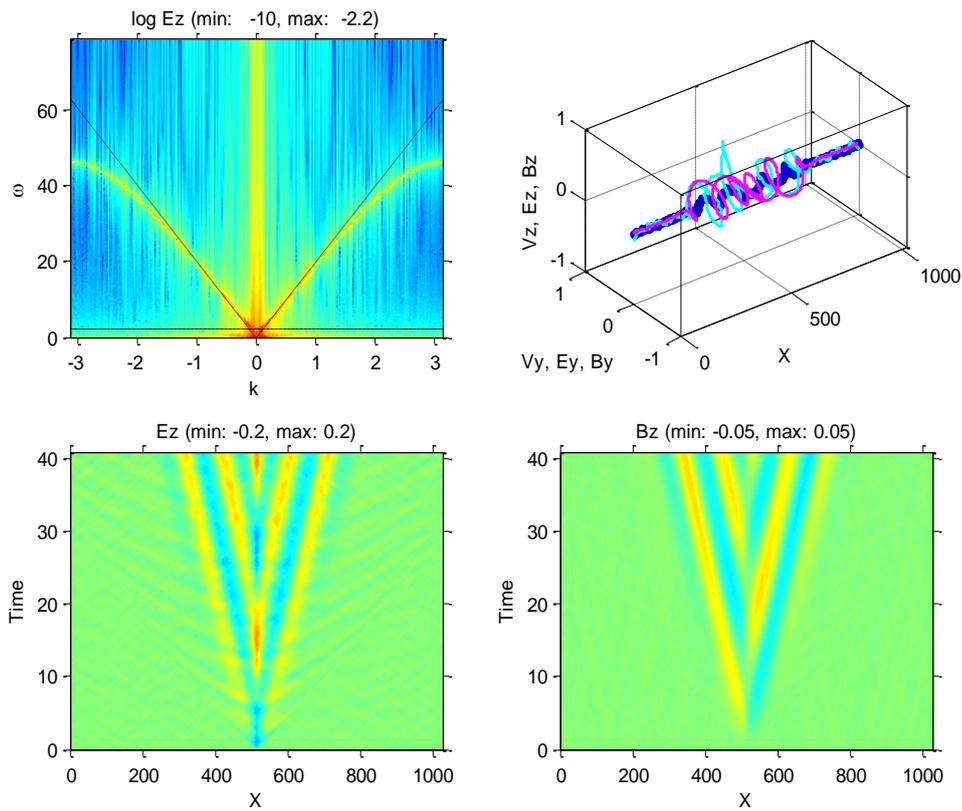


### Plasma magnétisé ( $\omega c = -1$ )



**Figure (III.10) :** Propagation de l'onde de mode whistler à partir d'une fine feuille de courant intégrée dans un plasma magnétisé et non magnétisé.

\*\*Les points d'extrémité des vecteurs des champs magnétiques transversaux (violet) et des champs électriques (bleu ciel) et des vitesses perpendiculaires des particules (bleu) sont tracés à partir de leurs origines sur l'axe des abscisses.

#### III.3.4. Instabilité à deux flux et trous d'électrons

On introduit maintenant deux groupes d'électrons différents, tandis que les ions sont supposés constituer un fond neutralisant, comme dans les essais précédents. Les deux groupes d'électrons ont des vitesses de dérive différentes dans la direction parallèle au champ magnétique statique.

Si les vitesses thermiques des électrons sont beaucoup plus petites que la vitesse de dérive relative entre les deux groupes d'électrons, il se produit une forte instabilité électrostatique.

L'instabilité est purement électrostatique, le code est utilisé avec l'option électrostatique  $IEX = 2$ . Le taux de croissance de l'instabilité est suffisamment important pour pouvoir être démontré en dépit de fortes fluctuations thermiques. Les paramètres de tableau (III.4) sont pris en considération.

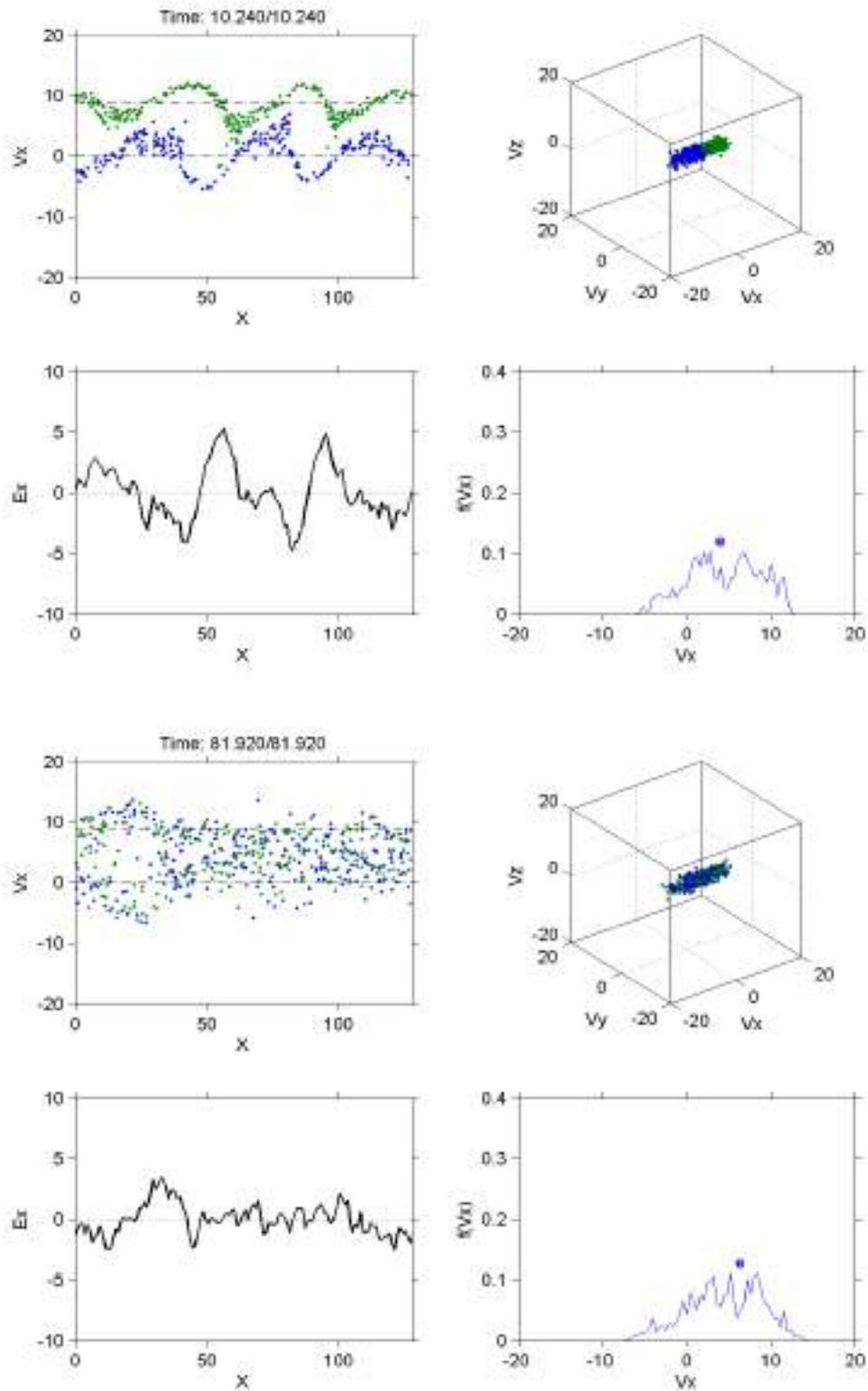
Paramètre	Valeur	Paramètre	Valeur
$\Delta x$	1.0	NX	128
$\Delta t$	0.04	$v_{d1}$	0
cv	20.0	$v_{d2}$	10
$w_{pe}$	1.0	NS	2
PCH	0	q/m	-1.0
$v_{pe}$	1.0	$v_{pa}$	1.0

**Tableau (III.4) :** Paramètres utilisés pour étudier l'instabilité à deux flux et trous d'électrons.

On étudie d'abord la croissance et la saturation de l'instabilité à deux flux avec  $N_{P1} = N_{P2} = 256$  et  $N_{TIME} = 256$ .

On constate qu'un potentiel électrostatique cohérent se développe pour piéger la plupart des électrons. Les électrons subissent une oscillation non linéaire dans les potentiels formant des vortex (panneau supérieur de la figure (III.11)). L'instabilité est saturée à cause du mélange des deux flux d'électrons.

Deuxièmement, on essaie un temps plus grand avec  $N_{TIME} = 2048$ , en gardant le même nombre de particules  $N_{P1} = N_{P2} = 256$ . On constate que le mélange de phase se poursuit par la dissipation des potentiels de piégeage (panneau inférieur de la figure (III.11)).

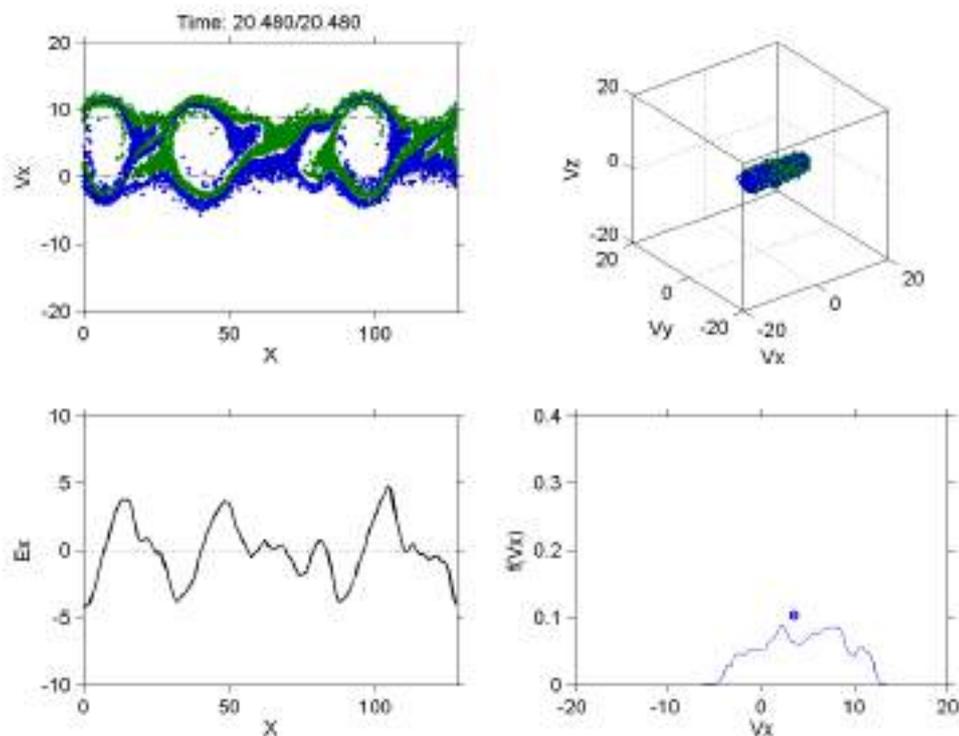


**Figure (III.11) :** Instabilité à deux flux avec  $N_{P1} = N_{P2} = 256$ ,  $N_{TIME} = 256$  et 2048

Troisièmement, on augmente le nombre de particules afin de réduire le niveau de bruit thermique en définissant  $N_{P1} = N_{P2} = 4096$  et exécute le code avec  $N_{TIME} = 2048$ .

On trouve la formation de structures de potentiel très stables par la coalescence de potentiels plus petits, comme illustré en figure (III.12) à  $t = 20.480$ .

Ces structures potentielles sont appelées trous d'électrons, comme on les trouve dans le diagramme d'espace-phase de vitesse du panneau supérieur gauche, ou ondes solitaires électrostatiques (ESW), comme observé dans le panneau inférieur gauche. Les ESW seront développées dans le chapitre IV.



**Figure (III.12) :** Instabilité à deux flux avec  $N_{P1} = N_{P2} = 4096$ ,  $t = 20.480$

Il y a eu plusieurs simulations, observations et théories sur les ESW [8-10].

### III.3.5. Instabilité du mode de Whistler due à l'anisotropie de la température

L'excitation des ondes Whistler et diffusion d'angle de tangage d'électrons à partir de la distribution des vitesses fortement anisotrope ( $v_{pe} \neq v_{pa}$ ) vont être confirmées.

En présence d'électrons hautement anisotropes (l'anisotropie (contraire d'isotropie) est la propriété d'être dépendant de la direction) comme dans la ceinture du

rayonnement terrestre, les ondes de mode whistler deviennent instables dans la direction parallèle au champ magnétique statique, diffusant les angles de hauteur des électrons énergétiques à travers la résonance cyclotronique,

$$\omega - k v_p = \omega_{ce} / \gamma \quad (\text{III.21})$$

Où  $\omega_{ce}$  est la fréquence électronique du cyclotron [10-11]. Si la vitesse parallèle  $v_{\parallel}$  d'un électron de haute énergie satisfait la relation (III.21), l'électron voit le champ électrique transverse stationnaire, échangeant de l'énergie avec le champ transverse. La vitesse parallèle  $v_{\parallel}$ , cependant, est affectée par les fluctuations thermiques accrues des champs électrostatiques parallèles qui perturbent une interaction onde-particule efficace à travers la résonance cyclotronique.

Au lieu de supprimer la fluctuation thermique en attribuant un grand nombre de super particules par grille, on peut appliquer  $E_x = 0$  en définissant l'option  $\text{IEX} = 0$ . On suppose l'existence de deux espèces d'électrons différentes. Une espèce est constituée d'électrons denses froids et l'autre est constituée d'électrons chauds. Les paramètres d'entrées pour l'exécution de code sont donnés dans le tableau (III.5).

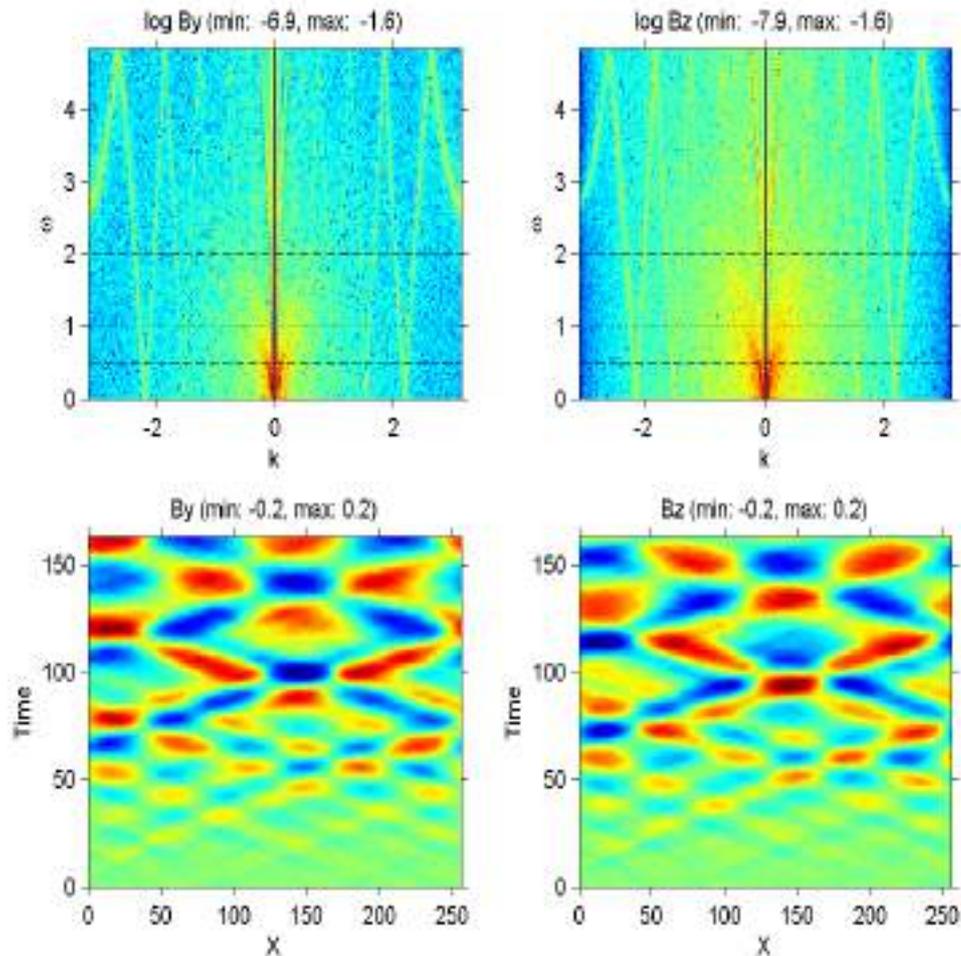
Paramètre	Valeur	Paramètre	Valeur
$\Delta x$	1.0	NX	256
$\Delta t$	0.04	NTIME	4096
cv	20.0	ANGLE	0
wc	-1	NS	2
$w_{p1}$	2.0	$w_{p2}$	0.5
$(q/m)_1$	-1.0	$(q/m)_2$	-1.0
$v_{pe1}$	1.0	$v_{pa1}$	1.0
$v_{pe2}$	20.0	$v_{pa2}$	5.0
NP1	4096	NP2	4096

**Tableau (III.5) :** Paramètres utilisés pour étudier l'instabilité du mode de Whistler due à l'anisotropie de la température.

On peut trouver une croissance des ondes de mode whistler se propageant à la fois vers l'avant et vers l'arrière le long du champ magnétique, c'est-à-dire suivant l'axe x,

ce qu'on peut confirmer à partir du diagramme  $w$ - $k$  des composantes transversales  $B_y$  et  $B_z$  (figure (III.13)).

Une comparaison avec le taux de croissance linéaire de l'instabilité du mode whistler est trouvée dans [12].



**Figure (III.13) :** Instabilité du mode de Whistler due à l'anisotropie de la température

### III.3.6. Processus en compétition entre instabilité électrostatique et instabilité du mode whistler

Lorsqu'un faisceau d'électrons avec une distribution annulaire à la vitesse perpendiculaire dérive le long du champ magnétique statique, un champ électrostatique longitudinal et un champ électromagnétique transversal sont excités en raison d'une instabilité du faisceau électrostatique et d'une instabilité du faisceau en mode whistler, respectivement.

Les paramètres suivants (tableau (III.6)) sont utilisés :

Paramètre	Valeur	Paramètre	Valeur
$\Delta x$	1.0	NX	256
$\Delta t$	0.04	NTIME	2048
cv	20.0	ANGLE	0
PCH1	0	PCH2	60
wc	-1	NS	2
$w_{p1}$	2.0	$w_{p2}$	0.5
$(q/m)_1$	-1.0	$(q/m)_2$	-1.0
$v_{d1}$	0.0	$v_{d2}$	20.0
$v_{pe1}$	1.0	$v_{pa1}$	1.0
$v_{pe2}$	1.0	$v_{pa2}$	1.0
NP1	4096	NP2	4096

**Tableau (III.6) :** Paramètres utilisés pour étudier le processus en compétition entre instabilité électrostatique et instabilité du mode whistler.

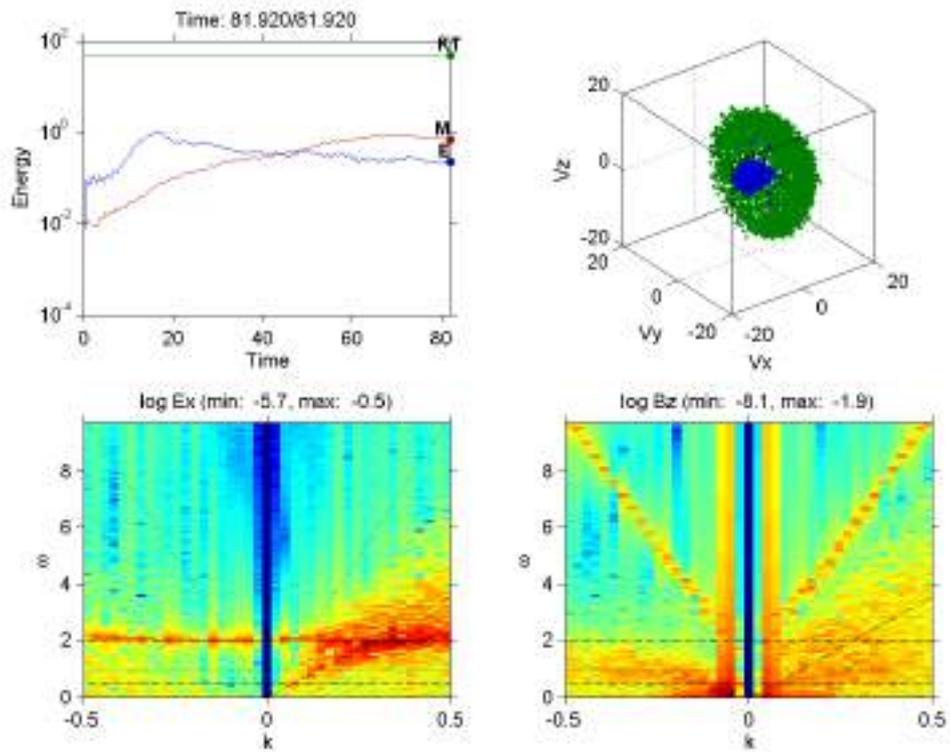
Le panneau supérieur gauche de la figure (III.14) (ANGLE = 0) montre les historiques temporels de l'énergie du champ électrique, principalement constituée de celle du champ électrostatique  $E_x$ , et de l'énergie du champ magnétique de l'onde en mode whistler.

En traçant le diagramme  $\omega$ - $k$  pour  $E_x$  et  $B_z$  comme dans les panneaux inférieurs de la figure (III.14) (ANGLE = 0), on constate que les directions de propagation sont différentes pour l'onde électrostatique et l'onde en mode whistler.

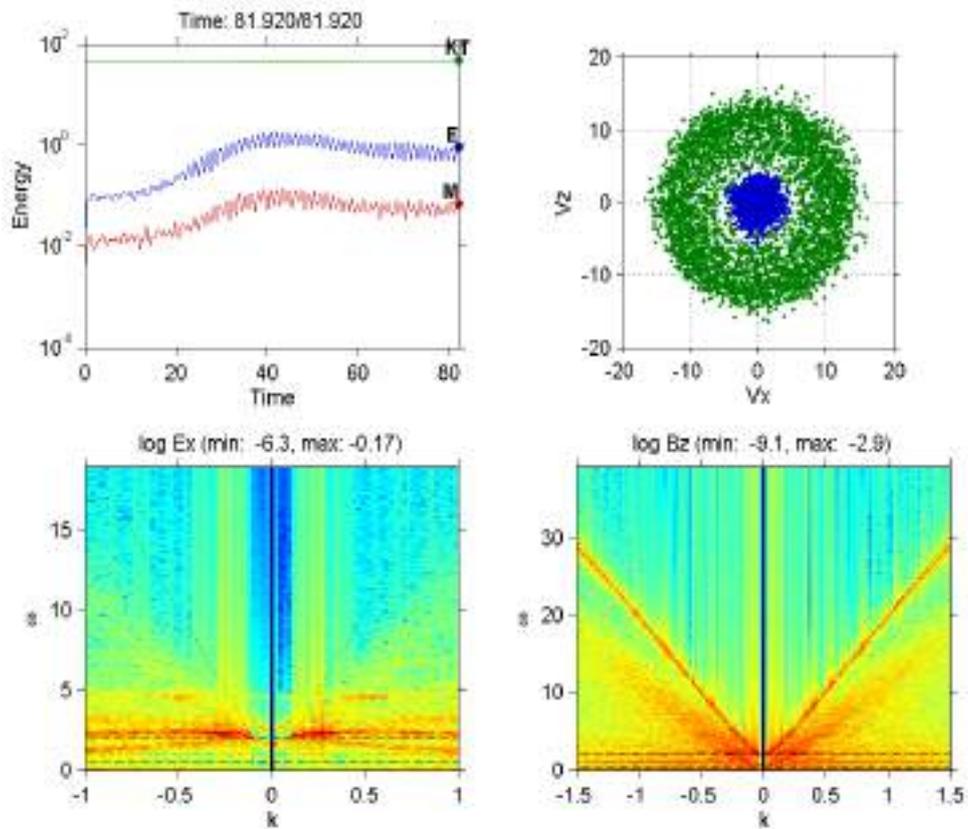
Le processus de diffusion du faisceau d'électrons dans l'espace de phase ( $v_x, v_y, v_z$ ) comme indiqué dans le panneau supérieur droit de la figure (III.14) doit être soigneusement examiné.

On essaie une autre exécution avec ANGLE = 90°. On retrouve l'excitation du champ électrostatique perpendiculaire  $E_x$ , et le plasma froid est thermalisé dans la direction perpendiculaire. Bien que le taux de croissance soit inférieur aux instabilités de la propagation parallèle, on doit comparer les deux processus concurrents dans les différentes directions de propagation. Le modèle unidimensionnel est limité.

ANGLE = 0



ANGLE = 90



**Figure (III.14) :** Processus concurrent d'instabilité électrostatique et d'instabilité du mode whistler

### III.3.7. Instabilité de Buneman

L'instabilité de Buneman [13] est une instabilité électrostatique, commandée par le courant, excitée par la présence d'une grande vitesse de dérive relative entre électrons thermiques et ions thermiques ( $N_S = 2$ ,  $(q/m)_1 \times (q/m)_2 < 0$ ,  $|(q/m)_1| \neq |(q/m)_2|$ )

Lorsqu'il se produit un champ électrique parallèle à grande échelle avec une fréquence très basse, les électrons sont accélérés le long du champ magnétique formant un courant aligné sur le champ. En présence d'une grande vitesse de dérive relative  $V_{\parallel}$  entre les électrons thermiques et les ions thermiques, il se produit une forte instabilité électrostatique appelée "instabilité de Buneman".

Les paramètres d'entrées données par le tableau (III.7).

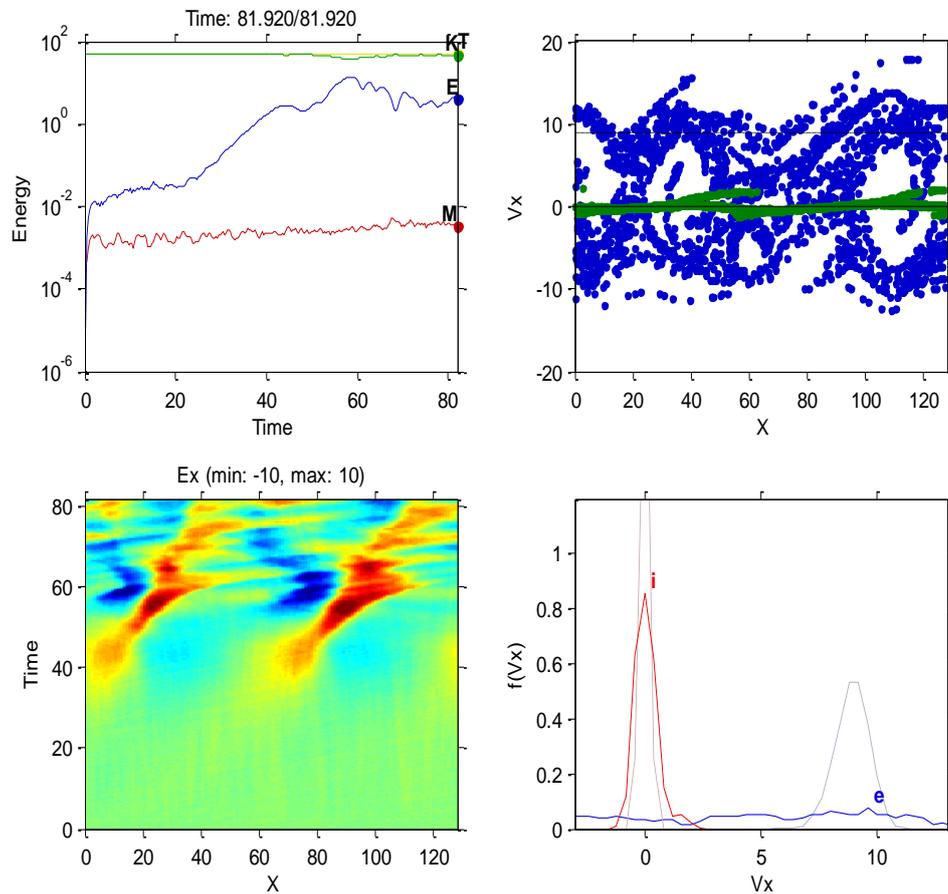
Paramètre	Valeur	Paramètre	Valeur
$\Delta x$	1.0	NX	128
$\Delta t$	0.04	NTIME	4096
cv	20.0	ANGLE	0
wc	0	NS	2
$w_{p1}$	1.0	$w_{p2}$	0.1
$(q/m)_1$	-1.0	$(q/m)_2$	0.01
$v_{d1}$	10.0	$v_{d2}$	0.0
$v_{pe1}$	1.0	$v_{pa1}$	1.0
$v_{pe2}$	0.1	$v_{pa2}$	0.1
NP1	2048	NP2	2048

**Tableau (III.7) :** Paramètres utilisés pour étudier l'instabilité de Buneman.

Comme on l'a constaté dans l'instabilité à deux flux, les électrons sont piégés par le potentiel électrostatique croissant formant de grands trous d'électrons ou ESW, qui se désintègrent ensuite en ondes acoustiques ioniques.

Les panneaux supérieurs de la figure (III.15) montrent l'historique temporel de l'énergie du champ électrostatique et de l'énergie du champ électromagnétique, et un instantané du diagramme de phase dans l'espace  $(v_{\parallel}, x)$  montrant à la fois les électrons et les ions.

L'interaction est purement électrostatique, et on n'a que la composante de champ  $E_x$ , qui est tracée dans le panneau inférieur gauche de la figure (III.15) en fonction de l'espace  $x$  et du temps  $t$ . Les fonctions de distribution de vitesse des électrons ( $e$  pour électrons et des ions ( $i$  désigne ions) ont aussi été tracées.



**Figure (III.15) : Instabilité de Buneman**

### III.3.8. Importance de la condition du CFL dans la simulation

La condition de Courant CFL (donnée en chapitre II) doit être strictement remplie. Comme test, on peut essayer de violer cette condition. Dans cet exemple, on présente le résultat de la simulation d'une oscillation électromagnétique dans un plasma afin de montrer l'importance de veiller à ce que la condition de la CFL soit satisfaite tout au long des simulations.

Le tableau (III.8) donne les paramètres utilisés dans la simulation :

Paramètre	Valeur	Paramètre	Valeur
$\Delta x$	1.0	NX	128
$\Delta t$	0.1	NTIME	4096
$cv$	8.0	NP	1024
$w_{pe}$	1.0	PCH	0
$v_{pe}$	0.5	$v_{pa}$	0.5
$w_c$	-1.0	$q/m$	-1.0

**Tableau (III.8) :** Paramètres utilisés pour vérifier la condition CFL.

Dans la figure (III.16), pour les courbes de gauche, la condition CFL est satisfaite ( $\Delta x > v_{\max} \Delta t$ ) et les paramètres utilisés sont les mêmes que dans le tableau (III.8).

On peut voir que pendant la simulation, l'énergie totale du système (T) (énergie électrique (E) plus énergie cinétique (K)) reste constante.

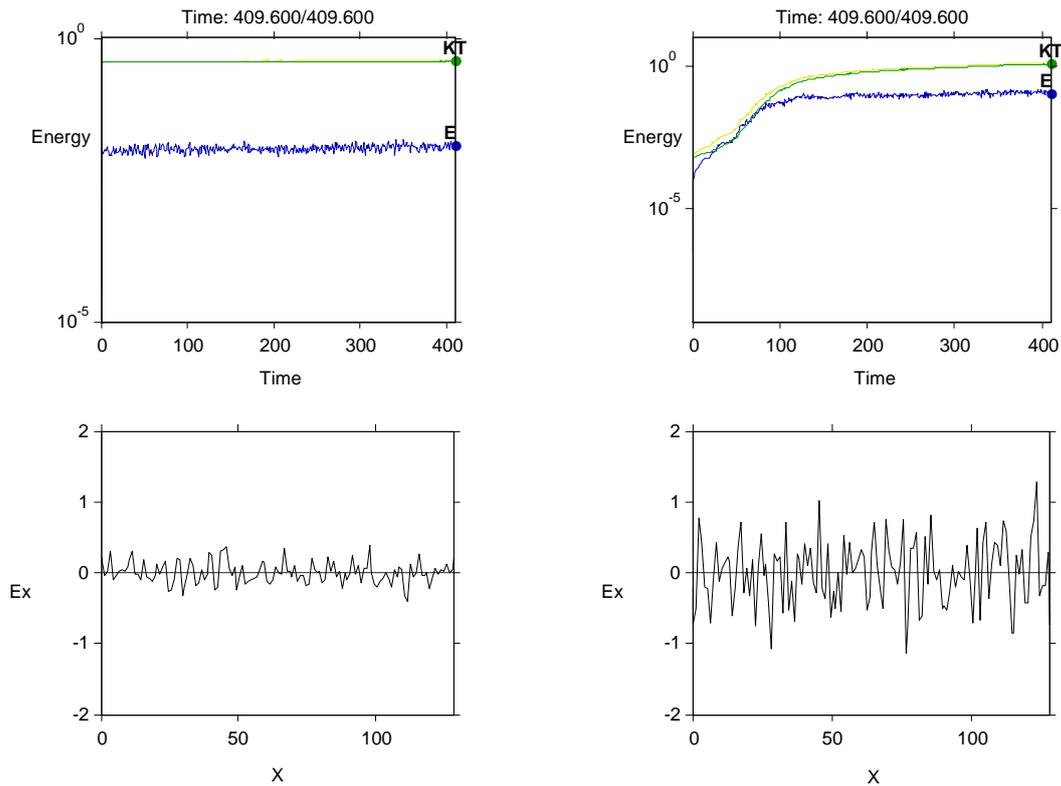
Ainsi on remarque que le champ électrique  $E_x$  est presque stable et tourne autour de zéro.

Dans le cas (b), on considère ( $\Delta x \approx v_{\max} \Delta t$ ) de sorte que la condition CFL soit satisfaite de manière marginale.

Dans ce cas, on peut percevoir une variation de l'énergie totale du système (variation de l'énergie électrique E à cause de l'instabilité de champ électrique  $E_x$ , plus variation de l'énergie cinétique K à cause de mouvement de grand nombre de particules).

Cette variation est liée aux fluctuations numériques qui lui-même liée au nombre de particules par point dans la grille puisqu'on n'a introduit aucun terme source dans le système.

Dans ce cas, la variation de l'énergie totale résulte d'instabilités numériques. Pour les courbes de droite, on ne peut pas s'appuyer pleinement sur les résultats des simulations, car des instabilités numériques peuvent modifier le comportement physique du système.



**Figure (III.16):** Simulation pour vérifier la condition CFL. Cas (a) stable. Cas (b) instable.

### III.4. Conclusion

Il existe de nombreux autres problèmes physiques intéressants qui peuvent être étudiés par le Code KEMPO1. On peut espérer que le code sera utilisé pour une meilleure compréhension de la microphysique de base et des processus non linéaires dans les plasmas spatiaux.

Le code Kempo 1 est unidimensionnel. On espère aussi que tous les résultats de simulation obtenus dans le chapitre III seront refaits avec un code à deux dimensions dans le futur.

# **BIBLIOGRAPHIE**

## **CHAPITRE III**

- [1] Y.Omura, H. Matsumoto, KEMPO1: Technical guide to one-dimensional electromagnetic particle code, in *Computer Space Plasma Physic: Simulation Techniques and Softwares*, Edited by: H. Matsumoto and Y. Omura, Terra Scientific Pub., Tokyo, 1
- [2] D.R. Nicholson, *Introduction to plasma theory*, John Wiley & Sons, 1983.
- [3] H. Ueda, Y. Omura, H. Matsumoto, et T. Okuzawa, A study on the numerical heating in electrostatic particle simulations, *Comput. Phys. Comm.*, 79, 249–259, 1994.
- [4] H. Matsumoto, and Y. Omura, Particle simulations of electromagnetic waves and their applications to space plasmas, *Computer Simulations of Space Plasmas*, Edited by: H. Matsumoto and T. Sato, Terra Pub. and Reidel Co., 1985.
- [5] H. Ueda, Y. Omura, H. Matsumoto, et T. Okuzawa, A study on the numerical heating in electrostatic particle simulations, *Comput. Phys. Comm.*, 79, 249–259, 1994.
- [6] Y. Omura, One-dimensional Electromagnetic Particle Code: KEMPO1, A Tutorial on Microphysics in Space Plasmas, *Advanced Methods for Space Simulations*, edited by H. Usui and Y. Omura, 1–21, Tokyo, 2007.
- [7] H. Matsumoto, Y. Omura, Particle simulations of electromagnetic waves and their applications to space plasmas, *Computer Simulations of Space Plasmas*, Edited by: H. Matsumoto and T. Sato, Terra Pub. and Reidel Co., 1985.
- [8] H. Matsumoto, H. Kojima, S. Miyatake, Y. Omura, I. Nagano, et M. Tsutsui, Electrostatic solitary waves (ESW) in the Magnetotail: BEN wave forms observed by GEOTAIL, *Geophys. Res. Lett.*, 21, 2,915–2,918, 1994.
- [9] Y.Omura, H. Kojima et H. Matsumoto, Computer simulation of electrostatic solitary waves: A nonlinear model of broadband electrostatic noise, *Geophys. Res. Lett.*, 21, 2,923–2,926, 1994.
- [10] V. L. Krasovsky, H. Matsumoto et Y. Omura, Electrostatic solitary waves as collective charges in a magnetospheric plasma: Physical structure and properties of Vernstein-Greene-Kruskal (BGK) solitons, *J. Geophys. Res.*, 108 (1117), 2003.
- [11] C. F. Kennel, H. E. Petschek, Limit on stably trapped particle fluxes, *J. Geophys. Res.*, 71, 1–28, 1966.
- [12] Y.Omura, D. Summers, Computer simulations of relativistic whistler-mode wave-particle interactions, *Physics of Plasmas*, 11, 3530–3534, 2004.
- [13] Villasenor, J. and O. Buneman, Rigorous charge conservation for local electromagnetic field solvers, *Comput. Phys. Comm.*, 69, 306–316, 1992

## **CHAPITRE IV**

# CHAPITRE

## IV

# SIMULATIONS INFORMATIQUES D'INSTABILITES ELECTROSTATIQUES

### IV.1 Introduction

Sept ans d'observations du vaisseau spatial Geotail ont montré l'existence de nouveaux types d'ondes de plasma dans la magnétosphère terrestre. L'une des découvertes les plus intéressantes est celle des ondes électrostatiques solitaires (ESW = electrostatic solitary waves) observées sous le nom de bruit électrostatique à large bande (BEN = broadband electrostatic noise). Lorsque le vaisseau spatial Geotail volait dans la zone PSBL (plasma sheet boundary layer), on observait du vaisseau toujours l'existence d'ondes solitaires électrostatiques sous forme d'impulsions.

Les faisceaux d'électrons sont formés dans divers processus dans les plasmas spatiaux, tels que la réflexion des particules aux chocs, la reconnexion magnétique, le champ électrique inductif et le champ électrique parallèle des ondes cinétiques d'Alfvén. Les faisceaux d'électrons provoquent de fortes instabilités électrostatiques, ces dernières conduisent à l'excitation des ondes de Langmuir, ondes électrostatiques solitaires (ESW ou electrostatic solitary wave) et ondes acoustiques ioniques à travers divers processus non linéaires. Les ondes électromagnétiques telles que les ondes en mode whistler sont également excitées par des électrons faisceaux directement via des interactions onde-particule ou indirectement via onde-onde interactions.

Les instabilités des faisceaux d'électrons sont l'un des processus les plus fondamentaux dans les plasmas spatiaux. Phénomènes naturels des interactions onde-particule et onde-onde, les instabilités faisceau-plasma sont souvent hautement non linéaires. De tels processus non linéaires de faisceau d'électrons les instabilités sont trop compliquées pour des études théoriques.

Dans la région PSBL de la Terre, l'ESW a un champ électrique faible et une structure spatiale unidimensionnelle uniforme dans la direction perpendiculaire au champ magnétique ambiant. Le deuxième type d'ondes solitaires électrostatiques a été observé par les satellites FAST dans la région aurorale. Cette dernière ESW a un champ électrique puissant et une structure spatiale bidimensionnelle. On le verra dans les simulations.

Dans le chapitre IV, on concentre notre attention sur l'électrostatique des structures potentielles le long du champ magnétique, qui sont souvent observées dans la couche limite de feuille de plasma (PSBL), la région aurorale et la magnétogaine. Dans ces régions, les faisceaux d'électrons sont également observés sous forme de flux non thermiques

Le but de ce chapitre est de fournir une explication aux processus non linéaires associés à ces observations d'ondes électrostatiques et de particules dans l'espace via des simulations de particules électrostatiques unidimensionnelles grâce au code Kempo 1 [1].

Le chapitre IV est consacré à clarifier le mécanisme de génération des ESW. Les ESW correspondent au bruit électrostatique à large bande et sont excitées par les instabilités électroniques à deux flux de particules le long d'un champ magnétique statique.

Puisqu'on ne traite que les interactions électrostatiques onde-particules dans le plasma spatial, les équations de base sont les équations de mouvement sans termes de collision et l'équation de Poisson.

On résout uniquement l'équation de Poisson au lieu des équations complètes de Maxwell pour réduire le temps de calcul, et on diminue également la zone de mémoire nécessaire pour effectuer les simulations. On a effectué plusieurs simulations de particules électrostatiques unidimensionnelles impliquant deux faisceaux d'électrons et un faisceau d'ions se déplaçant le long du champ magnétique statique.

On a fait varier le rapport de densité des faisceaux d'électrons et les vitesses thermiques des faisceaux d'électrons et d'ions. Les valeurs de ces paramètres affectent fortement les processus de diffusion des faisceaux d'électrons et, par conséquent, différents types d'ondes électrostatiques sont générés.

On a étudié plusieurs cas : Instabilité bi-flux (bistream) avec ions chauds, instabilité bi-flux (bistream) avec ions froids, instabilité des faisceaux faibles, instabilité bump on tail.

## IV.2. Revue des travaux précédents l'article de travail

On présente dans ce paragraphe les travaux précédents l'article [2] soit une revue des travaux antérieurs sur les ondes solitaires dans l'espace ce qu'on appelle aussi les trous spatiaux de phase électronique.

Les premières observations des ondes dans la magnétosphère terrestre ont révélé que des ondes solitaires électrostatiques à large bande se produisent dans de nombreuses et différentes régions. Les ondes ont été détectées pour la première fois dans la couche limite de feuille de plasma (PSBL) [3] et ont été étiquetées comme étant un bruit électrostatique à large bande (BEN).

Ces vagues se caractérisent par des tracés à large bande en rafales dans les spectres du champ électrique [4]. Des ondes similaires ont ensuite été observées dans la zone aurorale [5] et la magnétogaine. Les premières mesures des formes d'onde BEN à haute résolution ont été présentées par [6]. Il a utilisé les mesures d'ondes du vaisseau spatial Geotail. Les données ont montré que les BEN consistaient en une série de structures, que [6] a appelé ondes solitaires électrostatiques (ESW). Les ESW donnent des champs électriques avec des amplitudes typiques de 100 mV/m et la largeur de l'impulsion sur l'axe des temps est de 2 à 5 ms. Les spectres des formes d'onde sont à large bande.

La comparaison des mesures orthogonales du champ électrique a montré que les ESW sont unidimensionnelles et que le temps de transit de ces structures est beaucoup plus petit que la période de spin GEOTAIL (3 s).

Le vaisseau spatial GEOTAIL a été lancé le 24 juillet 1993 pour étudier les caractéristiques et la dynamique de la magnétosphère. L'un des principaux objectifs de la mission de GEOTAIL est d'étudier les ondes de plasma associées à la structure très variable de la magnétogaine.

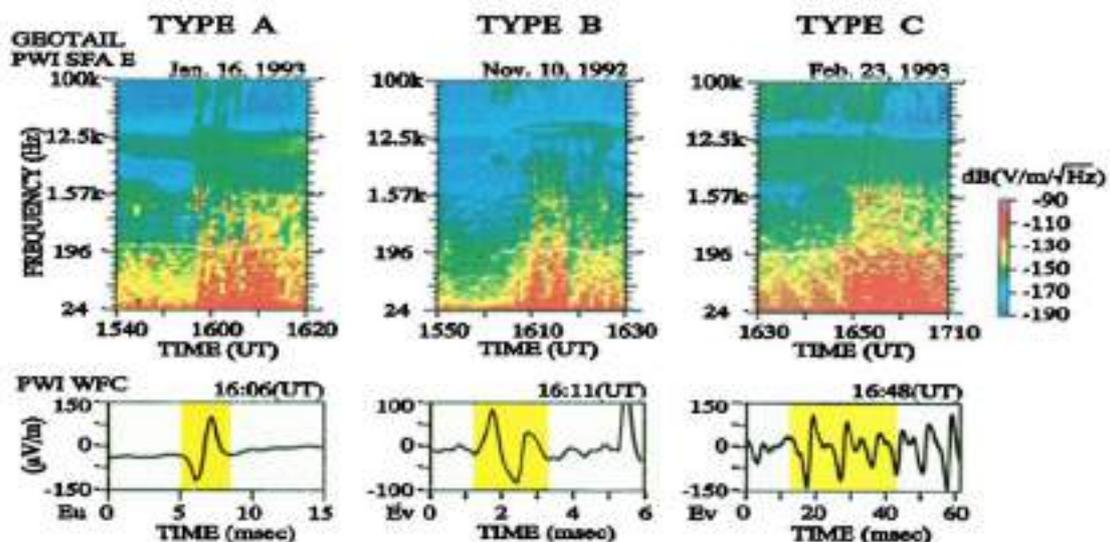
A cette fin, trois types différents de récepteurs ont été intégrés dans le Geotail : Plasma Wave Instrument (PWI) instrument d'onde pour plasma : un analyseur de fréquence de balayage (SFA), un analyseur multicanal (MCA) et un capteur de forme d'onde (WFC).

Les deux premiers récepteurs sont des analyseurs spectraux et sont complémentaires l'un à l'autre ; le SFA offre une très bonne résolution en fréquence tandis que le MCA donne une meilleure résolution temporelle.

Le récepteur WFC peut fournir cinq formes d'onde simultanées détectées par deux antennes électriques et trois antennes magnétiques : cela permet d'obtenir des informations sur la phase des ondes plasma. L'instrument PWI a fourni une multitude de nouvelles données sur les propriétés ondulatoires de la queue géomagnétique.

Une partie de ces données confirme l'activité des vagues précédemment observées dans le magnetotail tandis que certains révèlent des phénomènes complètement nouveaux.

Le récepteur WFC affiche des formes d'onde autres que les seules impulsions isolées. On illustre cela en figure (IV.1). Cette figure montre trois types d'onde BEN. Il faut remarquer que les ESW les plus fréquemment observées dans la PSBL sont des ESW qui sont composées d'impulsions isolées simples comme celles de type A. Les formes d'onde caractéristiques de type B et de type C sont beaucoup moins fréquemment observés dans la PSBL.



**Figure (IV.1)** Trois types de formes d'onde BEN et leurs spectres de fréquences dynamiques respectifs. Le type A est le plus fréquemment observé dans la PSBL.

:

Pour la partie simulation, Omura et al [7] ont utilisé un code de particules électrostatiques unidimensionnel (Kempo 1) [1] pour montrer que les faisceaux d'électrons sont capables de produire des ondes solitaires électrostatiques ESW. Matsumoto et al. [6] et Omura et al. [7] ont émis l'hypothèse que les ESW étaient des modes BGK [8] ou trous dans l'espace des phases des électrons. Les trous d'espace de phase électronique, contiennent des appauvrissements électroniques localisés suivant les positions et la vitesse. On va effectuer

dans le paragraphe (IV.4.1) des simulations d'ondes solitaires électrostatiques (ESW) observées par GEOTAIL.

Ce que l'on sait c'est que les ESW sont générées à la suite de la coalescence non linéaire de fortes ondes électrostatiques excitées par un élément électrostatique. L'instabilité est provoquée par deux faisceaux d'électrons dérivant par rapport aux ions. Comme condition nécessaire pour la génération d'ESW, la vitesse thermique des ions doit être assez grande pour empêcher le passage des ondes solitaires électrostatiques aux ondes acoustiques ioniques. Une autre condition est que la densité du faisceau d'électrons dérivant par rapport aux ions doit être supérieure à 30 % de la densité du plasma [7].

### IV.3. Modèle de simulation

On a utilisé le code de particules électrostatique KEMPO1 [1] et modifié les fichiers de sortie (les fichiers de sortie originaux sont très compliqués). Dans notre travail, on a effectué des simulations informatiques à une dimension.

On va supposer l'existence de deux faisceaux d'électrons et un faisceau d'ions qui constitue un fond neutralisant dans le système de simulation avec la condition aux limites périodique. Comme condition initiale, tous les faisceaux d'électrons et d'ions ont des fonctions de distribution maxwelliennes données par la formule :

$$f_s(v_x) = \frac{n_s}{\sqrt{2\pi} v_{ts}} \exp\left(-\frac{(v_x - v_{ds})^2}{2v_{ts}^2}\right) \quad (\text{IV.1})$$

où les indices  $s = 1,2$  et  $i$  représentent les deux faisceaux d'électrons et le faisceau d'ions, respectivement ( $n$  nombre de particules,  $v_d$  vitesse de dérive et  $v_t$  vitesse thermique). Les paramètres communs pour toutes les simulations sont répertoriés dans le tableau (IV.1) :

Espacement de la grille	$\Delta x = 1.0$
Pas de temps	$\Delta t = 0.025$
Nombre de points de grille	$N_x = 1024$
Fréquence totale du plasma électronique	$\omega_e = 1.0$
Vitesse de dérive des ions	$v_{di} = 0.0$
Rapport de masse ion / électron	$m_i/m_e = 100$

**Tableau (IV.1):** Paramètres communs utilisés dans tous les six cas de simulation.

Le système de simulation est unidimensionnel (On travaille selon l'axe des  $x$ ). Le champ magnétique est supposé être dans la direction  $Ox$ . On ne prend en compte que le champ électrostatique  $E_x$  et les vitesses de particules en  $v_x$ , la dynamique des électrons et des ions par conséquent n'est pas affectée par le champ magnétique statique.

On utilise deux faisceaux d'électrons dont l'un est constitué d'électrons de fond (vitesse de dérive nulle) et l'autre d'électrons de faisceau (vitesse de dérive différente de zéro). Les ions constituent le fond neutralisant avec une vitesse de dérive  $v_{di}$  (figure (IV.2)) égale à zéro. La figure (IV.2) représente les vitesses de dérive des différentes particules à l'instant initial (électrons  $v_{d1}$  et  $v_{d2}$  et ions  $v_{di}$ ).



**Figure (IV.2) :** Système de simulation.

$v_{t1}$ ,  $v_{t2}$  et  $v_{ti}$  représentent les vitesses thermiques des faisceaux d'électrons et d'ions, respectivement. Le rapport de densité  $R$  est défini par  $R = n_2 / (n_1 + n_2)$  ou  $n_1$  est la densité du premier faisceau d'électrons majoritaires et  $n_2$  la densité du deuxième faisceau d'électrons minoritaires.  $(n_1 + n_2)$  est aussi égal à la densité des ions.

La densité totale prend une valeur constante pour toutes les simulations, et la fréquence du plasma électronique est définie par :

$$w_e \equiv \sqrt{\frac{(n_1 + n_2)e^2}{m_e \epsilon_0}} \quad (\text{IV.2})$$

où  $e$ ,  $\epsilon_0$  et  $m_e$  sont respectivement la charge électronique, la permittivité électrique du vide et la masse de l'électron.

\*\*On suppose  $w_e = 1$ , les fréquences sont donc toutes normalisées par la fréquence du plasma et toutes les courbes ne comporteront pas d'unités. Le temps  $t$  est pris égal à  $2\pi$  et il va correspondre à une période d'oscillation du plasma.

Les vitesses sont normalisées aux vitesses thermiques initiales du faisceau d'électrons.

Il est également à noter que la vitesse de dérive relative entre les faisceaux d'électrons est maintenue constante puisque  $v_{d2}-v_{d1} = 20.0$ .

Le nombre de super particules utilisées pour les analyses avec  $R = 0.5$  est 524288 pour chaque faisceau d'électrons.

\*\*Pour les essais où  $R$  sera pris égal à 0.05, on utilisera 10137472 particules pour le faisceau d'électrons majoritaires et 524288 pour un faisceau d'électrons minoritaires. On utilisera 4194304 particules pour le faisceau d'ions.

On note qu'on doit utiliser un grand nombre de super particules pour éviter la diffusion numérique des particules due aux fluctuations thermiques qui sont normalement améliorées dans les codes de particules [8] (on a parlé des fluctuations thermiques en chapitre III).

#### **IV.4. Instabilité Bistream (bi-flux)**

Toutes les instabilités étudiées dans le chapitre IV sont des instabilités à deux flux conduites par deux faisceaux d'électrons.

##### **IV.4.1. Instabilité bistream avec ions chauds**

On commence en premier lieu par l'instabilité bistream avec les ions chauds dérivant avec l'un des faisceaux d'électrons, instabilité à deux flux où les densités des deux faisceaux d'électrons sont comparables et la vitesse thermique des électrons est faible comparée à la vitesse de dérive relative entre les faisceaux d'électrons.

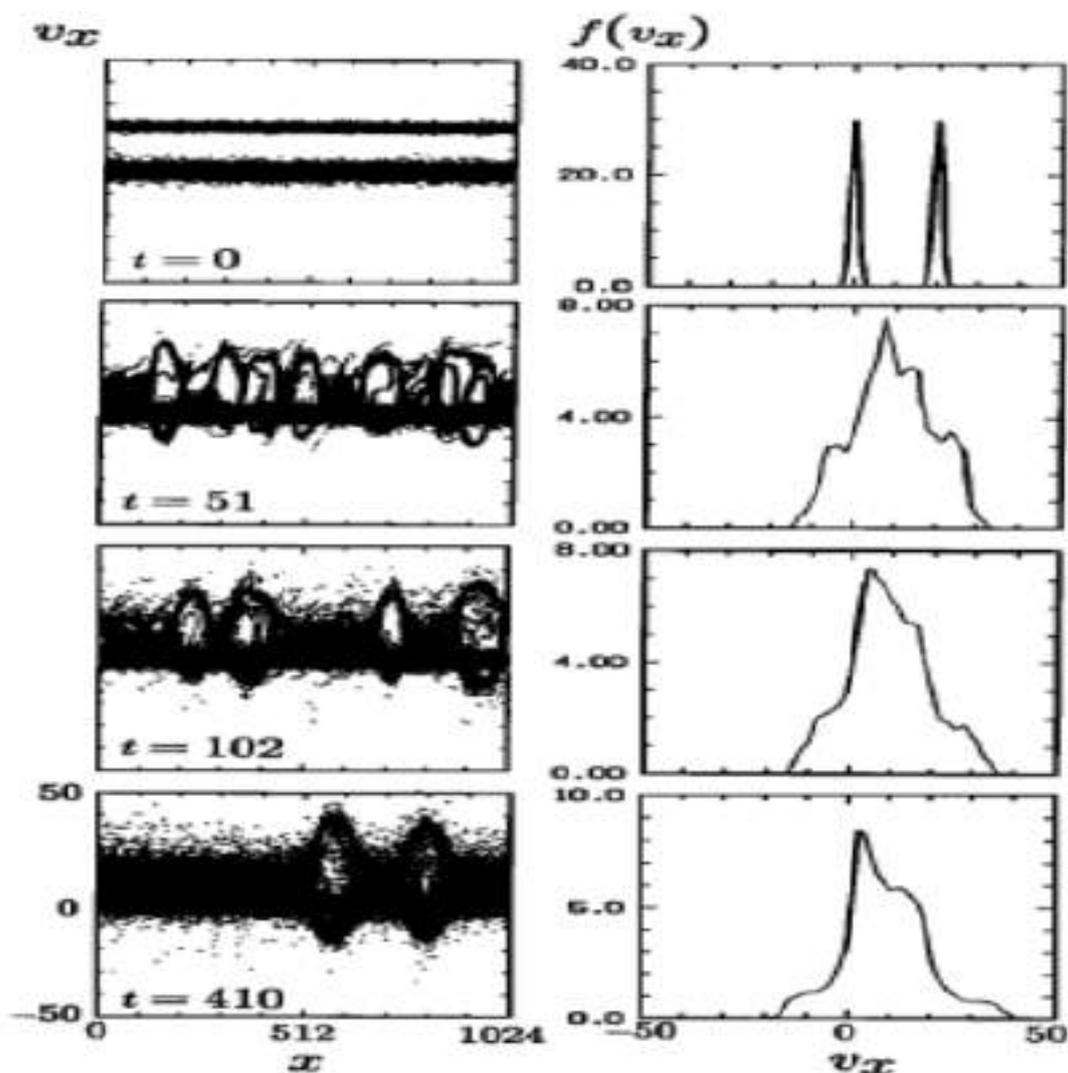
Omura et al [6] ont montré la dépendance paramétrique de l'instabilité bistream pour que l'ESW se forme. Ils ont établi la formation d'ESW pour un rapport de densité  $R \geq 0.3$ . L'un des faisceaux d'électrons se déplace à la même vitesse que le faisceau d'ions comme on va le

voir dans le tableau (IV.2) qui donne les valeurs du rapport R, les valeurs des vitesses de dérive électroniques et ionique, ainsi que les vitesses thermiques électronique et ionique.

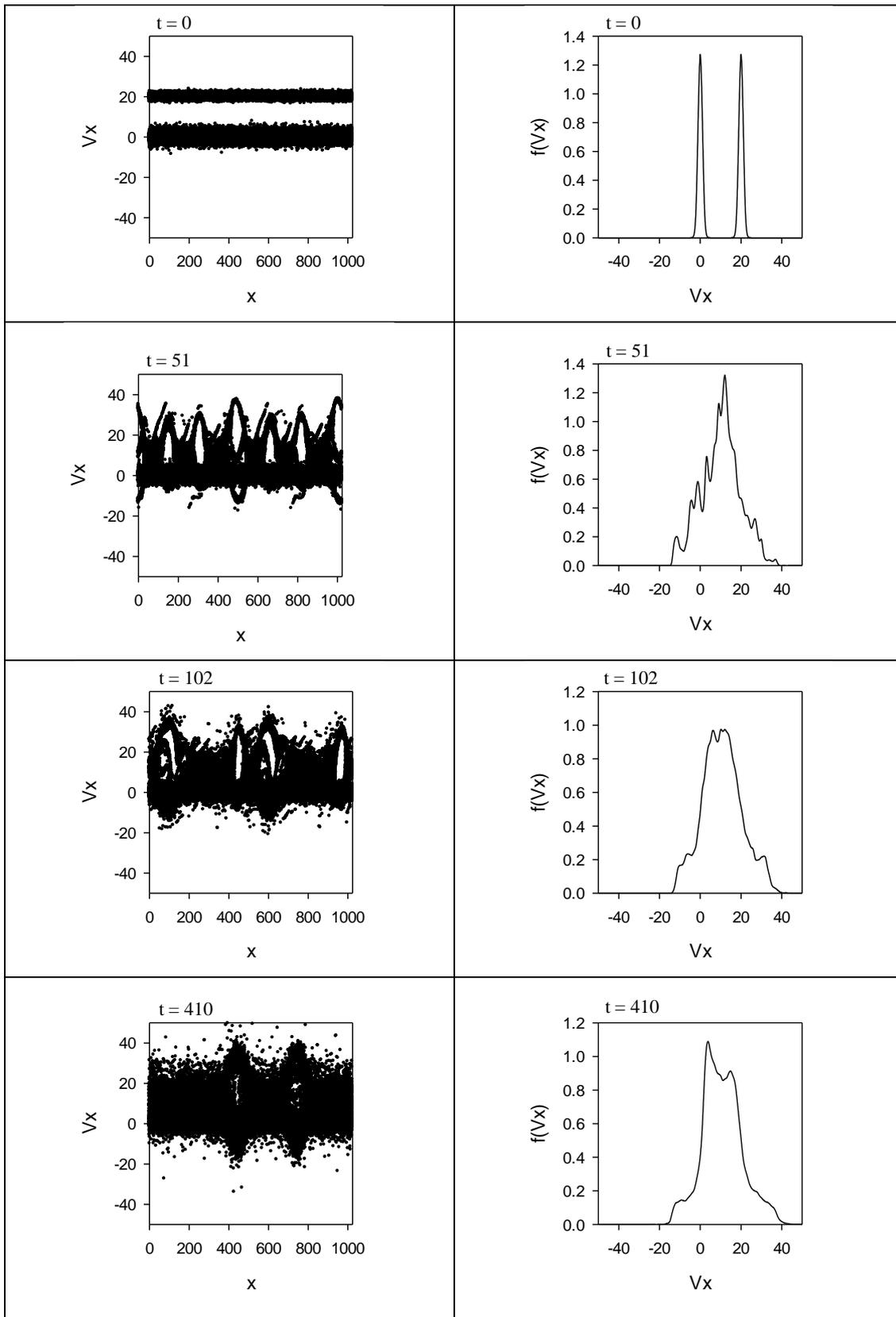
Premier cas	R	Vd1	Vd2	Vt1	Vt2	Vti
	0.5	0.0	20.0	1.0	1.0	2.0

**Tableau (IV.2):** Instabilité bistream avec un faisceau d'ions chauds.

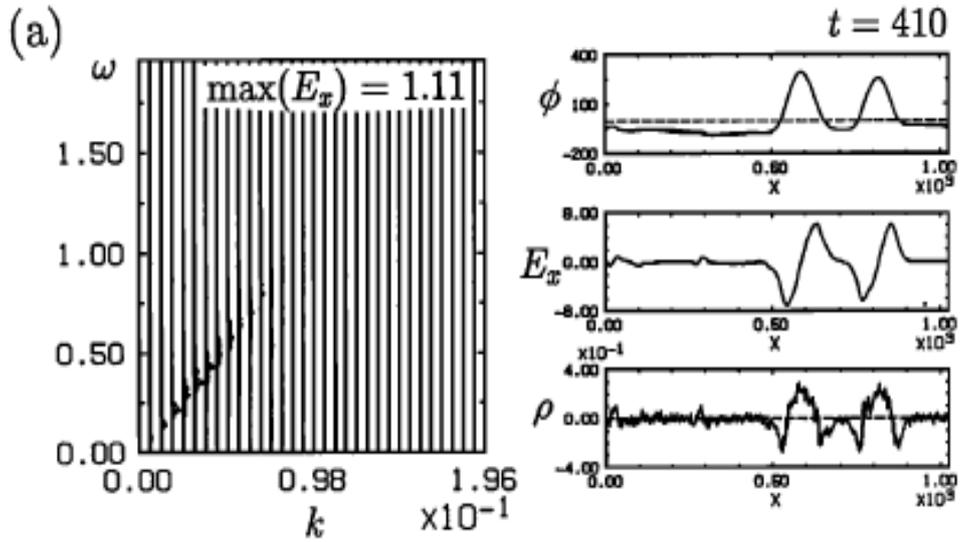
On va présenter nos résultats (Figures (IV.4), (IV.6)) et ceux de [6] (Figures (IV.3), (IV.5)).



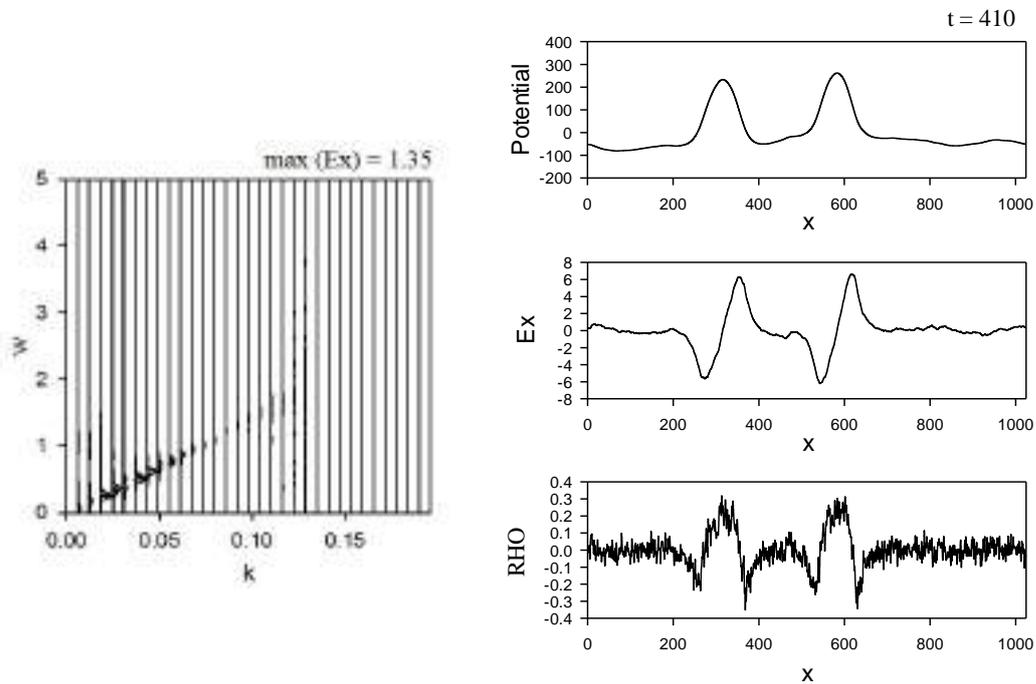
**Figure (IV.3) :** Evolution temporelle de l'instabilité bistream avec un faisceau d'ions chauds dérivant avec l'un des faisceaux d'électrons : A gauche, diagramme de phase  $x-v_x$  des électrons et des ions ; A droite, fonction de distribution d'électrons  $f(v_x)$  aux instants  $t = 0, 51, 102$  et  $410$  [6].



**Figure (IV.4) :** Evolution temporelle de l'instabilité bistream avec un faisceau d'ions chauds dérivant avec l'un des faisceaux d'électrons : A gauche, diagramme de phase  $x-v_x$  des électrons et des ions ; A droite fonction de distribution d'électrons  $f(v_x)$  à  $t = 0, 51, 102$  et  $410$ . **[Nos résultats].**



**Figure (IV.5) :** A gauche, spectre  $w$ - $k$  pour un faisceau d'ions chauds dérivant avec l'un des faisceaux d'électrons : A droite, profils spatiaux correspondants au potentiel  $\phi$ , champ électrique  $E_x$  et densité de charge  $\rho$  à  $t = 410$  [6].



**Figure (IV.6) :** A gauche spectre  $w$ - $k$  pour un faisceau d'ions chauds dérivant avec l'un des faisceaux d'électrons : A droite profils spatiaux correspondants au potentiel  $\phi$ , champ électrique  $E_x$  et densité de charge  $\rho$  à  $t = 410$ , [Nos résultats].

Comme premier cas, on étudie l'instabilité à deux flux avec les ions chauds ; tous les paramètres utilisés pour se mettre dans cette condition sont donnés en tableau (IV.2). Les figures (IV.4) et (IV.6) représentent nos résultats.

Dans la figure(IV.4) les panneaux de gauche montrent les courbes spatiales  $x-v_x$  des électrons  $x-v_x$ , et les panneaux de droite montrent les fonctions de distribution  $f(v)$  à différents instants.

Dans l'instabilité que nous étudions, un mode d'onde avec un taux de croissance maximum croît jusqu'à un niveau de saturation pour former une série de grands vortex (potentiels positifs) pouvant piéger toute la population d'électrons. On les appelle aussi trous à électrons et les potentiels sont dits potentiels BGK ; plusieurs travaux théoriques ont montré qu'un trou d'électrons correspond à un potentiel BGK [9-10].

On trouve la formation des ESW par la coalescence des tourbillons d'électrons piégés, comme indiqué dans les graphiques de phase  $x-v_x$  (colonne de gauche) de la figure (IV.4). À  $t = 410$  (colonne gauche de la figure (IV.4)), on constate que deux ESW sont sur le point de fusionner l'un avec l'autre et donner un trou d'électrons plus grand et plus intense. Il y a processus de formation et de coalescence de modes BGK.

Pour la colonne de droite, dans cette simulation sans dynamique ionique, la fonction de distribution de vitesse des électrons au départ a la forme maxwellienne connue, à l'instant  $t = 410$ , la fonction de distribution de vitesse des électrons est diffusée asymétriquement. Les électrons piégés forment la queue de haute énergie dans les fonctions de distribution de vitesse tracées dans la colonne de droite de la figure (IV.2), tandis que les électrons non piégés forment la distribution de vitesse non maxwellienne asymétriquement diffuse.

Cette asymétrie de la fonction de distribution est due à la présence des ions qui interfèrent avec le piégeage des électrons à la vitesse de phase proche de la vitesse de dérive des ions. L'asymétrie est due à la diffusion par mouvement cinétique des ions qui ont une masse beaucoup plus grande que les électrons ( $m_i/m_e = 100$ ) ; l'énergie cinétique des ions est beaucoup plus grande que celle des électrons et les électrons sont facilement diffusés par le mouvement cinétique des ions.

Sur la figure (IV.6), à gauche, on montre le diagramme  $w-k$ , qui est obtenu en utilisant la transformée de Fourier pour un champ  $E_x(x, t)$  fixé dans l'espace ( $x = 0 \sim 1024$ ) et le temps ( $t = 0 \sim 409.6$ ).

A droite, on montre le profil spatial du potentiel électrostatique  $\phi$ , du champ électrique  $E_x$  et de la densité de charge  $\rho$  à  $t = 410$ .

En raison de l'ESW, on observe les spectres de fréquence à large bande qu'on trouve dans le diagramme  $w-k$ . Le potentiel électrostatique prend des valeurs positives et est représenté sous forme de trous, le champ électrique est donné par une impulsion qui oscille (on a un plasma avec une fréquence d'oscillation).

\*\*Si on compare nos courbes avec celles de [6], on peut dire qu'elles sont presque identiques. La différence est due au fait que nous avons modifié les fichiers de sortie. Cette remarque reste valable pour tous les résultats que nous allons présenter.

Un paramètre important pour le processus de formation de l'ESW est le rapport des températures des électrons et des ions.

La température des ions doit être supérieure à celle des électrons non piégés diffusés, de sorte que le mode acoustique ionique n'existe pas dans le système.

Le rapport  $R$  doit être aussi supérieur à 0.3.

#### **IV.4.2. Instabilité bistream avec ions froids**

On étudie comme deuxième cas l'instabilité bistream avec les ions froids dérivant avec l'un des faisceaux d'électrons, instabilité à deux flux où les densités des deux faisceaux d'électrons sont comparables et la vitesse thermique des électrons est faible comparée à la vitesse de dérive relative entre les faisceaux d'électrons. Pour les paramètres communs, soient ceux du tableau (IV.1), il n'y a aucun changement.

Le tableau (IV.3) donne les valeurs du rapport  $R$ , les valeurs des vitesses de dérive électroniques et ionique, ainsi que les vitesses thermiques électronique et ionique.

Il faut remarquer que la vitesse thermique des ions  $v_{ti}$  est de 0.1, et celle des deux faisceaux d'électrons est de 1. Les ions sont considérés comme étant froids, cela veut dire que la température ionique est inférieure à la température électronique.

Deuxième cas	R	Vd1	Vd2	Vt1	Vt2	Vti
	0.5	0.1	20.0	1.0	1.0	0.1

**Tableau (IV.3):** Instabilité bistream avec un faisceau d'ions froids.

Le but de cet essai avec les ions froids est de voir quel type d'ondes électrostatiques est généré dans le plasma en question. Le plasma non magnétisé est constitué d'électrons et d'un fond ionique neutralisant (ions plus lourds que les électrons).

Les ions ne se manifestent qu'à travers leur densité moyenne  $n_i$  et toute la dynamique est déterminée par les seuls électrons.

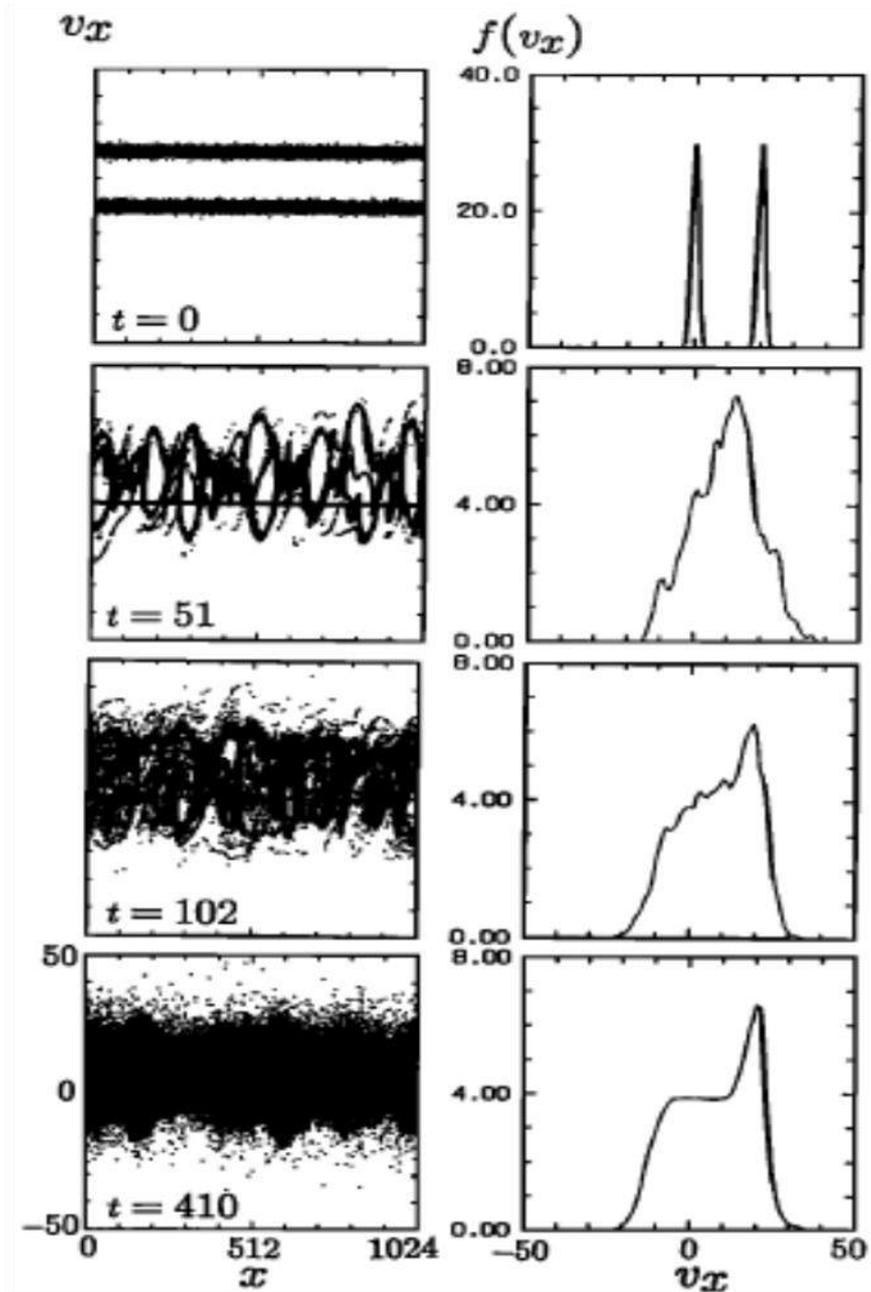
On rappelle ce que sont les ondes acoustiques ioniques :

Les ondes acoustiques ioniques sont des ondes de plasma (elles se propagent dans un plasma non magnétisé). Elles font partie des trois modes propres d'un plasma non-magnétisé avec l'onde de Langmuir et l'onde lumineuse. Elles sont caractérisées par de basses fréquences contrairement aux autres modes propres ( $f$  inférieure ou égale à 20 ; 30Hz).

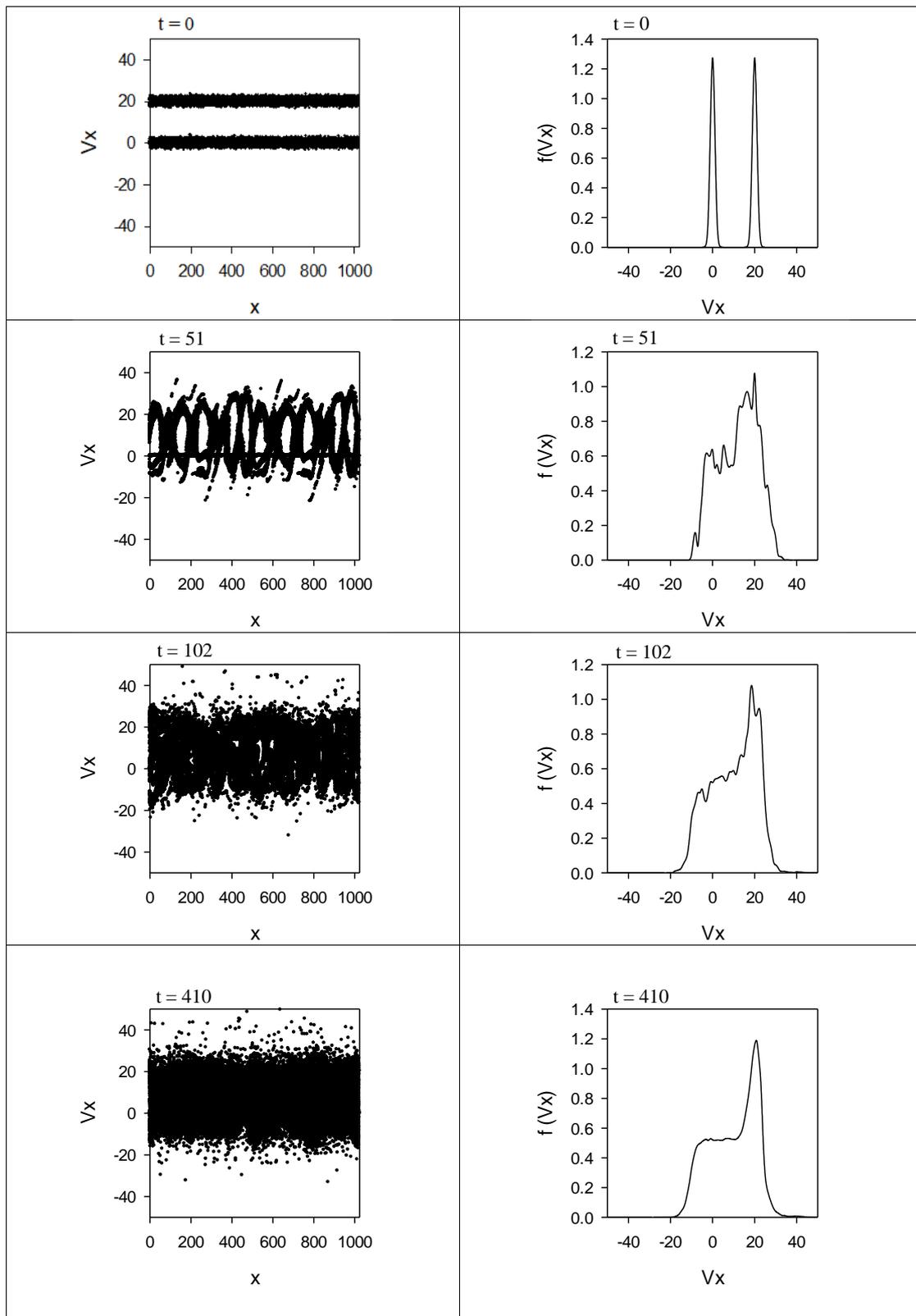
Le champ électrique permet la propagation avec des surpressions et des dépressions. La basse fréquence permet de prendre en compte la réaction des ions au passage des ondes. La pulsation propre de ces ondes est proche de la pulsation propre du plasma ionique.

On prend en compte le mouvement des ions, tandis que les électrons se contentent de suivre le mouvement de ceux-ci pour assurer la quasi neutralité. Les ondes acoustiques ioniques n'existent que lorsqu'il y a de l'agitation thermique (dépend de la température électronique et de la température ionique). Alors que pour la fréquence plasma, les ions sont considérés fixes, pour les ondes acoustiques ioniques, les électrons répondent immédiatement aux mouvements des ions. Les ions forment des régions de compression comme pour une onde acoustique. Les régions de compression s'étendent dans les régions vides : à cause de l'agitation thermique des ions et l'écrantage qui n'est pas parfait (due à l'agitation thermique des électrons).

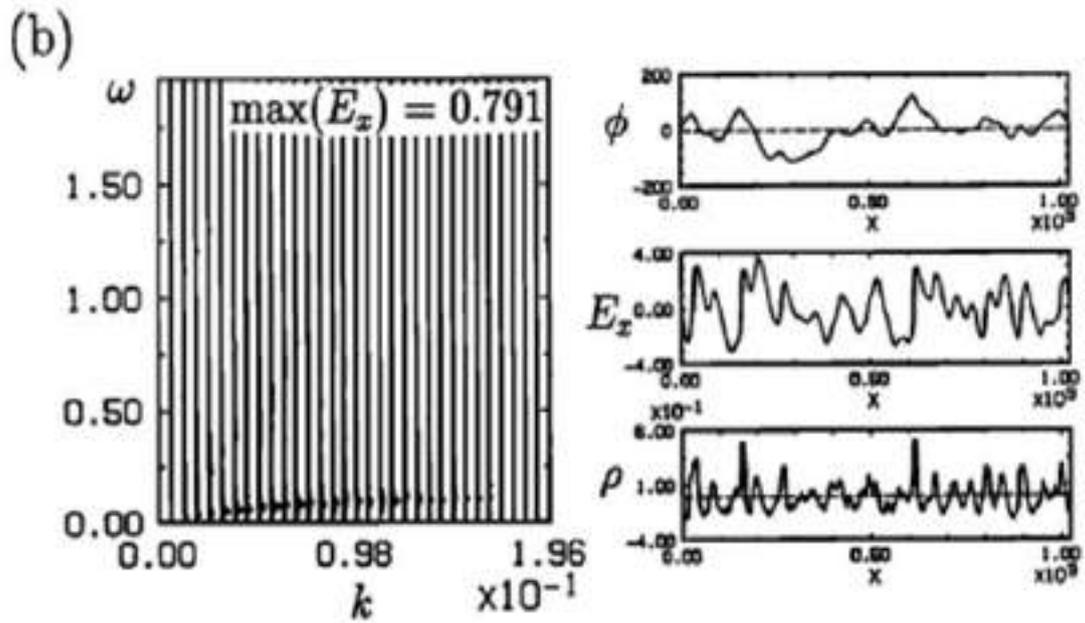
Contrairement à un gaz de neutres, les ondes acoustiques ioniques persistent lorsque  $T_i \rightarrow 0$  si  $T_i \ll T_e$ .



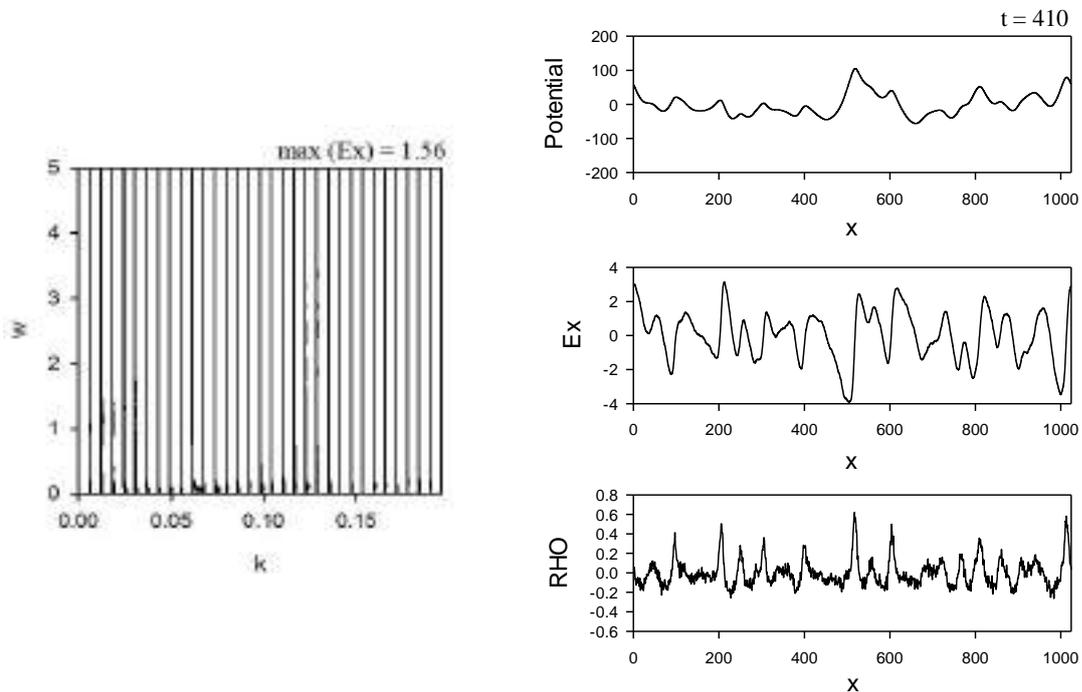
**Figure (IV.7) :** Evolution temporelle de l'instabilité bistream avec un faisceau d'ions froids dérivant avec l'un des faisceaux d'électrons : A gauche, diagramme de phase  $x$ - $v_x$  des électrons et des ions ; A droite, fonction de distribution d'électrons  $f(v_x)$  aux instants  $t = 0, 51, 102$  et  $410$  [6].



**Figure (IV.8) :** Evolution temporelle de l'instabilité bistream avec un faisceau d'ions froids dérivant avec l'un des faisceaux d'électrons :A gauche, diagramme de phase  $x-v_x$  des électrons et des ions ;A droite fonction de distribution d'électrons  $f(v_x)$  à  $t = 0, 51, 102$  et  $410$  **[Nos résultats].**



**Figure (IV.9)** : A gauche spectre  $w$ - $k$  pour un faisceau d'ions froids dérivant avec l'un des faisceaux d'électrons : A droite profils spatiaux correspondants au potentiel  $\phi$ , champ électrique  $E_x$  et densité de charge  $\rho$  à  $t = 410$  [6].



**Figure (IV.10)** : A gauche spectre  $w$ - $k$  pour un faisceau d'ions froids dérivant avec l'un des faisceaux d'électrons : Adroite profils spatiaux correspondants au potentiel  $\phi$ , champ électrique  $E_x$  et densité de charge  $\rho$  à  $t = 410$  [Nos résultats].