

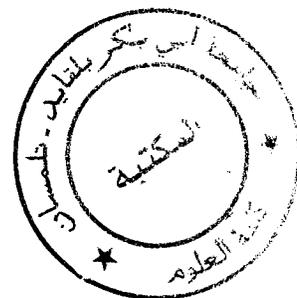
M/531.6-34/01

République Algérienne Démocratique et Populaire

Université Abou-Bekr Belkaid Tlemcen

Faculté des Sciences

Département de Physique



Thèse :

Présentée pour l'obtention du grade de :

Magistère

Dans la spécialité :

Physique Energétique et matériaux

Sur le thème :

**Ondes Magnéto-Atmosphériques :
Oscillations de l'Ombre des Taches Solaires**

Par :

Yelles Chaouche Lotfi.

Soutenu en ... devant le jury :

Président : Dr. Benyoucef Boumédiène
Encadreur : Dr. Abdelatif Toufik
Examineur : Dr. Yelles Chaouche Abdelkarim
Examineur : Dr. Ghouali Noureddine
Examineur : Dr. Sari Chabane Nasreddine

Prof.
Directeur de Recherche
Directeur de Recherche
Prof.
Prof.



Inscrit Sous le N°:
Date le: 1.2 DEC 2011
Code: 5972



Dédicaces

A mes très chers Parents,

A mes frères et sœurs,

A ma famille,

A mes amis (es) et collègues.

Remerciements

Je tiens tous d'abord à remercier sincèrement mon encadreur Dr. Toufik Abdelatif pour m'avoir guidé et conseillé tout au long de la réalisation de cette thèse. Je le remercie aussi pour m'avoir fait bénéficier de son esprit critique et ces remarques avisées et aussi pour les nombreuses réunions de travail qu'il a bien voulu consacrer à l'élaboration de ce travail.

J'adresse mes sincères remerciements à tous les membres du jury pour l'intérêt qu'ils ont bien voulu consacrer à cette thèse.

Enfin à tous ceux qui ont de près ou de loin contribués à la réalisation de ce travail, je leur dis merci.

Table des matières :

Chapitre I : Introduction générale :

I. Généralités :.....	1
I. 1. Oscillations en dehors des taches solaires :.....	1
I. 2. Oscillations dans les taches solaires :.....	2
II. Observations :.....	3
III. Oscillations de 5 minutes dans l'ombre:	7
IV. Oscillations de 3 minutes dans l'ombre:	8

Chapitre II : Rappels Théoriques :

I. Introduction :.....	11
II. Equations fondamentales de la M.H.D. :.....	11
II.1. Equation d'induction :.....	12
II.2. Nombres sans dimensions :.....	15
II.3 Equilibre magnéto-hydrostatique :	17
III. Etablissement des équations d'ondes Magnéto-atmosphériques :.....	19
III.1. Dérivation de l'équation d'onde linéarisée :.....	21
III.1.1 Cas d'une atmosphère isotherme et horizontalement (planement) stratifiée avec \vec{B}_0 uniforme et vertical :.....	23
IV. Ondes d'Alfven :.....	25
V. Ondes magnéto-acoustiques :	26
VI. Expression des quantités perturbées, \vec{B}_1 , p_1 et ρ_1 :	33

Chapitre III : Ondes magnéto-atmosphériques dans une atmosphère isotherme :

I. Introduction :.....	36
II. Présentation du modèle :.....	37
III. Résolution des Equations et présentation des différents types d'ondes :.....	39
III.1. Ondes Magnéto-Atmosphériques :.....	39
III.2 Mode d'Alfven :.....	44
III.3. Ondes Atmosphériques :.....	45
III.4. Ondes magnéto-atmosphériques Slow et Fast Découplées :.....	48

IV. Résultats et Discussion :	50
V. Densités d'énergies des différents modes :	62
VI. Oscillations de Période 3-minutes :	75
VI.1. Observations :	76
VI.2 Résonance Chromosphérique :	77
VI.3 Résonance Photosphérique :	78
VII. Conclusion :	83

Chapitre IV: Modèle à deux couches isothermes:

I -Introduction :	85
II- Présentation du Modèle :	86
III. Solutions et Conditions Aux Limites :	88
III.1. Dans le milieu I :	88
III.1.1. Modes Magnéto-Atmosphériques couplés :	88
III.1.2. Modes fast découplés.....	89
III.1.3. Modes slow découplés :	89
III.2. Dans le milieu II :	90
III.2.1. Modes Magnéto-Atmosphériques couplés :	90
III.2.2. Modes fast découplés :	91
III.2.3. Modes slow découplés :	92
IV. Résultats et Discussions:	94
IV. 1. Courbes de Dispersion :	94
IV. 2. Densités d'Energies des différents modes:	118
V. Comparaison avec les résultats de Scheuer et Thomas :	125
VI. Conclusion :	127

Chapitre V: Conclusion Générale:

I. Conclusion Générale :	129
--------------------------	-----

CHAPITRE I

INTRODUCTION GENERALE

I. Généralités :

I. 1. Oscillations en dehors des taches solaires :

La première mise en évidence d'oscillations dans l'atmosphère solaires s'est faite à l'extérieur des taches solaires en 1962 par Leighton, Noyes et Simon. Ils ont observés des mouvements oscillatoires réguliers de la surface du soleil. Ces oscillations sont de faible amplitude et ont une période proche de 5 minutes.

Cette découverte fut suivie par plusieurs observations et travaux théoriques visant à les expliquer. Les premières interprétations théoriques sur l'origine de ces oscillations furent développées par Ulrich (1970), Leibacher et Stein (1971) et Wolff (1972). Ils ont montrés que les oscillations de 5 minutes sont des ondes sonores piégées dans une cavité résonnante située au dessous de la surface visible du soleil. Il fut prédit par Ulrich (1970) que ces oscillations résonnantes se produisent uniquement le long de courbes de dispersion discrètes (fréquence en fonction du nombre d'onde). Cela a été confirmé par les observations de Deubner (1975) et Deubner et Rhodes (1977) ainsi que Ulrich et Simon (1977). Ces oscillations ont un maximum de puissance pour les périodes proches de 5 minutes.

Depuis les premières observations jusqu'à nos jours, on a identifié un grand nombre de modes oscillatoires appelés (p-modes). Malgré le fait que ces oscillations sont observées à la surface du soleil, elles sont aussi le reflet de mouvements globaux qui affectent l'ensemble du soleil. Ces oscillations sont la manifestation d'interférences constructives d'ondes acoustiques pénétrant plus ou moins profondément dans le soleil. Les paramètres mesurés de ces ondes (fréquence, amplitude) dépendent étroitement des conditions physiques (densité, température, composition chimique) régnant dans les couches qu'elles traversent. Ainsi, L'observation des p-modes offre un moyen puissant pour récolter des informations sur la structure interne du soleil. Ce domaine d'étude est appelé Héliosismologie.

I. 2. Oscillations dans les taches solaires :

A l'intérieur des taches solaires (Figure I-1) règne un champ magnétique intense. Dans un tel milieu, les propriétés des manifestations dynamiques vont être influencées par les caractéristiques du champ magnétique et par la structure géométrique des taches.

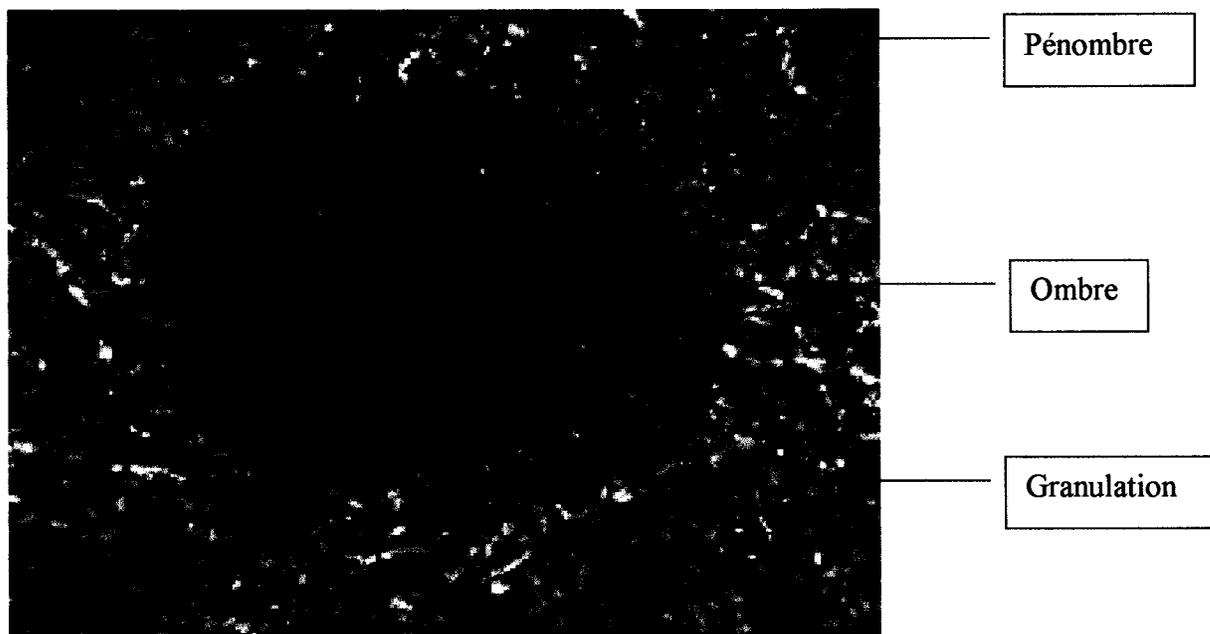


Figure I-1 : Photographie d'une tache solaire avec la granulation plus claire qui l'entoure.

Les phénomènes dynamiques dans les taches solaires se divisent en deux catégories : les phénomènes périodiques et les phénomènes apériodiques (Moore 1981).

Parmi les phénomènes apériodiques, on compte : L'écoulement d'Evershed, le mouvement des filaments de la pénombre, et l'évolution de points lumineux dans l'ombre.

Les phénomènes périodiques se présentent sous la forme de trois types d'oscillations différentes : les oscillations de l'ombre de période proche de 5 minutes, les oscillations de l'ombre de période proche de 3 minutes, et les oscillations de la pénombre.

- Les oscillations de 5-min sont la réponse de l'ombre de la tache aux p-modes provenant des régions entourant la tache solaire (Thomas 1981 ; Thomas, Cram et Nye 1982).
- Les oscillations de 3-min sont des oscillations résonantes propres de l'ombre elle-même (Abdelatif, Lites et Thomas 1984 ; Lites et Thomas 1985).
- Les oscillations de la pénombre sont des ondes en arc de cercle qui se propage vers l'extérieur de la tache le long du champ magnétique (Zirin et Stein 1972).

II. Observations :

Les oscillations dans les taches solaires ont été observées pour la première fois en 1969 par Beckers et Tallant. Cela fut suivi par un grand nombre de travaux d'observations (Tableau I-1). L'observation des oscillations se fait par la mesure du décalage d'une raie spectrale vers le rouge et vers le bleu. Ce décalage est causé par un effet doppler lorsque le plasma rayonnant se déplace dans l'axe d'observation.

Auteurs (Année)	Ligne spectrale (Å)	Période (s)	Amplitude (Km/s)
Beckers et Tallent (1969)	Ca II λ 3933	145	6
Wittman (1969)	Ca II λ 3933	150	
Beckers et Schultz (1972)	H α λ 6563	178, 300	1
Giovanelli (1972)	H α λ 6563	165	3
Rice et Gaizauskas (1973)	Fe I λ 5233	180, 300	
Bhatnagar, Livingston, et Harvey (1972)	λ 6021	490	0.5
	λ 6525	310	0.5
	λ 6910	310	0.5
Phillis (1975)	H α λ 6563	145-180	10
Moore et Tang (1975)	H α λ 6563	150	
Schröter et Soltau (1976)	Fe I λ 5123	180,300	0.72

Soltau, Schröter, et Wohl (1976)	Ti 0 Fe I	λ 6496 λ 6495	470-300 196-164 123-110	0.84, 0.66
Athay et White (1979)	Si II	λ 1817	110-400	
Tandberg- Hanssen et al. (1981)	C IV	λ 1548	130-168	
Nye et al. (1981)	Fe I	λ 6303	260, 300, 350	0.2
Lites, White et Packman (1982)	Ca II Fe I	λ 8542 λ 5576	170, 300 300	0.26
Thomas, Cram, Nye (1982)	Fe I	λ 6303	220-400 125-200	0.05 0.025
Gurman et al. (1982)	C IV	λ 1548	129-173	0.8-3.5
Von Uexküll, Kneer, et Mattig (1983)	H α Ca II Ni I	λ 6563 λ 8542 λ 5893	110-200	
Lites(1984)	Ca II Ca II Fe I	λ 8498 λ 8542 λ 5434	180,145 180,145 300,180,145	
Abdelatif, Lites et Thomas (1984)	Fe I Ti I	λ 6303 λ 6304	300,180 300,180	0.2, 0.03 0.1, 0.03
Henze et al. (1984)	C IV	λ 1548	110,200	1-3
Soltau et Wiehr (1984)	Fe I	λ 7090	220-400 125-200	0.08 0.033
Thomas, Cram, et Nye (1984)	Fe I	λ 6303	263-366 180-213	0.5
Lites et Thomas (1985)	Ti I Fe I	λ 6304 λ 5434	120-200 200-400 120-200 200-400	0.04 0.07 0.2 0.15
Lites (1986b)	He V Ca V Ca I	λ 10830 λ 3968.5 λ 8498	100-220	0.79-1.81
Abdelatif, Lites et Thomas (1986)	Ti I Fe I	λ 6304 λ 6303	222-400 200-125	0.05-0.136 0.024-0.037
Gurman (1987)	Mg II K	λ 2796	132-190	
Thomas, Lites, Gurman, Ladd (1987)	C IV Fe I He I	λ 1548 λ 3969 λ 10830	182, 134	1
Balthasard, Küveler et Wiehr (1987)	Fe I	λ 7090	222-400	
Balthasard, Fangmeier, Küvler et Wiehr(1988)	Fe I	λ 7090	167-400	

Aballe Villero et al. (1990)	Ti I $\lambda 8397$	222-400 200-125	0.1 0.054
Ballewillerto, Marco, Vazquez, Garcia (1993)	Ti I $\lambda 8397$ Fe II $\lambda 7224.5$	200-145	0.023-0.195
Maltby et al. (1999)	Fe XIV $\lambda 334.2$ Fe XVI $\lambda 360.1$ Mg VIII $\lambda 315$ Mg IX $\lambda 368.1$ He I $\lambda 522.2$ Ne VI $\lambda 562.8$ O III $\lambda 599.6$ O V $\lambda 629.7$	125-200	0.6-3.5
Brynildsen et al. (2002)	Fe XIV $\lambda 334.2$ Fe XVI $\lambda 360.1$ Mg VIII $\lambda 315$ Mg IX $\lambda 368.1$ He I $\lambda 522.2$ Ne VI $\lambda 562.8$ O III $\lambda 599.6$ O V $\lambda 629.7$	125-200	

Tableau I-1: Observations des oscillations de l'ombre des taches solaires.

Lorsqu'on observe les oscillations de l'ombre d'une tache solaire, on fait en sorte de choisir une raie spectrale propre à l'ombre (ex : raie polarisée d'un triplet Zeeman). Cela se fait dans le but d'éliminer la contamination du signal par des émissions provenant des régions entourant la tache solaire.

En observant simultanément plusieurs raies spectrales qui se forment à différentes températures (donc différentes altitudes), on peut mettre en évidence les propriétés de propagation des oscillations à différentes altitudes, et leur éventuelle corrélation (Figure I-2), (Lites 1986).

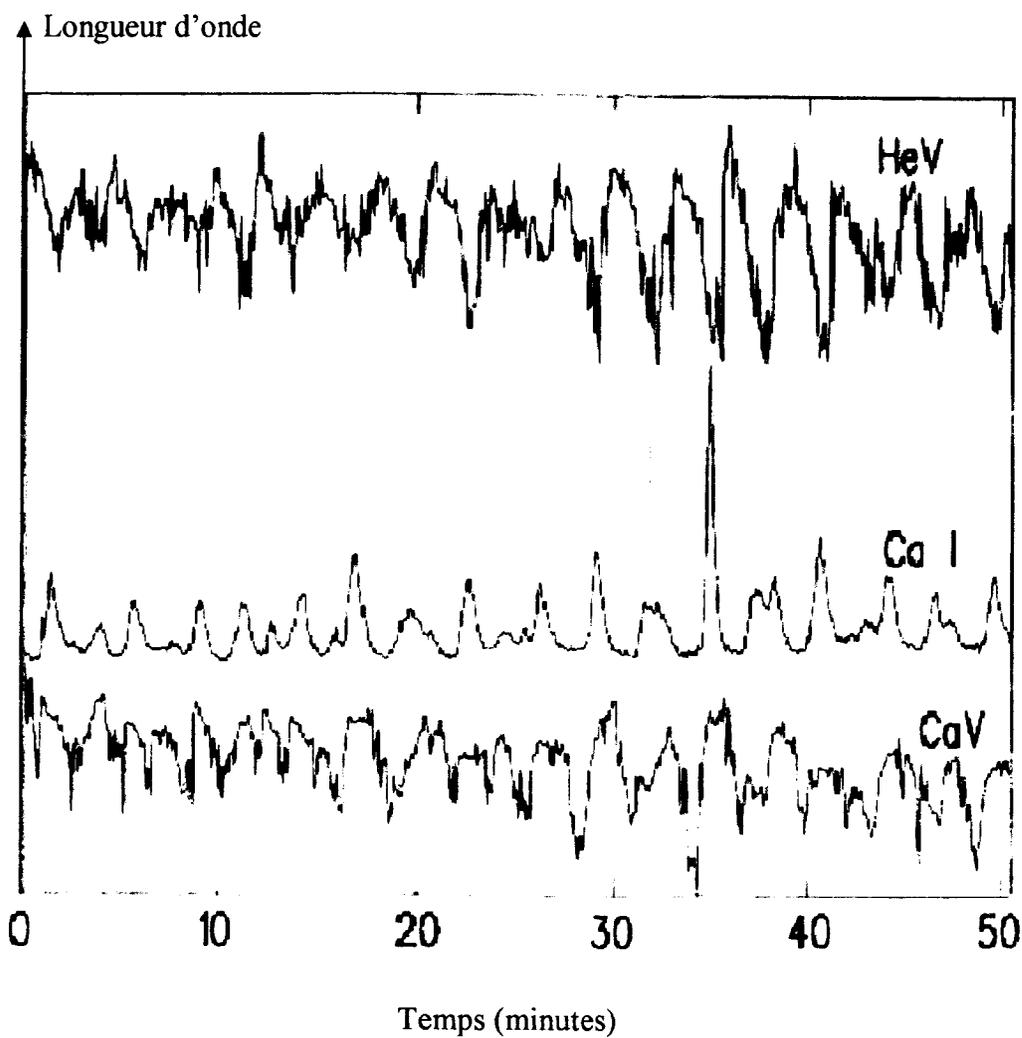


Figure I-1: Mesures simultanées du décalage par effet doppler des raies spectrales Ca I, Ca V, et He V. L'amplitude du décalage est normalisée pour permettre une comparaison de toutes les raies (Lites 1986b).

Sur cette figure, on remarque, que les décalages par effet doppler des différentes raies spectrales qui se forment à différentes altitudes ont une période d'environ 3 minutes. On remarque aussi qu'il existe un déphasage entre les différentes raies spectrales. Ce retard de phase est causé par le fait que les raies spectrales qui se forment en bas de l'atmosphère sont excitées avant celles qui se forment plus haut. Cela indique une propagation des oscillations du bas vers le haut.

III. Oscillations de 5 minutes dans l'ombre:

Les oscillations de 5-minutes dans l'ombre des taches solaires ont été observées depuis 1972 par Beckers & Schultz. Ils ont utilisés une raie spectrale d'un triplet Zeeman propre à la tache solaire. Avant cela on pensait que ces oscillations été dues à une contamination du signal par les oscillations des régions entourant les taches solaires. Les travaux qui ont suivis cette première observation ont mis clairement en évidence l'existence des oscillations de 5 minutes dans l'ombre des taches solaires en utilisant des raies spectrales propres à l'ombre (Tableau I-1).

L'idée de base pour interpréter l'existence des oscillations de 5-min dans l'ombre des taches solaires est que les taches agissent comme un filtre qui ne permet qu'une transmission sélective des p-modes à l'intérieur (Thomas 1981 ; Abdelatif 1985). Les ondes sont transmises sous forme d'onde magnéto-atmosphériques avec les mêmes fréquences que les ondes acoustiques qui les ont causées mais des nombres d'ondes différents (Abdelatif 1985 ; Abdelatif, Lites et Thomas 1986). Cela explique le fait que les vitesses sont plus importantes à l'intérieur de la tache qu'à l'extérieur (Abdelatif et Thomas 1987).

L'amplitude des oscillations à l'intérieur des taches est 2 ou 3 fois plus faible que celle à l'extérieur (Thomas, Cram et Nye 1982). Cela peut être dû au fait que la transmission des ondes à l'intérieur des taches se fait de manière sélective, de sorte qu'une partie des ondes incidentes est réfléchié, causant ainsi un déficit à l'intérieur des taches (Abdelatif et Thomas 1987). Les observations de Braun, Duvall et LaBonte (1987, 1988) indiquent que l'énergie transmise à une tache par les p-modes est supérieure à celle sortante de la tache. Une interprétation fut proposée par Cally et Bogdan (1993), les ondes slow qui se propagent plus ou moins parallèlement au champ magnétique, transportent une partie de l'énergie vers les densités croissantes. Ce qui la rend indétectable. Sachant que les p-modes sont essentiellement convertis en ondes magnéto-atmosphériques fast, qui sont piégées au niveau de la photosphère, La transmission de l'énergie aux ondes slow se fait par couplage des modes (Cally, Bogdan, Zweibel 1995).

IV. Oscillations de 3 minutes dans l'ombre:

Les oscillations de 3-min dans l'ombre des taches solaires ont été observées dans différentes raies spectrales (Tableau I-1). Leurs amplitudes varient de quelques mètres par seconde dans la basse photosphère, à quelques 10 Km/s dans la haute chromosphère et la zone de transition. Certaines observations reportent l'existence de ces oscillations dans la couronne solaire (Maltby et al. 1999).

La première observation de ces oscillations a été faite par Beckers et Tallant (1969). Ils ont observé des flashes d'intensités avec une période d'environ 3-min. Ce phénomène a été interprété par Moore (1981) comme étant une manifestation non linéaire des oscillations de 3-min lorsqu'elles ont une amplitude importante.

Les oscillations de 3-min dans l'ombre des taches solaires, sont attribuées à des modes résonnants d'ondes magnéto-atmosphériques (Scheuer et Thomas 1981 ; Zhugzhda, Locans et Staude 1983).

Dans la littérature, on trouve deux théories différentes visant à expliquer l'origine des oscillations de 3-min. La première que l'on appelle **Théorie de la résonance Photosphérique** (Uchida et Sakurai 1975 ; Scheuer et Thomas 1981 ; Thomas et Scheuer 1982) attribue ces oscillations à des modes fast résonnants d'ondes magnéto-atmosphériques piégées dans la photosphère et la région sub-photosphériques de l'ombre. Ces oscillations sont excitées par les oscillations convectives provenant de la zone de convection subphotosphérique (Moore 1973 ; Mullan et Yun 1973). La résonance est causée par le piégeage des ondes. Celles-ci se réfléchissent vers le bas en raison de l'augmentation de la vitesse d'Alfvén avec l'altitude. Cela est dû à la diminution de la densité avec l'altitude. La réflexion vers le haut se fait à cause de l'augmentation de la vitesse du son avec la profondeur (Scheuer et Thomas 1981). La seconde théorie, que l'on appelle **Théorie de la résonance Chromosphérique** (Zhugzhda, Locans et Staude 1983 ; Zhugzhda, Staude et Locans 1984) considère que les oscillations de 3-min sont attribuées à des modes slow résonnants d'ondes magnéto-atmosphériques piégées au niveau de la chromosphère. Ces oscillations sont excitées par les ondes de hautes fréquences des p-modes provenant de l'extérieure de la tache solaire. Le piégeage des ondes se fait par la réflexion vers le bas à la zone de transition (Chromosphère-Couronne) due à l'augmentation rapide de la température et par conséquent de la vitesse du son. La réflexion vers le haut se fait au

minimum de température en bas de la chromosphère. Cette réflexion est causée par l'augmentation de la fréquence de coupure acoustique (Zhugzhda, Locans et Staude 1983). Les observations simultanées de différentes raies spectrales qui se forment à différentes altitudes dans l'ombre, indiquent que l'énergie cinétique des oscillations dans la photosphère est quelques 6 fois supérieure à celle dans la chromosphère (Lites et Thomas 1985 ; Abdelatif, Lites et Thomas 1986). Cela montre que les oscillations photosphériques constituent le mécanisme excitateur des oscillations chromosphériques. De telles observations indiquent aussi une corrélation des oscillations dans la photosphère et la chromosphère. Ce qui mène à considérer que les oscillations de 3-min sont une manifestation globale de l'atmosphère au niveau de l'ombre et pas uniquement une résonance séparée de la photosphère et de la chromosphère. De plus, les termes « fast » et « slow » n'ont qu'une signification locale dans une atmosphère stratifiée. Ainsi une oscillation de 3-min peut se trouver sous forme d'un mode fast résonant dans la photosphère et d'un mode slow résonant dans la chromosphère (Thomas 1984).

Dans la présente étude, on va considérer deux modèles théoriques simples (Chapitre III et IV). Chacun d'entre eux intègre la contribution simultanée de la photosphère et la chromosphère. Cela va permettre la mise en évidence des propriétés des différents modes oscillatoire et les éventuels couplages entre les fast et les slow.

Dans ce mémoire, l'organisation des chapitres se fera comme suit :

Dans le second chapitre, on présente des rappels sur les équations de base de la magnétohydrodynamique. On se consacrera ensuite essentiellement à établir les équations régissant la propagation des ondes magnéto-atmosphériques dans un milieu isotherme et stratifié. On fera ensuite, un bref aperçu sur les ondes d'Alfven qui sont découplées des autres ondes magnéto-atmosphériques. On présentera aussi les ondes magnéto-acoustiques qui sont analogues aux ondes magnéto-atmosphériques dans une atmosphère où le champ de gravité est nul.

Dans le chapitre III, on va traiter un modèle où l'atmosphère au dessus de l'ombre d'une tache solaire est considérée comme étant isotherme et stratifiée. Cette atmosphère est formée de la photosphère et la chromosphère. On fera une étude sur les propriétés des ondes magnéto-atmosphériques dans un tel milieu. Afin de mettre en évidence les propriétés de dispersion des différents modes et leur couplage, on présentera les courbes de

dispersion obtenues pour différents paramètres atmosphériques. Les densités d'énergies sont calculées en fonction de l'altitude pour les différents modes. Afin de situer les résultats obtenus, on fera enfin une brève synthèse des approches théorique visant à expliquer l'origine des oscillations de 3-min où on comparera les résultats obtenus dans ce chapitre avec ceux de Scheuer et thomas (1981).

Le Chapitre IV est consacré à l'étude des propriétés des différents modes magnéto-atmosphériques dans le cadre d'un modèle dérivé de celui utilisé par Scheuer et Thomas (1981). On considère que l'atmosphère au dessus de l'ombre d'une tache solaire est formée de deux couches isothermes superposées. La couche inférieure représente la photosphère et la chromosphère. Tandis que la couche supérieure représente la couronne. Les propriétés de dispersion et l'existence de certains modes oscillatoires vont dépendre de l'écart de température entre les deux couches isothermes. En effet cet écart va agir sur les propriétés de réflexion des ondes à la zone de transition séparant la chromosphère et la couronne.

La conclusion générale est présentée dans le Chapitre V. On reviendra sur les différents résultats obtenus dans les deux modèles étudiés. On parlera aussi des perspectives avenir que nous espérons atteindre.

CHAPITRE II

RAPPELS THEORIQUES

I. Introduction :

L'étude des oscillations de basses fréquences dans les taches solaires, nécessite l'élaboration des équations d'onde dans un tel milieu. Ces équations d'onde sont obtenues à partir des équations de base de la magnétohydrodynamique, ci-après M.H.D.

Après avoir présenté les équations fondamentales de la M.H.D. Ce chapitre sera consacré à la dérivation des équations linéarisées régissant la propagation des ondes dans un milieu tel que celui au niveau de l'ombre des taches solaires. Dans ce cas, ces ondes sont appelées : ondes magnéto-atmosphériques. On présentera le type le plus simple de ces ondes, ce sont les ondes d'Alfven. Il s'avère utile de présenter les ondes magnéto-acoustiques, qui sont analogues aux ondes magnéto-atmosphériques dans un milieu où le champ de gravité est nul. Les autres ondes magnéto-atmosphériques feront l'objet principal des prochains chapitres.

II. Equations fondamentales de la M.H.D. :

Les phénomènes régis par la magnétohydrodynamique sont décrits par un système d'équations couplées formées à partir des équations de Navier Stokes et des équations de Maxwell (Berton 1991 ; Priest 1985).

Considérons un milieu non visqueux, parfaitement conducteur, où règne un champ magnétique \vec{B} , et le champ de gravité \vec{g} . Dans ce cas, les équations de la M.H.D. s'écrivent :

✦ Equation de continuité :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla}(\rho \cdot \vec{v}) = 0 \quad (\text{II.1})$$

✦ Equation de mouvement :

$$\rho \left[\frac{\partial}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \right] \vec{v} = -\vec{\nabla} p + \rho \cdot \vec{g} + \frac{1}{\mu} (\vec{\nabla} \times \vec{B}) \times \vec{B} \quad (\text{II.2})$$

✦ Conservation de l'énergie :

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} p = \frac{\gamma p}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} \rho \right) \quad (\text{II.3})$$

✦ Equation d'état des gaz parfaits :

$$p = \rho R T \quad (\text{II.4})$$

✦ Conservation du flux magnétique :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (\text{II.5})$$

✦ Equation d'induction :

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \vec{\nabla} \times (\vec{v} \times \vec{B}) \quad (\text{II.6})$$

Où ρ , p , T et \vec{v} , sont respectivement, la densité, la pression, la température et la vitesse du fluide. R est la constante des gaz parfaits. Et γ est le rapport des chaleurs spécifiques.

Les détails de dérivation de ces équations peuvent être retrouvés dans les ouvrages de base de la M.H.D., tels que : (Cowling 1976 ; Priest 1983 et 1985 ; Berton 1991...).

II.1. Equation d'induction :

L'équation d'induction met en évidence le couplage entre le champ magnétique \vec{B} et le champ de vitesses \vec{v} . Si on suppose \vec{v} connu, elle décrit l'évolution de \vec{B} .

L'équation d'induction est déduite à partir de l'équation d'Ohm. Dans le cas général où la conductivité électrique n'est pas nulle, on aura :

$$\vec{J} = \sigma (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (\text{II.7})$$

où σ : Conductivité électrique

en y éliminant le champ électrique \vec{E} , et la densité de courant \vec{J} , à partir des équations d'Ampère et de Faraday. Cela donne :

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \vec{\nabla} \times [\vec{v} \times \vec{B}] + \eta \nabla^2 \vec{B} \quad (\text{II.8})$$

$$\text{où } \eta = \frac{1}{\sigma \mu} : \text{diffusivité magnétique.} \quad (\text{II.9})$$

μ : perméabilité magnétique

Les deux termes qui figurent au deuxième membre de l'équation (II.8) décrivent deux mécanismes différents qui font évoluer \vec{B} en un point donné : le premier dépend de la vitesse du fluide, le second est proportionnel à la résistivité. On peut les appeler, pour des raisons qui vont être développées :

$\vec{\nabla} \times [\vec{v} \times \vec{B}]$: terme de convection.

$\eta \nabla^2 \vec{B}$: terme de diffusion.

Supposons d'abord que le deuxième terme soit nul, ceci donne :

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \vec{\nabla} \times [\vec{v} \times \vec{B}] \quad (\text{II.10})$$

ce cas limite est obtenu en considérant σ infinie ; pour que \vec{J} et \vec{B} restent finis on doit avoir :

$$\vec{E} + (\vec{v} \times \vec{B}) = \vec{0} \quad (\text{II.11})$$

On déduit que le champ magnétique est entraîné par la matière. Ce résultat a été annoncé par le physicien suédois Hannes Alfvén en 1942. Il a résumé cela en disant que le champ magnétique et la matière constituent deux fluides gelés l'un dans l'autre.

Considérons maintenant le cas limite opposé où le deuxième mécanisme d'évolution de \vec{B} est dominant. L'équation (II.8) se réduit donc à :

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \eta \nabla^2 \vec{B} \quad (\text{II.12})$$

Sous cette forme, on reconnaît l'analogie vectorielle de l'équation classique de diffusion.

Cette équation exprime le fait que toute perturbation locale de \vec{B} tend à s'atténuer par diffusion selon le schéma indiqué sur la figure (II-1)

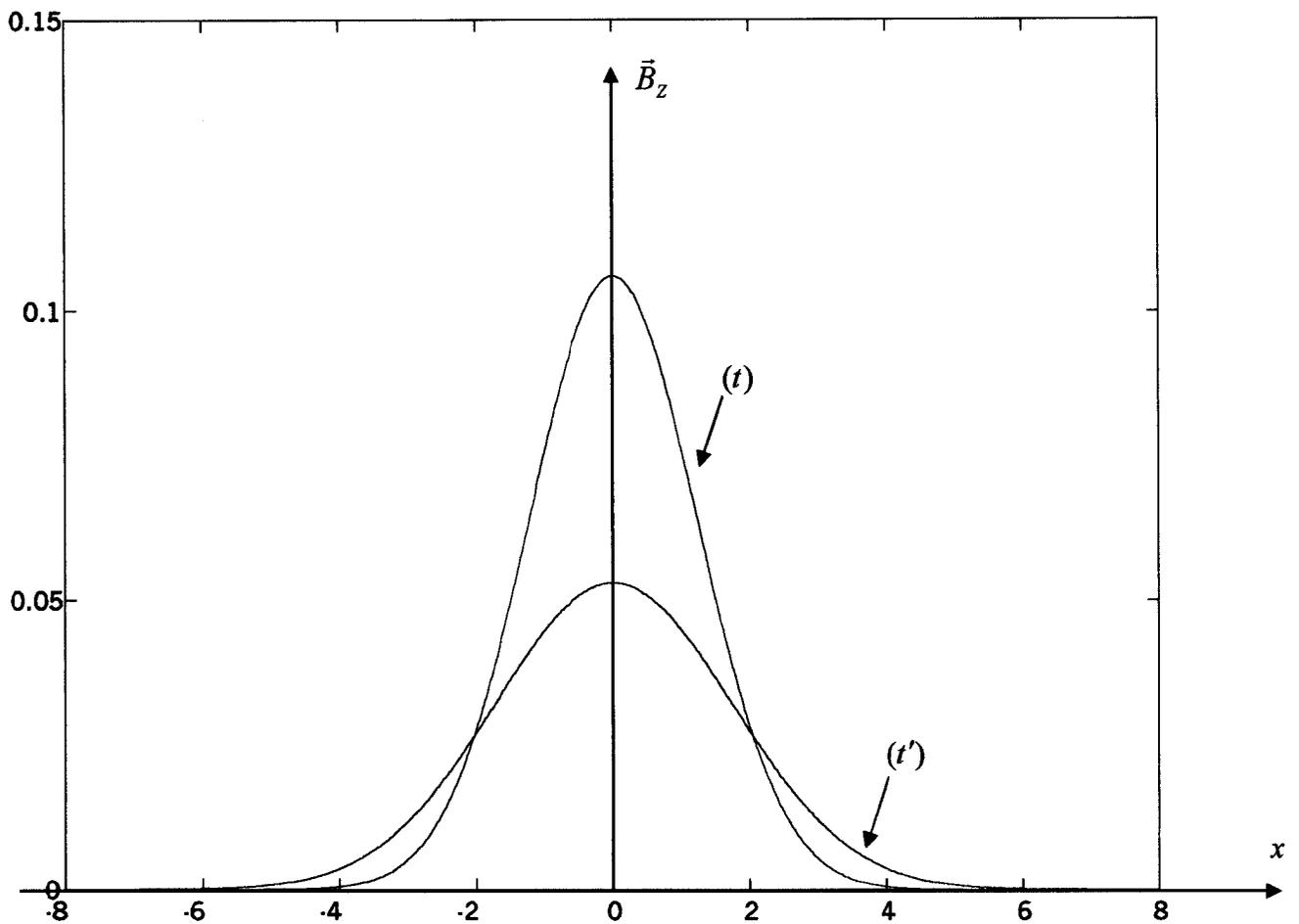


Figure II-1 : Diffusion de \vec{B} à travers un fluide $\vec{B} // OZ$ et $\vec{B} = f(x)$. Avec $t' > t$.

La vitesse de diffusion est inversement proportionnelle à la conductivité électrique. Remarquons aussi que le phénomène de diffusion est indépendant de la vitesse du fluide qui ne figure plus dans l'équation (II.12)

En pratique, convection et diffusion se superposent toujours. Il est donc intéressant d'établir un critère caractérisant l'importance relative de ces deux mécanismes. L'analyse dimensionnelle de l'équation (II.8) le permet ; désignons par « l » la longueur qui caractérise l'échelle de l'écoulement considéré (distance sur laquelle \vec{v} et \vec{B} varient

notablement). On voit alors que le terme de convection est de l'ordre de $\frac{v \cdot B}{l}$, et celui de diffusion de l'ordre de $\frac{\eta B}{l^2}$. On peut donc former le nombre sans dimensions :

$$R_m = \frac{vl}{\eta} = \mu \sigma vl \approx \frac{\text{convection de } \vec{B}}{\text{diffusion de } \vec{B}} \quad (\text{II.13})$$

R_m : est appelé nombre de Reynolds magnétique.

II.2. Nombres sans dimensions :

Comme nous venons de le voir, le nombre de Reynolds magnétique est un paramètre important qui détermine si le champ magnétique \vec{B} évolue dans le temps par convection ou par diffusion, ou bien par une concurrence relative des deux.

Il peut s'avérer utile d'introduire d'autres nombres sans dimensions, qui par leur importance caractérisent et spécifient les phénomènes en jeu. Ainsi ces nombres permettent de justifier des simplifications sur le système d'équations fondamentales de la M.H.D. afin de l'adapter au cas particulier en question.

- Le Béta du plasma :

Le Béta du plasma mesure le rapport des forces de pression aux forces magnétiques.

$$\text{Béta} = \frac{p}{B^2 / (2\mu)} = \frac{2}{\gamma} \frac{c^2}{V_A^2} \quad (\text{II.14})$$

où c : vitesse du son dans le milieu considéré,

V_A : vitesse d'Alfven dans le milieu considéré.

Avec :

$$c = \left(\frac{\gamma p}{\rho} \right)^{0.5} \quad (\text{II.15})$$

$$V_A = \frac{B}{(\mu \rho)^{0.5}} \quad (\text{II.16})$$

- Nombre de Reynolds :

$$R_e = \frac{vl}{\varepsilon} \approx \frac{\text{convection de } (Rot(\vec{v}))}{\text{diffusion de } (Rot(\vec{v}))} \quad (\text{II.17})$$

avec ε : viscosité cinématique du fluide.

R_e est analogue au nombre de Reynolds magnétique. Il représente le rapport des forces d'inertie aux forces de viscosité.

- Nombre de Mach :

$$M = \frac{v}{c} \quad (\text{II.18})$$

Il existe d'autres nombres sans dimension qui caractérisent le comportement du fluide étudié ; mais les quatre nombres présentés plus haut sont les plus importants dans notre cas.

Voici des valeurs typiques de ces nombres sans dimension, dans l'ombre d'une tache solaire (Berton, 1991).

Couche considérée / nombre sans dimension	Zone convective	Photosphère	Chromosphère	Couronne
Mach	10^{-2}	10^{-1}	1	10^2
Reynolds magnétique	1	10^5	10^6	10^{12}
Reynolds	10^{12}	10^{11}	10^{10}	10^3
Béta	10^3	1	10^{-3}	10^{-4}

Tableau II-1 : valeurs typiques de quelques nombres sans dimensions dans l'ombre d'une tache solaire.

Du tableau précédent, on peut tirer les conclusions suivantes :

- Incompressibilité : Cette approximation est valable au niveau de la photosphère et en dessous ($M \ll 1$), mais pas dans la couronne.
- Gel du champ dans le plasma : ceci est vrai dans l'atmosphère en général ($R_m \gg 1$), mais pas dans la zone de convection.

- c) Réaction du champ sur les mouvements : on trouve ici une variété de situations, selon les valeurs de Béta :
- Dans la couronne et la chromosphère, $\text{Béta} \ll 1$, donc toutes les forces sont négligeables devant la force magnétique. Et alors l'équation de conservation de la quantité de mouvement devient : $\vec{J} \times \vec{B} = \vec{0}$
 - A l'opposé, dans la zone de convection, $\text{Béta} \gg 1$, donc la force magnétique est négligeable devant les autres forces.
 - Entre les deux, la photosphère représente le cas idéal où $\text{Béta} \sim 1$, donc où les forces de pression et magnétiques sont du même ordre.
- d) Turbulence : Les valeurs élevées du nombre de Reynolds laissent prévoir que le milieu est turbulent.
- e) Les valeurs élevées du nombre de Reynolds magnétique (à partir de la photosphère jusqu'à la couronne) permettent de dire que le transport du champ magnétique \vec{B} se fait par convection. L'apport de la diffusion n'étant apparent que dans la zone de convection. On peut aussi conclure qu'au dessus de la zone convective, la conductivité électrique σ , doit avoir des valeurs très élevées.

II.3 Equilibre magnéto-hydrostatique :

Dans l'atmosphère solaire, on observe certaines structures telles que les prominences et les taches solaires qui ont un temps de vie relativement élevé (jusqu'à quelques mois). Ces structures évoluent très lentement, et sont dans ce cas en équilibre magnéto-hydrostatique. Cet équilibre est réalisé entre les différentes forces qui rentrent en jeu, et permet de maintenir ces structures dans un état d'équilibre relatif.

Ainsi, les équations de la magnéto-hydrostatique, sont déduites à partir de celles de la magnétohydrodynamique en assignant une valeur nulle à la vitesse. On aura :

↳ Equation de continuité :

$$\frac{\partial \rho_0}{\partial t} = 0 \quad (\text{II.19})$$

↳ Equation de mouvement :

$$-\vec{\nabla} p_0 + \rho_0 \cdot \vec{g} + \frac{1}{\mu} (\vec{\nabla} \times \vec{B}_0) \times \vec{B}_0 = \vec{0} \quad (\text{II.20})$$

↓ Conservation de l'énergie :

$$\frac{\partial p_0}{\partial t} = \frac{\gamma p_0}{\rho_0} \left(\frac{\partial \rho_0}{\partial t} \right) \quad (\text{II.21})$$

↓ Equation d'état des gaz parfaits :

$$p_0 = \rho_0 R T_0 \quad (\text{II.22})$$

↓ Conservation du flux magnétique :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B}_0 = 0 \quad (\text{II.23})$$

↓ Equation d'induction :

$$\frac{\partial \vec{B}_0}{\partial t} = \vec{0} \quad (\text{II.24})$$

L'indice « 0 » indique que ces grandeurs sont relatives à l'état d'équilibre.

A partir de l'équation de continuité, on déduit que la masse volumique à l'équilibre est indépendante du temps. On remarque aussi qu'à partir de l'équation de conservation de l'énergie, on déduit que la pression est aussi indépendante du temps. De même l'équation d'induction indique que le champ magnétique est indépendant du temps.

L'équation (II.20) a été résolue dans le but de modéliser la configuration magnéto-hydrostatique des taches solaire (Schulter & Temesvary 1958 ; Deinzer 1965 ; Yun 1968 ; Osherovich 1982, 1983). Ils ont montré que le champ magnétique à l'équilibre dans une tache solaire, varie dans la direction radiale et s'éloigne de la direction verticale avec l'altitude (à la manière d'un bouquet de fleurs fanées).

III. Etablissement des équations d'ondes Magnéto-atmosphériques :

Considérons une atmosphère non visqueuse, avec une conductivité électrique infinie. Ce milieu est sous l'action d'un champ magnétique \vec{B}_0 et du champ de pesanteur \vec{g} .

Si à partir d'un état d'équilibre on effectue une petite perturbation adiabatique. Celle-ci se propagera dans l'atmosphère sous forme d'onde magnéto-atmosphérique.

Les grandeurs caractéristiques du milieu peuvent être écrites sous la forme (Hood, 2000) :

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}_1(r, t) \quad (\text{II.25})$$

$$\vec{v} = \vec{0} + \vec{v}_1(r, t) \quad (\text{II.26})$$

$$\rho = \rho_0 + \rho_1(r, t) \quad (\text{II.27})$$

$$p = p_0 + p_1(r, t) \quad (\text{II.28})$$

r , indique la position, et t indique le temps

L'indice (1) est réservé aux perturbations, qui sont petites devant les quantités à l'état d'équilibre (indiquées par l'indice « 0 »).

Il reste à substituer ces grandeurs perturbées dans les équations de la M.H.D.. En négligeant le produit des termes représentant les perturbations, et en exploitant les équations de la magnéto-hydrostatique, on aura :

a) Pour l'équation de continuité de la masse :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla}(\rho \cdot \vec{v}) = 0$$

où :

$$\vec{v} = \vec{0} + \vec{v}_1(r, t)$$

$$\rho = \rho_0 + \rho_1(r, t)$$

on a :

$$\frac{\partial(\rho_0 + \rho_1(r, t))}{\partial t} + \vec{\nabla}((\rho_0 + \rho_1(r, t)) \cdot \vec{v}_1(r, t)) = 0$$

sachant que : $\frac{\partial \rho_0}{\partial t} = 0$

$$\Rightarrow \frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \vec{\nabla}(\rho_0 \cdot \vec{v}_1) = 0 \quad (\text{II.29})$$

b) Pour l'équation de mouvement :

$$\rho \left[\frac{\partial}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \right] \vec{v} = -\vec{\nabla} p + \rho \cdot \vec{g} + \frac{1}{\mu} (\vec{\nabla} \times \vec{B}) \times \vec{B}$$

où de même :

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}_1(r, t)$$

$$\vec{v} = \vec{0} + \vec{v}_1(r, t)$$

$$\rho = \rho_0 + \rho_1(r, t)$$

$$p = p_0 + p_1(r, t)$$

on obtient :

$$(\rho_0 + \rho_1) \left[\frac{\partial}{\partial t} + (\vec{v}_1 \cdot \vec{\nabla}) \right] \vec{v}_1 = -\vec{\nabla}(p_0 + p_1) + (\rho_0 + \rho_1) \cdot \vec{g} + \frac{1}{\mu} (\vec{\nabla} \times (\vec{B}_0 + \vec{B}_1)) \times (\vec{B}_0 + \vec{B}_1)$$

\Rightarrow

$$\rho_0 \left[\frac{\partial}{\partial t} + (\vec{v}_1 \cdot \vec{\nabla}) \right] \vec{v}_1 = -\vec{\nabla} p_0 - \vec{\nabla} p_1 + (\rho_0 + \rho_1) \cdot \vec{g} + \frac{1}{\mu} (\vec{\nabla} \times \vec{B}_0) \times \vec{B}_0 + \frac{1}{\mu} (\vec{\nabla} \times \vec{B}_1) \times \vec{B}_0 + \frac{1}{\mu} (\vec{\nabla} \times \vec{B}_0) \times \vec{B}_1 + \frac{1}{\mu} (\vec{\nabla} \times \vec{B}_1) \times \vec{B}_1$$

sachant que le fluide à l'état d'équilibre satisfait l'équation :

$$-\vec{\nabla} p_0 + \frac{1}{\mu} (\vec{\nabla} \times \vec{B}_0) \times \vec{B}_0 + \rho_0 \vec{g} = \vec{0}$$

$$\Rightarrow \rho_0 \frac{\partial}{\partial t} \vec{v}_1 = -\vec{\nabla} p_1 + \rho_1 \cdot \vec{g} + \frac{1}{\mu} (\vec{\nabla} \times \vec{B}_1) \times \vec{B}_0 + \frac{1}{\mu} (\vec{\nabla} \times \vec{B}_0) \times \vec{B}_1 \quad (\text{II.30})$$

c) Pour l'équation de conservation de l'énergie :

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} p = \frac{\gamma p}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} \rho \right)$$

$$\Rightarrow \frac{\partial (p_0 + p_1)}{\partial t} + \vec{v}_1 \cdot \vec{\nabla} (p_0 + p_1) = \frac{\gamma (p_0 + p_1)}{(\rho_0 + \rho_1)} \left(\frac{\partial (\rho_0 + \rho_1)}{\partial t} + \vec{v}_1 \cdot \vec{\nabla} (\rho_0 + \rho_1) \right)$$

$$\Rightarrow \left[\frac{\partial p_1}{\partial t} + \vec{v}_1 \cdot \vec{\nabla} p_0 \right] (\rho_0 + \rho_1) = \gamma (p_0 + p_1) \left[\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \vec{v}_1 \cdot \vec{\nabla} \rho_0 \right]$$

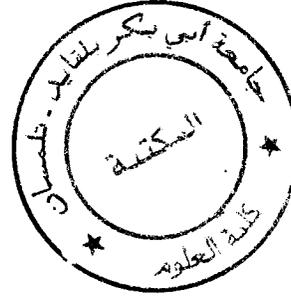
$$\Rightarrow \left[\frac{\partial p_1}{\partial t} + \vec{v}_1 \cdot \vec{\nabla} p_0 \right] = \frac{\gamma p_0}{\rho_0} \left[\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \vec{v}_1 \cdot \vec{\nabla} \rho_0 \right] \quad (\text{II.31})$$

d) Pour l'équation d'induction :

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \vec{\nabla} \times (\vec{v} \times \vec{B})$$

$$\Rightarrow \frac{\partial (\vec{B}_0 + \vec{B}_1)}{\partial t} = \vec{\nabla} \times (\vec{v}_1 \times (\vec{B}_0 + \vec{B}_1))$$

$$\Rightarrow \frac{\partial \vec{B}_1}{\partial t} = \vec{\nabla} \times (\vec{v}_1 \times \vec{B}_0)$$



(II.32)

e) Pour l'équation de conservation du flux de \vec{B} :

$$\vec{\nabla} \cdot (\vec{B}_0 + \vec{B}_1) = 0$$

$$\Rightarrow \vec{\nabla} \cdot \vec{B}_1 = 0$$

(II.33)

car

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B}_0 = 0 \text{ à l'équilibre.}$$

III.1. Dérivation de l'équation d'onde linéarisée :

A partir des équations (II.29 à II.32), on peut, en éliminant les variables p_1 , ρ_1 et \vec{B}_1 , obtenir une seule équation où ne figure plus que la vitesse perturbée en fonction des grandeurs à l'équilibre. C'est l'équation d'onde dans le cas d'une atmosphère baignant dans un champ magnétique.

$$(II.30) \Rightarrow \rho_0 \frac{\partial}{\partial t} \vec{v}_1 = -\vec{\nabla} p_1 + \rho_1 \cdot \vec{g} + \frac{1}{\mu} (\vec{\nabla} \times \vec{B}_1) \times \vec{B}_0 + \frac{1}{\mu} (\vec{\nabla} \times \vec{B}_0) \times \vec{B}_1$$

on dérive par rapport au temps, sachant que les grandeurs à l'équilibre ne dépendent pas du temps.

$$\Rightarrow \rho_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{v}_1 = -\vec{\nabla} \frac{\partial p_1}{\partial t} + \frac{\partial \rho_1}{\partial t} \cdot \vec{g} + \frac{1}{\mu} (\vec{\nabla} \times \frac{\partial \vec{B}_1}{\partial t}) \times \vec{B}_0 + \frac{1}{\mu} (\vec{\nabla} \times \vec{B}_0) \times \frac{\partial \vec{B}_1}{\partial t}$$

on substitue les valeurs de $\frac{\partial \rho_1}{\partial t}$, $\frac{\partial p_1}{\partial t}$ et $\frac{\partial \vec{B}_1}{\partial t}$ à partir de (II.29, 31 et 32)

\Rightarrow

$$\rho_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{v}_1 = -\vec{\nabla} [c^2 (\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \vec{v}_1 \cdot \vec{\nabla} \rho_0) - \vec{v}_1 \cdot \vec{\nabla} p_0] - (\vec{\nabla}(\rho_0 \vec{v}_1)) \cdot \vec{g} + \frac{1}{\mu} (\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times (\vec{v}_1 \times \vec{B}_0))) \times \vec{B}_0 + \frac{1}{\mu} (\vec{\nabla} \times \vec{B}_0) \times (\vec{\nabla} \times (\vec{v}_1 \times \vec{B}_0))$$

à ce stade on ouvre une parenthèse pour développer la terme $-\vec{\nabla}(-\vec{v}_1 \cdot \vec{\nabla} p_0)$

on sait que :

$$\vec{\nabla} p_0 = \frac{1}{\mu} (\vec{\nabla} \times \vec{B}_0) \times \vec{B}_0 + \rho_0 \vec{g} \quad \text{à l'équilibre,}$$

$$\Rightarrow -\vec{\nabla}(-\vec{v}_1 \cdot \vec{\nabla} p_0) = \vec{\nabla}[\vec{v}_1 \cdot (\frac{1}{\mu} (\vec{\nabla} \times \vec{B}_0) \times \vec{B}_0)] + \vec{\nabla}[\vec{v}_1 \cdot \rho_0 \vec{g}]$$

$$\Rightarrow -\vec{\nabla}(-\vec{v}_1 \cdot \vec{\nabla} p_0) = \vec{\nabla}[\vec{v}_1 \cdot (\frac{1}{\mu} \vec{B}_0 (\vec{\nabla} \cdot \vec{B}_0) - \vec{\nabla} B_0^2)] + \rho_0 \vec{\nabla}(\vec{v}_1 \cdot \vec{g}) + \vec{v}_1 \cdot \vec{g} \vec{\nabla}(\rho_0)$$

Fermons cette parenthèse, et substituons ce résultat dans l'équation principale :

\Rightarrow

$$\rho_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{v}_1 = -\vec{\nabla} [c^2 (\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \vec{v}_1 \cdot \vec{\nabla} \rho_0)] + \vec{\nabla} [\frac{\vec{v}_1}{\mu} (\vec{B}_0 (\vec{\nabla} \cdot \vec{B}_0) - \vec{\nabla} B_0^2)] + \rho_0 \vec{\nabla}(\vec{v}_1 \cdot \vec{g}) + \vec{v}_1 \cdot \vec{g} \vec{\nabla} \rho_0 - \rho_0 \vec{g} (\vec{\nabla} \cdot \vec{v}_1) - \vec{g} \vec{v}_1 \cdot \vec{\nabla} \rho_0 + \frac{1}{\mu} (\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times (\vec{v}_1 \times \vec{B}_0))) \times \vec{B}_0 + \frac{1}{\mu} (\vec{\nabla} \times \vec{B}_0) \times (\vec{\nabla} \times (\vec{v}_1 \times \vec{B}_0))$$

\Rightarrow

$$\rho_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{v}_1 = \vec{\nabla}(\rho_0 c^2 \vec{\nabla} \cdot \vec{v}_1) + \vec{\nabla} [\frac{\vec{v}_1}{\mu} (\vec{B}_0 (\vec{\nabla} \cdot \vec{B}_0) - \vec{\nabla} B_0^2)] + \rho_0 \vec{\nabla}(\vec{v}_1 \cdot \vec{g}) - \rho_0 \vec{g} (\vec{\nabla} \cdot \vec{v}_1) + \frac{1}{\mu} (\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times (\vec{v}_1 \times \vec{B}_0))) \times \vec{B}_0 + \frac{1}{\mu} (\vec{\nabla} \times \vec{B}_0) \times (\vec{\nabla} \times (\vec{v}_1 \times \vec{B}_0)) \quad (\text{II.34})$$

Cette équation d'onde linéarisée est l'équation de base qui sert à la majorité des études sur les ondes magnéto-atmosphériques. Pour obtenir cette équation on a supposé que l'atmosphère non perturbée été dans un équilibre statique. Mais on n'a pas imposé une distribution particulière de température, ni une distribution du champ magnétique ou gravitationnel particulière (Thomas 1983).

Maintenant si on suppose que le champ magnétique \vec{B}_0 est constant et uniforme, l'équation (II.34) devient (Abdelatif 1985) :

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{v}_1 = \frac{1}{\rho_0} \vec{\nabla}(\rho_0 c^2 \vec{\nabla} \vec{v}_1) + \vec{\nabla}(\vec{v}_1 \vec{g}) - \vec{g}(\vec{\nabla} \vec{v}_1) + V_A^2 [\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times (\vec{v}_1 \times \vec{b}_0))] \times \vec{b}_0 \quad (\text{II.35})$$

où V_A est la vitesse d'Alfvén,

$$V_A^2 = \frac{B_0^2}{4\pi \rho_0} \quad (\text{II.36})$$

avec $\mu = 4\pi$

et $\vec{b}_0 = \frac{\vec{B}_0}{|\vec{B}_0|}$: qui est le vecteur unitaire dans la direction de \vec{B}_0

III.1.1 Cas d'une atmosphère isotherme et horizontalement (planement) stratifiée avec \vec{B}_0 uniforme et vertical :

La grande majorité des travaux sur les ondes magnéto-atmosphériques, considèrent une atmosphère horizontalement stratifiée. Tel est le cas de l'atmosphère solaire au niveau de la photosphère et la chromosphère. Dans ce cas l'accélération de la gravité est uniforme et se met sous la forme $\vec{g} = (0,0,-g)$ en coordonnées cartésiennes. Ainsi toutes les grandeurs non perturbées sont fonction de la coordonnée verticale « z » uniquement.

Alors \vec{B}_0 se met sous la forme : $\vec{B}_0 = \vec{B}_0(z)$.

Ainsi, la perturbation de la vitesse peut être représentée sous la forme:

$$\vec{v}_1(x, y, z) = [v_x, v_y, v_z] = \vec{u}(z) \exp(i(-\omega t + K_\perp x)) \quad (\text{II.37})$$

où K_\perp est le nombre d'onde dans la direction perpendiculaire à oz.

$$u(z) = [u_x(z), u_y(z), u_z(z)] \quad (\text{II.38})$$

Dans ce cas l'équation (II.35) peut être exprimée sous forme d'un système de trois équations différentielles ordinaires. Si de plus on prend une atmosphère isotherme, on aura :

$$(\text{II.35}) \Rightarrow \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{v} = \frac{1}{\rho_0} \vec{\nabla}(\rho_0 c^2 \vec{\nabla} \vec{v}) + \vec{\nabla}(\vec{v} \vec{g}) - \vec{g}(\vec{\nabla} \vec{v}) + V_A^2 [\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times (\vec{v} \times \vec{b}_0))] \times \vec{b}_0$$

pour simplifier l'écriture on a remplacé \vec{v}_1 par \vec{v} .

$$\Rightarrow \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{v} = \frac{1}{\rho_0} \rho_0 \vec{\nabla}(c^2 \vec{\nabla} \vec{v}) + \frac{1}{\rho_0} (c^2 \vec{\nabla} \vec{v}) \cdot \vec{\nabla}(\rho_0) + \vec{\nabla}(\vec{v} \vec{g}) - \vec{g}(\vec{\nabla} \vec{v}) + V_A^2 [\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times (\vec{v} \times \vec{b}_0))] \times \vec{b}_0$$

et puisque dans le cas isotherme, on a :

$$\rho_0 = \rho_{00} \exp\left(\frac{-z}{RT} g\right) \quad (\text{II.39})$$

ρ_{00} : est la valeur de la densité à $z = 0$.

$$\Rightarrow \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{v} = \vec{\nabla}(c^2 \vec{\nabla} \vec{v}) + \frac{\gamma RT}{\rho_0} \left(-\frac{g}{RT}\right) \rho_0 \vec{e}_z \cdot (\vec{\nabla} \vec{v}) + \vec{\nabla}(\vec{v} \vec{g}) - \vec{g}(\vec{\nabla} \vec{v}) + V_A^2 [\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times (\vec{v} \times \vec{b}_0))] \times \vec{b}_0$$

\vec{e}_z : vecteur unitaire dans la direction // (oz)

$$\Rightarrow \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{v} = \vec{\nabla}(c^2 \vec{\nabla} \vec{v}) - \gamma g \cdot (\vec{\nabla} \vec{v}) \cdot \vec{e}_z + \vec{\nabla}(-v_z g) + g(\vec{\nabla} \vec{v}) \cdot \vec{e}_z + V_A^2 [\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times (\vec{v} \times \vec{b}_0))] \times \vec{b}_0$$

$$\Rightarrow \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{v} = \vec{\nabla}(c^2 \vec{\nabla} \vec{v} - v_z g) - g \cdot (\gamma - 1) (\vec{\nabla} \vec{v}) \cdot \vec{e}_z + V_A^2 [\vec{e}_x (-K_\perp^2 v_x + \frac{d^2 v_z}{dz^2}) + \vec{e}_y (\frac{d^2 v_y}{dz^2})] \quad (\text{II.40})$$

\vec{e}_x : est le vecteur unitaire dans la direction parallèle à (ox),

\vec{e}_y : est le vecteur unitaire dans la direction parallèle à (oy)

On a ainsi obtenu une équation différentielle vectorielle ordinaire. Elle peut être scindée en un système de trois équations différentielles ordinaires en (z) selon les directions \vec{e}_x , \vec{e}_y et \vec{e}_z . Ceci donne :

$$(\omega^2 - (c^2 + V_A^2) K_\perp^2 + V_A^2 \frac{d^2}{dz^2}) u_x + i K_\perp (-g + c^2 \frac{d^2}{dz^2}) u_z = 0, \quad (\text{II.41})$$

$$(\omega^2 + V_A^2 \frac{d^2}{dz^2}) u_y = 0, \quad (\text{II.42})$$

$$(c^2 \frac{d^2}{dz^2} - \gamma g \frac{d}{dz} + \omega^2) u_z + i K_\perp (c^2 \frac{d}{dz} - (\gamma - 1) g) u_x = 0 \quad (\text{II.43})$$

L'équation (II.42) est découplée des autres. Elle décrit les ondes d'Alfvén :

Tandis que les équations (II.41 et II.43) décrivent les ondes magnéto-atmosphériques qui feront l'objet principal des prochains chapitres.

A ce stade, il est intéressant de présenter les ondes d'Alfvén qui sont solutions de l'équation (II.42)

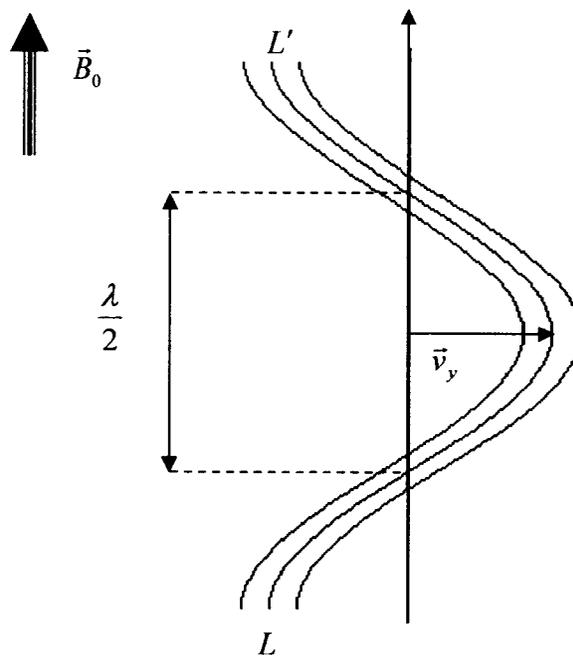
IV. Ondes d'Alfven :

Les ondes d'Alfven peuvent être décrites en considérant les tubes de flux comme des cordes vibrantes. Ces cordes sont tendues par la tension magnétique T_m , et chargées par la matière entraînée par la convection. Ainsi, la vitesse de propagation V_A de ces ondes, est donnée par la formule classique des cordes vibrantes.

$$V_A = \left(\frac{T_m}{\rho} \right)^{0.5} = \frac{B_0}{(\mu \rho)^{0.5}} \quad (\text{II.44})$$

avec :

$$T_m = \frac{B_0^2}{\mu} \quad (\text{II.45})$$



LL' : ligne de force déformée par l'onde.

Figure II-2 : Propagation d'une onde d'Alfven parallèlement à \vec{B}_0

V. Ondes magnéto-acoustiques :

Considérons une atmosphère similaire à celle décrite plus haut, mais avec un champ de gravité nul ($\vec{g} = \vec{0}$). Dans ce cas si on effectue une perturbation dans le fluide, celle-ci se propagera sous la forme d'une onde magnéto-acoustique. Les forces qui rentrent en jeu dans ce cas sont les forces de pression et les forces magnétiques.

Les équations régissant la propagation des ondes magnéto-acoustiques sont obtenues à partir de l'équation (II.35) en mettant $\vec{g} = \vec{0}$, ce qui donne :

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{v} = c^2 \vec{\nabla}^2 (\vec{v}) + V_A^2 [\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times (\vec{v} \times \vec{e}_z))] \times \vec{e}_z \quad (\text{II.46})$$

avec : \vec{e}_z : vecteur unitaire dans la direction des z positifs.

Cette équation différentielle vectorielle peut être scindée en trois équations différentielles scalaires :

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = (c^2 + V_A^2) \nabla^2 (\phi) - V_A^2 \nabla^2 \psi \quad (\text{II.47})$$

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} \quad (\text{II.48})$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - V_A^2 \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \theta = 0 \quad (\text{II.49})$$

avec :

$$\phi = \vec{\nabla} \cdot \vec{v}, \quad (\text{II.50})$$

$$\psi = \frac{\partial}{\partial z} v_z, \quad (\text{II.51})$$

$$\theta = \vec{e}_z \cdot (\vec{\nabla} \times \vec{v}) \quad (\text{II.52})$$

L'équation (II.49) est découplée des deux autres (II.47 et II.48), elle décrit l'évolution des ondes d'Alfvén. En lui admettant une solution de la forme :

$$\vec{v}(x, y, z) = \vec{u} \exp(i(-\omega t + \vec{k} \cdot \vec{r})) \quad (\text{II.53})$$

avec :

$$k^2 = K_x^2 + K_y^2 + K_z^2 = K_{\perp}^2 + K_z^2 \quad (\text{II.54})$$

$$K_{\perp}^2 = K_x^2 + K_y^2 \quad (\text{II.55})$$

et \vec{r} : vecteur de position

on obtiendra la relation de dispersion suivante :

$$\omega^2 = V_A^2 K_z^2 \quad (\text{II.56})$$

si on prend $K_z = k \cos(\delta)$, où δ est l'angle entre \vec{k} et l'axe des z. La vitesse de phase des ondes d'Alfven sera donnée par:

$$v^2 = \frac{\omega^2}{k^2} = V_A^2 \cos^2(\delta) \quad (\text{II.57})$$

Tandis que les équations (II.47 et II.48) sont couplées, elles décrivent l'évolution des ondes magnéto-acoustiques slow et fast. Ces deux équations peuvent être combinées en une seule équation dépendant uniquement de ϕ . On aura :

$$\frac{\partial^4 \phi}{\partial t^4} - (c^2 + V_A^2) \frac{\partial^2}{\partial t^2} \nabla^2(\phi) + c^2 V_A^2 \frac{\partial^2}{\partial z^2} \nabla^2(\phi) = 0 \quad (\text{II.58})$$

si on admet des solutions du type (II.53 à 55), alors l'équation (II.58) donnera la relation de dispersion des ondes magnéto-acoustiques, qui est de la forme :

$$\omega^4 - \omega^2 (c^2 + V_A^2) k^2 + c^2 V_A^2 k^2 K_z^2 = 0 \quad (\text{II.59})$$

Cette équation quadratique en ω a pour solutions :

$$\omega_{\pm}^2 = k^2 \frac{c^2 + V_A^2}{2} \pm \frac{1}{2} \sqrt{(c^2 + V_A^2)^2 k^4 - 4 c^2 V_A^2 k^4 \cos^2(\delta)} \quad (\text{II.60})$$

d'où, la vitesse de phase des ondes magnéto-acoustiques est donnée par:

$$v_{\pm}^2 = \frac{\omega_{\pm}^2}{k^2} = \frac{1}{2} [c^2 + V_A^2 \pm \sqrt{(c^2 + V_A^2)^2 - 4 c^2 V_A^2 \cos^2(\delta)}] \quad (\text{II.61})$$

Les figure (II-3) et (II-4) montrent une représentation en coordonnées polaires de la vitesse de phases des ondes magnéto-acoustiques fast et slow et des ondes d'Alfven en fonction de δ .

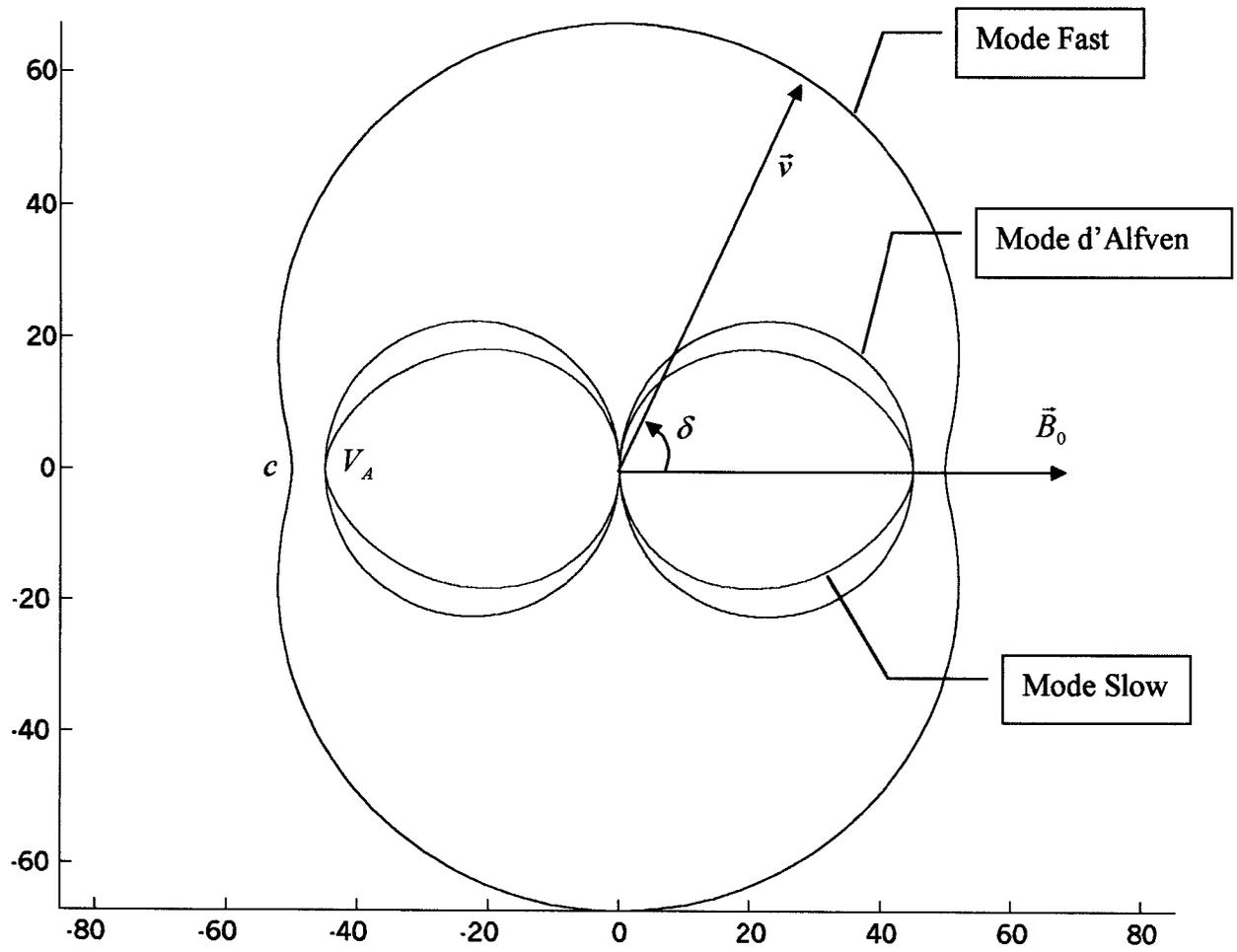


Figure II-3 : Représentation en coordonnées polaires des vitesses de phase des modes magnéto-acoustiques Fast (noir), Slow (rouge) et du mode d'Alfven (bleu). Ici la vitesse du son est supérieure à la vitesse d'Alfven.

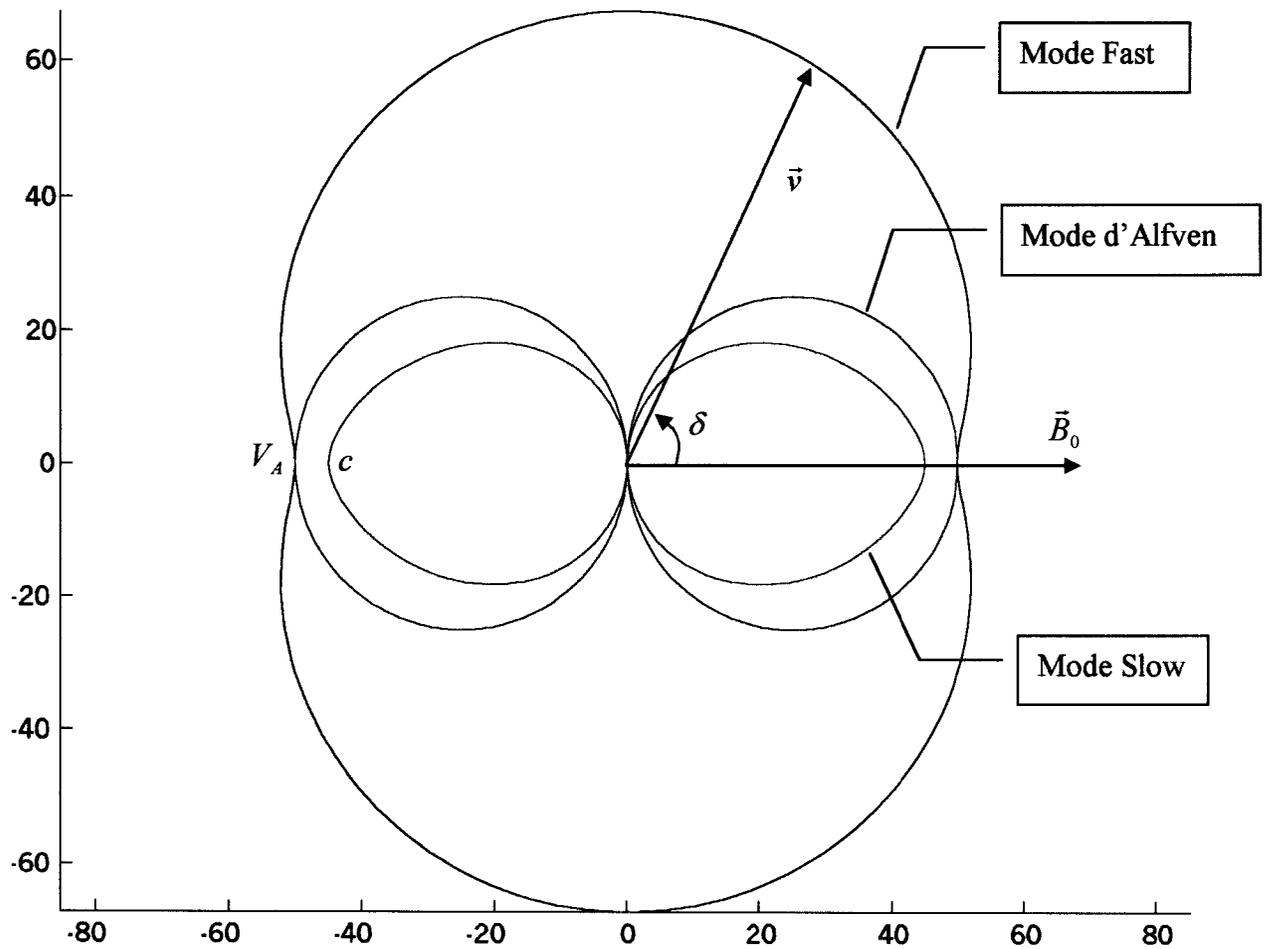


Figure II-4 : Représentation en coordonnées polaires des vitesses de phase des modes magnéto-acoustiques Fast (noir), Slow (rouge) et du mode d'Alfven (bleu). Ici la vitesse d'Alfven est supérieure à la vitesse du son.

Sur ces figures on remarque que :

$$\text{Pour le mode fast : } \max(c, V_A) \leq \text{ABS}(v) \leq (c^2 + V_A^2)^{0.5}$$

$$\text{Pour le mode Slow : } 0 \leq \text{ABS}(v) \leq \min(c, V_A)$$

D'où l'appellations de Fast = rapide, et Slow = lent.

Avant de revenir aux ondes magnéto-atmosphériques, il peut être utile de voir comment se comporteraient les ondes magnéto-acoustiques lorsqu'elles se trouvent dans une cavité (ou guide d'ondes) homogène où règne un champ magnétique vertical uniforme (Figure II-5)

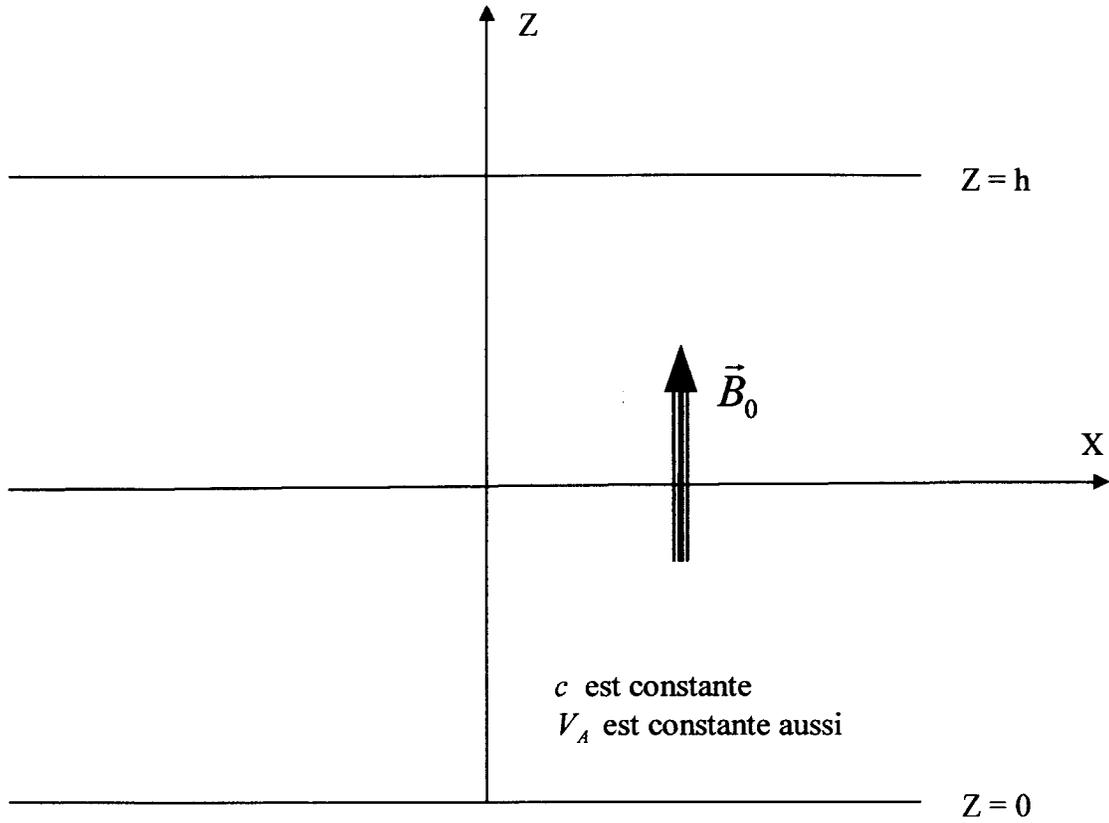


Figure II-5: Schéma descriptif d'un milieu isotherme et **non stratifié** où règne un champ magnétique vertical uniforme.

Dans cette cavité (ou guide d'onde) la composante de la vitesse selon la direction des z doit être nulle à $z = 0$ et $z = h$. Ainsi, K_z ne peut prendre que des valeurs discrètes:

$$K_z = \frac{2n\pi}{h} \tag{II.62}$$

La relation de dispersion des ondes magnéto-acoustiques piégées dans un tel milieu, est déduite à partir de l'équation (II.59), cela donne :

$$K_{\perp}^2 = \frac{(\omega^2 - K_z^2 c^2)(\omega^2 - K_z^2 V_A^2)}{(c^2 + V_A^2)(\omega^2 - K_z^2 c_i^2)} \tag{II.63}$$

avec : $c_i^2 = \frac{c^2 V_A^2}{c^2 + V_A^2}$ (II.64)

en utilisant les grandeurs adimensionnelles : $K = K_{\perp} h$ et $\Omega = \frac{\omega h}{c}$ et la relation (II.62) on obtient :

$$K^2 = \frac{(\Omega^2 - (2n\pi)^2)(\Omega^2 - \beta^2(2n\pi)^2)}{(1 + \beta^2)(\Omega^2 - (2n\pi)^2) \beta^2 / (1 + \beta^2)} \quad (II.65)$$

où $\beta = \frac{V_A}{c}$ (II.66)

Les figures (II-6 et II-7) sont obtenues à partir de la relation de dispersion (II.65). Elles montrent les courbes de dispersion pour les modes magnéto-acoustiques slow et fast résonants dans la cavité décrite par la figure II-5.

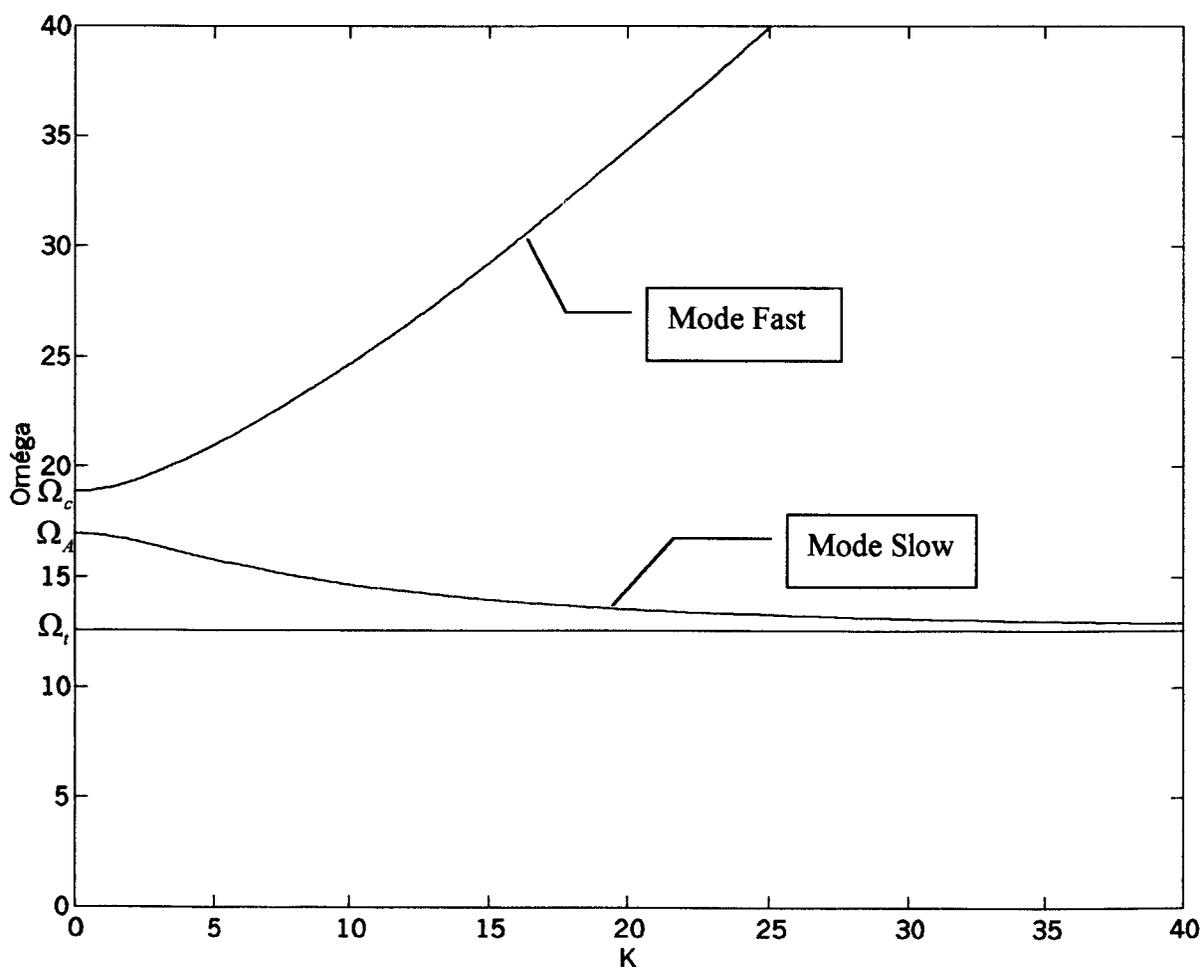


Figure II-6 : Courbes de dispersion des modes magnéto-acoustiques piégés dans le milieu représenté par la figure II-5. Ces courbes sont relatives à $\beta=0.9$ et $n=3$.

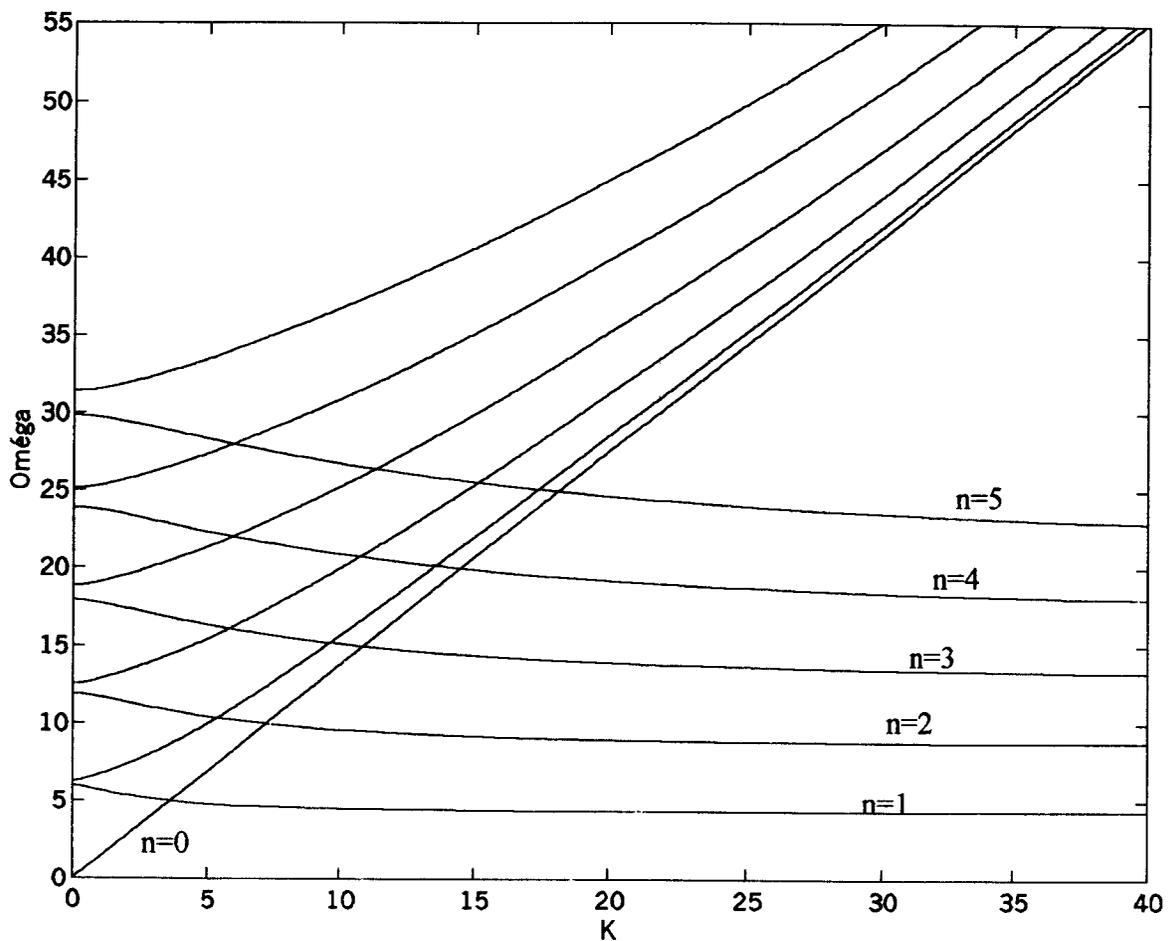


Figure II-7 : Courbes de dispersion des modes magnéto-acoustiques piégés dans le milieu représenté par la figure II-5. Ces courbes sont relatives à $\beta=0.95$ et $n=0, 1, 2, 3, 4, 5$.

On remarque que les modes fast ont une pente positive et une forme quasi-parabolique et que les modes slow ont une pente négative. On remarque aussi que pour un nombre d'onde donné la vitesse de phase pour le mode fast est supérieure à celle pour le mode slow.

La pente négative des modes slow indique que la vitesse de groupe et la vitesse de phase se propagent dans des directions opposées. C'est une caractéristique propre des modes slow.

On remarque aussi que :

Pour $\Omega \geq \Omega_c$: le mode obtenu est Fast

Pour $\Omega_A \geq \Omega \geq \Omega_l$: le mode obtenue est Slow

Avec :

$$\Omega_c = 2n\pi, \quad (\text{II.67})$$

$$\Omega_A = 2n\pi\beta, \quad (\text{II.68})$$

et

$$\Omega_i = 2n\pi\bar{c}_i, \quad (\text{II.69})$$

$$\text{avec } \bar{c}_i = \sqrt{\frac{\beta^2}{1+\beta^2}} \quad (\text{II.70})$$

Les positions des fréquences Ω_c , Ω_A et Ω_i dépendent de β et n . Les propriétés qui en découlent sortent du cadre de notre étude.

VI. Expression des quantités perturbées, \bar{B}_1 , p_1 et ρ_1 :

Chacune des quantités perturbées peut être exprimée en fonction de la perturbation de vitesse, qui elle est solution du système (II.41 à II.43). Pour cela on va prendre les équations (II.29, 31 et 32) et y injecter l'expression de la perturbation de vitesse, qui comme on le sait se met sous la forme :

$$\vec{v}_1(x, y, z) = [v_x, v_y, v_z] = \vec{u}(z) \exp(i(-\omega t + K_{\perp} x))$$

avec :

$$u(z) = [u_x(z), u_y(z), u_z(z)]$$

a) Calcul de la perturbation sur la pression :

$$(\text{II.31}) \Rightarrow \frac{\partial p_1}{\partial t} + \vec{v}_1 \cdot \vec{\nabla} \cdot p_0 = c^2 \left(\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \vec{v}_1 \cdot \vec{\nabla} \rho_0 \right)$$

$$\Rightarrow \frac{\partial p_1}{\partial t} + \vec{v}_1 \cdot \vec{\nabla} \cdot p_0 = c^2 (-\rho_0 \cdot \vec{\nabla} \vec{v}_1)$$

$$\text{car } \frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \vec{\nabla}(\rho_0 \cdot \vec{v}_1) = 0$$

$$\Rightarrow \frac{\partial p_1}{\partial t} + \vec{v}_1 RT \vec{\nabla} \cdot \rho_0 = -c^2 \rho_0 \cdot \vec{\nabla} \vec{v}_1$$

$$\text{car } p_0 = \rho_0 R T$$

$$\Rightarrow \frac{\partial p_1}{\partial t} + \vec{v}_1 R T \left(-\frac{\rho_0}{H}\right) \vec{e}_z = -c^2 \rho_0 \left[i k_{\perp} v_x + \frac{\partial v_z}{\partial z} \right]$$

$$\text{car : } \rho_0 = \rho_{00} \exp\left(\frac{-z}{H}\right)$$

$$\Rightarrow \frac{\partial p_1}{\partial t} = R T \frac{\rho_0}{H} v_z - c^2 \rho_0 \left[i k_{\perp} v_x + \frac{\partial v_z}{\partial z} \right]$$

$$\Rightarrow p_1 = \frac{\rho_0}{i \omega} \left[\frac{R T}{H} v_z - c^2 \left(i k_{\perp} v_x + \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) \right]$$

$$\Rightarrow p_1 = -\frac{\rho_0 c^2}{i \omega} \left[\frac{v_z}{\gamma H} - \left(i k_{\perp} v_x + \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) \right] \quad (\text{II.71})$$

b) Calcul de la perturbation du champ magnétique :

$$(\text{II.32}) \Rightarrow \frac{\partial \vec{B}_1}{\partial t} = \vec{\nabla} \times (\vec{v}_1 \times \vec{B}_0)$$

$$\Rightarrow \frac{\partial \vec{B}_1}{\partial t} = -\vec{B}_0 (\vec{\nabla} \cdot \vec{v}_1) + (\vec{B}_0 \cdot \vec{\nabla}) \vec{v}_1$$

$$\Rightarrow \frac{\partial \vec{B}_1}{\partial t} = -\vec{B}_0 \left(i k_{\perp} v_x + \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) + B_0 \frac{\partial v_x}{\partial z} \vec{e}_x + B_0 \frac{\partial v_y}{\partial z} \vec{e}_y + B_0 \frac{\partial v_z}{\partial z} \vec{e}_z$$

$$\Rightarrow \frac{\partial \vec{B}_1}{\partial t} = -\vec{B}_0 i k_{\perp} v_x \vec{e}_z + B_0 \frac{\partial v_x}{\partial z} \vec{e}_x + B_0 \frac{\partial v_y}{\partial z} \vec{e}_y$$

$$\Rightarrow \vec{B}_1 = -\frac{B_0}{i \omega} \left[\frac{\partial v_x}{\partial z} \vec{e}_x + \frac{\partial v_y}{\partial z} \vec{e}_y - i k_{\perp} v_x \vec{e}_z \right] \quad (\text{II.72})$$

c) Calcul de la perturbation de densité :

$$(\text{II.29}) \Rightarrow \frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho_0 \vec{v}_1) = 0$$

$$\Rightarrow \frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \vec{v}_1 \cdot \vec{\nabla}(\rho_0) + \rho_0 \vec{\nabla} \cdot (\vec{v}_1) = 0$$

$$\Rightarrow \frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \vec{v}_1 \cdot \left(-\frac{\rho_0}{H} \right) \vec{e}_z + \rho_0 \left[i k_{\perp} v_x + \frac{\partial v_z}{\partial z} \right] = 0$$

$$\Rightarrow \frac{\partial \rho_1}{\partial t} - \frac{\rho_0}{H} v_z + \rho_0 \left[i k_{\perp} v_x + \frac{\partial v_z}{\partial z} \right] = 0$$

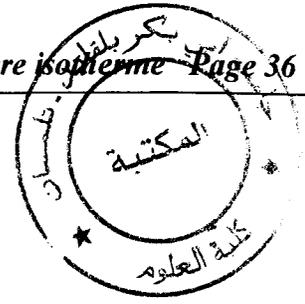
$$\Rightarrow \rho_1 = -\frac{\rho_0}{i\omega} \left[\frac{v_z}{H} - (ik_{\perp} v_x + \frac{\partial v_z}{\partial z}) \right] = 0 \quad (\text{II.73})$$

Ces expressions qui donne les perturbations \vec{B}_1 , p_1 et ρ_1 , peuvent être utilisées pour mieux comprendre la nature physique des phénomènes ondulatoires en jeu. Ainsi par exemple on peut remarquer que les perturbations p_1 et ρ_1 , ne dépendent pas de la vitesse v_y qui est celle des ondes d'Alfvén. Et seule la perturbation du champ magnétique \vec{B}_1 , est dépendante de v_y . Cela est dû à la nature physique des ondes d'Alfvén, qui sont induites uniquement par des forces magnétiques. Ainsi ces ondes, ne perturbent pas ni ne sont affectées par les forces de pression ou celles de la poussée d'Archimède. Tandis que les ondes magnéto-atmosphériques, sont excitées par une concurrence des trois forces (magnétiques, de pression et de la poussée d'Archimède), en même temps.

CHAPITRE III

MODELE ISOTHERME





I. Introduction :

Dans ce chapitre on se propose de faire une investigation sur les ondes magnéto-atmosphériques et leurs propriétés dans l'ombre des taches solaires. Cela se fera dans le cadre d'un modèle qui considère l'atmosphère au dessus de l'ombre d'une tache solaire comme étant isotherme et stratifiée.

A cet effet on commencera par présenter le modèle choisit. On abordera ensuite l'aspect mathématique et la résolution du système d'équations régissant les ondes magnéto-atmosphériques. Il s'est avéré utile de revoir les ondes atmosphériques dans des conditions similaires a celles du modèle adopté, mais en absence de champ magnétique. On présentera ensuite les modes magnéto-atmosphériques fast et slow dans le cas où ces deux modes sont découplés, et se comportent de façon indépendante l'un de l'autre.

Les courbes de dispersion représentant l'évolution des différents modes sont présentées de façon détaillée. Cela afin de mettre en évidence le comportement des modes couplés et découplés à l'intérieur de la couche atmosphérique choisie dans le modèle.

L'étude des densités d'énergie et des proportions des densités d'énergies partielles que transportent ces différents modes en fonction de l'altitude, s'avèrent être un moyen puissant qui permet de mettre en évidence la nature physique de chaque mode et les similitudes entre les différents modes.

Enfin, on va tenter de situer ce travail, et schématiser la situation globale des différentes approches théoriques visant à expliquer l'origine des oscillations de 3-minute. Pour cela, on procèdera à une brève comparaison des différents travaux théoriques et observations existants dans la littérature. On fera aussi une comparaison des résultats obtenus dans ce chapitre avec certains travaux théoriques.

II. Présentation du modèle :

On considère ici, une atmosphère isotherme et stratifiée, baignant dans un champ magnétique uniforme et vertical : $\vec{B}_0 = [0, 0, B_0] = \text{Constante}$, en coordonnées cartésiennes (Figure III.1). Le plasma qui constitue cette atmosphère, est assimilé à un gaz parfait avec une conductivité électrique infinie et une viscosité nulle (Abdelatif 1990).

Ces différentes considérations ont été prises en compte pour établir le système d'équations différentielles (II.37-39).

Une telle définition de l'atmosphère solaire n'est qu'approximative. Car il est important de savoir que l'atmosphère solaire au niveau de la photosphère et la chromosphère n'est pas isotherme. Aussi que le champ magnétique n'est en réalité pas parfaitement vertical. Cependant il est impossible de construire un modèle qui reproduit parfaitement l'atmosphère solaire. Ce qui rend indispensable, pour la compréhension des phénomènes physiques mis en jeu, de traiter des modèles simples mais pour lesquels on maîtrise bien tous les paramètres. Enfin le modèle isotherme tel que celui qu'on adopte, a été utilisé dans un grand nombre de travaux dont (Ferraro & Plumpton 1958 ; Zhugzhda & Dzhililov 1982 ; Abdelatif T.E. 1990 ; Cally, P.S 2001 ; etc.).

Le mouvement convectif en haut de la zone de convection, juste au dessous de la surface visible du soleil, est considéré comme étant le mécanisme excitateur entraînant l'apparition des ondes magnéto-atmosphériques (Moore 1973 ; Uchida & Sakurai 1975 ; Roberts 1976).

Afin d'établir les conditions aux limites à $z=0$ et $z=d$, on va faire les approximations suivantes :

- La zone de convection est considérée comme étant une couche rigide parfaitement réfléchissante. Cela en raison de l'augmentation rapide de la densité et de la température, et ainsi de la vitesse du son.

- De même on remarque une augmentation très importante de la température au niveau de la zone de transition et de la couronne qui inhibe et réfléchit fortement les ondes provenant du bas.

Ce qui fait que notre atmosphère peut être assimilée en première approximation à une cavité résonnante limitée en haut par la couronne et en bas par la zone de convection. (Figure III-1). Ainsi on adopte comme conditions aux limites que les vitesses soient nulles à $z=0$ et $z=d$ (Abdelatif 1990).

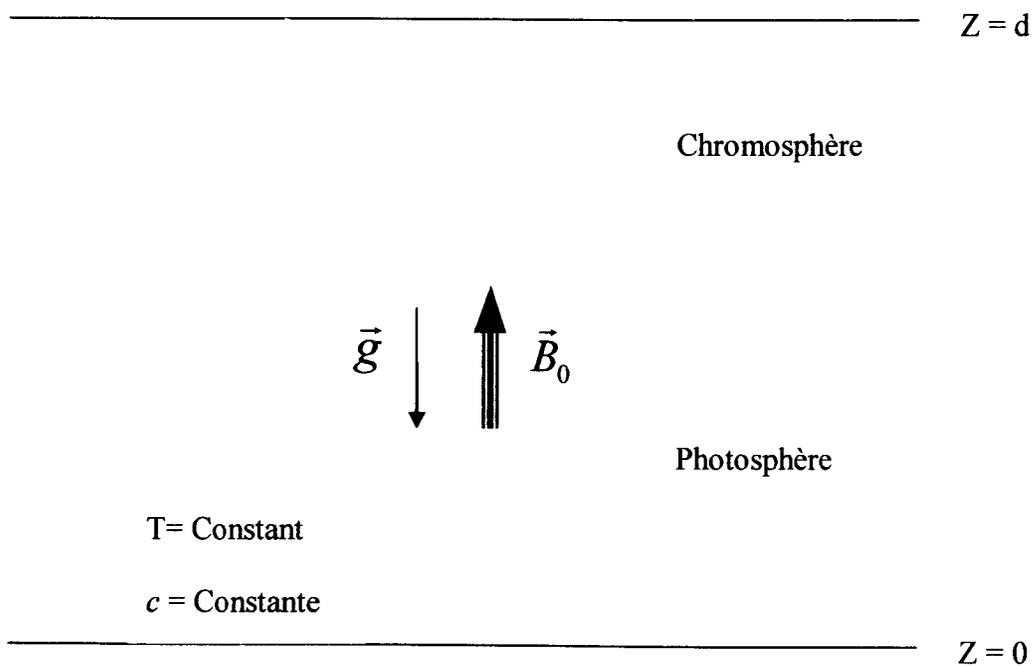


Figure III-1 : Schéma descriptif d'une atmosphère isotherme et stratifiée dans laquelle règne un champ magnétique vertical uniforme.

III. Résolution des Equations et présentation des différents types d'ondes :

III.1. Ondes Magnéto-Atmosphériques :

On se Propose dans cette partie de résoudre le système d'équations différentielles (II.37 à 39) régissant la propagation des ondes magnéto-atmosphériques, en appliquant les conditions du modèle présenté plus haut :

On a :

(II.37 à 39) \Rightarrow

$$(\omega^2 - (c^2 + V_A^2) K_{\perp}^2 + V_A^2 \frac{d^2}{dz^2}) u_x + i K_{\perp} (-g + c^2 \frac{d}{dz}) u_z = 0 \quad (\text{III.1})$$

$$(\omega^2 + V_A^2 \frac{d^2}{dz^2}) u_y = 0, \quad (\text{III.2})$$

$$(c^2 \frac{d^2}{dz^2} - \gamma g \frac{d}{dz} + \omega^2) u_z + i K_{\perp} (c^2 \frac{d}{dz} - (\gamma - 1) g) u_x = 0 \quad (\text{III.3})$$

On remarque que la deuxième équation est découplée des deux autres. Elle régie la propagation des ondes d'Alfven sur lesquelles on reviendra plus tard. Tandis que la première et la troisième équation sont couplées. Elles régissent la propagation des ondes magnéto-atmosphériques, elles feront l'objet d'une résolution détaillée.

Si on examine de plus près le système (III.1 à 3) on remarque que seule la vitesse d'Alfven varie avec l'altitude, il s'avère donc utile d'introduire une nouvelle variable ζ inversement proportionnelle à la vitesse d'Alfven, (Leroy & Schwartz, 1982) telle que :

$$\zeta = \frac{2\omega H}{V_A} \quad (\text{III.4})$$

Afin d'obtenir des équations adimensionnelles on introduit les paramètres suivants :

$$K = K_{\perp} H : \text{nombre d'onde adimensionnel} \quad (\text{III.5})$$

$$\Omega = \frac{\omega H}{c} : \text{pulsation adimensionnelle} \quad (\text{III.6})$$

$$\text{ce qui donne: } \zeta = \frac{2\Omega}{\beta} \exp(-z/2H) \quad (\text{III.7})$$

$$\text{avec : } \beta = \frac{V_A}{c} \text{ à l'origine (z = 0)} \quad (\text{III.8})$$

après avoir effectué ces changements les équations (III.1 et III.3) deviennent:

$$((\Omega^2 - K^2)\zeta^2 - 4\Omega^2 K^2 + \Omega^2 \zeta \frac{d}{d\zeta} + \Omega^2 \zeta^2 \frac{d^2}{d\zeta^2}) u_x + iK \left(\frac{\zeta^2}{\gamma} + \frac{\zeta^3}{2} \frac{d}{d\zeta} \right) u_z = 0 \quad (\text{III.9})$$

$$(\Omega^2 + \frac{3}{4} \zeta \frac{d}{d\zeta} + \frac{1}{4} \zeta^2 \frac{d^2}{d\zeta^2}) u_z + iK \left(\frac{\gamma-1}{\gamma} + \frac{\zeta}{2} \frac{d}{d\zeta} \right) u_x = 0 \quad (\text{III.10})$$

en combinant ces deux équations et en éliminant u_z , on obtient une seule équation du quatrième ordre en u_x :

$$\begin{aligned} & (\zeta^4 \frac{d^4}{d\zeta^4} + 4\zeta^3 \frac{d^3}{d\zeta^3} + (1 + 4(\Omega^2 - K^2) + \zeta^2) \zeta^2 \frac{d^2}{d\zeta^2} + (4(\Omega^2 + K^2) + 3\zeta^2 - 1) \zeta \frac{d}{d\zeta} \\ & + 4((\Omega^2 + K^2) (\frac{\gamma-1}{\gamma^2 \Omega^2} - 1)) \zeta^2 - 4\Omega^2 K^2) u_x = 0 \end{aligned} \quad (\text{III.11})$$

Il reste maintenant à résoudre cette équation différentielle ordinaire. Pour cela on optera pour la méthode de Frobenius. Cela consiste en premier lieu à prendre des solutions sous forme de séries.

Dans ce cas, on met la vitesse horizontale u_x sous la forme :

$$u_x = \sum_{n=0}^{\infty} X_n \zeta^{n+\nu} \quad (\text{III.12})$$

ce qui par conséquent donne pour ses dérivées :

$$u'_x = \sum_{n=0}^{\infty} (n+\nu) X_n \zeta^{n+\nu-1} \quad (\text{III.13})$$

$$u''_x = \sum_{n=0}^{\infty} (n+\nu)(n+\nu-1) X_n \zeta^{n+\nu-2} \quad (\text{III.14})$$

$$u_x''' = \sum_{n=0}^{\infty} (n+\nu)(n+\nu-1)(n+\nu-2)X_n \zeta^{n+\nu-3} \quad (\text{III.15})$$

$$u_x^{(4)} = \sum_{n=0}^{\infty} (n+\nu)(n+\nu-1)(n+\nu-2)(n+\nu-3)X_n \zeta^{n+\nu-4} \quad (\text{III.16})$$

En substituant u_x et ses dérivées dans l'équation (III.11), et après identification des termes de même puissance en ζ , on trouve les relations suivantes (Leroy & Schwartz, 1982) :

$$X_n = 0 \text{ pour } n \text{ impaire}$$

et

$$X_n = -\frac{(\nu+n)^2 - 2(\nu+n) + 4(\Omega^2 + K^2(\frac{\gamma-1}{\gamma^2\Omega^2} - 1))}{((\nu+n)^2 - 4K^2)((\nu+n)^2 - 2(\nu+n) + 4\Omega^2)} X_{n-2} \quad \text{pour } n \text{ paire} \quad (\text{III.17})$$

les ν sont déterminées par la condition que X_0 soit différente de 0, et cela donne :

$$\nu_{1,2} = \pm 2K \quad \text{et} \quad \nu_{3,4} = 1 \pm \sqrt{1 - 4\Omega^2} \quad (\text{III.18})$$

Pour déterminer la vitesse verticale u_z , on procède de façon similaire à celle utilisée pour u_x . On la prend de la forme :

$$u_z = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} Z_n \zeta^{n+\nu} \quad (\text{III.19})$$

de même pour ses dérivées sont :

$$u_z' = \sum_{n=-\infty}^{\infty} (n+\nu)Z_n \zeta^{n+\nu-1} \quad (\text{III.20})$$

$$u_z'' = \sum_{n=-\infty}^{\infty} (n+\nu)(n+\nu-1)Z_n \zeta^{n+\nu-2} \quad (\text{III.21})$$

en substituant u_z et ses dérivées dans l'équation (III.9) ou (III.10), et en identifiant les termes de même puissance en ζ , on obtient (Abdelatif 1990) :

$$Z_n = 0 \text{ pour } n < -2, \quad (\text{III.22})$$

$$Z_{-2} = \frac{i\Omega^2(\nu^2 - 4K^2)}{K\left(\frac{\nu}{2} + \frac{1}{\gamma} - 1\right)} X_0, \quad (\text{III.23})$$

$$Z_{-1} = 0, \quad (\text{III.24})$$

et

$$Z_n = -\frac{2iK\left(2\frac{\gamma-1}{\gamma} + (n+\nu)\right)}{(n+\nu)^2 + 2(n+\nu) + 4\Omega^2} X_n \text{ pour } n \geq 0 \quad (\text{III.25})$$

avec :

$$\nu_{1,2} = \pm 2K$$

$$\nu_{3,4} = 1 \pm \sqrt{1 - 4\Omega^2}$$

On remarque que tous les coefficients X_n et Z_n sont fonctions de X_0 , ce qui nous permet de mettre X_0 en facteur commun dans u_x et u_z . Sans doute une écriture similaire serait de remplacer X_0 par A, ce qui donne :

$$u_x = A \sum_{n=0}^{\infty} X_{2n} \zeta^{2n+\nu} \quad (\text{III.26})$$

$$u_z = A \sum_{n=-1}^{+\infty} Z_{2n} \zeta^{2n+\nu} \quad (\text{III.27})$$

Sachant que u_x et u_z sont une combinaison linéaire des quatre séries correspondantes aux quatre valeurs ν_1, ν_2, ν_3 et ν_4 . Alors u_x et u_z s'écrivent en définitive sous la forme :

$$u_x = A_1 \sum_{n=0}^{\infty} X_{2n}^1 \zeta^{2n+\nu_1} + A_2 \sum_{n=0}^{\infty} X_{2n}^2 \zeta^{2n+\nu_2} + A_3 \sum_{n=0}^{\infty} X_{2n}^3 \zeta^{2n+\nu_3} + A_4 \sum_{n=0}^{\infty} X_{2n}^4 \zeta^{2n+\nu_4} \quad (\text{III.28})$$

$$u_z = A_1 \sum_{n=-1}^{+\infty} Z_{2n}^1 \zeta^{2n+\nu_1} + A_2 \sum_{n=-1}^{+\infty} Z_{2n}^2 \zeta^{2n+\nu_2} + A_3 \sum_{n=-1}^{+\infty} Z_{2n}^3 \zeta^{2n+\nu_3} + A_4 \sum_{n=-1}^{+\infty} Z_{2n}^4 \zeta^{2n+\nu_4} \quad (\text{III.29})$$

ou de façon plus compacte :

$$u_x(\zeta) = \sum_{n=1}^4 A_n S^n(\zeta) \quad (\text{III.30})$$

$$u_z(\zeta) = \sum_{n=1}^4 A_n R^n(\zeta) \quad (\text{III.31})$$

$$\text{avec : } S^i(\zeta) = \sum_{n=0}^{\infty} X_{2n}^i \zeta^{2n+\nu_i} \quad (\text{III.32})$$

$$\text{et } R^i(\zeta) = \sum_{n=-1}^{\infty} Z_{2n}^i \zeta^{2n+\nu_i} \quad (\text{III.33})$$

Après avoir obtenu les expressions de u_x et u_z , on peut maintenant appliquer les conditions aux limites appropriées pour notre atmosphère ; on impose que u_x et u_z soient nulles à $z_1 = 0$ et $z_2 = d$, ce qui correspond en termes de ζ à $\zeta_1 = \frac{2\Omega}{\beta}$ et $\zeta_2 =$

$$\frac{2\Omega}{\beta} \exp(-d/2H)$$

donc dans notre atmosphère :

$$u_x(\zeta_1) = 0, u_x(\zeta_2) = 0, u_z(\zeta_1) = 0 \text{ et } u_z(\zeta_2) = 0 \quad (\text{III.34})$$

ce qui revient à résoudre le système suivant de quatre équations à quatre inconnues:

$$\begin{aligned} A_1 S^1(\zeta_1) + A_2 S^2(\zeta_1) + A_3 S^3(\zeta_1) + A_4 S^4(\zeta_1) &= 0, \\ A_1 S^1(\zeta_2) + A_2 S^2(\zeta_2) + A_3 S^3(\zeta_2) + A_4 S^4(\zeta_2) &= 0, \\ A_1 R^1(\zeta_1) + A_2 R^2(\zeta_1) + A_3 R^3(\zeta_1) + A_4 R^4(\zeta_1) &= 0, \\ A_1 R^1(\zeta_2) + A_2 R^2(\zeta_2) + A_3 R^3(\zeta_2) + A_4 R^4(\zeta_2) &= 0 ; \end{aligned} \quad (\text{III.35})$$

En utilisant la notation matricielle on obtient :

$$\begin{pmatrix} S_1^1 & S_1^2 & S_1^3 & S_1^4 \\ S_2^1 & S_2^2 & S_2^3 & S_2^4 \\ R_1^1 & R_1^2 & R_1^3 & R_1^4 \\ R_2^1 & R_2^2 & R_2^3 & R_2^4 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_1 \\ A_2 \\ A_3 \\ A_4 \end{pmatrix} = [M] [A] = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (\text{III.36})$$

Ce système admet une solution triviale où tous les A_i sont nuls. Les autres solutions du système sont obtenues dans le cas où le déterminant de la matrice $[M]$ est nul. Ainsi en assignant des valeurs numériques à β et d , on peut chercher tous les couples (Ω, K) qui annulent le déterminant de $[M]$. Ce qui revient à trouver tous les couples (Ω, K) pour lesquels notre système admet des solutions.

En traçant graphiquement toutes les solutions Ω en fonction de K , on obtient les courbes de dispersion des ondes Magnéto-atmosphériques, figures (III-3,4 et 5).

Dans ce cas, pour chaque couple (Ω, K) déterminé précédemment, notre système admet un jeu de solutions A_i . En injectant ces A_i dans les équations (III.30) et (III.31) on obtient des solutions u_x et u_z pour chaque couple (Ω, K) .

III.2 Mode d'Alfven :

L'équation (III.2) régie la propagation des ondes d'Alfven qui sont découplées des autres modes magnéto-atmosphériques solutions des l'équations III.1 et III.3.

L'équation III.2 est :

$$(\omega^2 + V_A^2 \frac{d^2}{dz^2}) u_y = 0,$$

En effectuant les mêmes transformations que précédemment, entre autre :

$$\zeta = \frac{2\omega H}{V_A}$$

$K = K_{\perp} H$: nombre d'onde adimensionnel

$\Omega = \frac{\omega H}{c}$: pulsation adimensionnelle

l'équation III.2 devient (Thomas, J.H 1978):

$$(\zeta^2 + \zeta \frac{d}{d\zeta} + \zeta^2 \frac{d^2}{d\zeta^2}) u_y = 0 \tag{III.37}$$

c'est une équation différentielle de Bessel, qui admet pour solution générale :

$$u_y(\zeta) = AJ_0(\zeta) + BY_0(\zeta) \tag{III.38}$$

où :

$J_0(\zeta)$: fonction de Bessel du premier type

$Y_0(\zeta)$: fonction de Bessel du second type

avec : A et B constantes à déterminer.

Ainsi en appliquant les mêmes conditions aux limites qu'au par avant,

$$\text{De sorte que : } u_y(\zeta) = 0 \text{ à } \zeta_1 = \frac{2\Omega}{\beta} \text{ et } \zeta_2 = \frac{2\Omega}{\beta} \exp(-d/2H)$$

on obtient le système suivant :

$$\begin{pmatrix} J_0(\zeta_1) & Y_0(\zeta_1) \\ J_0(\zeta_2) & Y_0(\zeta_2) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A \\ B \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (\text{III.39})$$

On remarque que le déterminant de la matrice principale ici n'est fonction que de Ω et pas de K , ainsi donc les ondes d'Alfven ne sont pas dispersives par rapport à K . La figure (III-6) représente l'évolution des fréquences des modes d'Alfven en fonction de β . Ces courbes désignent aussi l'évolution des fréquences propres des modes fast à $K=0$, en fonction de β .

III.3. Ondes Atmosphériques :

Dans le cas d'une Atmosphère isotherme stratifiée, en *absence de champ magnétique*. Une perturbation du fluide se propagera sous forme d'une onde Atmosphérique, où les forces misent en jeu sont la poussée d'Archimède et les forces de pression.

Les équations régissent la propagation des ondes atmosphériques sont déduites de celles des ondes Magnéto-atmosphériques (III.1 et III.3) en prenant $\vec{B}_0 = \vec{0}$. Ce qui revient à annuler la vitesse d'Alfven, on aura donc :

$$(\omega^2 - c^2 K_{\perp}^2) u_x + i K_{\perp} (-g + c^2 \frac{d}{dz}) u_z = 0 \quad (\text{III.40})$$

$$(c^2 \frac{d^2}{dz^2} - \gamma g \frac{d}{dz} + \omega^2) u_z + i K_{\perp} (c^2 \frac{d}{dz} - (\gamma - 1) g) u_x = 0 \quad (\text{III.41})$$

en admettant des solutions de la forme :

$$u_{AT} = A_{1,2} \exp(\frac{z}{2H}) \exp(\pm i k_z z) = A_{1,2} \exp[(\Theta)(z)] \quad (\text{III.42})$$

$$\text{avec : } \Theta = \left[\frac{1 \pm 2ik_z H}{2H} \right] \quad (\text{III.43})$$

notre système pourra se mettre sous la forme matricielle :

$$\begin{pmatrix} \omega^2 - c^2 K_{\perp}^2 & iK_{\perp}(-g + c^2 \Theta) \\ iK_{\perp}(c^2 \Theta - (\gamma - 1)g) & c^2 \Theta^2 - \gamma g \Theta + \omega^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_x \\ u_z \end{pmatrix} = (M) \begin{pmatrix} u_x \\ u_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (\text{III.44})$$

Dans ce cas la relation de dispersion régissant ces ondes sera obtenue, en cherchant les fréquences et nombre d'ondes qui satisfont l'équation $\det(M)=0$.

En adoptant les notations adimensionnelles : $K = K_{\perp} H$, $\Omega = \frac{\omega H}{c}$ et $K_z = k_z H$, l'équation $\det(M)=0$ devient (Chandrasekhar 1961):

$$\Omega^4 - \Omega^2 \left(K^2 + K_z^2 + \frac{1}{4} \right) + K^2 N^2 = 0 \quad (\text{III.45})$$

$$\text{où : } K_z = \sqrt{\Omega^2 + (N^2 - \Omega^2) \frac{K^2}{\Omega^2} - \frac{1}{4}} : \text{ nombre d'onde vertical adimensionnel} \quad (\text{III.46})$$

$$\text{et : } N = \frac{(\gamma - 1)^{0.5}}{\gamma} : \text{ fréquence de Brunt-Väisälä} \quad (\text{III.47})$$

en adoptant la notation adimensionnelle, les vitesses seront données par la relation:

$$u_{AT} = A_{1,2} \exp(z/2H) \exp((\pm iK_z z)/H) = A_{1,2} \hat{h}^{\omega_{1,2}} \quad (\text{III.48})$$

$$\text{avec : } \omega_{1,2} = 1 \mp 2iK_z \quad (\text{III.49})$$

$$\text{et : } \hat{h} = \exp\left(\frac{z}{2H}\right) \quad (\text{III.50})$$

Dans une Atmosphère isotherme et stratifiée, on obtient la courbe de dispersion suivante pour les ondes Atmosphériques (Figure III-2)

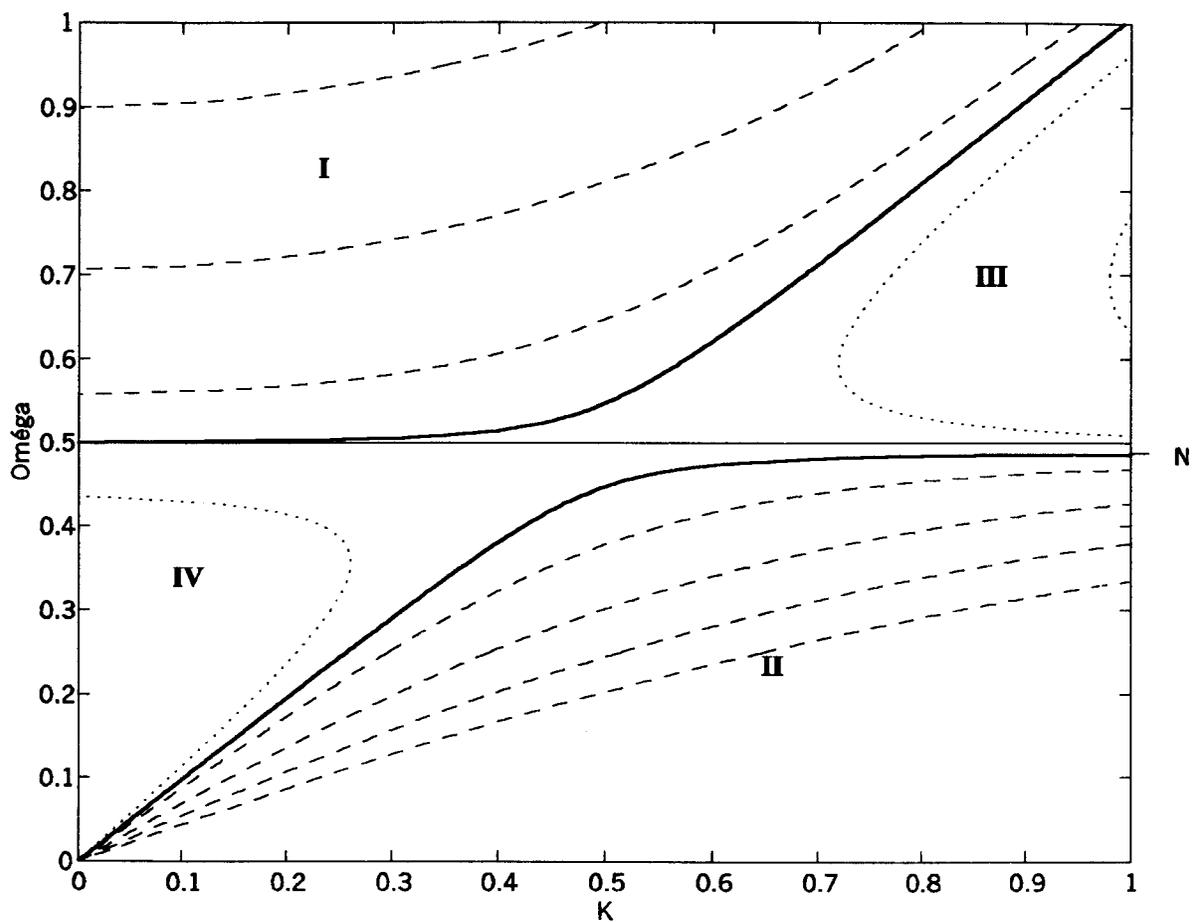


Figure III-2 : courbe de dispersion des ondes Atmosphériques.

La région I correspond aux modes acoustiques.

La région II correspond aux modes de gravité qui ont des grandes périodes (~ 10 mn). Il ne sont donc pas un bon candidat pour expliquer les oscillations de période 3 –min. C'est pour cette raison que dans ce qui suit on ne considère que les fréquences supérieures à $\Omega = 0.5$.

Dans les régions III et IV les ondes sont évanescentes ($K_z^2 < 0$).

Considérons que les ondes atmosphérique se propagent à l'intérieur d'une atmosphère similaire à celle représentée dans le modèle isotherme cité plus haut (figure III-1) mais *en absence de champ magnétique*. Si on applique à ces ondes les mêmes conditions aux

limites, à savoir $u_{AT}=0$, à $(z=0)$ et à $(z=d)$. On aboutit à un système de deux équations à deux inconnues :

$$\begin{pmatrix} \hbar_1^{\omega_1} & \hbar_1^{\omega_2} \\ \hbar_2^{\omega_1} & \hbar_2^{\omega_2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_1 \\ A_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (\text{III.51})$$

les courbes de dispersion des modes acoustiques sont obtenues à partir du système (III.51).

III.4. Ondes magnéto-atmosphériques Slow et Fast Découplées :

Les équations (III.9) et (III.10) dépendent tous deux de u_x et u_z . On va maintenant examiner ces deux équations lorsque le couplage entre u_x et u_z est très faible. En d'autre termes lorsque $K \ll 1$ (Abdelatif 1990). Dans ce cas ces équations deviennent :

$$((\Omega^2 - K^2)\zeta^2 - 4\Omega^2 K^2 + \Omega^2 \zeta \frac{d}{d\zeta} + \Omega^2 \zeta^2 \frac{d^2}{d\zeta^2}) u_x = 0, \quad (\text{III.52})$$

et

$$(\Omega^2 + \frac{3}{4}\zeta \frac{d}{d\zeta} + \frac{1}{4}\zeta^2 \frac{d^2}{d\zeta^2}) u_z = 0 \quad (\text{III.53})$$

On obtient ainsi deux équation où u_x et u_z ne sont plus couplés, car le terme de couplage est considéré comme étant négligeable ($K \ll 1$).

La première équation peut être résolue par la méthode de Frobenius. Dans ce cas on prend une solution sous forme de série :

$$u_x = \sum_{n=0}^{\infty} F_n \zeta^{n+\mu_{1,2}} \quad (\text{III.54})$$

après calcul on trouve :

$$\mu_{1,2} = \pm 2K \quad (\text{III.55})$$

et

$$F_n = -\frac{\Omega^2 - K^2}{\Omega^2((n+\mu)^2 - 4K^2)} F_{n-2} \quad \text{pour } n \text{ paire} \quad (\text{III.56})$$

$$F_n = 0 \quad \text{pour } n \text{ impaire,}$$

on remarque aussi que $\mu_{1,2} = v_{1,2}$ de la solution générale.

Cette solution représente le mode **Fast** dans une atmosphère isotherme stratifiée, qui est représenté en *pointillés Bleus* sur les figures III-3,4 et 5.

elle est équivalente à (Scheuer & Thomas, 1981) :

$$u_x = A J_{2K} \left(\frac{\sqrt{\Omega^2 - K^2}}{\Omega} \zeta \right) + B Y_{2K} \left(\frac{\sqrt{\Omega^2 - K^2}}{\Omega} \zeta \right) \quad (\text{III.57})$$

Sous cette forme, on voit clairement que cette solution est identique au mode d'Alfven lorsque $K \ll \Omega$.

En effet lorsque le rapport de la vitesse d'Alfven à celle du son est très supérieur à l'unité, ce qui équivaut à $\frac{\Omega}{K} \gg 1$, le mode fast se comporte de façon similaire à un mode d'Alfven (Priest 1985).

L'équation (III.43) admet une solution simple de la forme :

$$u_z = A \zeta^{\alpha_{1,2}} \quad (\text{III.58})$$

$$\text{où } \alpha_{1,2} = -1 \pm \sqrt{1 - 4\Omega^2} \quad (\text{III.59})$$

Cette solution représente un mode **Slow** dans une atmosphère isotherme stratifiée représenté en *pointillés rouges* sur les figures III-3,4 et 5.

On voit aussi que $\alpha_{1,2}$ sont très similaires aux $v_{3,4}$, en effet : $\alpha_{1,2} = v_{3,4} - 2$

Ces modes coïncident parfaitement avec les modes acoustiques lorsque K est suffisamment petit.

De même, lorsque le rapport de la vitesse d'Alfven à celle du son est très supérieur à l'unité, le mode slow se comporte comme un mode Acoustique où les ondes se propagent principalement de façon parallèle aux lignes rigides du champ magnétique (Priest 1985).

On va maintenant appliquer au modes fast et slow découplés les mêmes conditions aux limites que pour les autres modes. On aura :

Pour le mode Fast découplé :

$$u_x(\zeta_1) = 0 \text{ et } u_x(\zeta_2) = 0 \quad (\text{III.60})$$

ce qui revient à :

$$A J_{2K} \left(\frac{\sqrt{\Omega^2 - K^2}}{\Omega} \zeta_1 \right) + B Y_{2K} \left(\frac{\sqrt{\Omega^2 - K^2}}{\Omega} \zeta_1 \right) = 0$$

et (III.61)

$$A J_{2K} \left(\frac{\sqrt{\Omega^2 - K^2}}{\Omega} \zeta_2 \right) + B Y_{2K} \left(\frac{\sqrt{\Omega^2 - K^2}}{\Omega} \zeta_2 \right) = 0$$

ou en notation matricielle

$$\begin{pmatrix} J_{2K} \left(\frac{\sqrt{\Omega^2 - K^2}}{\Omega} \zeta_1 \right) & Y_{2K} \left(\frac{\sqrt{\Omega^2 - K^2}}{\Omega} \zeta_1 \right) \\ J_{2K} \left(\frac{\sqrt{\Omega^2 - K^2}}{\Omega} \zeta_2 \right) & Y_{2K} \left(\frac{\sqrt{\Omega^2 - K^2}}{\Omega} \zeta_2 \right) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A \\ B \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (\text{III.62})$$

Comme précédemment on cherche tous les couples (Ω, K) pour lesquels ce système admet des solutions. Ces résultats sont représentés en *pointillées Bleus* sur les figures III-3,4 et 5 (Abdelatif 1990).

Pour le mode Slow :

$$u_z(\zeta_1) = 0 \text{ et } u_z(\zeta_2) = 0 \quad (\text{III.63})$$

ce qui donne :

$$\begin{pmatrix} \zeta_1^{a_1} & \zeta_1^{a_2} \\ \zeta_2^{a_1} & \zeta_2^{a_2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A \\ B \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (\text{III.64})$$

de même, tous les couples (Ω, K) qui satisfont ce système sont représentés en *pointillées Rouges* sur les figures III-3,4 et 5 (Abdelatif 1990).

IV. Résultats et Discussion :

Les courbes de dispersion des ondes magnéto-atmosphériques sont obtenues en reportant graphiquement sur un intervalle donné tous les couples (Ω, K) pour lesquels notre système admet une solution, et cela pour un jeu de β , ζ_1 et ζ_2 donné. Ainsi, la figure (III-3) représente les courbes de dispersion pour $\beta = 0.5$, $z_1 = 0$ et $z_2 = d = 10$ H.

Les solutions correspondantes au système (III.36) sont représentées en traits pleins noirs. Elles représentent les courbes de dispersion des modes magnéto-atmosphériques couplés.

Les solutions correspondantes au système (III.62) sont représentées en pointillés bleus. Elles désignent les courbes de dispersion des modes fast découplés.

De même les solutions représentant les modes slow découplés, sont indiquées en pointillés rouges.

Lorsqu'on examine les courbes de dispersion des modes magnéto-atmosphériques couplés, on remarque qu'elles sont constituées de deux types de segments (en trait **plein NOIR**). Les uns sont relatifs à des modes fast, ils ont une forme quasi-parabolique semblable à celle des modes magnéto-acoustiques fast. Les autres représentent des modes slow, ils ont une pente négative semblable à celle des modes magnéto-acoustiques slow.

Contrairement aux modes slow et fast découplés, les courbes des modes couplés évitent le croisement et change de nature (de slow vers fast, ou de fast vers slow). Ce phénomène a déjà été examiné dans le cas des oscillations stellaires non-radiales (Aizenman, Smeyers, et Weigert 1977). Et aussi par Hasan 1991 dans le cas de champ magnétique fort et faible.

Lorsqu'on compare les courbes des modes couplés avec les courbes des modes découplés, on remarque qu'elles sont identiques pour les petites valeurs de K , mais elles divergent aux croisements des deux modes fast et slow découplés. Ainsi le fait que les courbes des modes couplés évitent le croisement, pour les petites valeurs de K , est dû aux termes de couplage dans les équations (III.1 et III.3).



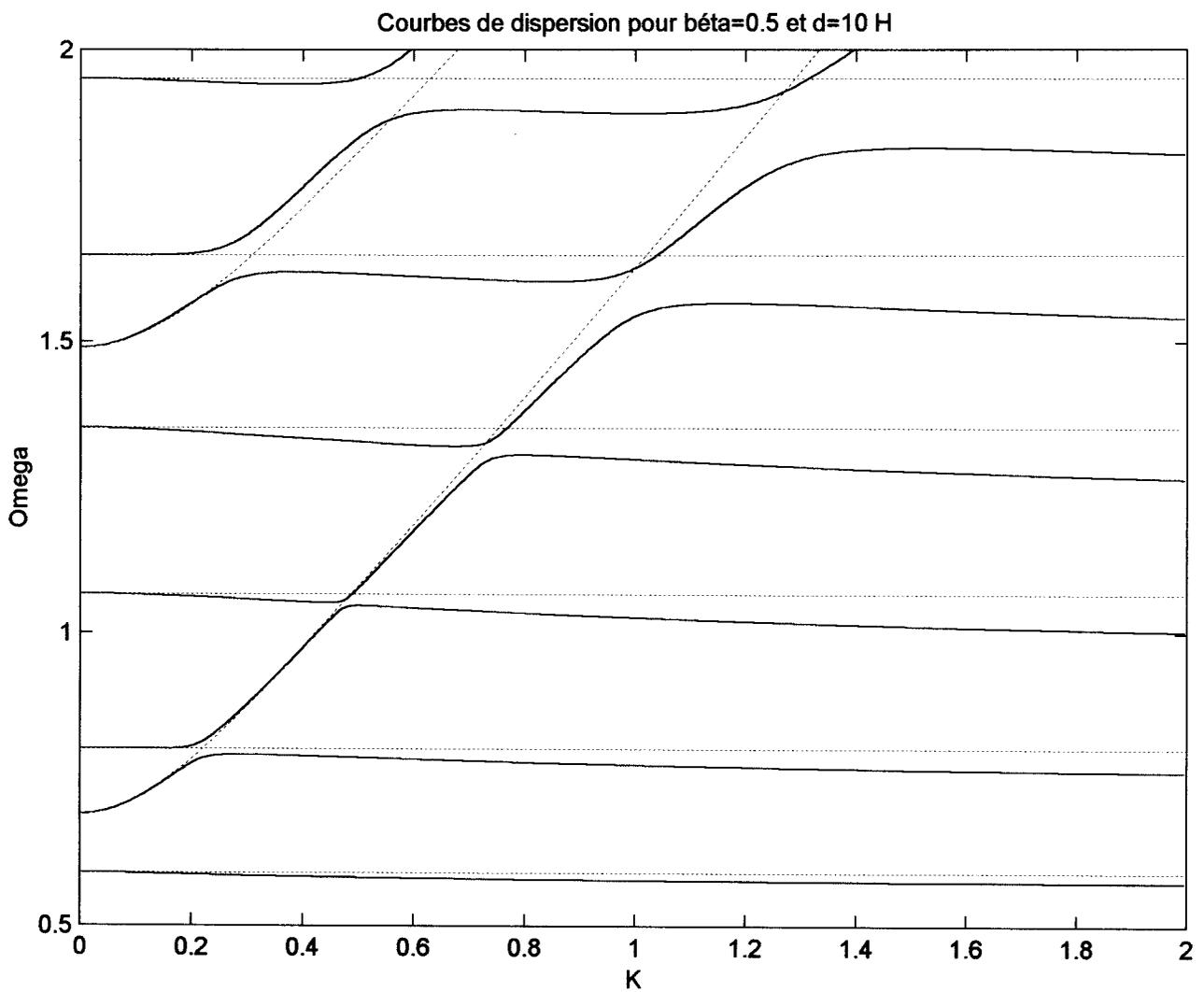


Figure III-3 : Courbes de dispersion pour $\beta = 0.5$, $d = 10 H$. Les courbes en traits pleins noirs correspondent aux solutions des équations couplées. Les courbes en pointillées rouges et bleues sont relatives aux solutions dans le cas où les équations sont découplées.

Pour mettre en évidence le comportement des différents modes sous différentes conditions, on va tracer les courbes de dispersion pour différentes valeurs de β et d (la hauteur de l'atmosphère). Prenons d'abord deux autres valeurs différentes de β : l'une inférieure à 0.5, par exemple $\beta = 0.43$ (Figure III-4) et l'autre supérieure à 0.5, par exemple $\beta = 1$ (Figure III-5).

Sur les figures (III-4) et (III-5), on remarque que les courbes représentant les modes fast couplés et découplés ont subies un déplacement important par rapport à celles de la figure (III-3). Elles coïncident pour les petites valeurs de K avec les modes d'Alfven dans des conditions semblables, cela peut être naturellement déduit de l'équation (III.57) lorsque K est petit. Ce qui montre que ces courbes dépendent de la vitesse d'Alfven que l'on a fait varier avec β . Ainsi la variation des fréquences des modes fast à $K=0$ en fonction de β est représentée sur la figure (III-6). Cette figure représente aussi la variation des fréquences des modes d'Alfven en fonction de β . Ces courbes sont obtenues à partir du système (III.39).

Sur les figures (III-4) et (III-5), on remarque aussi que les courbes représentant les modes slow découplés n'ont pas été déplacées. Elles coïncident parfaitement pour les petites valeurs de K avec les modes acoustiques dans une atmosphère similaire en absence de champ magnétique. Ce qui montre que les modes slow dépendent de la vitesse du son qui est restée inchangée ($T = \text{cte}$). Pour les modes slow couplés, on remarque un léger changement dû au couplage avec les modes fast. Néanmoins lorsque K est assez petit, les modes slow couplés rejoignent les modes slow découplés.

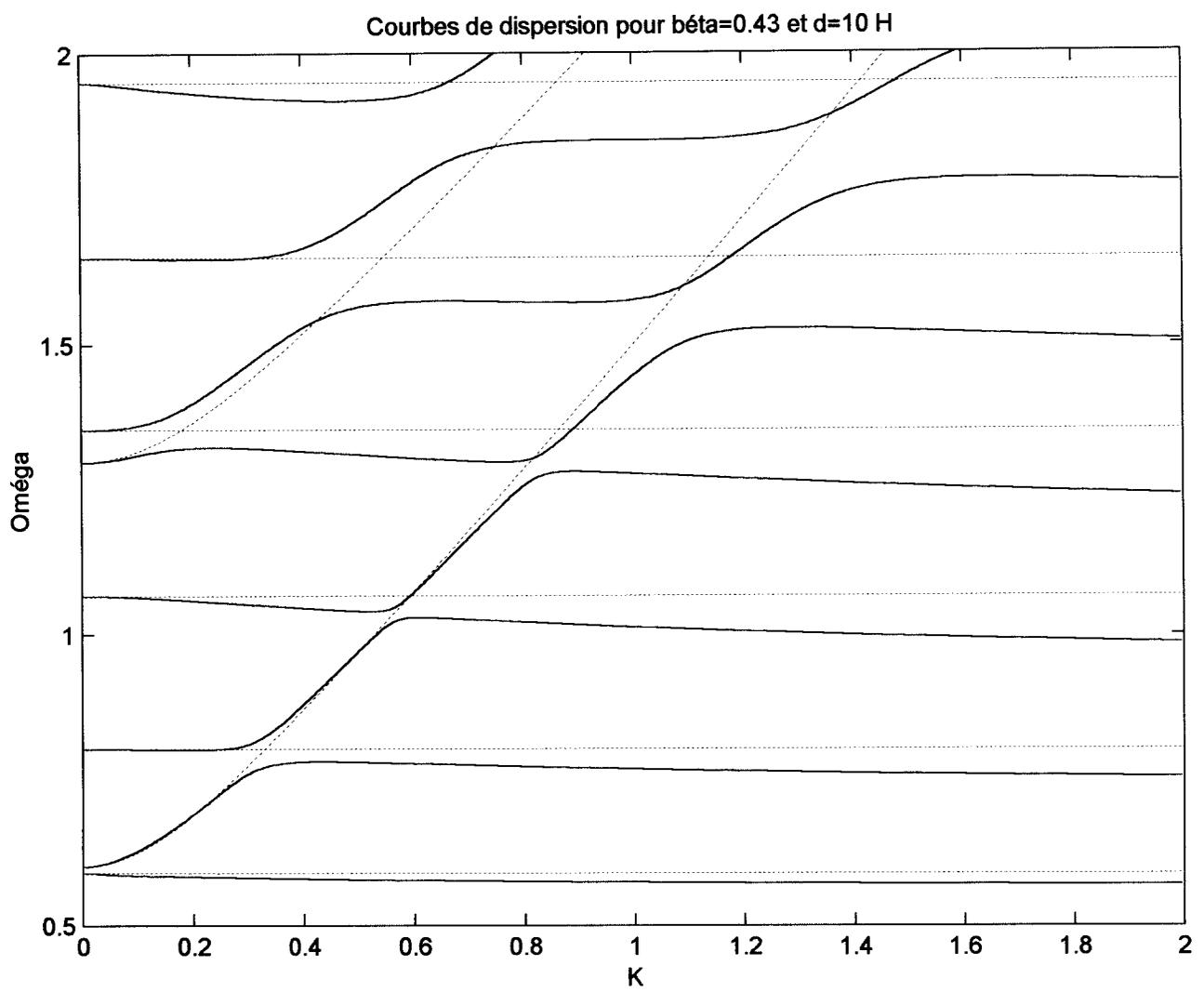


Figure III-4 : Courbes de dispersion (même que la figure III-3) pour $\beta = 0.43$, $d = 10 H$.

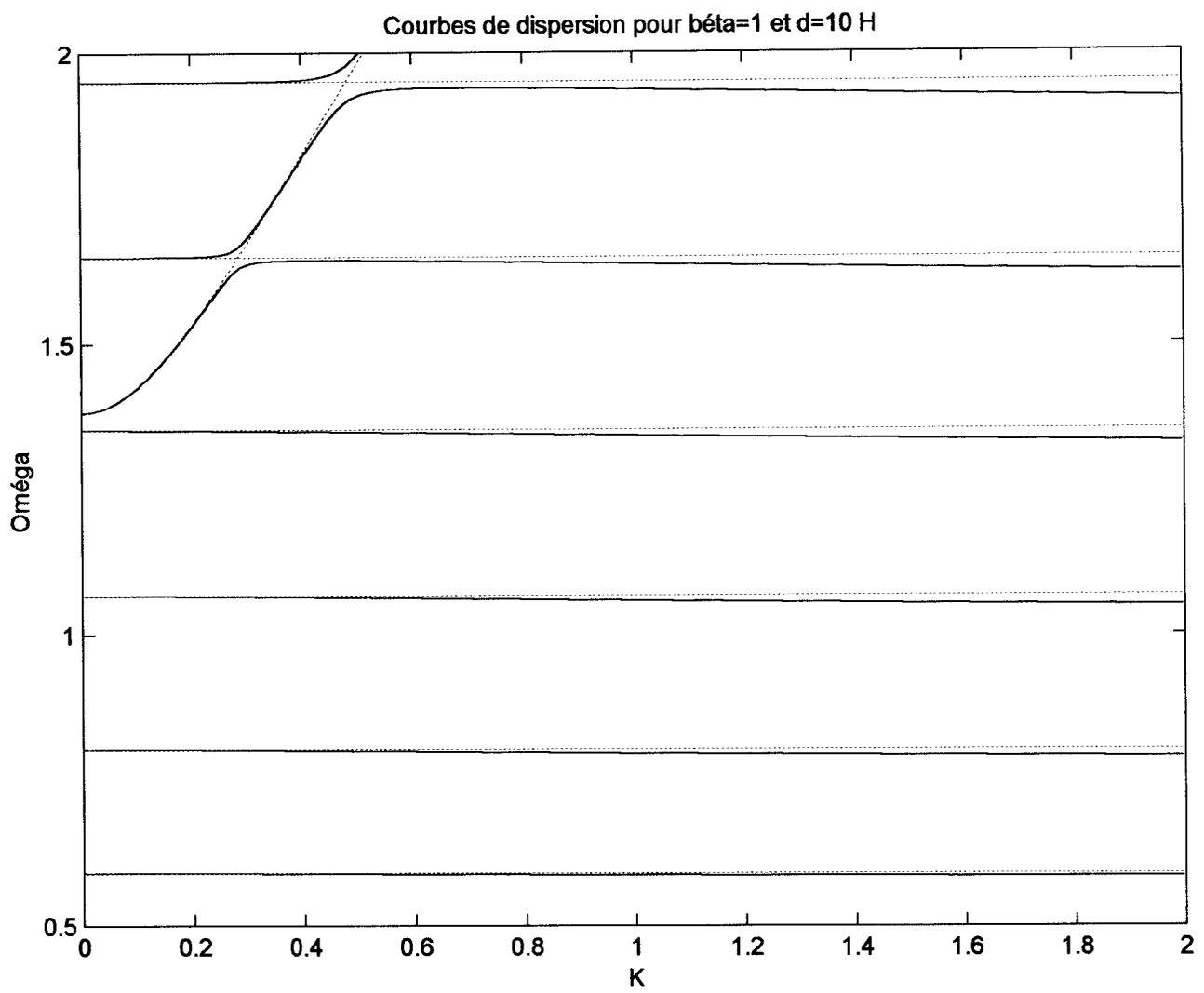


Figure III-5 : Courbes de dispersion (même que la figure III-3) pour $\beta = 1, d = 10 H$.

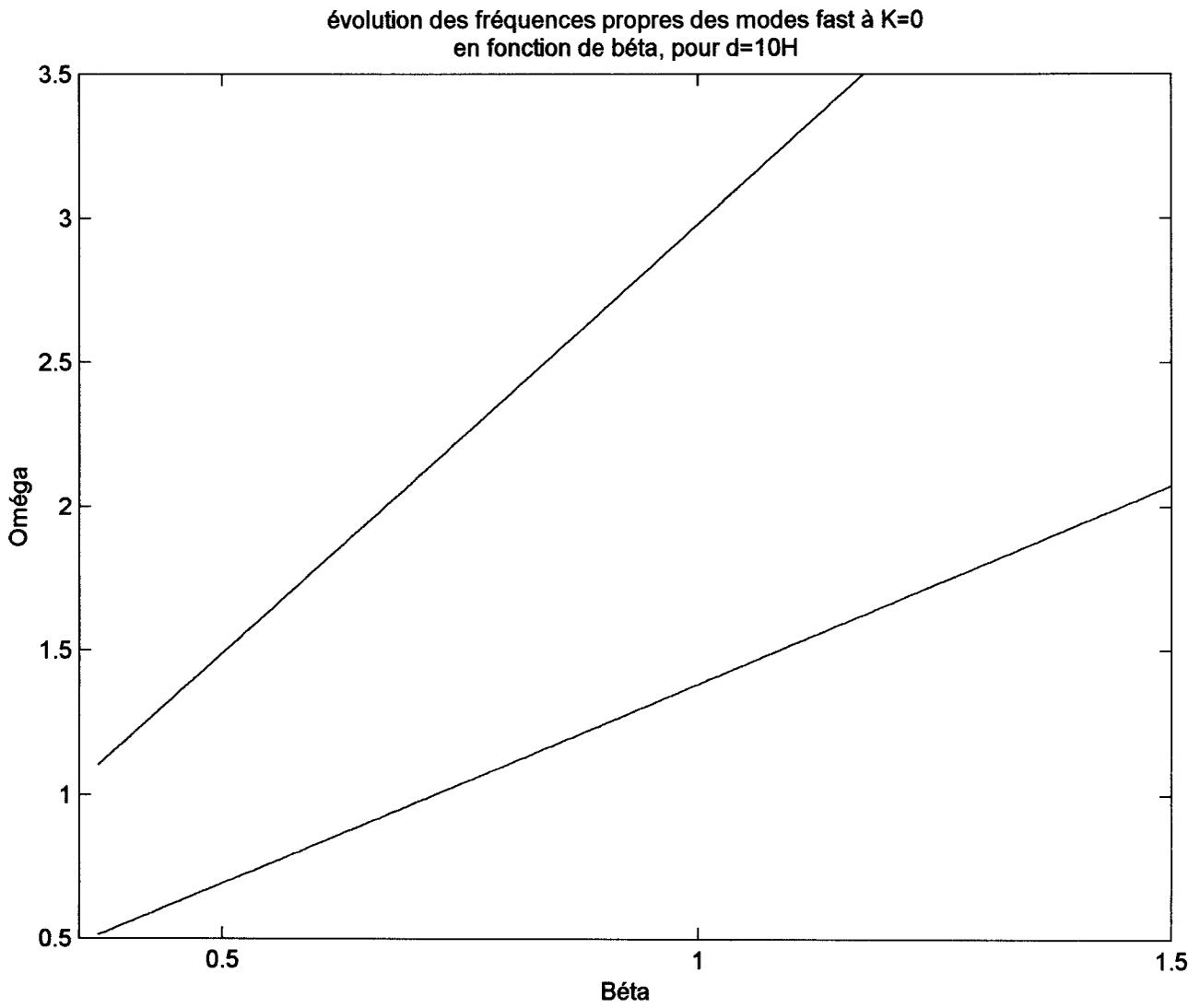


Figure III-6 : variation des fréquences propres des modes fast à $K=0$ en fonction de β , pour $d = 10H$.

Si maintenant on prend deux autres valeurs de « d » (la hauteur de la couche atmosphérique). Par exemple : $d = 6 H$ (Figure III-7) et $d = 16 H$ (Figure III-8) tous deux pour $\beta = 0.5$. On voit que les courbes fast ont légèrement changées pour les petites valeurs de K . Ce changement de position des modes fast en fonction de d , est représenté sur la figure (III-9).

Les courbes slow ont subits un déplacement et une diminution ou augmentation de leur nombre respectivement pour $d = 6 H$ ou $d = 16 H$. Ces courbes slow coïncident parfaitement pour les petites valeurs de K avec les modes acoustiques dans des conditions similaires.

Les fréquences des modes slow à ($K=0$) sont obtenues à partir du système (III.64) qui peut se mettre sous la forme :

$$A \left(\frac{2\Omega}{\beta} \right)^{-1+\sqrt{1-4\Omega^2}} + B \left(\frac{2\Omega}{\beta} \right)^{-1-\sqrt{1-4\Omega^2}} = 0, \quad (III.65)$$

$$A \left(\frac{2\Omega}{\beta} \exp\left(\frac{-d}{2H}\right) \right)^{-1+\sqrt{1-4\Omega^2}} + B \left(\frac{2\Omega}{\beta} \exp\left(\frac{-d}{2H}\right) \right)^{-1-\sqrt{1-4\Omega^2}} = 0. \quad (III.66)$$

La première équation est utilisée pour simplifier la seconde, on élimine ainsi A, B et β , et on déduit les fréquences propres des modes slow à ($K=0$):

$$\Omega = \sqrt{\frac{1 + \left(\frac{2n\pi H}{d} \right)^2}{4}} \quad (III.67)$$

Où $n = 1, 2, 3, \dots$

L'équation (III.67) peut aussi être obtenue à partir du système (III.51) pour $K=0$.

La figure (III-10) représente l'évolution des fréquences propres des modes slow à ($K=0$) en fonction de la hauteur de la couche atmosphérique. Elle représente aussi l'évolution des fréquences propres des modes acoustiques pour ($K=0$) dans des conditions similaires mais en absence de champ magnétique. On remarque que pour une hauteur donnée, les fréquences sont approximativement équidistantes. On remarque aussi que la densité des fréquences propres -dans un intervalle donné- augmente avec d .

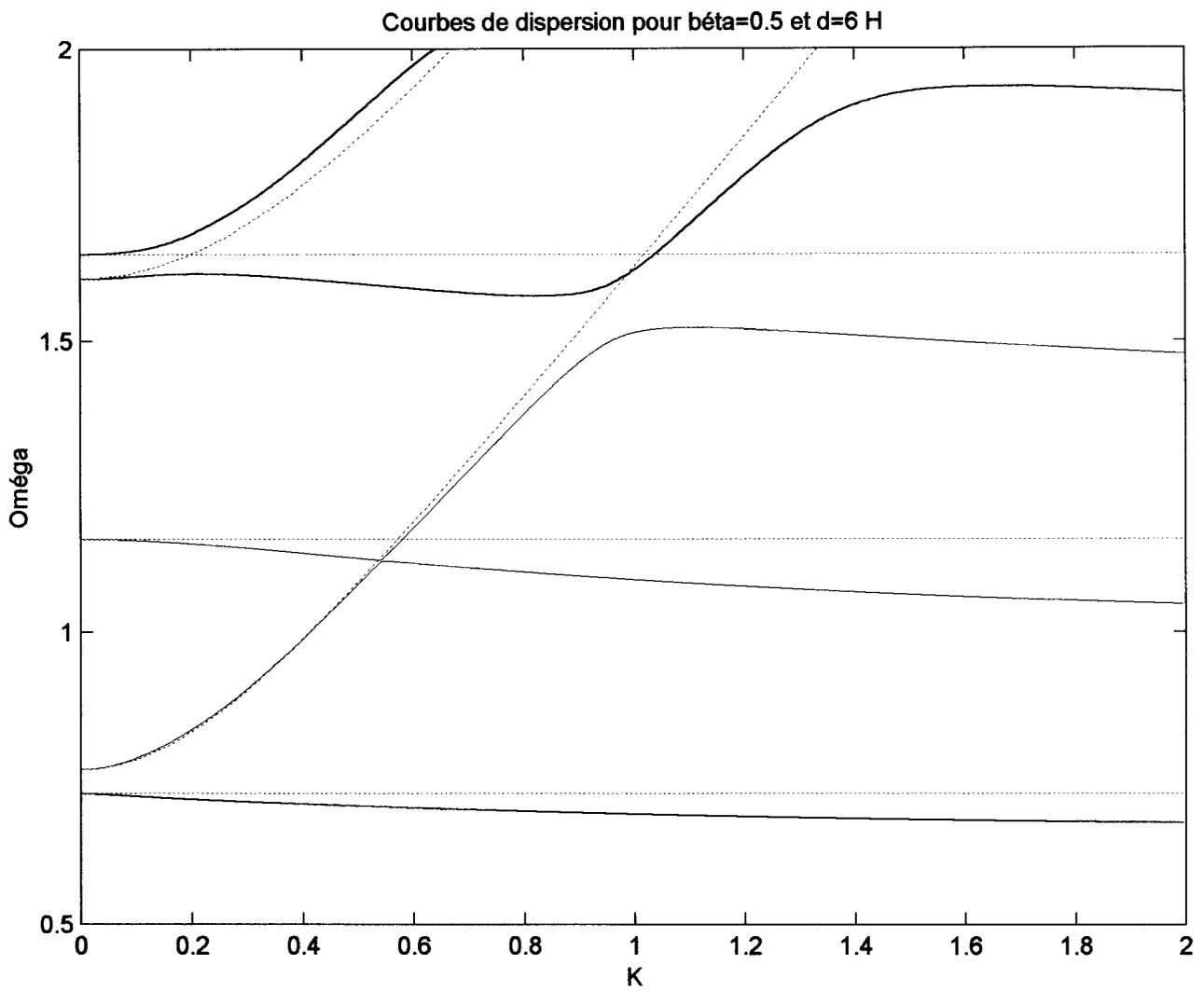


Figure III-7 : Courbes de dispersion pour $\beta = 0.5$, $d = 6 H$.

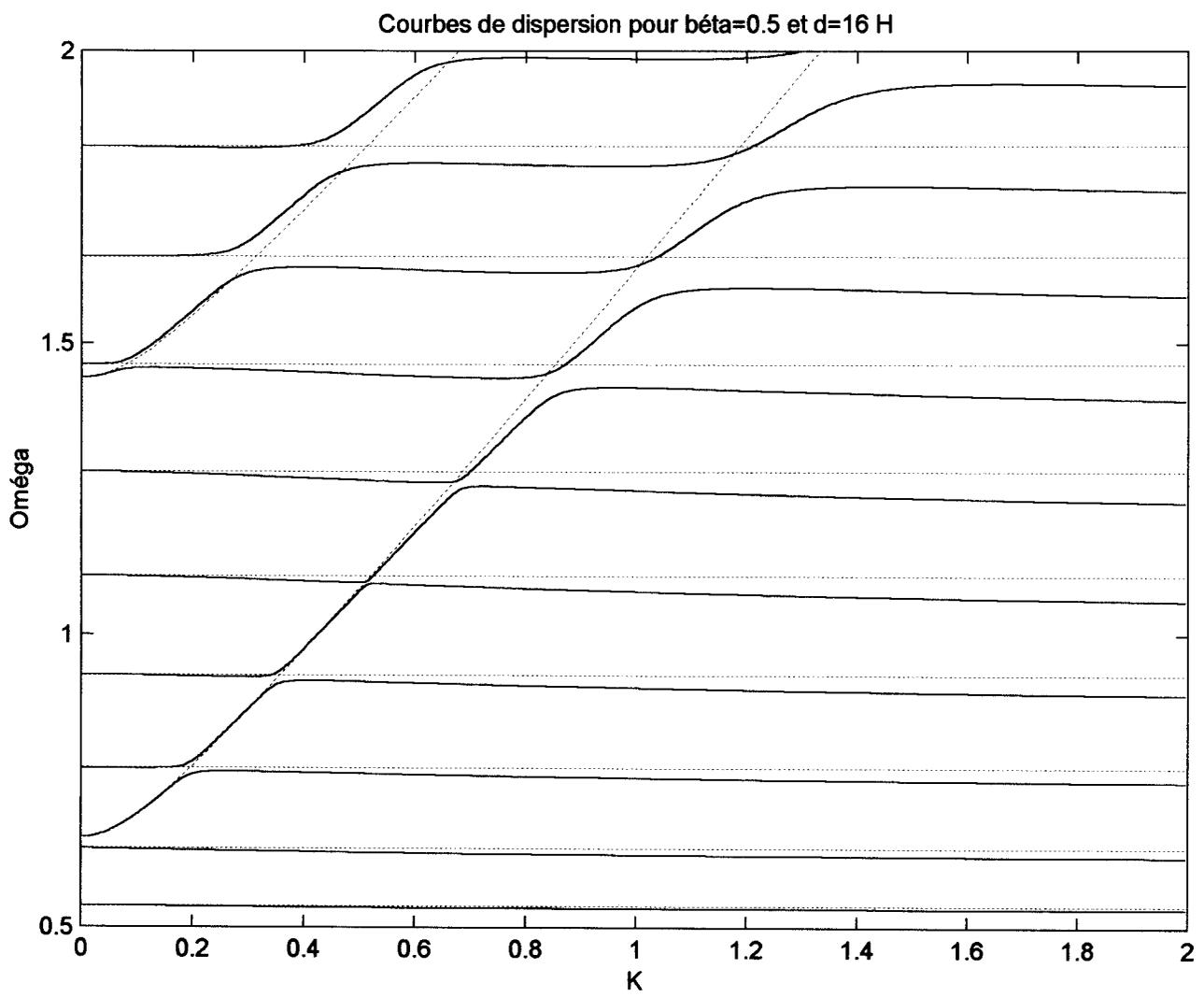


Figure III-8 : Courbes de dispersion pour $\beta = 0.5$, $d=16 H$.

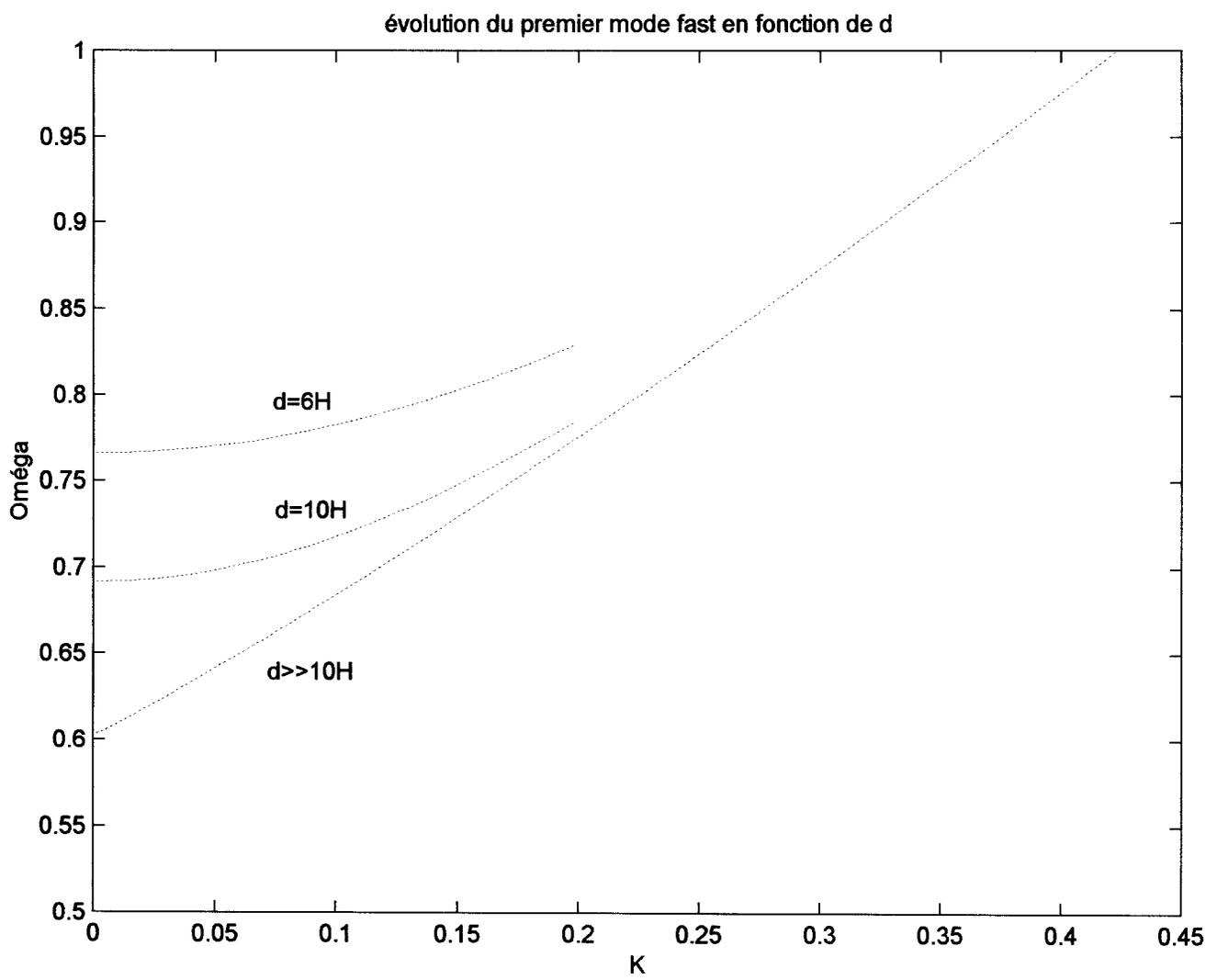


Figure III-9 : Evolution du premier mode fast en fonction de d.

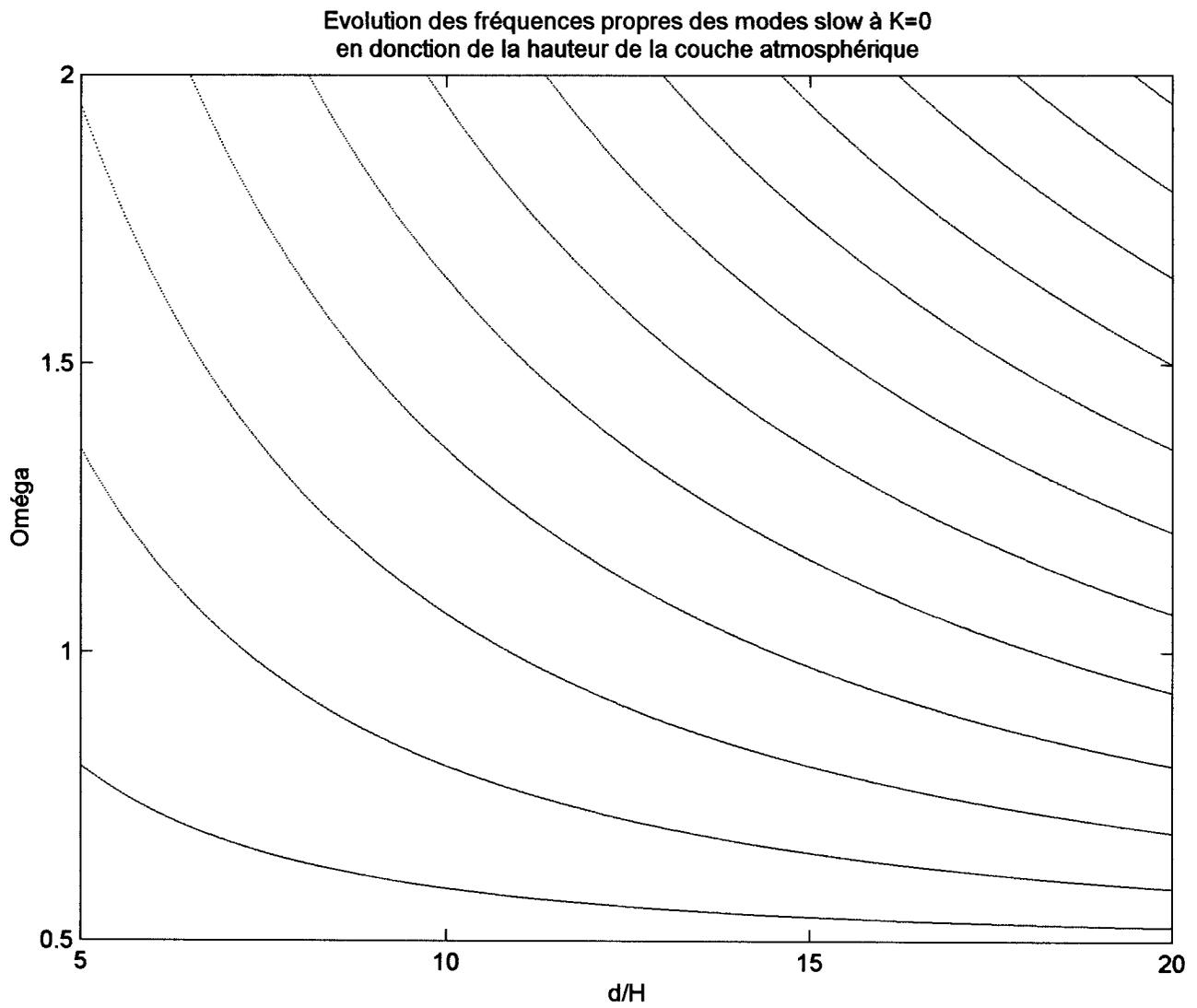


Figure III-10 : Evolution des fréquences propres des modes slow à $K=0$, en fonction de la hauteur de la couche atmosphérique.

V. Densités d'énergies des différents modes :

Les distributions des densités d'énergies en fonction de l'altitude z , s'avèrent être un moyen puissant pour connaître la nature physique des modes.

L'équation représentant le bilan énergétique des ondes magnéto-atmosphériques est (Bray & Loughhead 1974) :

$$\frac{\partial W}{\partial t} + \bar{\nabla} \cdot \bar{Q} = 0 \quad (\text{III.68})$$

$$\text{où : } \bar{Q} = \frac{1}{2} \text{Re} \left\{ p\bar{u} + \frac{1}{4\pi} (\bar{B}_0 \cdot \bar{B}\bar{u} - \bar{B} \cdot \bar{u}\bar{B}_0) \right\} \text{ est le vecteur flux d'énergie} \quad (\text{III.69})$$

La densité d'énergie W , est constituée de 4 termes :

$$W = W_k + W_p + W_g + W_b \quad (\text{III.70})$$

qui représentent dans l'ordre :

La densité d'énergie cinétique,

La densité d'énergie de forces de pression,

La densité d'énergie des forces dues à la gravité (poussée d'Archimède),

La densité d'énergie des forces magnétiques.

Avec :

$$W_k = \frac{1}{2} \rho (u_x^2 + u_z^2) \quad (\text{III.71})$$

$$W_p = \frac{1}{2} \rho \frac{1}{\Omega^2} \left(-u_x k - \frac{d u_z}{d z} + \frac{u_z}{\gamma} \right)^2 \quad (\text{III.72})$$

$$W_g = \frac{1}{2} \rho \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{u_z^2}{\Omega^2} \quad (\text{III.73})$$

$$W_b = \frac{1}{2} \rho \frac{\beta^2}{\Omega^2} \left(\left(\frac{d u_x}{d z} \right)^2 + u_x^2 k^2 \right) \quad (\text{III.74})$$

Examinons les distributions des points A,B,C,D et E (figure III-11). A et B sont choisis loin de l'intersection (point E) des slow et fast découplés. C et D sont choisies proches de E, pour bien couvrir les régions intéressantes.

A est commun aux modes d'Alfven, au fast couplé, et au fast découplé.

B est commun aux modes slow couplé et découplé.

E est commun aux modes slow et fast découplés.

A et B ont un même nombre d'onde.

C, D et E ont un nombre d'onde commun.

Les figures (III-12 à 20) représentent les distributions des densités d'énergie totale (en noir), normalisées à l'unité. Et les proportions de contribution de chaque type d'énergie (autres couleurs).

Les figures (III-12, 13, 17 et 18) correspondent aux modes magnéto-atmosphériques *couplés*. Tandis que les figures (III-14, 15, 19 et 20) correspondent aux modes magnéto-atmosphériques *découplés*.

En fin la figure (III-16) est pour le mode d'Alfven.

Sur les différentes figures, les proportions de contributions de chaque type d'énergie (pour une altitude donnée) doivent être lues comme suit :

La proportion de la densité d'énergie cinétique (Noté K) est la portion comprise entre zéro et la courbe de couleur bleue.

La proportion de la densité d'énergie des forces de pression (Noté P) est la portion comprise entre la courbe de couleur bleue et la courbe de couleur rouge.

La proportion de la densité d'énergie des forces de gravité (Noté G) est la portion comprise entre la courbe rouge et la courbe de couleur cyan.

En fin, la proportion de la densité d'énergie magnétique (Noté M) est la portion comprise entre la courbe de couleur cyan et la droite de couleur noire indiquant le haut de la figure.

De sorte que la somme de toutes les contributions des énergies partielles soit toujours égale à l'unité, donc à 100 % de la densité d'énergie totale.

La densité d'énergie totale est normalisée et représentée par la courbe de couleur noire.

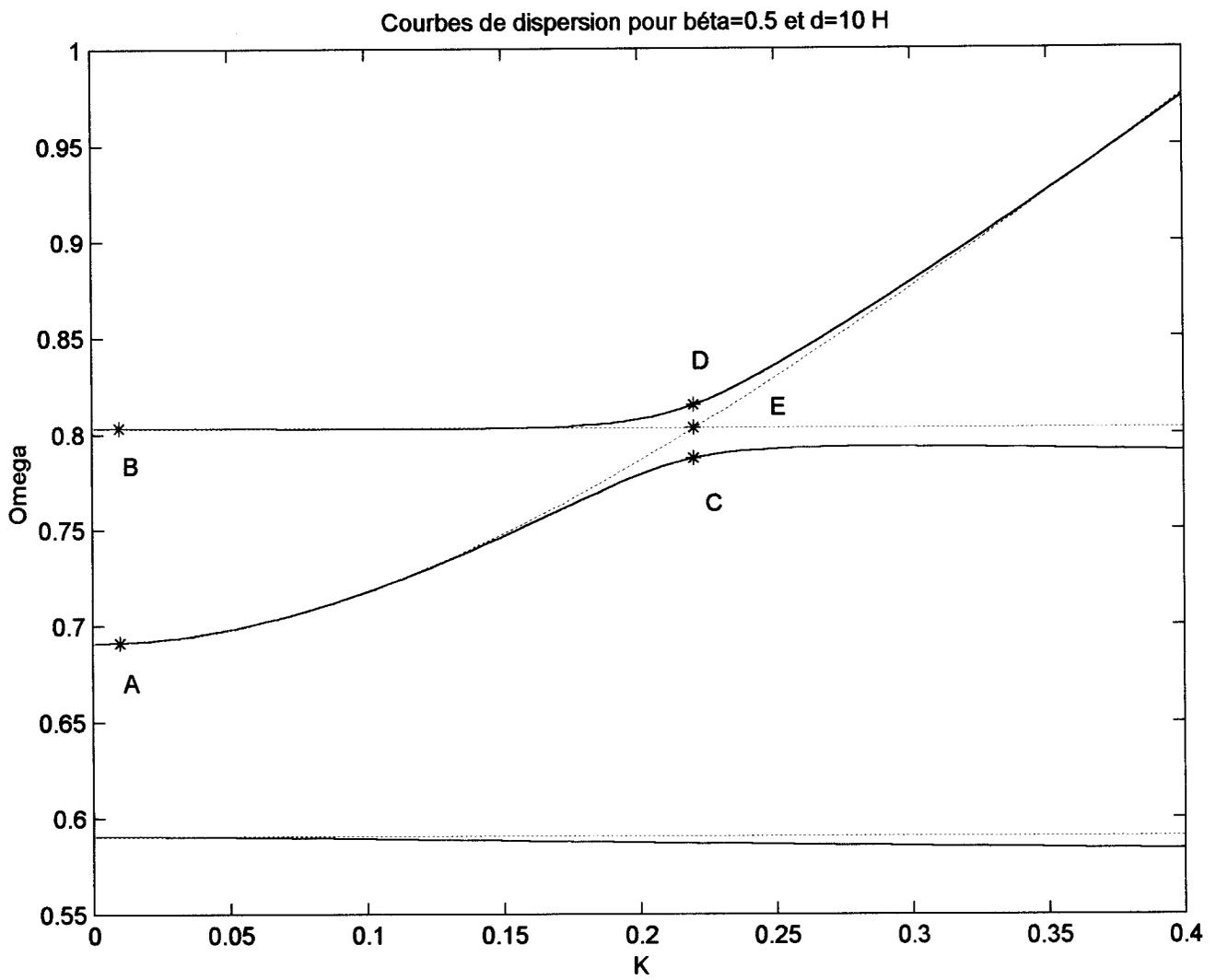


Figure III-11 : Courbes de dispersion (zoom sur la figure III-3) pour $\beta = 0.5$, $d = 10 H$.

Les points A – E correspondent aux points où on calcule les densités d'énergies.

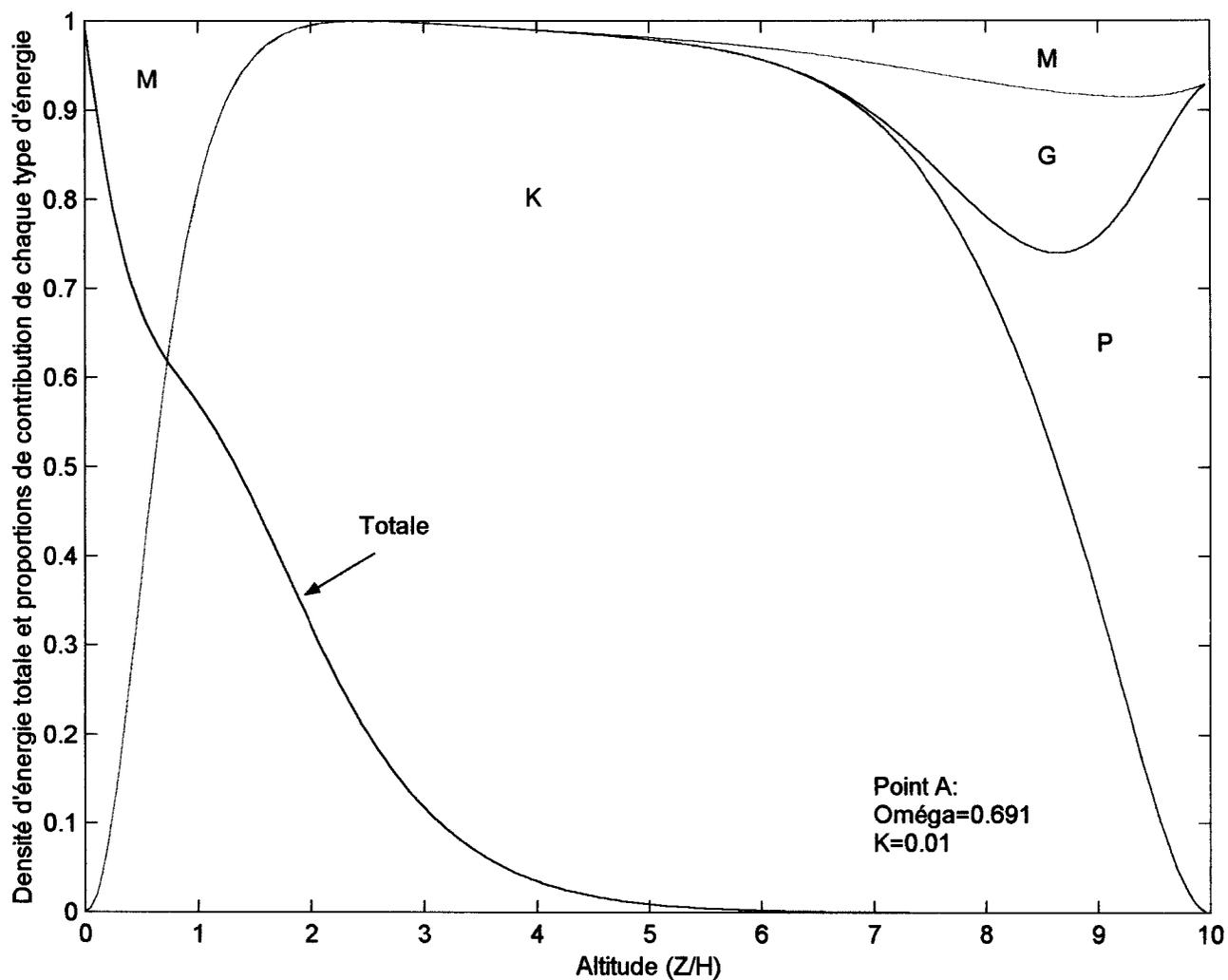


Figure III-12 : Densité d'énergie totale et proportions des densités d'énergies partielles pour les ondes magnéto-atmosphériques **couplées** au point « A »

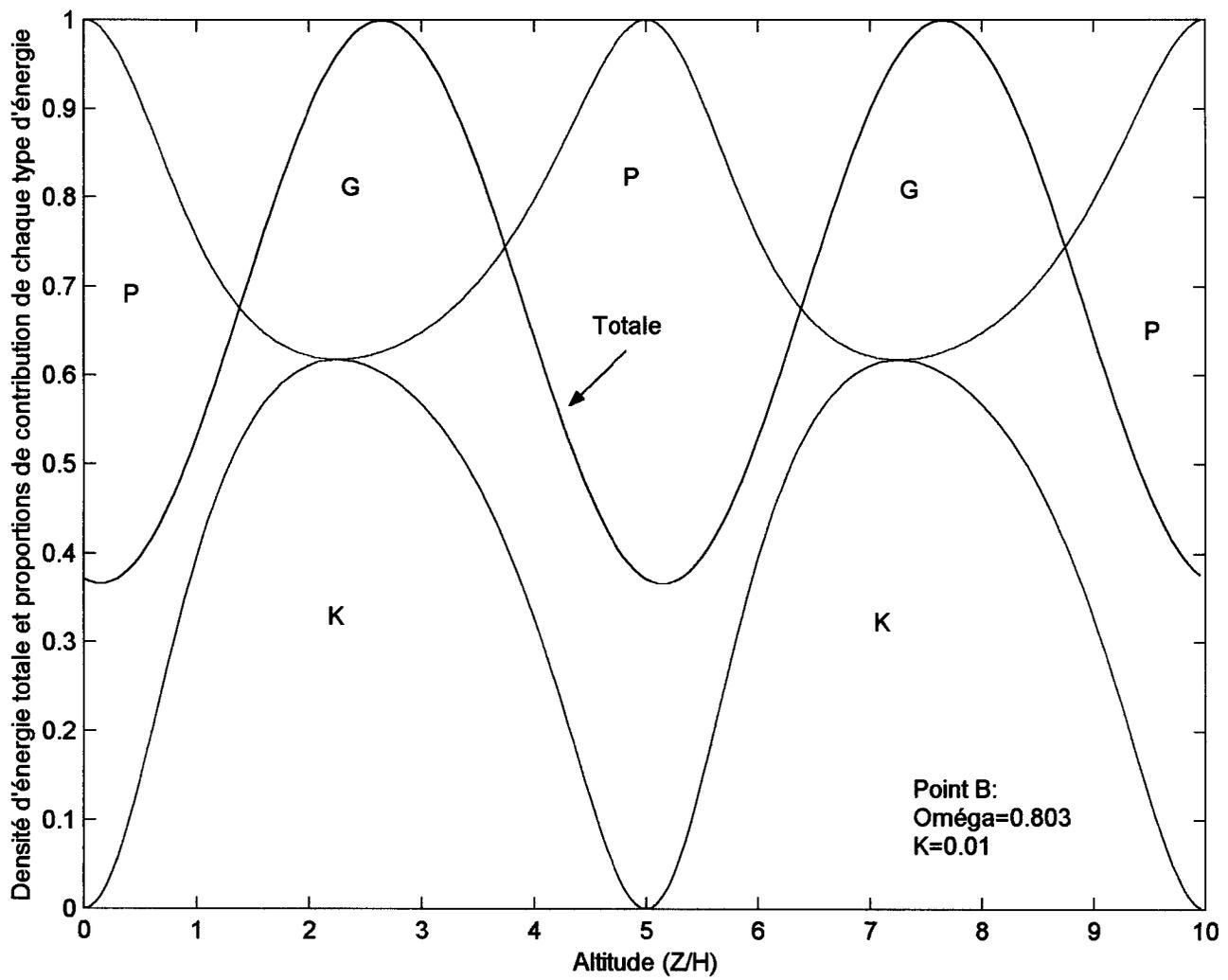


Figure III-13 : Densité d'énergie totale et proportions des densités d'énergies partielles pour les ondes magnéto-atmosphériques **couplées** au point « **B** »

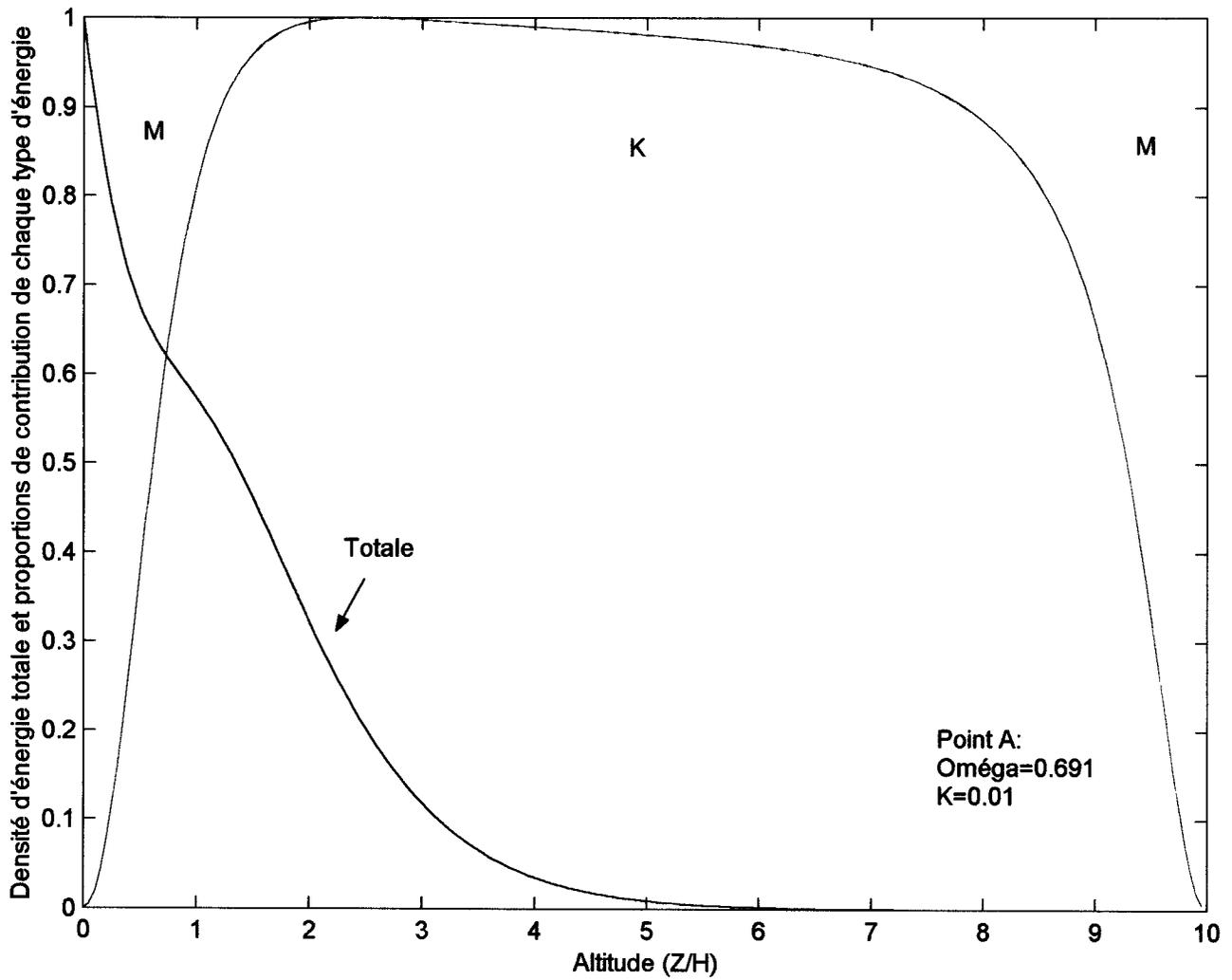


Figure III-14 : Densité d'énergie totale et proportions des densités d'énergies partielles pour le mode fast **découplé** au point « A »

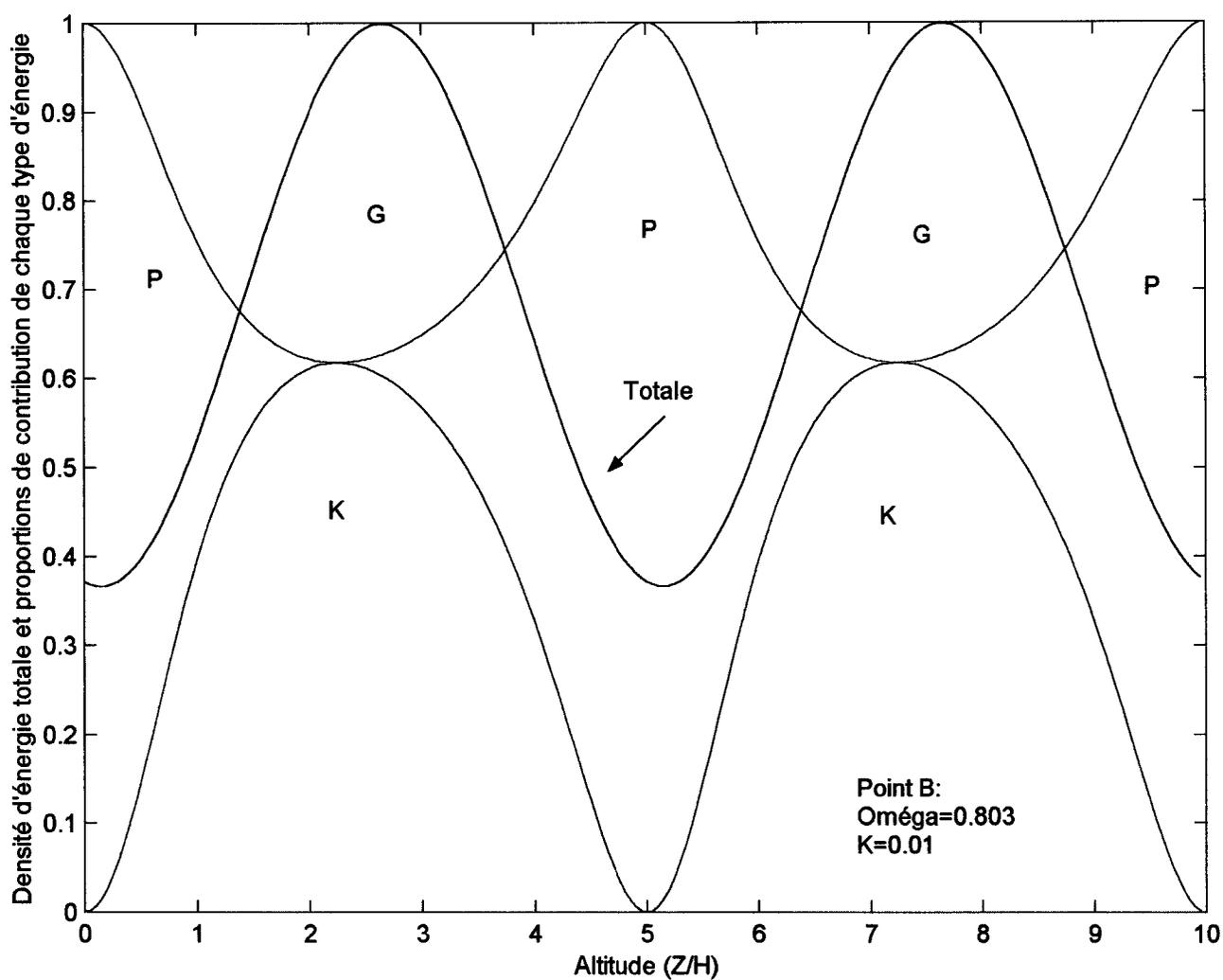


Figure III-15 : Densité d'énergie totale et proportions des densités d'énergies partielles pour le mode slow **découplé** au point « **B** »

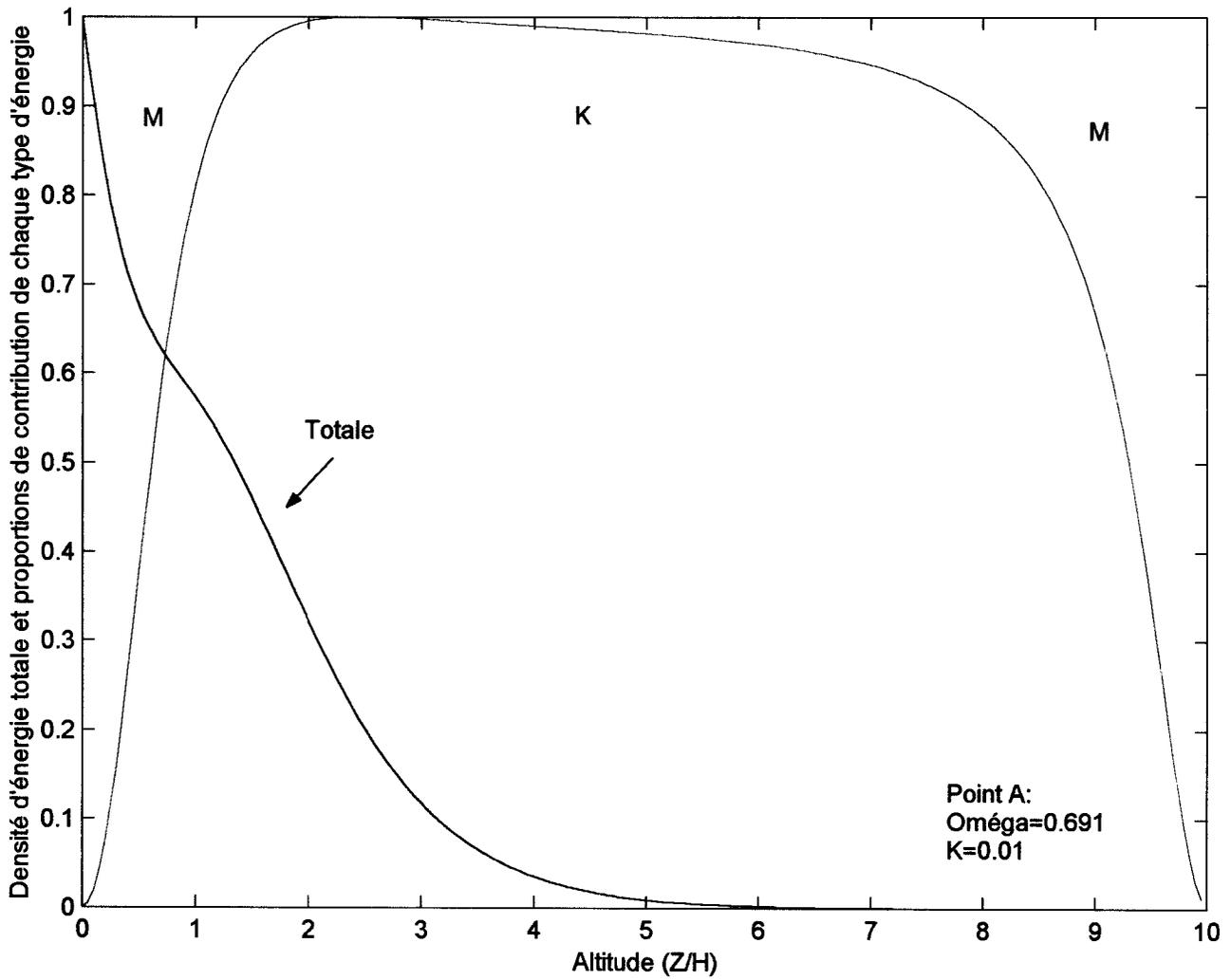


Figure III-16 : Densité d'énergie totale et proportions des densités d'énergies partielles pour le mode d'Alfvén au point « A »

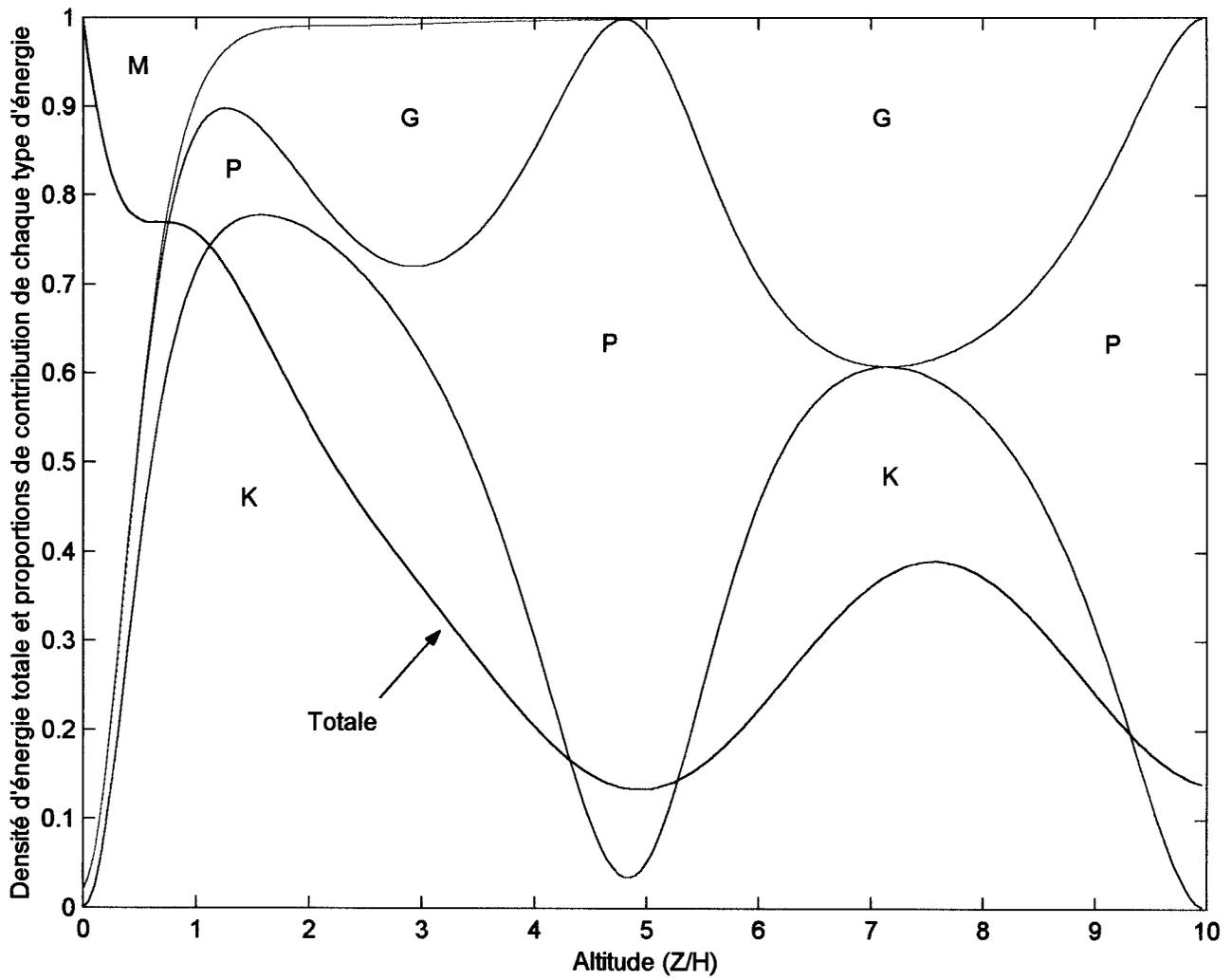


Figure III-17 : Densité d'énergie totale et proportions des densités d'énergies partielles pour les ondes magnéto-atmosphériques **couplées** au point « C »

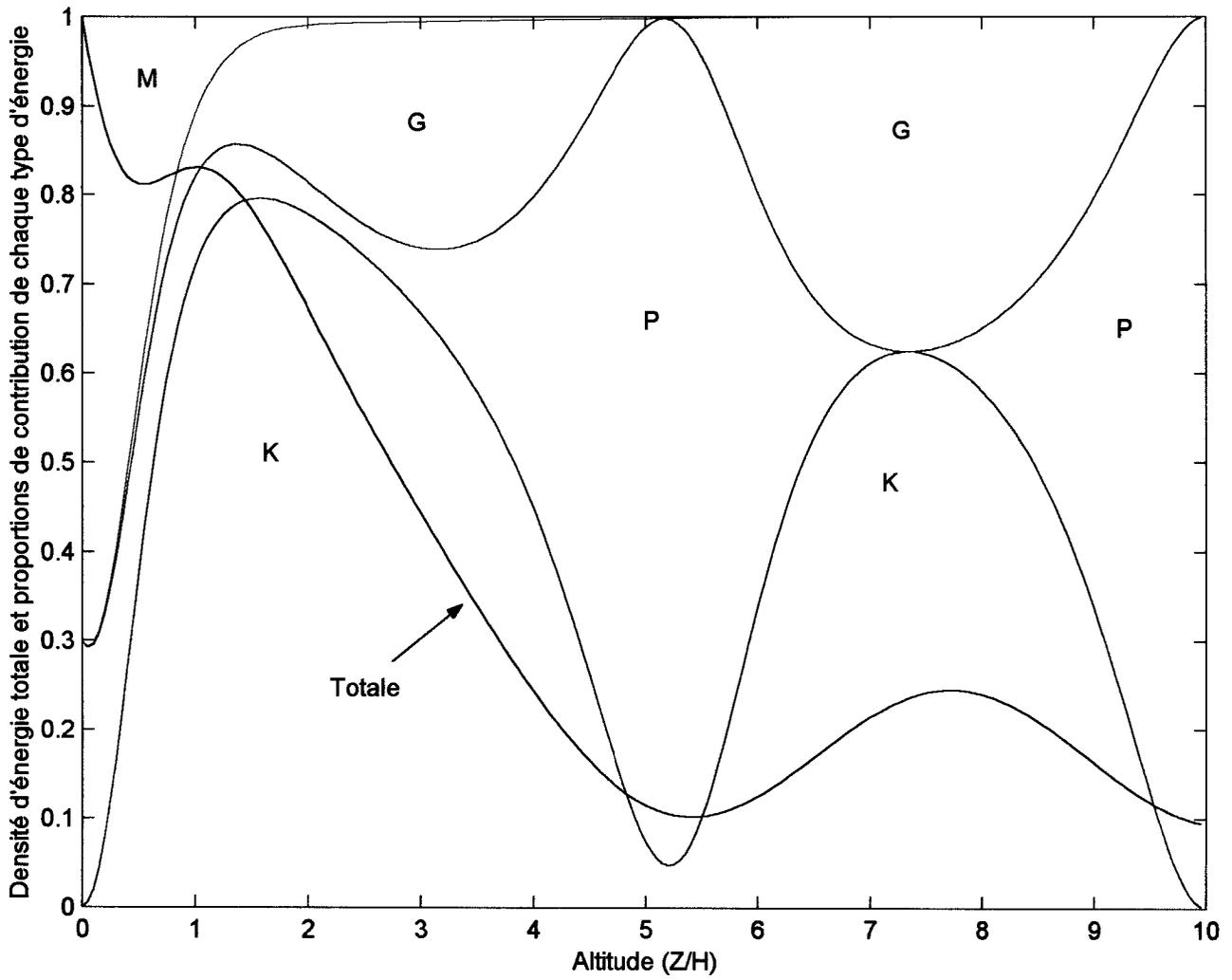


Figure III-18 : Densité d'énergie totale et proportions des densités d'énergies partielles pour les ondes magnéto-atmosphériques couplés au point « D »

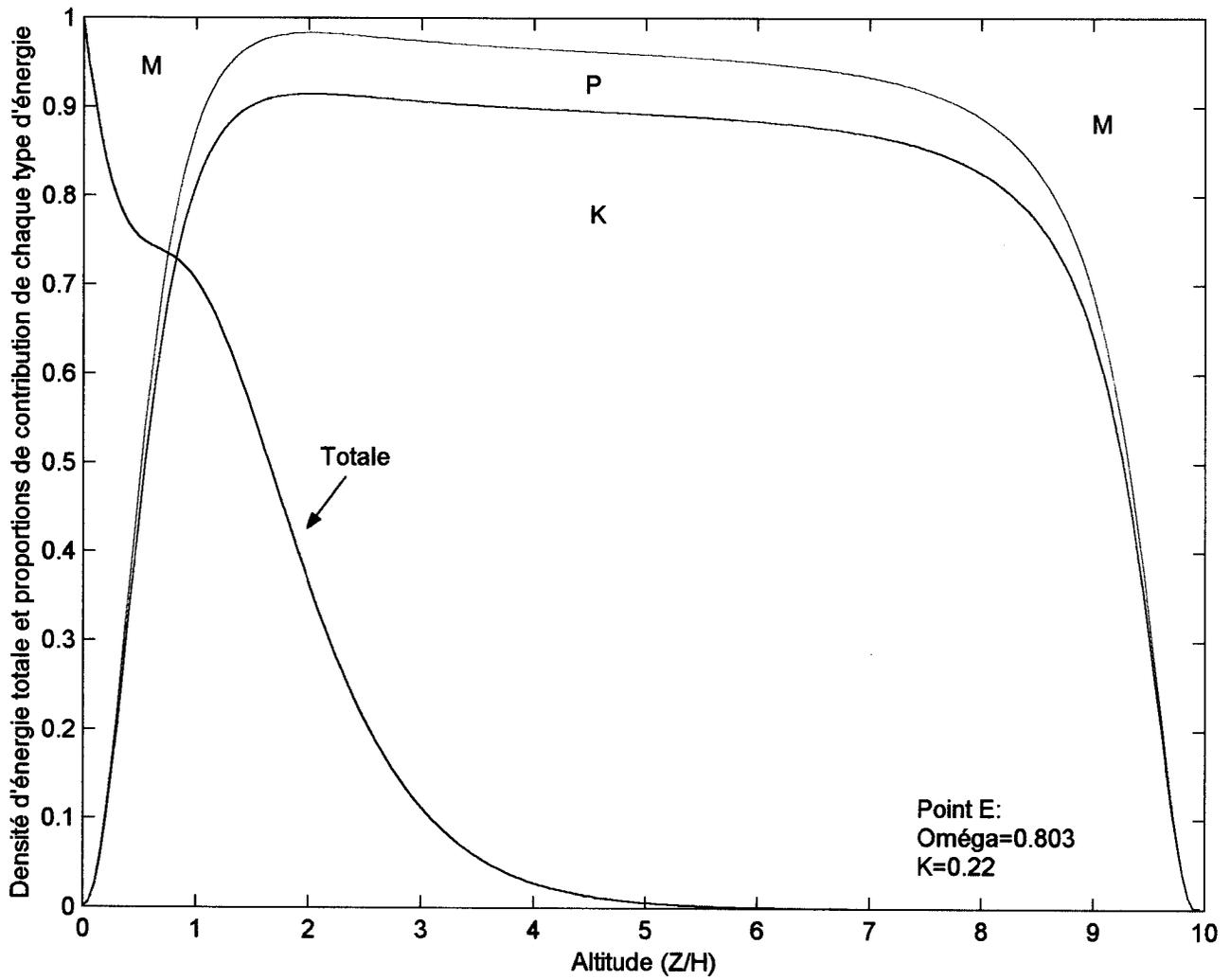


Figure III-19 : Densité d'énergie totale et proportions des densités d'énergies partielles pour le mode Fast **dé**couplé au point « E »

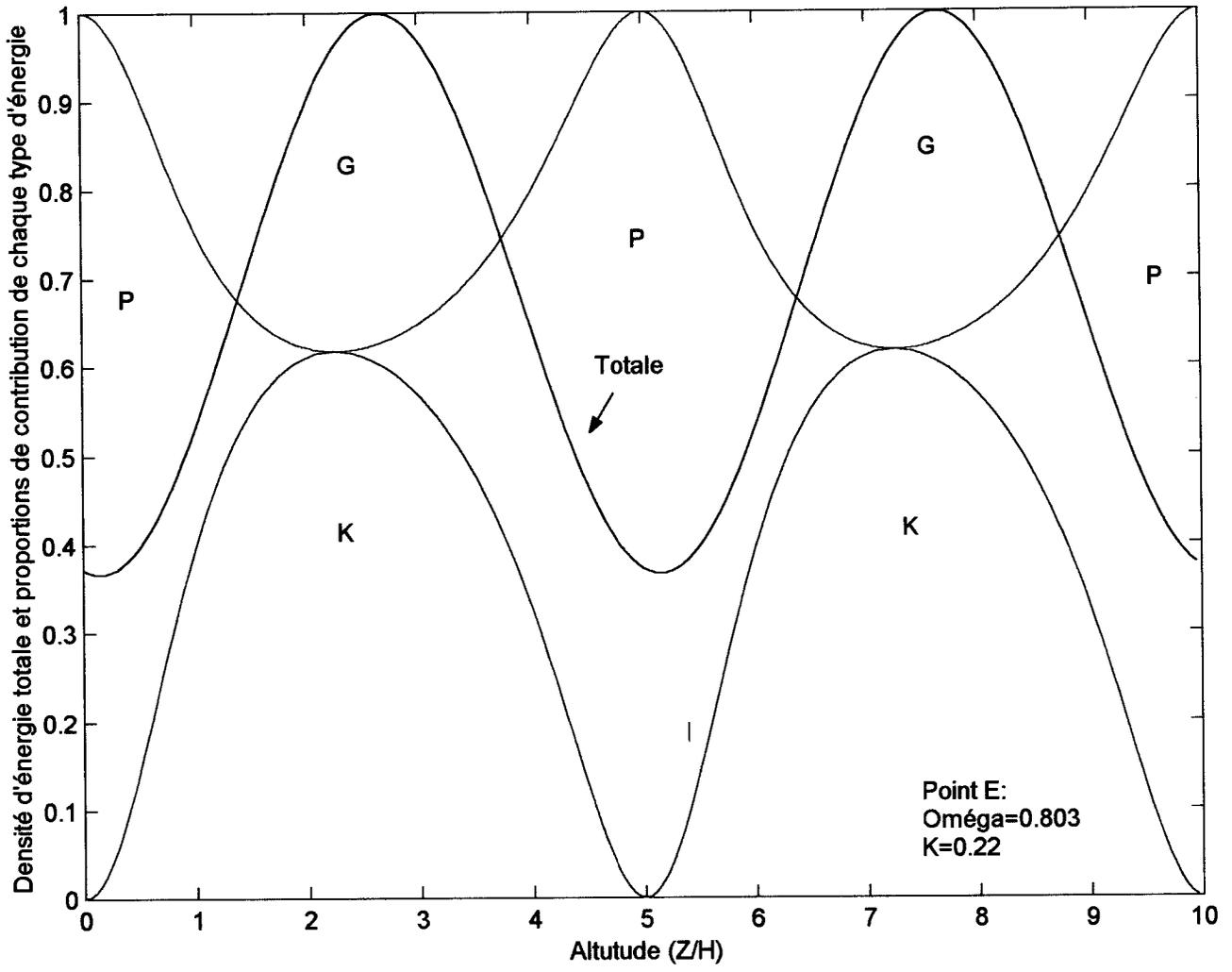


Figure III-20 : Densité d'énergie totale et proportions des densités d'énergies partielles pour le mode Slow **découplé** au point « E »

La comparaison de la figure III-12 avec la figure III-14 (point A) montre que les distributions des densités d'énergies totales et partielles pour les modes fast couplés et découplés respectivement sont en très bon accord. De plus les modes découplés se superposent parfaitement aux modes couplés (figure III-11, $\beta = 0.5$), en ce point.

De même les figures III-16 et III-18 pour les modes slow couplés et découplés au point B indiquent un très bon accord des deux distributions.

Sur les figures III-12 et III-14 correspondantes au point A. On voit que la densité d'énergie totale diminue de façon exponentielle, ce qui suggère que les ondes fast sont en très grande partie réfléchies avant d'atteindre le haut de l'atmosphère. Ce résultat justifie la condition que l'on a utilisée à la limite supérieure de l'atmosphère dans le cas des modes fast.

Les énergies qui sont en considération ici (figures III-12 et III-14) sont essentiellement de nature cinétique et magnétique. Cela est vrai même dans le cas où les ondes sont couplées (figure III-12) car les énergies partielles de pression et de gravité qui apparaissent près de la borne supérieure de l'atmosphère sont négligeables du fait que la densité d'énergie totale est très faible à ces altitudes.

Le mode d'Alfvén au point A (figure III-16) a une distribution de densités d'énergies totale et partielles similaire à celle des modes fast. Il est donc clair que dans cette région les ondes magnéto-atmosphériques fast se comportent de façon proche des ondes d'Alfvén.

Au point B : On remarque que les modes slow couplés (figure III-13) et découplés (figure III-15) ont des distributions de densités d'énergies identiques à un mode acoustique dans des conditions similaires. Dans ce cas la densité d'énergie totale est sous forme d'une fonction harmonique augmentée d'une constante. Ainsi, les ondes slow ne sont réfléchies qu'aux frontières de l'atmosphère. Ce qui veut dire que le piégeage des modes slow se fait de façon artificielle causée par les conditions aux limites utilisées.

Aux points C et D le comportement des modes couplés est différent des cas précédents. En effet on voit sur les figures III-17 et III-18 correspondantes aux points C et D que les distributions des densités d'énergies totales et partielles sont très similaires sur les deux figures mais différentes de celles des points A et B. On remarque par ailleurs que la densité d'énergie totale n'est ni harmonique ni exponentielle, mais plutôt une combinaison des deux.

Aux points C et D dans la partie basse de l'atmosphère (figures III-17 et III-18) les distributions des densités d'énergies sont proches de celles du mode fast au point A. Par contre dans la partie haute de l'atmosphère elles sont proches de celles du mode slow au point B. On peut en conclure que près des intersections des modes découplés, les modes couplés ont un caractère fast dominant dans la partie inférieure de l'atmosphère et un caractère slow dominant dans la partie supérieure de l'atmosphère. Mais reste de façon générale un mélange des deux.

Au point E, le comportement du mode slow découplé (figures III-20) reste similaire à celui du point B. On remarque dans le cas du mode fast découplé (figures III-19) que la contribution des forces de pression à augmentée, cela est le signe de la nature compressive et magnétique des modes fast.

Les densités d'énergies totales des modes fast et slow découplés (figures III-19 et III-20) gardent des distributions proches de celles obtenues aux points A et B respectivement, car il n'y a pas d'interaction entre les modes découplés.

VI. Oscillations de Période 3-minutes :

Une des raisons principales de cette étude est de donner une interprétation théorique sur l'origine des oscillations de période 3-minutes observées dans l'ombre des taches solaires. Pour cela on va faire une brève synthèse comparative des résultats obtenus dans la présente étude avec ceux existants dans la littérature, et les contraindre avec les observations.

Il existe de nombreuses observations et travaux théoriques visant à expliquer les manifestations oscillatoires dans les taches solaires.

Ces vingt dernières années, les observations n'ont cessés de fournir des données de plus en plus précises et complètes, et notamment celles recueillies à bord des sondes spatiales (SOHO, TRACE...).



Quant aux travaux théoriques, ils se divisent en deux courants différents :

- Le premier : Attribue les oscillations de 3-minutes à des modes fast résonnants piégés au niveau de la photosphère et la subphotosphère (Uchida & Sakurai 1975 ; Scheuer & Thomas 1981 ; ...). Ces ondes sont excitées par les oscillations que cause la convection dans les régions subphotosphériques

- Le second : Attribue ces oscillations à des modes slow résonnants piégés au niveaux de la chromosphère. Ces oscillations sont excitées par les ondes de hautes fréquences des p-modes provenant de l'extérieure des taches solaires (Zhugzhda, Locans & Staude 1983 ;).

VI.1. Observations :

Que ce soit au sol ou à bord des sondes spatiales, les oscillations des taches solaires ont fait l'objet d'une grande attention. Les différentes observations ne cesse de fournir des données de plus en plus précises et complètes sur le comportement de ces oscillations. Dans ce qui suit, notre but n'est pas de faire un inventaire exhaustif de tous ces travaux d'observations (Voir Tableau-1 dans l'introduction générale). Mais plutôt d'en extraire les aspects qui offrent un moyen puissant et tranchant en faveur de telle ou telle autre interprétation théorique visant à expliquer l'origine de oscillation de période 3-minutes.

La mise en évidence des oscillations dans l'ombre des taches solaires se fait essentiellement par la mesure du décalage causé par effet doppler sur une raie spectrale donnée. Ainsi, l'observation de raies spectrales spécifiques aux taches solaires indique la présence des oscillations de période 3-minutes (5-7 mHz) à différentes altitudes photosphériques et chromosphériques (Lites 1992).

A notre sens, les investigations les plus significatives sont celles qui consistent à observer simultanément des oscillations sur différentes raies spectrales (Lites & Thomas 1985 ; Abdelatif, Lites & Thomas 1986 ; Brynildsen, Maltbay, Fredvik & Kjeldseth-moe 2002...). Sachant que chaque raie spectrale est formée à une altitude donnée. On obtient, ainsi, un schéma global de l'évolution des oscillations à différentes altitudes. Mettant, de cette façon, en évidence une éventuelle corrélation des ondes à différentes altitudes.



En 1986, Abdelatif, Lites et Thomas, ont effectué des observations d'oscillations sur différentes raies spectrales correspondantes à différentes altitudes photosphériques et chromosphériques. Ils ont mis en évidence une corrélation entre les oscillations de période 3-minutes à différentes altitudes. Avec des densités d'énergie cinétique 6 fois supérieures dans la photosphère à celles dans la chromosphère. Cela suggère que les oscillations au niveau de la chromosphère sont alimentées par les oscillations photosphériques.

Judge, Tarbell & Wilhelm (2001) ont montré à partir des données d'observations des sondes spatiales SOHO et TRACE que les oscillations chromosphériques et photosphériques ont été fortement corrélées. Ces oscillations ont un pic de puissance dans la gamme 5-7 mHz, ce qui équivaut à une période d'environ 3 minutes.

Brynildsen, Maltby, Fredvik & Kjeldseth-moe (2002) ont effectué un travail similaire à celui de Judge & al. 2001. Ils ont rassemblés des données des sondes spatiales SOHO et TRACE recueillies simultanément. En plus de la corrélation des oscillations à différentes altitudes, ils ont observé l'existence des oscillations de 3-minutes dans la couronne solaire. Cela a déjà été indiqué notamment par Maltby et al. 1999 et 2001.

VI.2 Résonance Chromosphérique :

Zhugzhda, Locans & Staude 1983, ont utilisés un modèle formé de plusieurs couches atmosphériques. Dans chaque couche le rapport de la vitesse du son à celui de la vitesse d'Alfvén est constant. Ils ont calculés les coefficients de transmission des ondes dans la chromosphère. Pour un K donné ils montrent que les pics des coefficients de transmission correspondent à des périodes à peu près équidistantes correspondant à une résonance des ondes lentes.

Cela fut suivi par une campagne de travaux effectués principalement par ces mêmes auteurs, et restent tous en accord avec ces résultats.

Settele, Zhugzhda & Staude 1999, Settele, Staude & Zhugzhda 2001, ont utilisés une approche complémentaire de leurs précédents travaux. Ils ont étudiés les propriétés de transmission des ondes en utilisant un modèle semi empirique qui prend en considération les effets de la turbulence et de la variation du rapport des chaleurs spécifiques avec l'altitude. Ils ont obtenus des courbes représentant la variation du coefficient de

transmission en fonction de la fréquence pour un nombre d'onde K donné. Il s'avère que ces coefficients coïncident mieux avec les périodes de 3 minutes que celles de leurs précédents modèles.

La théorie de la résonance chromosphérique est fortement controversée car :

- Elle ignore les ondes fast, et ne leur attribue qu'un effet secondaire, car leur densité d'énergie est très faible aux altitudes chromosphériques. Or les observations effectuées simultanément à des raies spectrales correspondantes à des altitudes photosphériques et chromosphériques montrent à priori que les oscillations chromosphériques sont causées par ceux de la photosphère. (voir Observations).
- Selon cette théorie, l'origine des oscillations qui excitent la cavité chromosphérique est attribuée aux ondes acoustiques de hautes fréquences (~3-minutes) provenant de l'extérieur de la tache solaire. Cela est contraire à différentes observations, et notamment celles effectuées par Abdelatif et al. 1986. Qui montre que les distributions de puissance des vitesses d'ondes en fonction de leurs fréquences présent à l'extérieur d'une tache n'indique aucun pic particulier aux alentours de 3-minutes.

VI.3 Résonance Photosphérique :

Uchida et Sakurai 1975, ont fait un des premiers travaux dans ce sens. Ils ont utilisé un modèle où l'atmosphère est isotherme et stratifiée, avec des conditions aux limites telles que la vitesse est nulle à la base de la photosphère et son gradient est nul en haut de la chromosphère. Ils ont supposé que la vitesse d'Alfvén est très supérieure à la vitesse du son. Ce qui revient à trouver la même solution que notre mode fast découplé. Et vu que la densité d'énergie totale du mode fast décroît exponentiellement. La condition à la limite supérieure n'est plus significative. D'où la raison pour laquelle ils retrouvent les mêmes résultats que notre mode fast découplé, mais ils n'ont calculés les fréquences que pour une seule valeur du nombre d'onde horizontale K .



Scheuer & Thomas 1981, ont effectués un travail important. Ils ont utilisés un modèle où l'atmosphère est formée de trois couches : la première, avec une température qui augmente linéairement avec la profondeur, elle représente la zone de convection. La seconde : est isotherme avec une température de l'ordre de 5000 degrés, elle représente la photosphère + la chromosphère. La troisième : est aussi isotherme avec une température de l'ordre de 2 millions de degrés, elle représente la couronne solaire.

Le calcul a été effectué en trois parties :

- En premier : ils ont pris les deux couches inférieures de l'atmosphère. Ils imposent pour la couche inférieure que les dérivées des vitesses soient nulles à partir d'un point assez profond. Pour la couche isotherme comprenant la photosphère et la chromosphère ils imposent la condition qu'ils n'existe pas d'ondes réfléchies par le haut de l'atmosphère (la couche s'étend à l'infini). A $z=0$, ils ont imposés des excitations horizontales ou verticales constantes. Ils ont calculés les fréquences qui avaient des pics de densité d'énergie totale, pour un seul nombre d'onde K . Ainsi ils ont obtenu le couple (Ω, K) représenté sur la figure (III-21) par le point « ST1 ».
- En second : ils ont pris les trois couches avec comme conditions, que les dérivées des vitesses soient nulles à un point assez profond dans la zone de convection, et qu'il n'y est pas d'ondes réfléchies vers le bas dans la couronne. Ils ont calculés les fréquences propres pour le même nombre d'onde K que le précédent. Ils ont trouvé le Point « ST2 » représenté sur la figure III-21
- En dernier : ils ont considérés des conditions similaires à celles de Uchida & Sakurai 1975, à savoir une seule couche atmosphérique isotherme comprenant la photosphère et la chromosphère, et avec la zone de convection et la couronne remplacées par des frontières parfaitement réfléchissantes. Ils considèrent aussi que la vitesse d'Alfven est très supérieure à celle du son. Ils ont calculé les fréquences pour le même K que précédemment. (point ST3 sur la figure III-21).

Afin de comparer nos résultats avec ceux de Scheuer & Thomas 1981, on trace les courbes de dispersion obtenues pour des conditions similaires à celles qu'ils ont utilisés pour définir la photosphère et la chromosphère. A savoir :



$$T_0 = 4500 \text{ k}, \gamma = 5/3 ;$$

$$B_0 = 1000 \text{ Gauss} ;$$

$$\rho_0(z = 0) = 5.10^{-7} \text{ g/cm}^3 ;$$

$$g = 0.274 \text{ Km/S}^2$$

$$\text{La vitesse du son } C_0 = 7.9 \text{ Km/S}$$

$$\text{La vitesse d'Alfvén à } z = 0, V_{A0} = 4.0 \text{ Km/S}$$

$$H = 136.5 \text{ Km}$$

$$d = 20 H$$

$$\beta = 0.5$$

On obtient ainsi la courbe de dispersion représentée sur la figure (III-21)

Les points ST1, ST2 et ST3 correspondent aux points décrits plus haut par Scheuer et Thomas 1981 ; ils correspondent à $K = 0.124$

Le choix de $K=0.124$ est justifié par le fait que la vitesse radiale (en coordonnées cylindriques) doit être nulle au bord de l'ombre de la tache solaire. Ce qui pour une tache typique ayant un rayon de 10000 Km, revient à prendre une famille de K discrets dont $K = 0.124$ est le premier élément (Uchida & Sakurai 1975 ; Scheuer & Thomas 1981 ; Settele, Zhugzhda & Staude 1999).

Les points ZU1,...,ZU6 correspondent aux fréquences calculées par Zhukov et al. 1987 pour $K=0.124$ obtenues pour un modèle identique à celui qu'on utilise. Mais Zhukov n'a calculé les fréquences que pour un seul K .

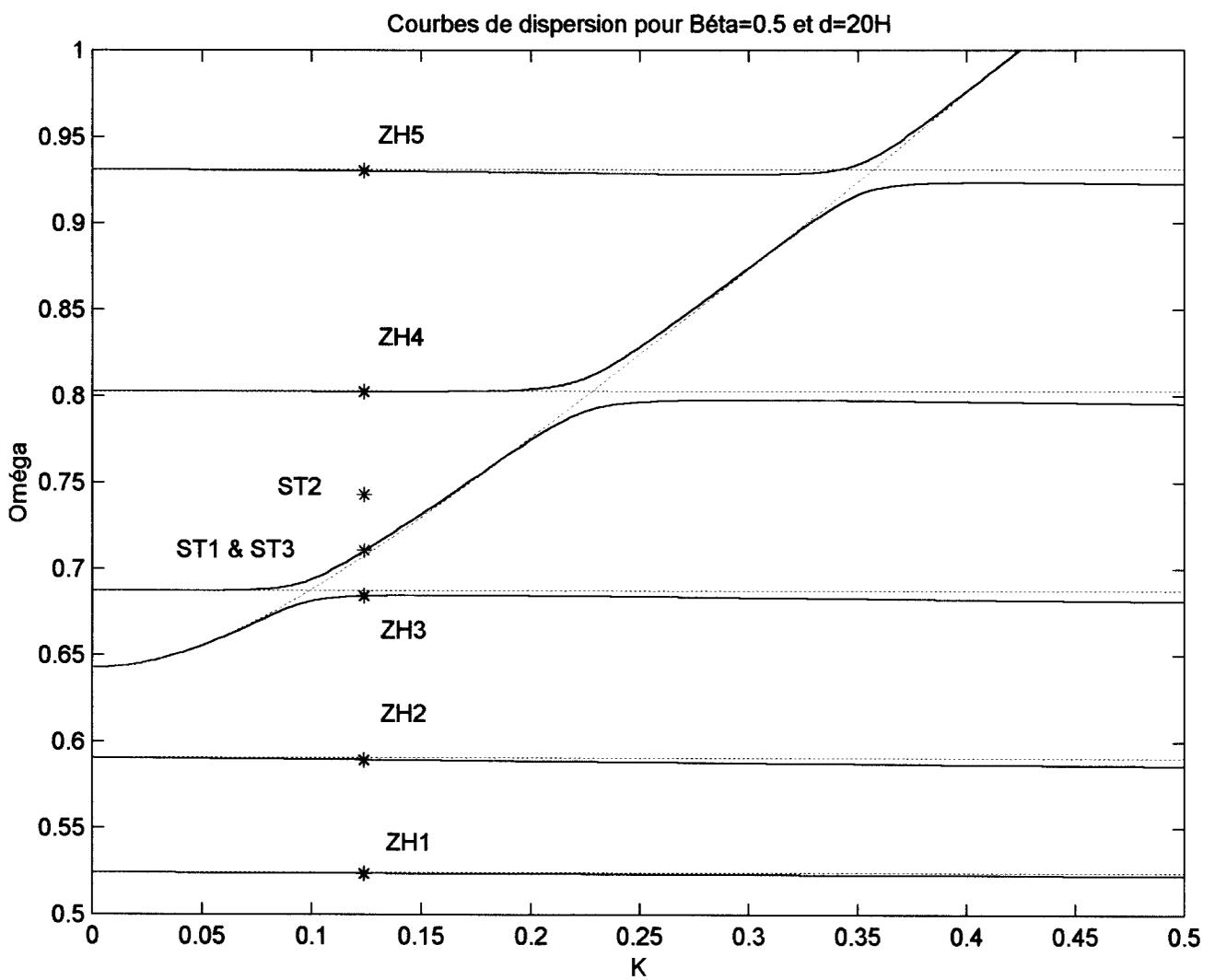


Figure III-21 : Courbes de dispersion pour les ondes magnéto-atmosphériques pour $\beta = 0.5$ et $d = 20 H$. les points indiqués par des étoiles noires proviennent de Zhukov et al. 1987. et ceux en rouge de Scheuer & Thomas 1981.

On remarque que les points ST1 et ST3 coïncident parfaitement avec la courbe du mode fast. Scheuer et Thomas ont conclu après analyse des densités d'énergies totales aux points ST1, ST2 et ST3 qu'ils appartiennent tous à des modes fast.

Ces auteurs ont aussi montrés que les densités d'énergies dans la zone de convection et la couronne sont très inférieures à celles dans la photosphère. Il ont en conclut qu'on pouvait remplacer la zone de convection et la couronne par deux frontières parfaitement réfléchissantes. Ce qui justifie d'autant plus la validité du modèle isotherme. Mais on remarque que les modes Slow n'apparaissent pas dans les calculs de Scheuer et Thomas, et aussi que le point ST2 ne correspond pas à nos courbes de dispersion. Si on rassemble ces remarques avec les résultats de la section précédente (Densité d'énergies des différents modes), on en conclut que les conditions aux limites que l'on a utilisées dans le modèle isotherme sont acceptables pour les modes fast. On conclut aussi dans le cas des modes slow, que la nature des conditions aux limites utilisées va avoir un effet direct sur l'existence et les propriétés des modes slow, car celles-ci ne sont réfléchies qu'aux frontières de l'atmosphère. Ainsi, il peut s'avérer utile de revoir le comportement des ondes MAT dans un modèle du même type que celui utilisé par Scheuer et Thomas 1981. Cela sera fait dans le prochain chapitre.

En 1982 Thomas & Scheuer ont effectués une autre modélisation des oscillations de 3-minutes au dessus de l'ombre des taches solaire. Avec cette fois un modèle très détaillé, comprenant une succession très réaliste de 10 couches où la température n'est plus isotherme que pour la dernière couche (le haut de la couronne). Ces températures et les densités qui leurs correspondent sont inspirées des différentes observations existantes dans la littérature. Ils conclurent après calculs que le modèle de 3 couches (Scheuer et Thomas 1981) est en bon accord avec les résultats qu'ils ont obtenus.

Ces travaux ont été suivis par de nombreux travaux dont : Abdelatif 1990 ; Wood 1990 et 1997 ; Hasan 1991 ; Gore 1998 et 2001 ; Cally 2001 ; etc.

La théorie de la résonance photosphérique ne contredit pas l'existence des oscillations de 3-minutes dans la chromosphère, mais indique qu'elles sont excitées par les oscillations



photosphériques et subphotosphériques (Thomas 1984). Cela reste en bon accord avec les différentes observations.

A notre sens, les oscillations de 3 minutes observées dans l'ombre des taches solaires peuvent être attribuées à des modes mixtes. Car dans ces conditions, la densité d'énergie dans la photosphère sera supérieure à celle dans la chromosphère. Et aussi que dans ce cas la fréquence des oscillations varie lentement avec les nombres d'onde ce est cohérent avec le fait que l'on observe des oscillations de fréquences proches dans des taches de diamètres assez différent.

VII. Conclusion :

Dans le modèle isotherme, l'atmosphère au dessus de l'ombre d'une tache solaire est assimilée à une cavité résonnante limitée en bas par la zone de convection et en haute par la couronne solaire. Dans cette atmosphère, les modes fast et slow peuvent interagir entre eux. Lorsque l'interaction des deux modes est très faible, ils sont complètement découplés (loin des intersections des deux modes découplés). Dans ce cas, ils se comportent comme des modes indépendants l'un de l'autre. En revanche, au cas où l'interaction des modes est maximale (près des intersections des modes slow et fast découplés) le mode résultant n'est ni fast ni slow, mais une combinaison des deux, appelé aussi mode mixte.

La distribution des densités d'énergies des modes fast indique que la réflexion des ondes se fait essentiellement dans la photosphère, avec une très faible proportion qui atteint le haut de l'atmosphère. Cela justifie la condition que l'on a utilisée à la limite supérieure de l'atmosphère dans le cas des modes fast. Au contraire dans le cas des modes slow, les ondes ne subissent aucune réflexion avant d'atteindre la zone de transition. Cela indique que le piégeage de ces ondes se fait de façon artificielle causée par les conditions aux limites que l'on a adoptées.

L'examen des différents travaux théoriques, et des observations, montre que la théorie de la résonance photosphérique est en bon accord avec les observations. Lorsqu'on compare les résultats obtenus dans ce chapitre avec ceux obtenues par Scheuer et Thomas en 1981, on conclut que les conditions aux limites que l'on a utilisées dans le modèle isotherme sont



adéquates pour les modes fast. Dans le cas des modes slow, on note que la nature des conditions aux limites utilisées va avoir un effet direct sur l'existence et les propriétés de ces modes. Ainsi il peut être utile de revoir le comportement des ondes magnéto-atmosphériques dans le cadre d'un modèle inspiré de celui utilisé par Scheuer et Thomas. Avec le modèle isotherme on a pu donner une représentation claire du comportement des ondes magnéto-atmosphériques dans une atmosphère isotherme et stratifiée. Mettant en évidence les propriétés physiques des modes couplés et découplés à différentes altitudes.

CHAPITRE IV

MODELE A DEUX COUCHES ISOTHERMES



I -Introduction :

Après avoir comparé les différents travaux existants dans la littérature, on a noté que les modèles du type : Scheuer & Thomas 1981, montrent une bonne cohérence de la théorie avec les observations. Ainsi dans ce Chapitre on se propose de traiter un modèle à deux couches isothermes, dérivé du modèle de Scheuer & Thomas 1981. On considère donc que l'atmosphère au dessus de l'ombre d'une tache solaire est formée de deux couches isothermes superposées. La couche inférieure représente la photosphère et la chromosphère. Tandis que la couche supérieure représente la couronne solaire. En gardant à l'esprit les résultats du précédent chapitre, ce modèle va permettre d'étudier l'influence de la couronne sur les propriétés des ondes magnéto-atmosphériques piégés dans la photosphère et la chromosphère. En effet l'écart de température entre les deux couches, va agir sur les propriétés de réflexion à l'interface qui les séparent. Cela aura une influence directe sur les propriétés de piégeage et de résonance des ondes magnéto-atmosphériques.

Dans ce chapitre, on commencera par présenter le modèle étudié et les solutions dans les deux couches en tenant compte des conditions aux limites. On entamera ensuite une étude des propriétés de dispersion des ondes magnéto-atmosphériques en fonction des différentes conditions sur les deux couches. Afin de connaître l'apport énergétique des ondes en différents points des courbes de dispersion, on effectuera une étude des densités d'énergies. On fera une comparaison des contributions énergétiques des différents modes. On remarque, qu'une partie des ondes slow provenant de la chromosphère atteint la couronne solaire. Cela est dû au fait que l'interface séparant les deux couches n'induit qu'une réflexion partielle des ondes. Enfin on effectuera une brève comparaison des résultats obtenus dans ce chapitre avec ceux obtenus par Scheuer & Thomas en 1981.

II- Présentation du Modèle :

Scheuer & Thomas (1981), ont adoptés un modèle qui représente assez bien l'atmosphère solaire au niveau de l'ombre d'une tache. Cette atmosphère est schématisée sous forme de trois couches (Figure IV-1) :

La première couche représente la zone de convection où la température augmente linéairement avec la profondeur.

La seconde couche représente la photosphère + la chromosphère où la température est considérée comme constante.

La troisième couche est la couronne solaire où la température est aussi constante, mais très supérieure à celle de la seconde couche. La chromosphère et la couronne sont séparées par une couche d'épaisseur négligeable, appelée zone de transition ($z=d$), où la température varie très brusquement des valeurs chromosphériques à celles de la couronne.

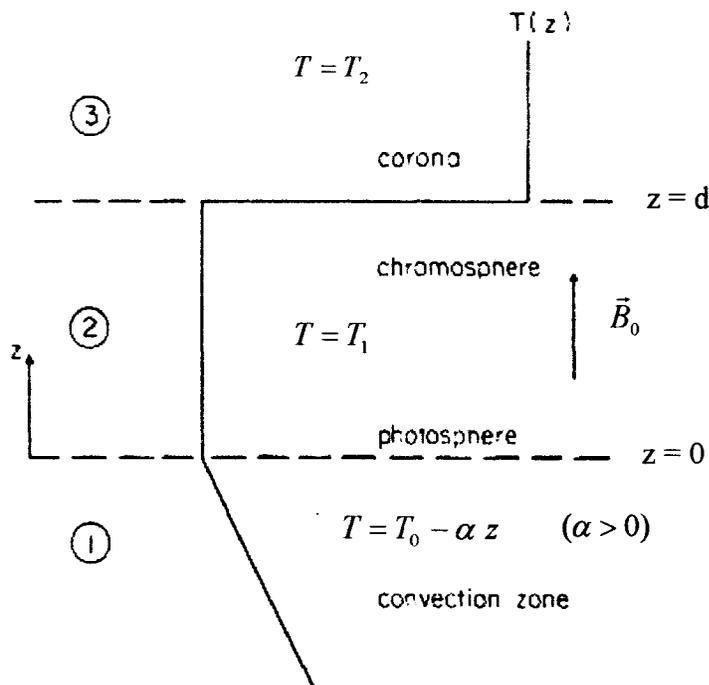


Figure IV-1 : Profile des températures dans le modèle de Scheuer et Thomas

Ces auteurs ont montrés que la densité d'énergie au niveau de la zone de convection est inférieure de cinq ordres de grandeurs à celle dans la photosphère. On peut alors remplacer

la zone de convection par une frontière inférieure parfaitement réfléchissante à ($z = 0$) (Figure IV-2).

Aussi, on souligne que cette démarche, est motivée par le fait que l'on cherche à connaître la contribution de chaque couche atmosphérique dans la création de modes propres. Ainsi on adoptera un modèle à deux couches isothermes représenté sur la figure IV-2. Cela dans le but d'avoir une compréhension claire des changements qu'apporterait le fait d'ajouter la couronne par rapport au modèle à une couche isotherme (Chapitre III)

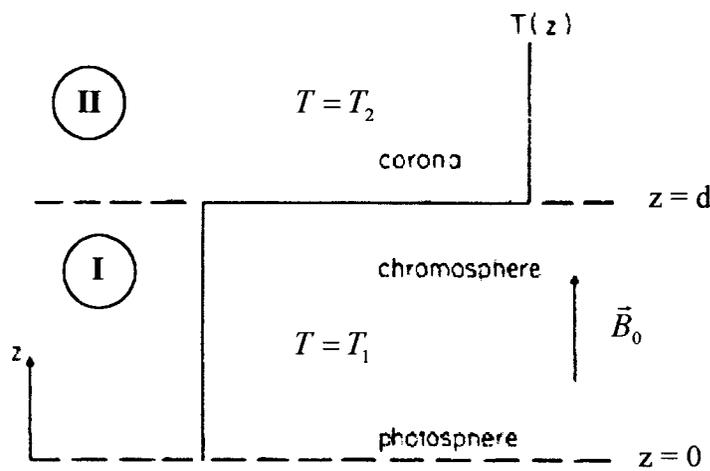


Figure IV-2 : Profil des températures dans le modèle utilisé.

Région 1 : $0 \leq z \leq d$

Cette région est caractérisée par :

$$T = T_1$$

$$H_1 = RT_1 / g$$

$$\rho(z) = \rho_0 \exp(-z / H_1)$$

ρ_0 : masse volumique à l'origine ($z=0$)

$$V_A^2(z) = \frac{B_0^2}{4\pi\rho} = V_{A0}^2 \exp(z / H_1)$$

(IV.1)

avec : $V_{A0}^2 = \frac{B_0^2}{4 \pi \rho_0}$: vitesse d'Alfven à $z=0$,

$$c_1^2 = \gamma R T_1$$

Région 2 : $z \geq d$

Cette région est caractérisée par :

$$T = T_2$$

$$H_2 = R T_2 / g$$

$$\rho(z) = \rho_0 \left(\frac{T_1}{T_2} \right) \exp[-(d/H_1) - (z-d)/H_2] \quad (\text{IV.2})$$

ρ_0 : masse volumique à l'origine ($z=0$)

$$V_A^2(z) = \frac{B_0^2}{4\pi\rho} = V_{A0}^2 \left(\frac{T_2}{T_1} \right) \exp[(d/H_1) + (z-d)/H_2]$$

avec : $V_{A0}^2 = \frac{B_0^2}{4 \pi \rho_0}$

$$c_2^2 = \gamma R T_2$$

III. Solutions et Conditions Aux Limites :

III.1. Dans le milieu I :

Les solutions sont identiques à celle retrouvées dans le précédent chapitre.

III.1.1. Modes Magnéto-Atmosphériques couplés :

$$u_{x1}(\zeta) = \sum_{n=1}^4 A_n S^n(\zeta)$$

$$u_{z1}(\zeta) = \sum_{n=1}^4 A_n R^n(\zeta)$$

où :

$$S^n(\zeta) = \sum_{m=0}^{\infty} X_{2m}^n \zeta^{2m+\nu_n}$$

$$R^n(\zeta) = \sum_{m=-1}^{\infty} Z_{2m}^n \zeta^{2m+\nu_n}$$

(IV.3)

avec :

$$X_n = 0 \text{ pour } n \text{ impaire}$$

$$X_n = -\frac{(\nu+n)^2 - 2(\nu+n) + 4(\Omega^2 + K^2(\frac{\gamma-1}{\gamma^2\Omega^2} - 1))}{((\nu+n)^2 - 4K^2)((\nu+n)^2 - 2(\nu+n) + 4\Omega^2)} X_{n-2} \text{ pour } n \text{ paire} \quad (\text{IV.4})$$

et

$$Z_n = 0 \text{ pour } n < -2,$$

$$Z_{-2} = \frac{i\Omega^2(\nu^2 - 4K^2)}{K(\frac{\nu}{2} + \frac{1}{\gamma} - 1)} X_0,$$

$$Z_{-1} = 0, \quad (\text{IV.5})$$

$$Z_n = -\frac{2iK(2\frac{\gamma-1}{\gamma} + (n+\nu))}{(n+\nu)^2 + 2(n+\nu) + 4\Omega^2} X_n \text{ pour } n \geq 0$$

$$\nu_{1,2} = \pm 2K \quad \nu_{3,4} = 1 \mp \sqrt{1 - 4\Omega^2}$$

III.1.2. Modes fast découplés :

$$u_{F1} = A \sum_{n=0}^{\infty} F_n \zeta^{n+\mu_i} \quad (\text{IV.6})$$

avec :

$$F_n = -\frac{\Omega^2 - K^2}{\Omega^2((n+\mu)^2 - 4K^2)} F_{n-2} \text{ pour } n \text{ paire} \quad (\text{IV.7})$$

$$F_n = 0 \text{ pour } n \text{ impaire}$$

et

$$\mu_{1,2} = \pm 2K$$

III.1.3. Modes slow découplés :

$$u_{S1} = A \zeta^{\alpha_i} \quad (\text{IV.8})$$

$$\text{où } \alpha_{1,2} = -1 \pm \sqrt{1 - 4\Omega^2}$$

III.2. Dans le milieu II :

Dans ce cas les solutions vont découler de celles du premier milieu en y introduisant des modifications dues aux conditions aux limites.

III.2.1. Modes Magnéto-Atmosphériques couplés :

En effet, lorsque « z » est très grand, les solutions prennent une forme asymptotique telle que (Cally 2001) :

$$u_{xII} = B_1 \zeta^{\nu_1} + B_2 \zeta^{\nu_2} + B_3 \zeta^{\nu_3} + B_4 \zeta^{\nu_4} \quad (\text{IV.9})$$

où les B_i sont des constantes.

$$\text{et : } \nu_{1,2} = \pm 2k \quad , \quad \nu_{3,4} = 1 \mp \sqrt{1 - 4\Omega^2} \quad (\text{IV.10})$$

On voit qu'il ne reste que le premier terme des séries, les autres termes étant parfaitement négligeables.

A ce stade on constate que le second terme de u_{xII} diverge, on doit donc imposer que B_2 soit nulle. On observe, aussi, que le troisième et le quatrième terme représentent respectivement des ondes se propageant vers le haut et vers le bas. Autrement dit, une onde incidente (vers les z positifs) et une onde réfléchie respectivement. Sachant que le second milieu ne contient aucune discontinuité qui engendrerait des ondes réfléchies. On impose donc que B_4 soit nulle.

Ainsi, ayant effectué ces simplifications dues aux conditions à l'infini, u_{xII} se met sous la forme :

$$u_{xII}(\zeta) = B_1 G^1(\zeta) + B_3 G^3(\zeta) \quad (\text{IV.11})$$

$$\text{où : } G^i(\zeta) = \sum_{n=0}^{\infty} X_{2n}^i \zeta^{2n+\nu_i} \quad (\text{IV.12})$$

$$\text{avec : } \nu_1 = 2K \quad , \quad \nu_3 = 1 - \sqrt{1 - 4\Omega^2} \quad (\text{IV.13})$$

et

$$X_n = 0 \text{ pour } n \text{ impaire} \quad (\text{IV.14})$$

$$X_n = -\frac{(\nu+n)^2 - 2(\nu+n) + 4(\Omega^2 + K^2(\frac{\gamma-1}{\gamma^2\Omega^2} - 1))}{((\nu+n)^2 - 4K^2)((\nu+n)^2 - 2(\nu+n) + 4\Omega^2)} X_{n-2} \quad \text{pour } n \text{ paire}$$

de même u_{zII} se met sous la forme :

$$u_{zII}(\zeta) = B_1 L^1(\zeta) + B_3 L^3(\zeta) \quad (\text{IV.15})$$

$$\text{avec : } L^i(\zeta) = \sum_{n=-1}^{\infty} Z_{2n}^i \zeta^{2n+\nu_i} \quad (\text{IV.16})$$

et

$$Z_n = 0 \quad \text{pour } n < -2,$$

$$Z_{-2} = \frac{i\Omega^2(\nu^2 - 4K^2)}{K(\frac{\nu}{2} + \frac{1}{\gamma} - 1)} X_0,$$

$$Z_{-1} = 0, \quad (\text{IV.17})$$

$$Z_n = -\frac{2iK(2\frac{\gamma-1}{\gamma} + (n+\nu))}{(n+\nu)^2 + 2(n+\nu) + 4\Omega^2} X_n \quad \text{pour } n \geq 0$$

III.2.2. Modes fast découplés :

En généralisant la procédure précédente visant à éliminer les solutions divergentes et celles représentant des ondes réfléchies, on obtient pour le mode fast découplé :

$$u_{FII} = A \sum_{n=0}^{\infty} F_n \zeta^{n+\mu_1} \quad (\text{IV.18})$$

avec :

$$F_n = -\frac{\Omega^2 - K^2}{\Omega^2((n+\mu)^2 - 4K^2)} F_{n-2} \quad \text{pour } n \text{ paire} \quad (\text{IV.19})$$

$$F_n = 0 \quad \text{pour } n \text{ impaire}$$

et

$$\mu_1 = 2K \quad (\text{IV.20})$$

III.2.3. Modes slow découplés :

De même, on obtient pour le mode slow découplé :

$$u_{sII} = A\zeta^{\alpha_1} \quad (\text{IV.21})$$

$$\text{où } \alpha_1 = -1 - \sqrt{1 - 4\Omega^2} \quad (\text{IV.22})$$

Après avoir défini u_x et u_z dans le milieu II, on doit appliquer des conditions à la limite inférieure du milieu II afin de raccorder correctement les solutions dans les deux milieux. Ainsi on doit avoir la continuité des deux composantes de la vitesse et de leurs dérivées par rapport à z (Heyvaerts, 1980).

Les dérivées des solutions couplées dans le milieu I sont données par :

$$u'_{xI}(\zeta) = \sum_{n=1}^4 A_n P^n(\zeta) \quad (\text{IV.23})$$

$$u'_{zI}(\zeta) = \sum_{n=1}^4 A_n T^n(\zeta) \quad (\text{IV.24})$$

où :

$$P^n(\zeta) = \sum_{n=0}^{\infty} -\frac{(2n + \nu_i)}{2H_1} X_{2n}^i \zeta^{2n + \nu_i} \quad (\text{IV.25})$$

$$T^n(\zeta) = \sum_{n=-1}^{\infty} -\frac{(2n + \nu_i)}{2H_1} Z_{2n}^i \zeta^{2n + \nu_i} \quad (\text{IV.26})$$

$$H_1 = \frac{RT_1}{g}$$

Les dérivées des solutions couplées dans le milieu II sont :

$$u'_{xII} = B_1 E^1(\zeta) + B_3 E^3(\zeta) \quad (\text{IV.27})$$

où :

$$E^i(\zeta) = \sum_{n=0}^{\infty} -\frac{(2n + \nu_i)}{2H_2} X_{2n}^i \zeta^{2n + \nu_i} \quad (\text{IV.28})$$

pour la dérivée de la vitesse verticale, on a :

$$u'_{zII} = B_1 M^1(\zeta) + B_3 M^3(\zeta) \quad (\text{IV.29})$$

avec :

$$M^i(\zeta) = \sum_{n=-1}^{\infty} -\frac{(2n + \nu_i)}{2H_2} Z_{2n}^i \zeta^{2n + \nu_i} \quad (\text{IV.30})$$

$$H_2 = \frac{RT_2}{g} = \lambda H_1 \quad (\text{IV.31})$$

avec :

$$\lambda = \frac{T_2}{T_1} \quad (\text{IV.32})$$

en définitif, si on rassemble toutes les conditions aux limites : la continuité des deux composantes de la vitesse et de leurs dérivées à $z=d$, ($\zeta = \zeta_2$), ainsi que l'annulation des vitesses à $z=0$, ($\zeta = \zeta_1$). On obtient un système de six équations à six inconnues, qui est :

$$\begin{aligned} A_1 S^1(\zeta_1) + A_2 S^2(\zeta_1) + A_3 S^3(\zeta_1) + A_4 S^4(\zeta_1) &= 0, \\ A_1 S^1(\zeta_2) + A_2 S^2(\zeta_2) + A_3 S^3(\zeta_2) + A_4 S^4(\zeta_2) &= B_1 G^1(\zeta_2) + B_3 G^3(\zeta_2), \\ A_1 R^1(\zeta_1) + A_2 R^2(\zeta_1) + A_3 R^3(\zeta_1) + A_4 R^4(\zeta_1) &= 0, \\ A_1 R^1(\zeta_2) + A_2 R^2(\zeta_2) + A_3 R^3(\zeta_2) + A_4 R^4(\zeta_2) &= B_1 L^1(\zeta_2) + B_3 L^3(\zeta_2), \\ A_1 P^1(\zeta_2) + A_2 P^2(\zeta_2) + A_3 P^3(\zeta_2) + A_4 P^4(\zeta_2) &= B_1 E^1(\zeta_2) + B_3 E^3(\zeta_2), \\ A_1 T^1(\zeta_2) + A_2 T^2(\zeta_2) + A_3 T^3(\zeta_2) + A_4 T^4(\zeta_2) &= B_1 M^1(\zeta_2) + B_3 M^3(\zeta_2) ; \end{aligned} \quad (\text{IV.33})$$

Ou sous forme matricielle :

$$\begin{pmatrix} S_1^1 & S_1^2 & S_1^3 & S_1^4 & 0 & 0 \\ S_2^1 & S_2^2 & S_2^3 & S_2^4 & (-G_2^1) & (-G_2^3) \\ R_1^1 & R_1^2 & R_1^3 & R_1^4 & 0 & 0 \\ R_2^1 & R_2^2 & R_2^3 & R_2^4 & (-L_2^1) & (-L_2^3) \\ P_2^1 & P_2^2 & P_2^3 & P_2^4 & (-E_2^1) & (-E_2^3) \\ T_2^1 & T_2^2 & T_2^3 & T_2^4 & (-M_2^1) & (-M_2^3) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_1 \\ A_2 \\ A_3 \\ A_4 \\ B_1 \\ B_3 \end{pmatrix} = [M] [A] = 0 \quad (\text{IV.34})$$

Ainsi comme auparavant, on détermine tous les couples (Ω, K) pour lesquels le déterminant de la matrice $[M]$ est nul.

IV. Résultats et Discussions:

IV. 1. Courbes de Dispersion :

Comme au précédent chapitre, Les courbes de dispersion des ondes magnéto-atmosphériques sont obtenues en reportant graphiquement sur un intervalle donné tous les couples (Ω, K) pour lesquels notre système admet une solution. Et cela pour un jeu de β , d , et $\lambda = \frac{T_2}{T_1}$ donné.

On note que dans le cas présent, le nombre d'onde K est complexe. On représentera donc les courbes de dispersion $\Omega = f(\text{Re}(K))$, aux quelles on adjoint une représentation de l'évolution de la partie imaginaire de K .

Cette représentation de $\text{Im}(K)$ se fait :

- ou bien en reportant graphiquement $\text{Im}(K) = f(\text{Re}(K))$ séparément des courbes de dispersion (figures IV-4 et 5).
- ou bien directement sur les courbes de dispersion, sous forme de cercles centrés sur différents points des courbes de dispersion. Le rayon de ces cercles est proportionnel à la partie imaginaire de K en ce point (figure IV-6).

Pour comparer les courbes qu'on va obtenir avec celles obtenues pour une atmosphère isotherme, on choisi les mêmes valeurs de β et d , que celles prisent dans le précédent chapitre. On fera en plus varier le rapport des températures dans les deux couches atmosphérique $\lambda = \frac{T_2}{T_1}$. En pratique, au dessus de l'ombre d'une tache solaire, λ est approximativement égale à 400.

Ainsi, pour le premier calcul on va prendre : $\beta = 0.5$, $d = 10$ H et $\lambda = 400$.

La figure IV-3 représente les courbes de dispersion pour $\beta = 0.5$, $d = 10$ H et $\lambda = 400$.

Les figures IV-4 et 5 sont des courbes annexes à la courbe de dispersion. Elles représentent l'évolution de la partie imaginaire de K en fonction de la partie réelle.

La figure IV-6 regroupe les courbes (IV-3, 4 et 5) sous une forme compacte décrite plus haut.

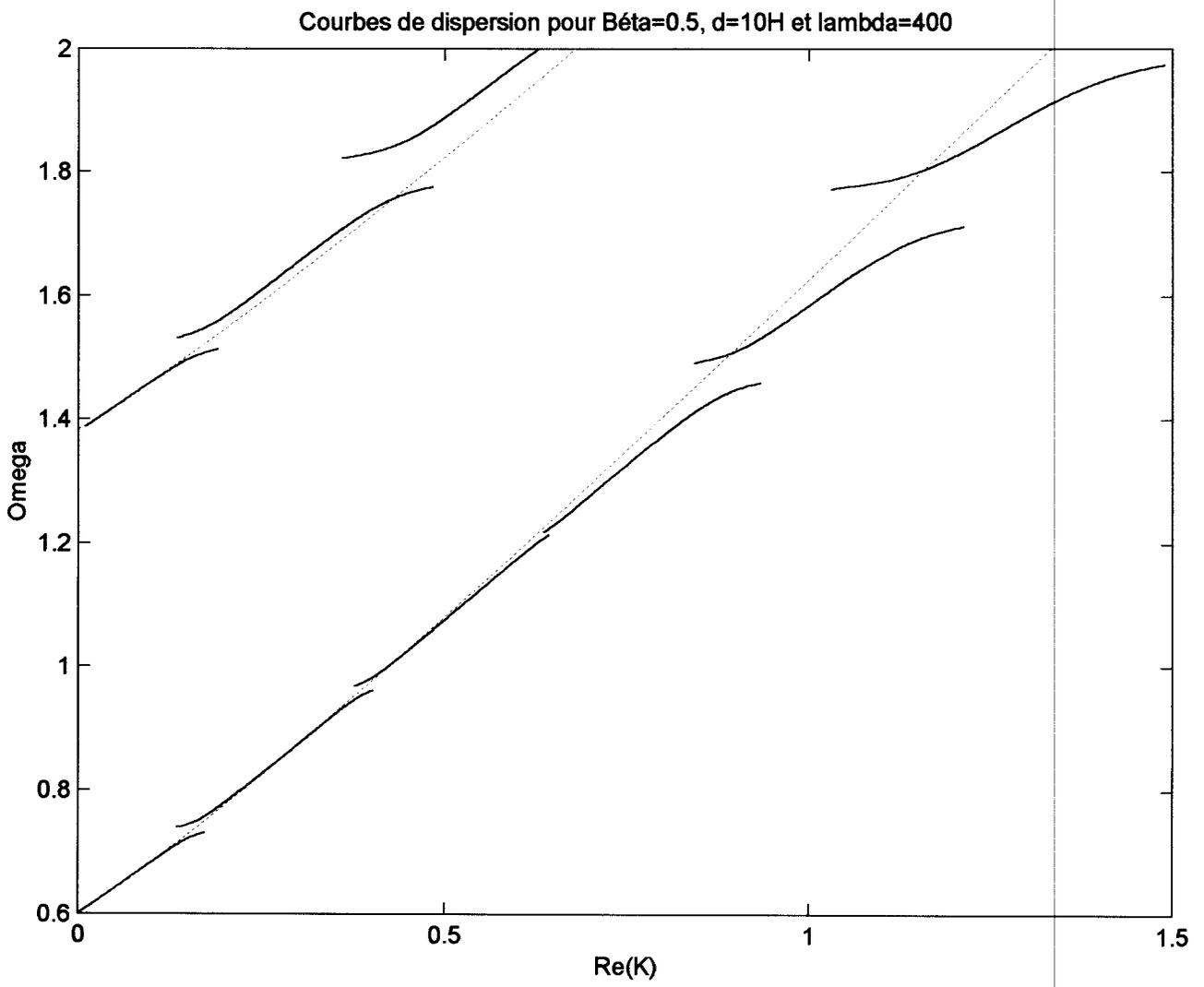
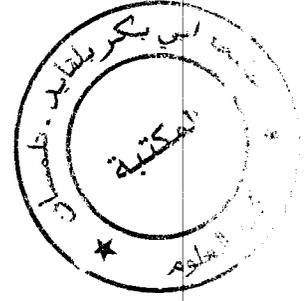


Figure IV-3 : Courbes de dispersion pour $\beta = 0.5$, $d=10 H$, et $\lambda =400$. Les courbes en traits pleins Noirs représentent les solutions des équations couplées. Les courbes en pointillées rouges représentent le mode fast découplés.

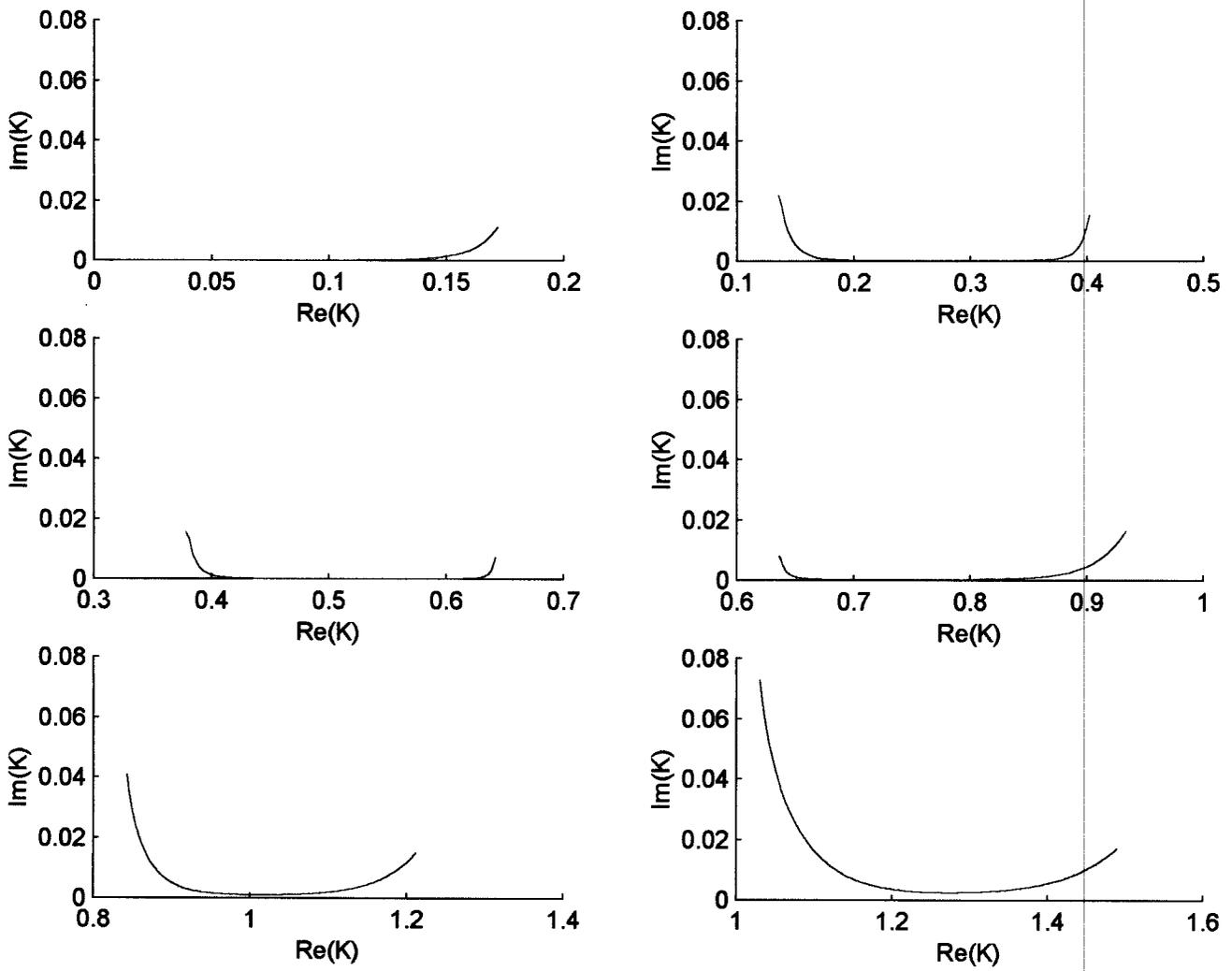


Figure IV-4 : Représentation de la partie imaginaire de K en fonction de sa partie réelle. Relative au segment inférieur de la courbe IV-3.

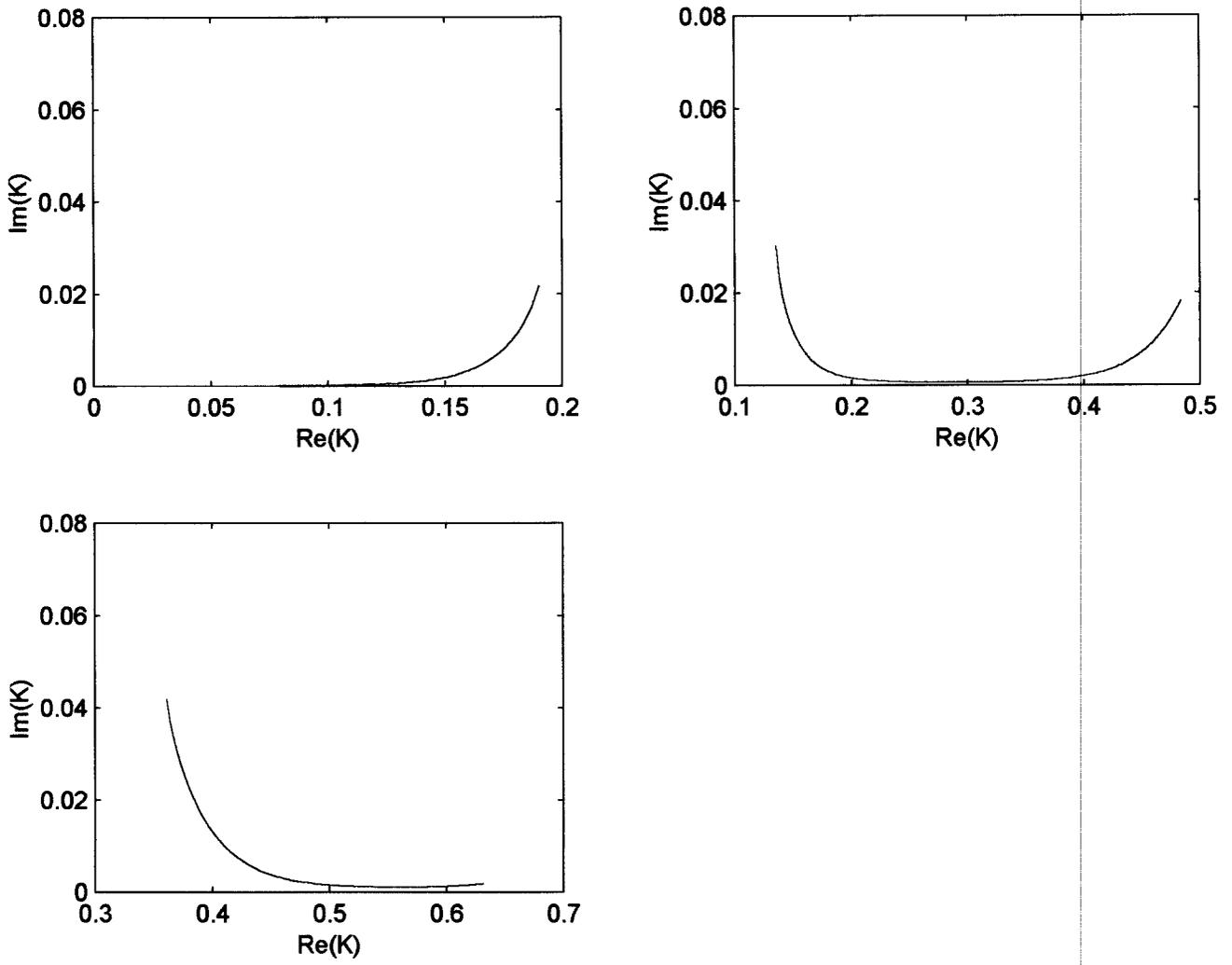


Figure IV-5 : Représentation de la partie imaginaire de K en fonction de sa partie réelle.
Relative au segment supérieur de la courbe IV-3.

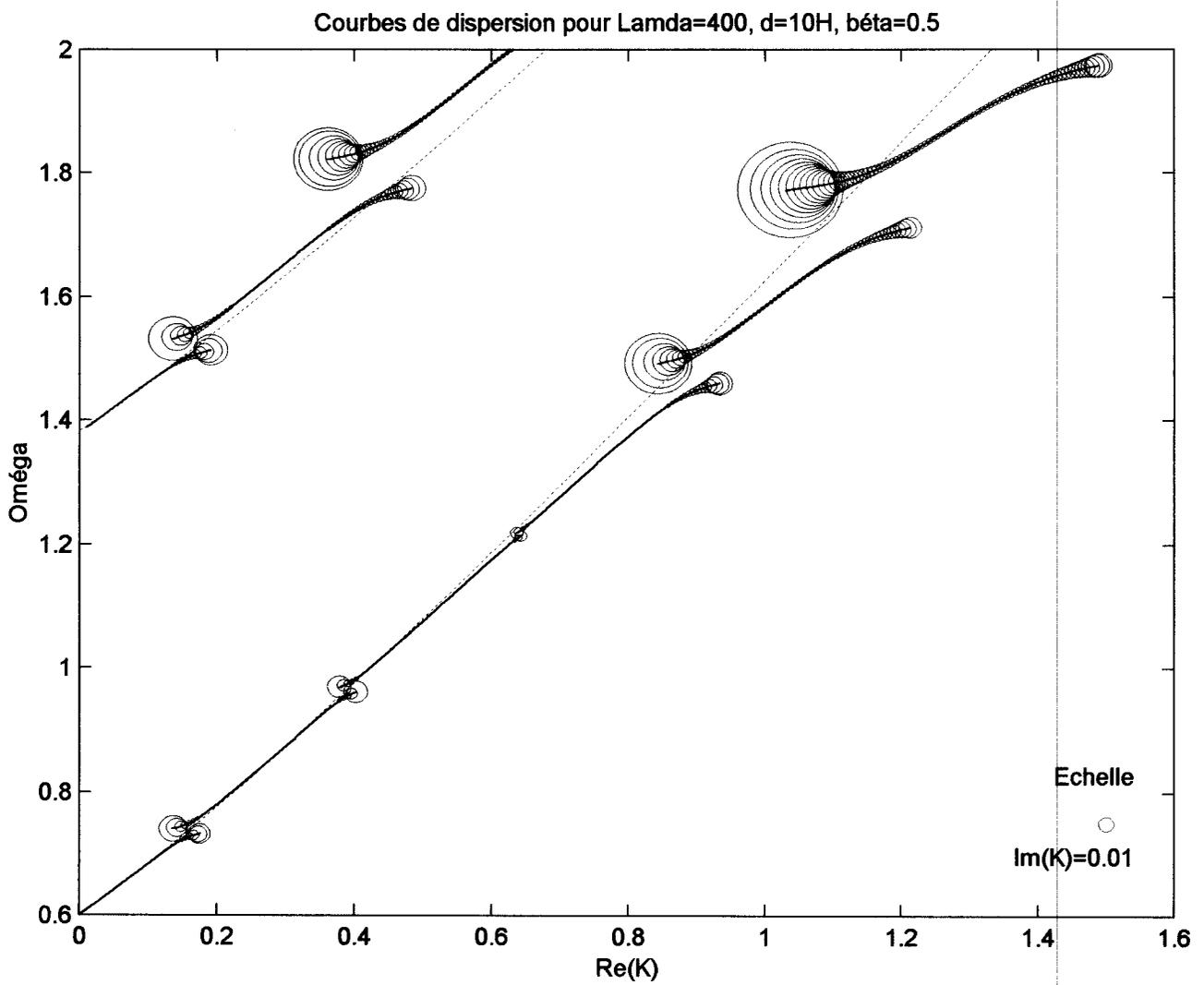


Figure IV-6 : Courbes de dispersion pour $\beta = 0.5$, $d = 10 H$, et $\lambda = 400$. Le rayons des cercles est proportionnel à la partie imaginaire de K . Le cercle représenté au coins droit en bas de la figure représente l'échelle choisie pour $Im(K)$.

Les courbes de dispersion (figure IV-3 ou IV-6) se présentent sous des formes qui rappellent celles obtenues pour une atmosphère isotherme, avec toutefois l'absence des modes slow purs. Ainsi sur ces courbes n'apparaissent que les modes fast et les modes mixtes qui ont un caractère fast et slow mixé. On remarque que les nombres d'ondes associés aux modes fast ont une partie imaginaire nulle ou négligeable. Tandis que les nombres d'ondes associés aux modes mixtes, ont une partie imaginaire non nulle. Celle-ci croit lorsqu'on s'éloigne des modes fast, jusqu'à atteindre une valeur maximale lorsque les modes sont les plus proche des emplacement des modes slow (figures IV-4 et IV-5) où (figure IV-6).

Lorsque K a une partie imaginaire inférieure à 0.001, celle-ci est considérée comme négligeable, et n'est pas représentée sur la figure (IV-6) et celles qui suivent.

L'existence d'une partie imaginaire de K , va induire un effet d'atténuation des ondes dans la direction perpendiculaire à \vec{B}_0 .

En effet à partir de l'équation (II.37), on a assumé des solutions de la forme :

$$\vec{v} = \vec{u}(z) \exp(i(-\omega t + K_{\perp} x)) \quad (\text{IV.35})$$

sachant que :

$$K = K_R + i K_I \quad (\text{IV.36})$$

avec : K_R : partie réelle de K

et K_I : partie imaginaire de K

alors la vitesse se met sous la forme :

$$\vec{v} = \vec{u}(z) \exp(i(-\omega t + K_R \frac{x}{H})) \exp(-K_I \frac{x}{H}) \quad (\text{IV.37})$$

sous cette forme on voit bien que le premier terme en exponentiel est harmonique et le second indique une atténuation dans la direction perpendiculaire à \vec{B}_0 .

Ce phénomène d'atténuation est dû au fait qu'au niveau de la discontinuité de température à $z=d$, la réflexion des ondes n'est que partielle. Et une partie des ondes s'échappent vers la couronne. Ce qui provoque une atténuation des ondes chaque fois que celles-ci se réfléchissent sur la zone de transition.

On va maintenant, examiner l'évolution des courbes de dispersion en fonction de $\lambda = \frac{T_2}{T_1}$, pour $\beta = 0.5$ et $d = 10 H$. On prendra pour cela la partie où : $\text{Re}(K) \in [0.11, 0.21]$ et $\Omega \in [0.69, 0.79]$. Cet intervalle est choisit de sorte à ce que l'on prenne en considération une région susceptible de subir des changements lorsque λ varie.

Pour $\lambda = \frac{T_2}{T_1} = 1$, on remarque (figure IV-7) que seul le mode fast existe. Car cela équivaut à prendre une atmosphère formée d'une seule couche isotherme qui s'étend de $z = 0$ à l'infini. Dans ce cas les ondes slow ne rencontrent aucune discontinuité qui provoquerait leurs réflexion (la vitesse du son est constante dans toute l'atmosphère). On n'aura ainsi qu'une résonance des modes fast. Car les ondes fast sont sensibles à la vitesse d'Alfvén qui augmente avec l'altitude.

Lorsqu'on fait augmenter λ , (figures IV-8 à 11) on remarque que la partie imaginaire de K augmente progressivement à l'emplacement où on avait des modes mixtes sur la figure (IV-6). On remarque aussi que la courbe de dispersion –à ces mêmes emplacements– commence à se tordre et tend à prendre une forme de plus en plus proche de celle de la figure (IV-6)

A partir de $\lambda = 21$, (Figure IV-12), on obtient deux courbes de dispersion distinctes similaires à celles de la figure (IV-6).

Sur les figures (IV-13 à 16) relatives à $\lambda = 50$ à 500, on remarque une augmentation progressive de la partie imaginaire de K et un allongement des courbes aux points de discontinuités. Cela est le signe de la manifestation de plus en plus importante du caractère slow des modes. Lorsque λ tend vers l'infini, on retrouve des courbes analogues à celles du précédent chapitre. Cela revient au fait que la zone de transition devient parfaitement réfléchissante, et les ondes sont entièrement piégées dans la photosphère et la chromosphère.

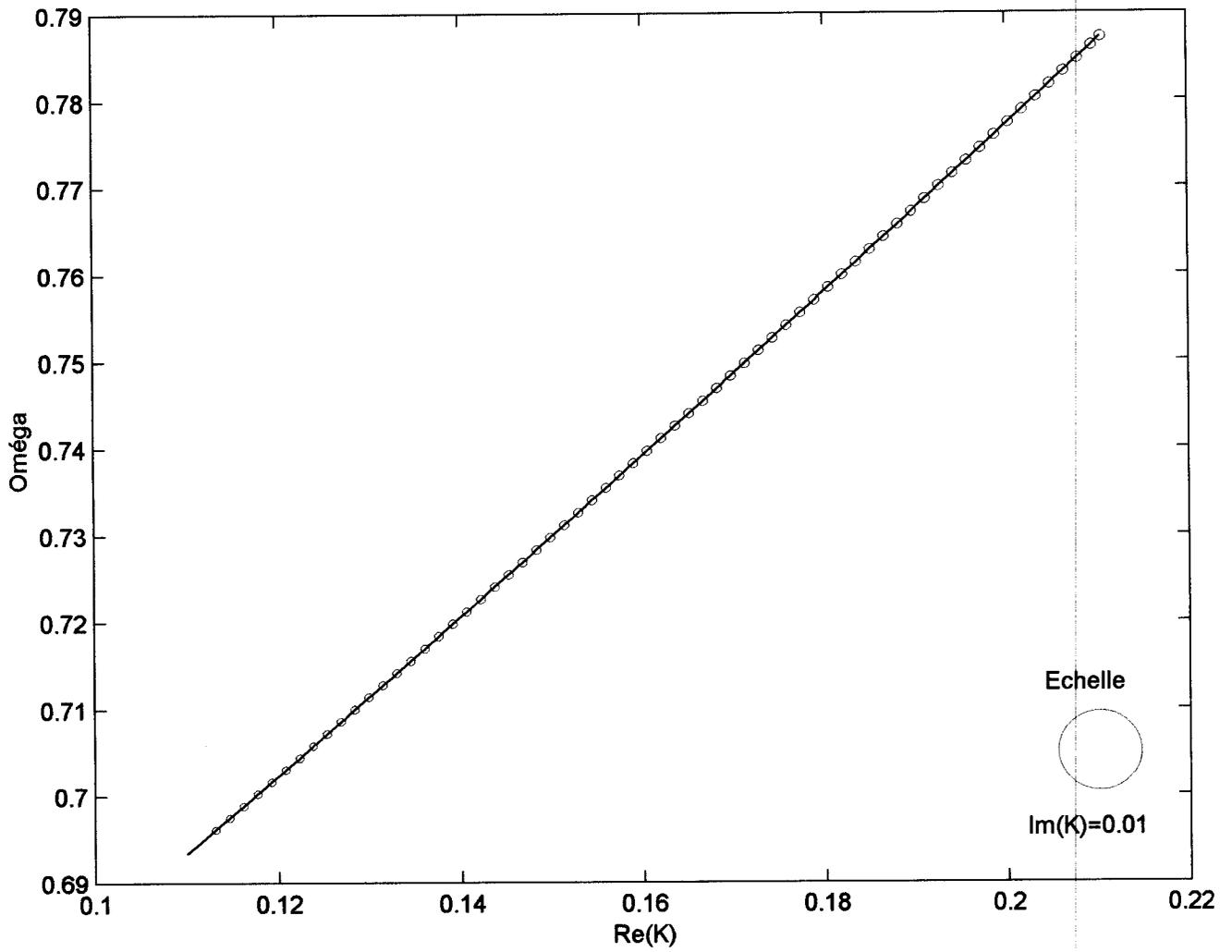


Figure IV-7 : Courbe de dispersion (similaire à la figure IV-6), pour $\beta = 0.5$, $d = 10$ H, et $\lambda = 1$.

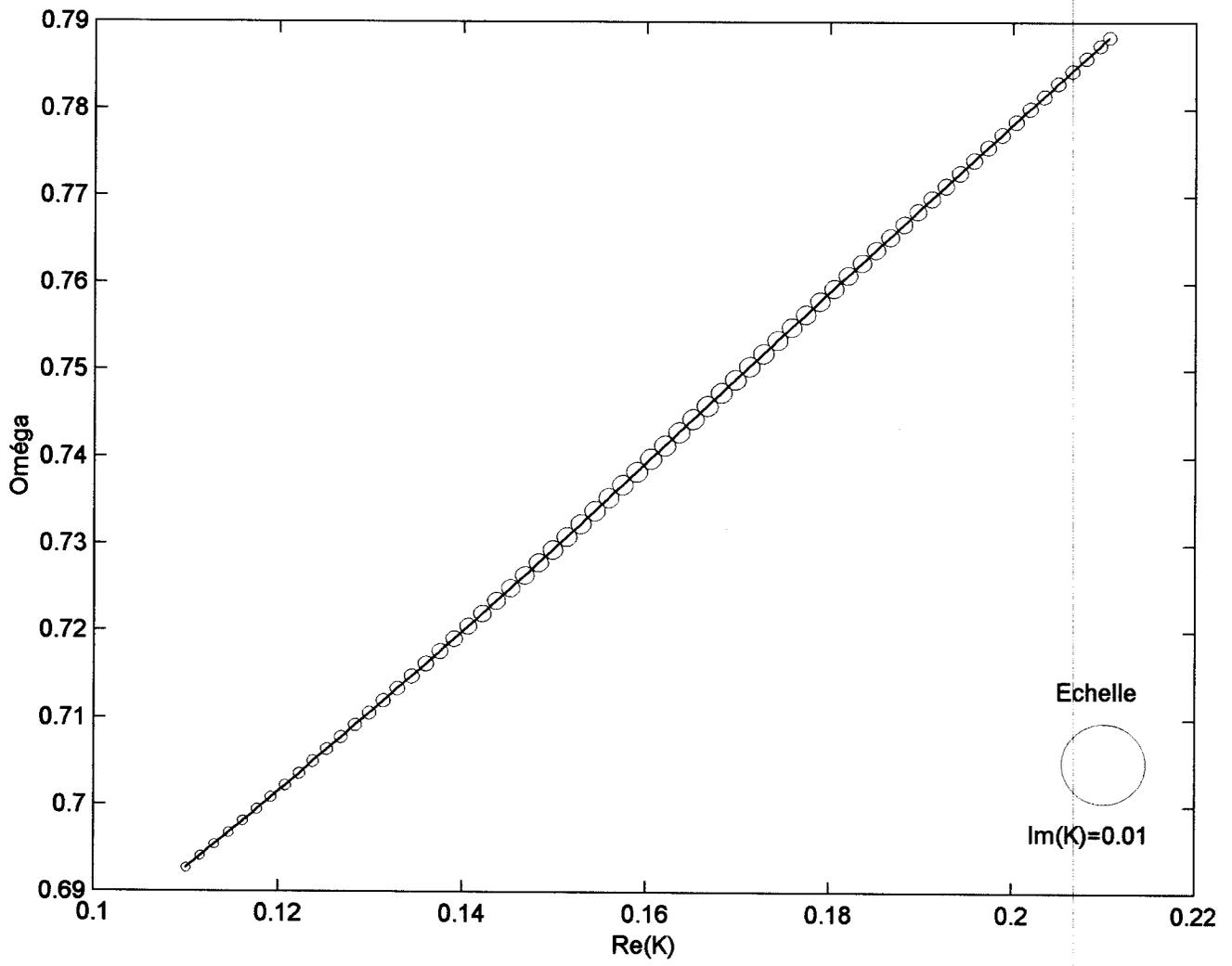


Figure IV-8 : Courbes de dispersion pour $\beta = 0.5$, $d=10 H$, et $\lambda =2$.

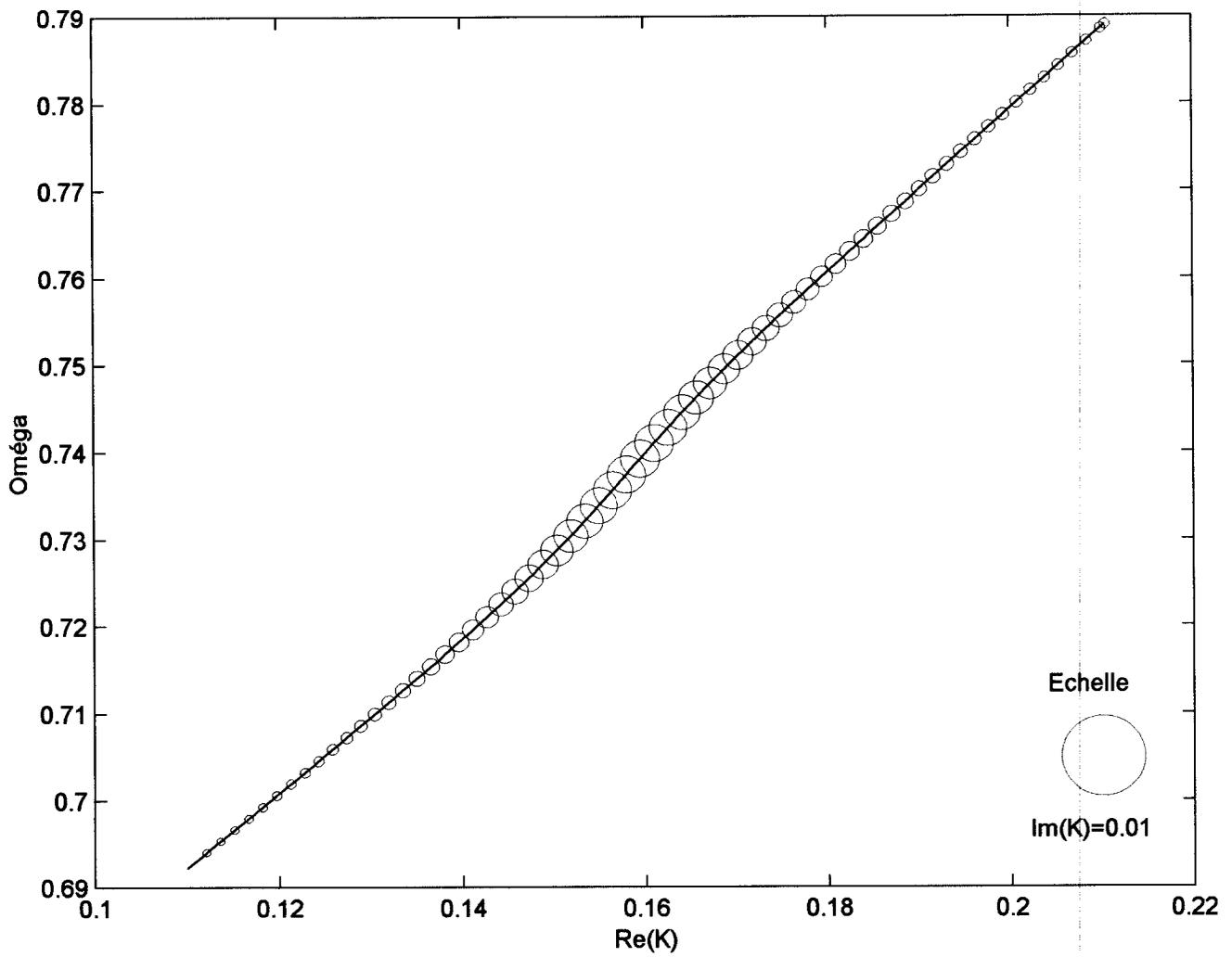


Figure IV-9 : Courbes de dispersion pour $\beta = 0.5$, $d = 10$ H, et $\lambda = 5$.

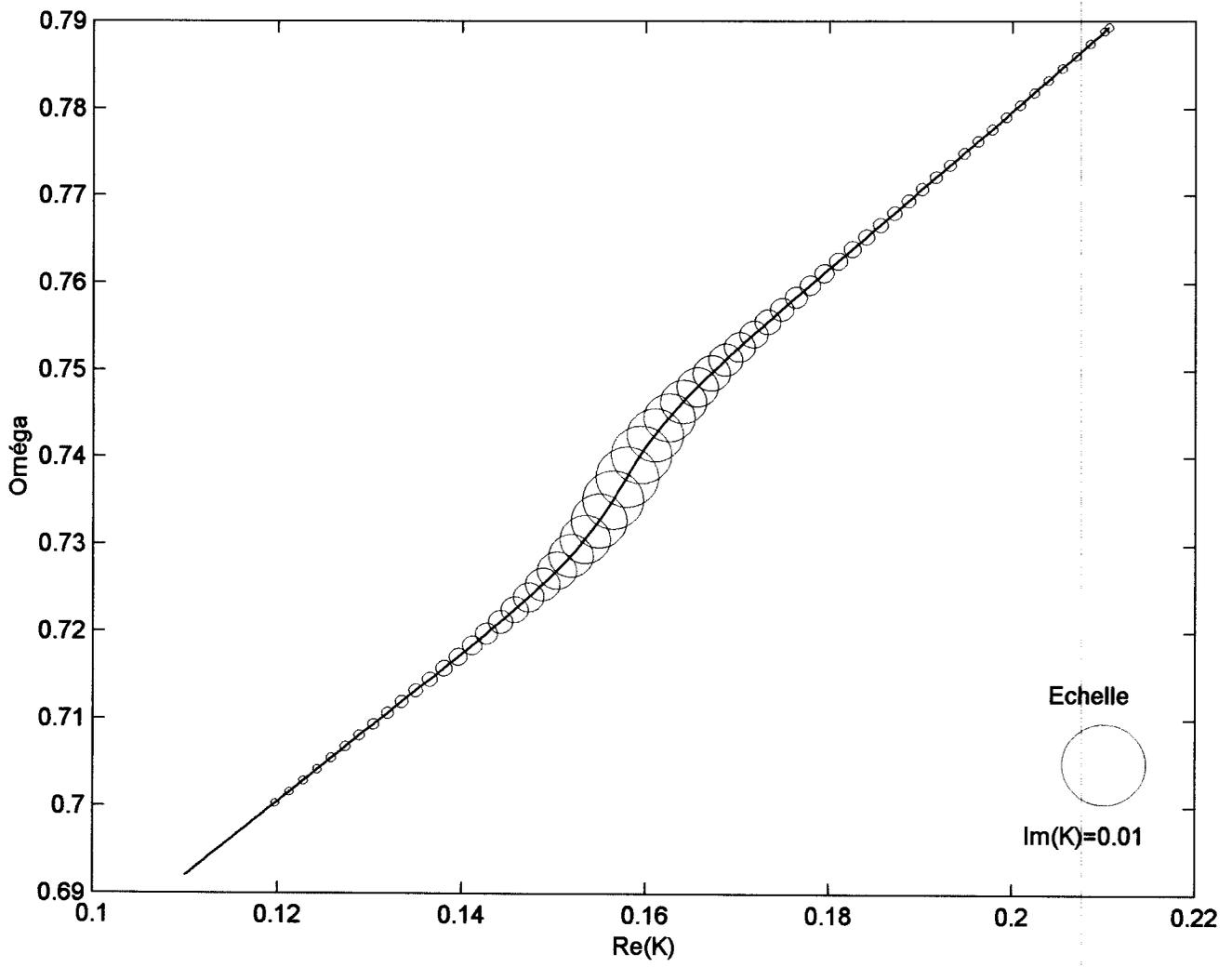


Figure IV-10 : Courbes de dispersion pour $\beta = 0.5$, $d = 10$ H, et $\lambda = 10$

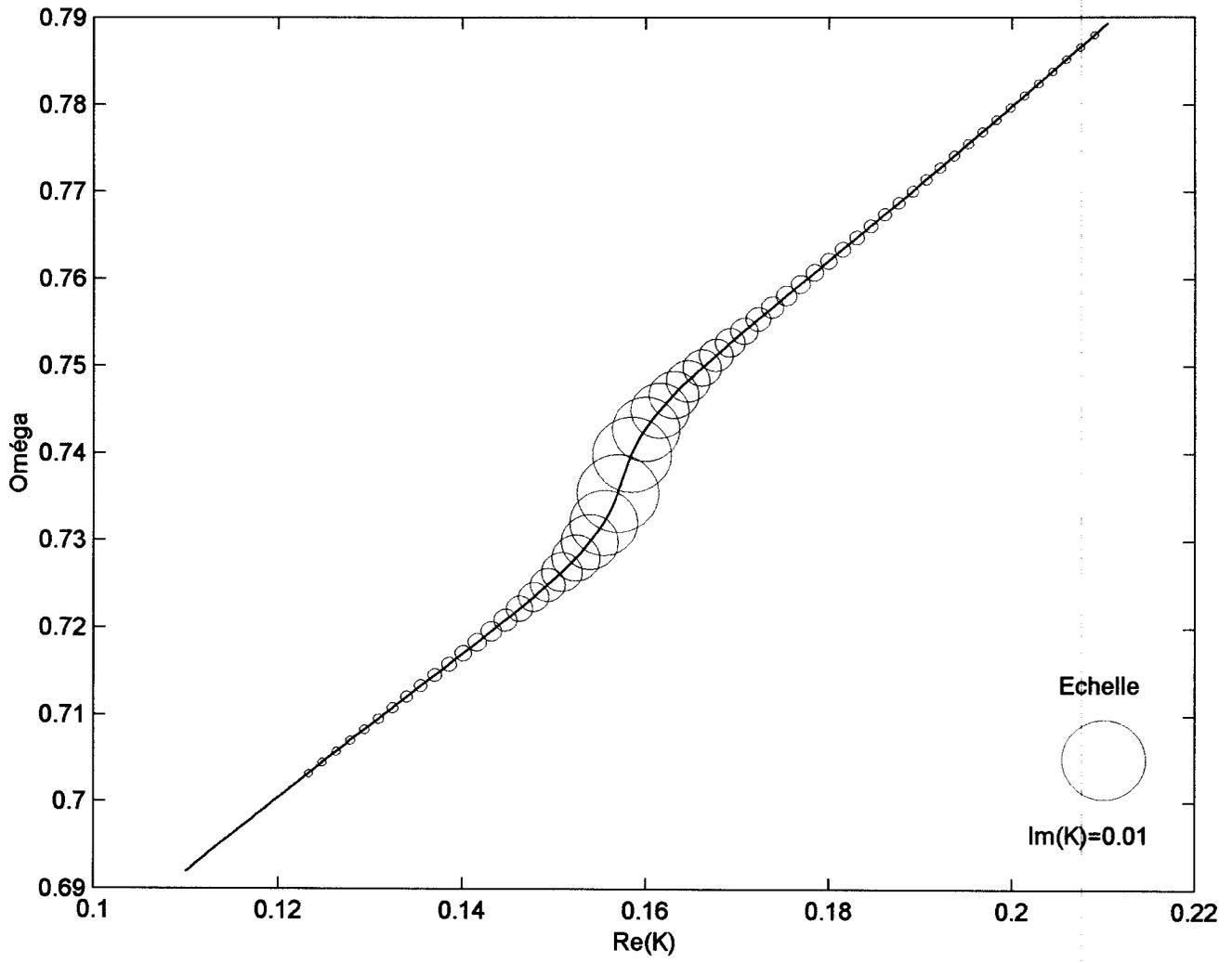


Figure IV-11 : Courbes de dispersion pour $\beta = 0.5$, $d = 10 H$, et $\lambda = 15$.

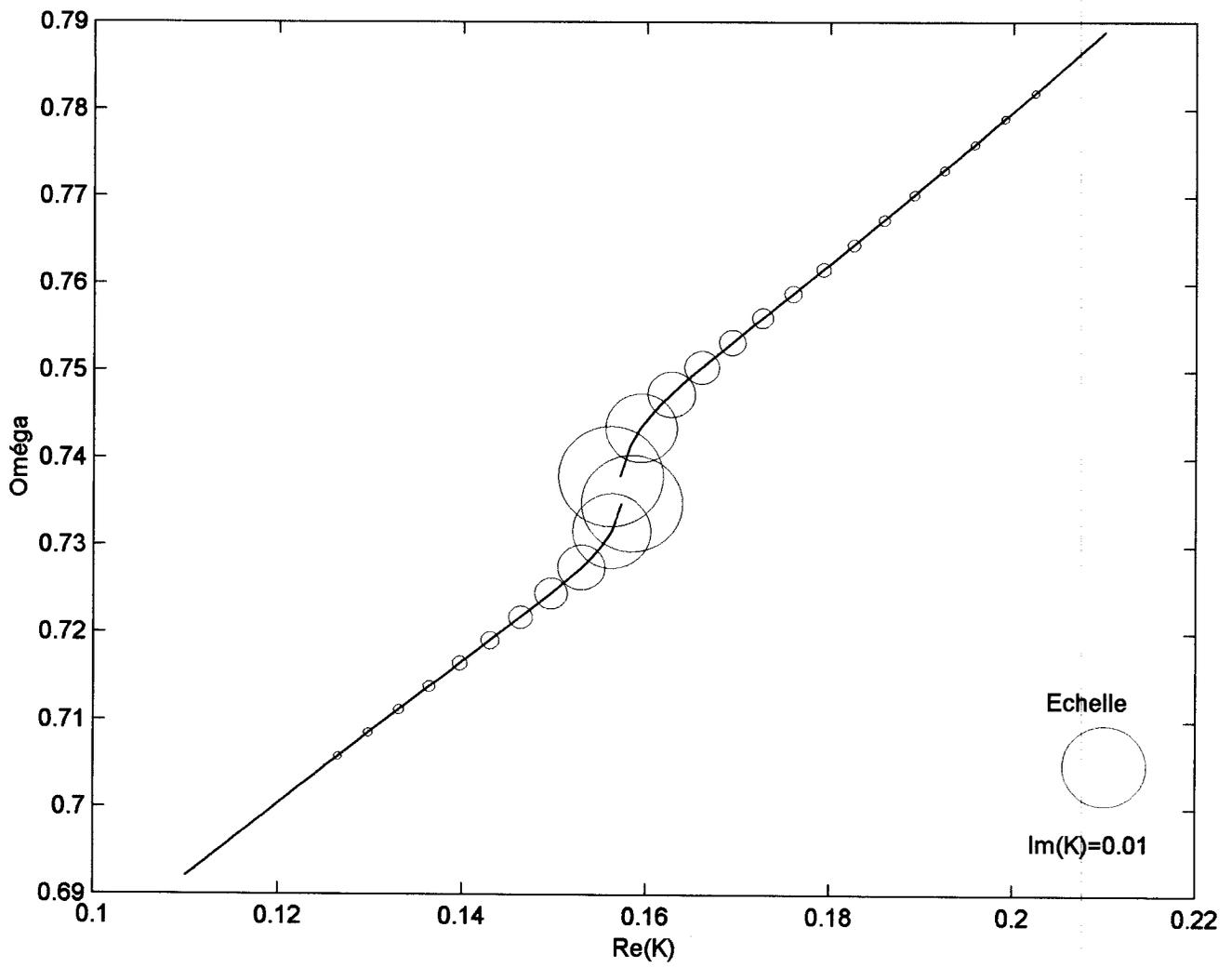


Figure IV-12 : Courbes de dispersion pour $\beta = 0.5$, $d = 10 H$, et $\lambda = 21$.

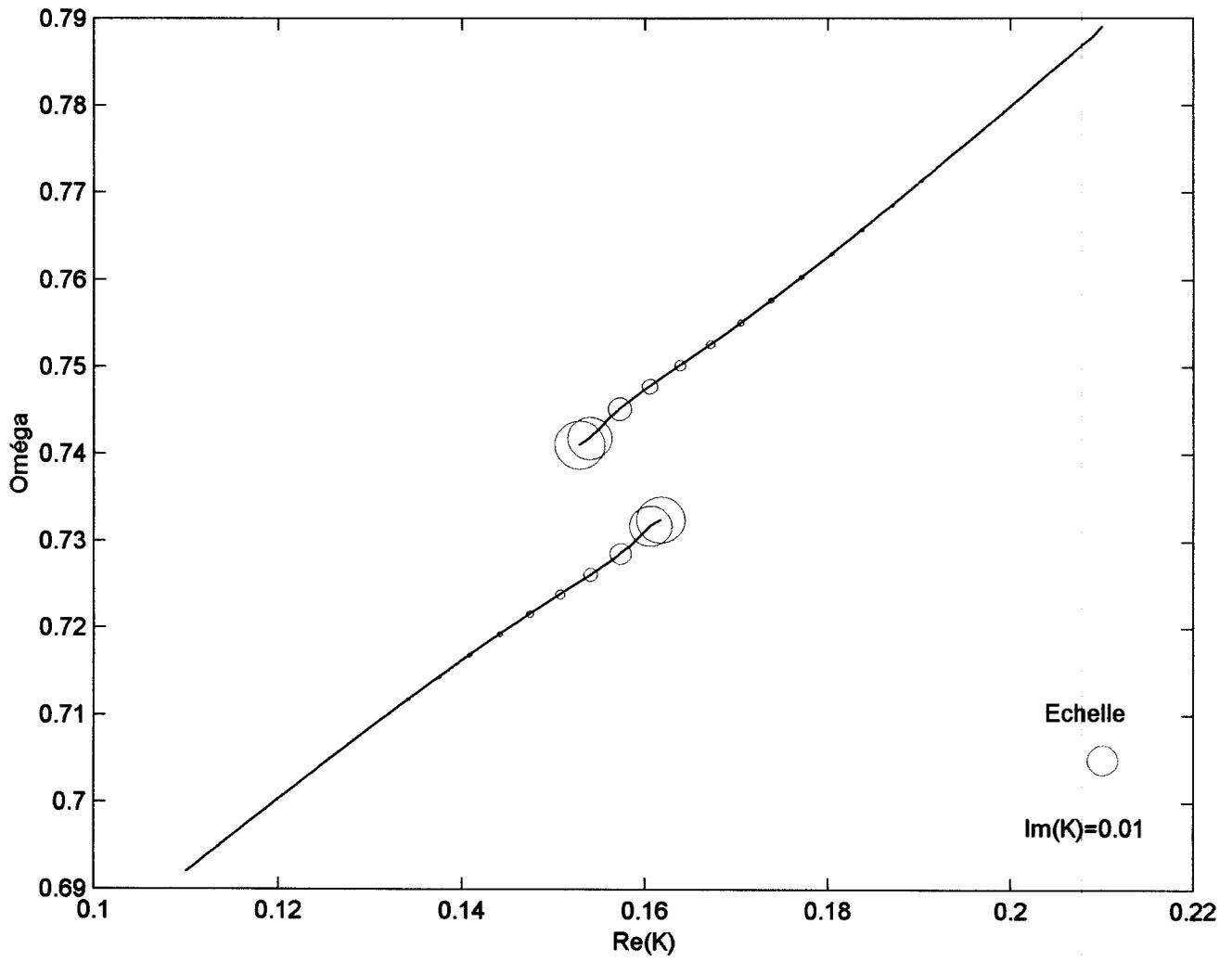


Figure IV-13 : Courbes de dispersion pour $\beta = 0.5$, $d = 10 H$, et $\lambda = 50$



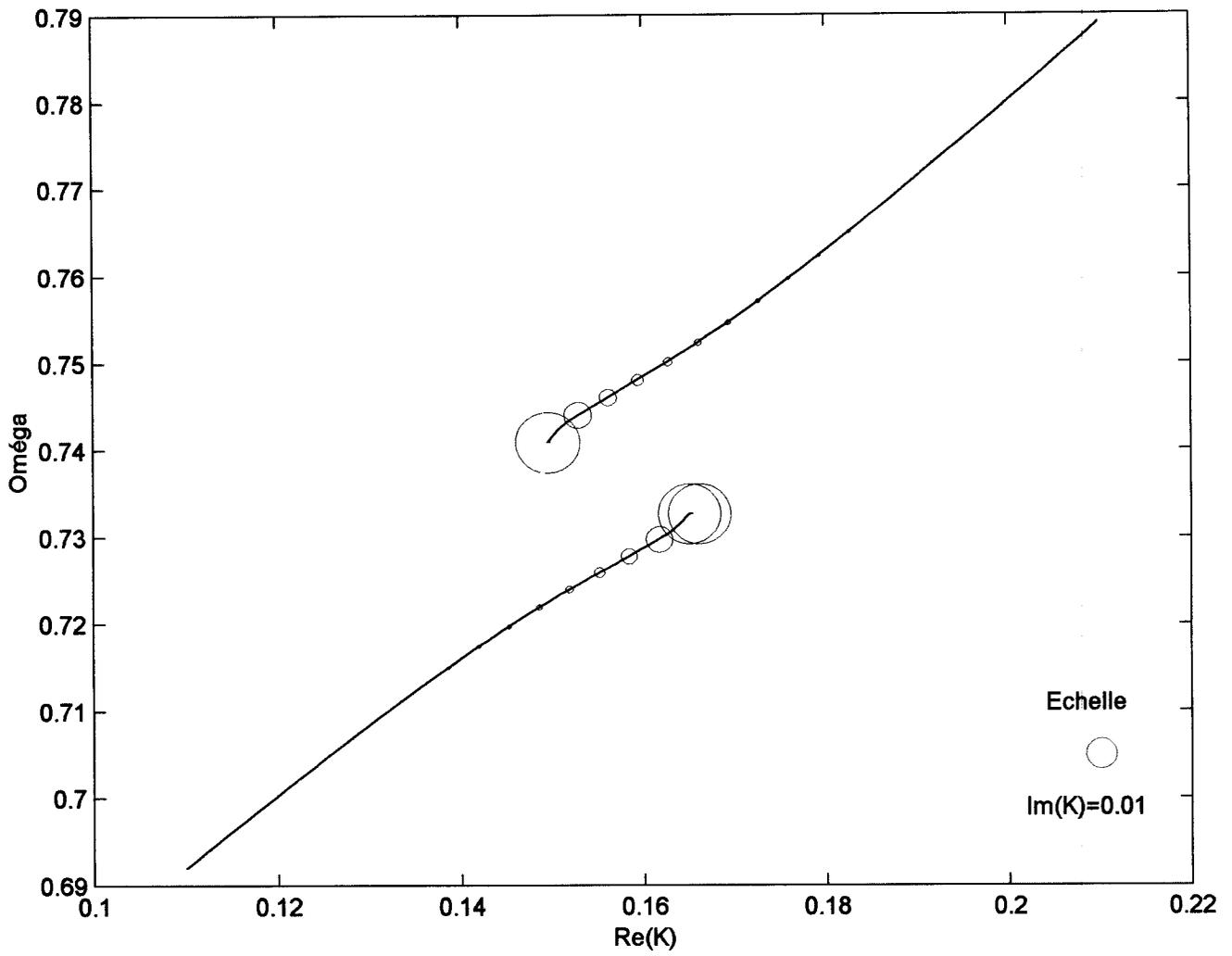


Figure IV-14 : Courbes de dispersion pour $\beta = 0.5$, $d = 10 H$, et $\lambda = 100$.

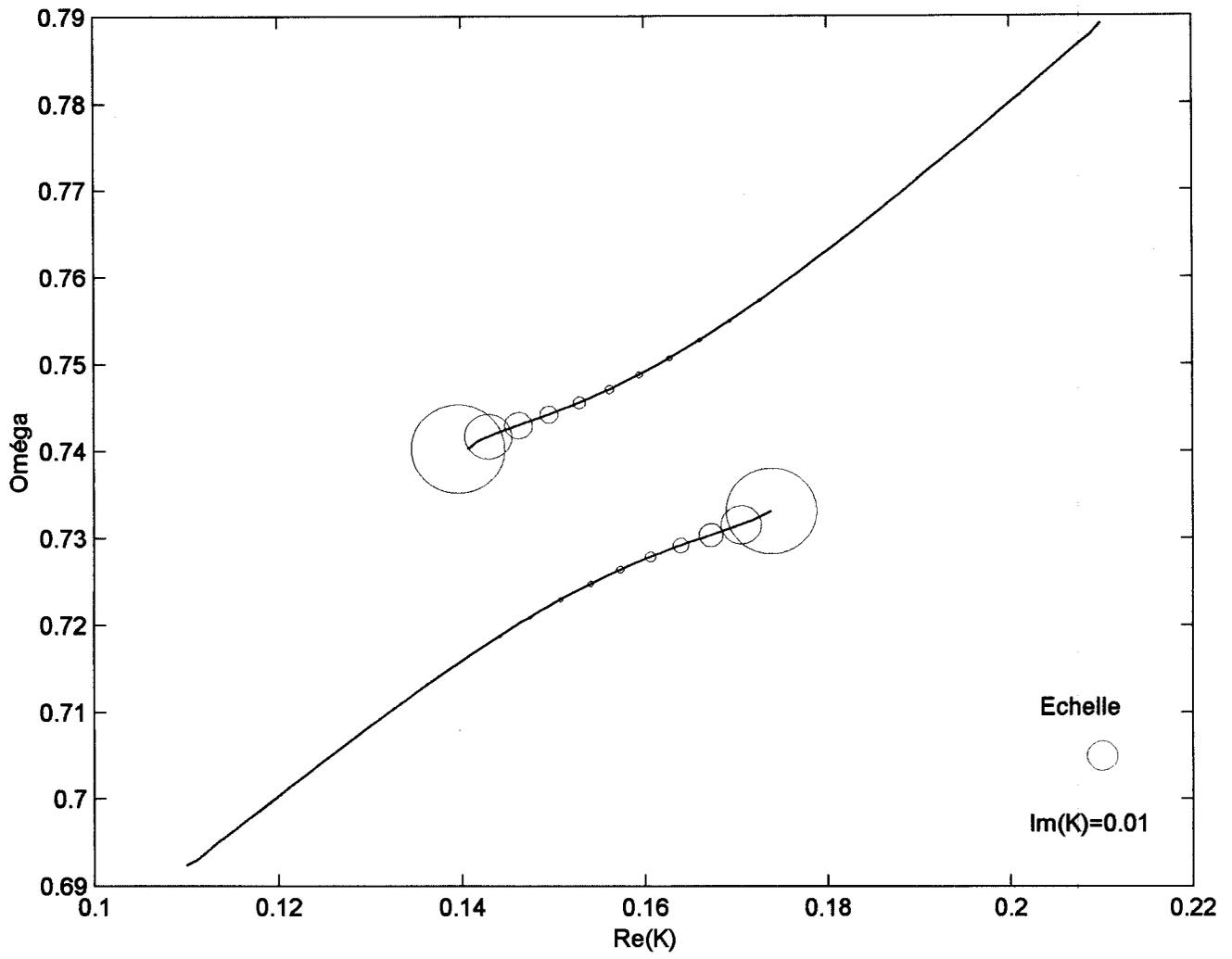


Figure IV-15 : Courbes de dispersion pour $\beta = 0.5$, $d = 10 H$, et $\lambda = 300$.

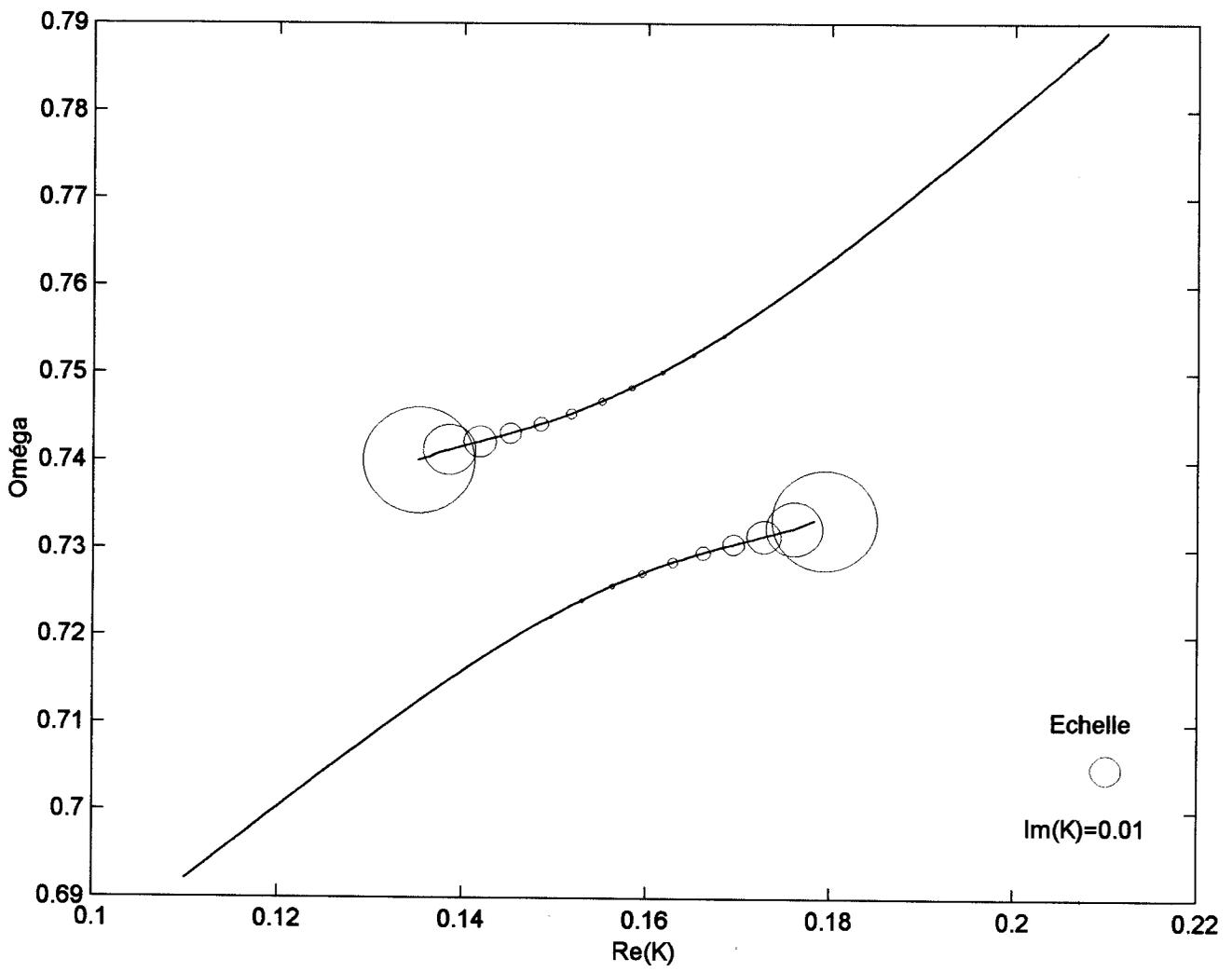


Figure IV-16 : Courbes de dispersion pour $\beta = 0.5$, $d = 10 H$, et $\lambda = 500$.

Si maintenant, on prend deux autres valeurs de « d » la hauteur jusqu'à la zone de transition. On choisit des valeurs égales à celles prises dans le cas isotherme : $d = 6H$ (Figure IV-17) et $d=16 H$ (figure IV-18) tous deux pour $\beta =0.5$ et $\lambda =400$. On obtient un comportement comparable à celui observé dans le cas isotherme. A savoir : que les discontinuités qui indiquent les emplacements des modes slow changent considérablement de position et de nombre. On remarque que les modes fast ont des courbes similaires à celles obtenues pour une seule couche isotherme lorsque d est très grand. Cela est dû au fait que les ondes fast qui sont sensibles au changement de la vitesse d'Alfven sont réfléchies dans les deux couches isothermes. Ainsi elles subissent les effets de réflexion jusqu'à l'infini.

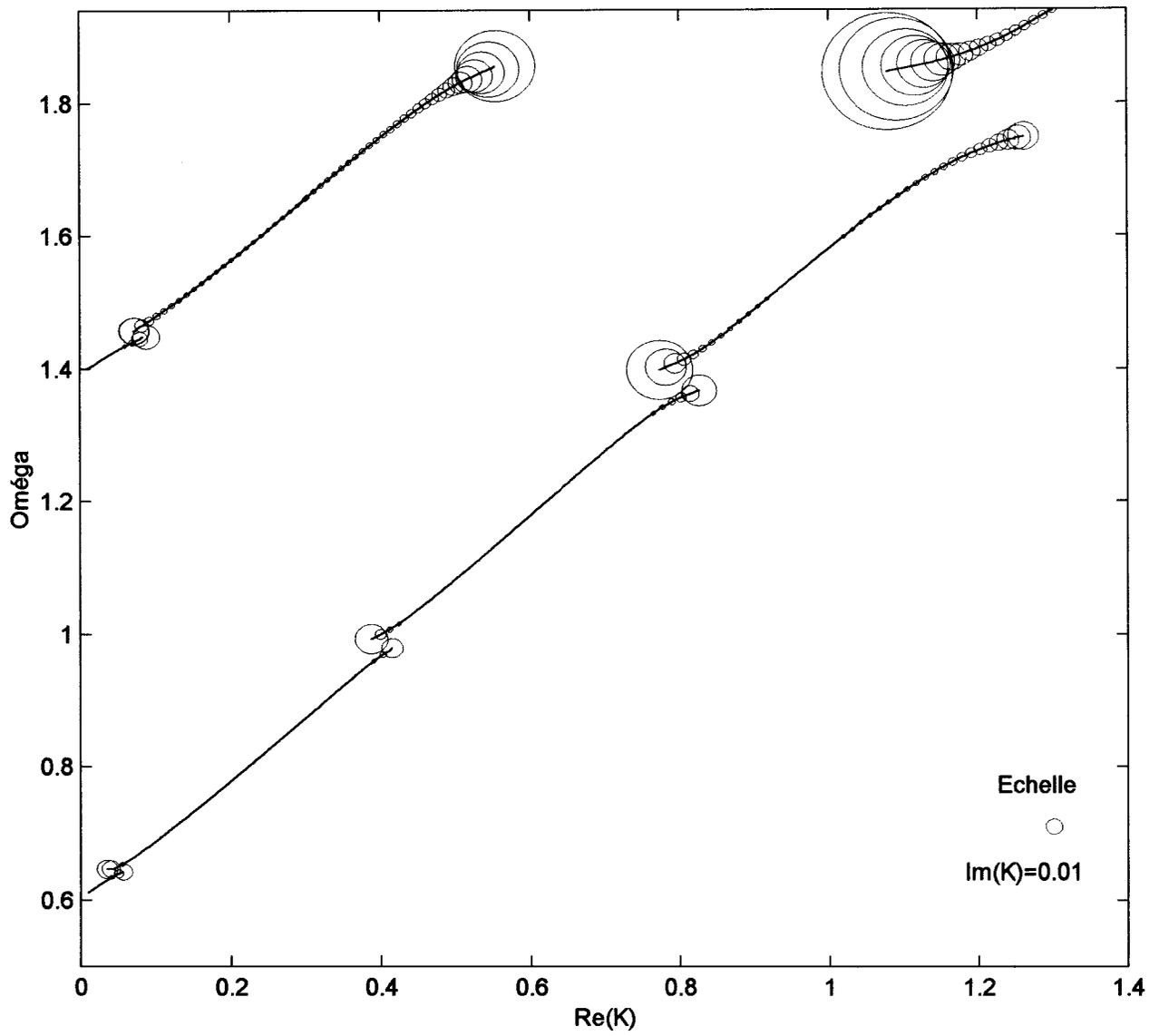


Figure IV-17 : Courbes de dispersion pour $\beta = 0.5$, $d = 6 H$, et $\lambda = 400$.

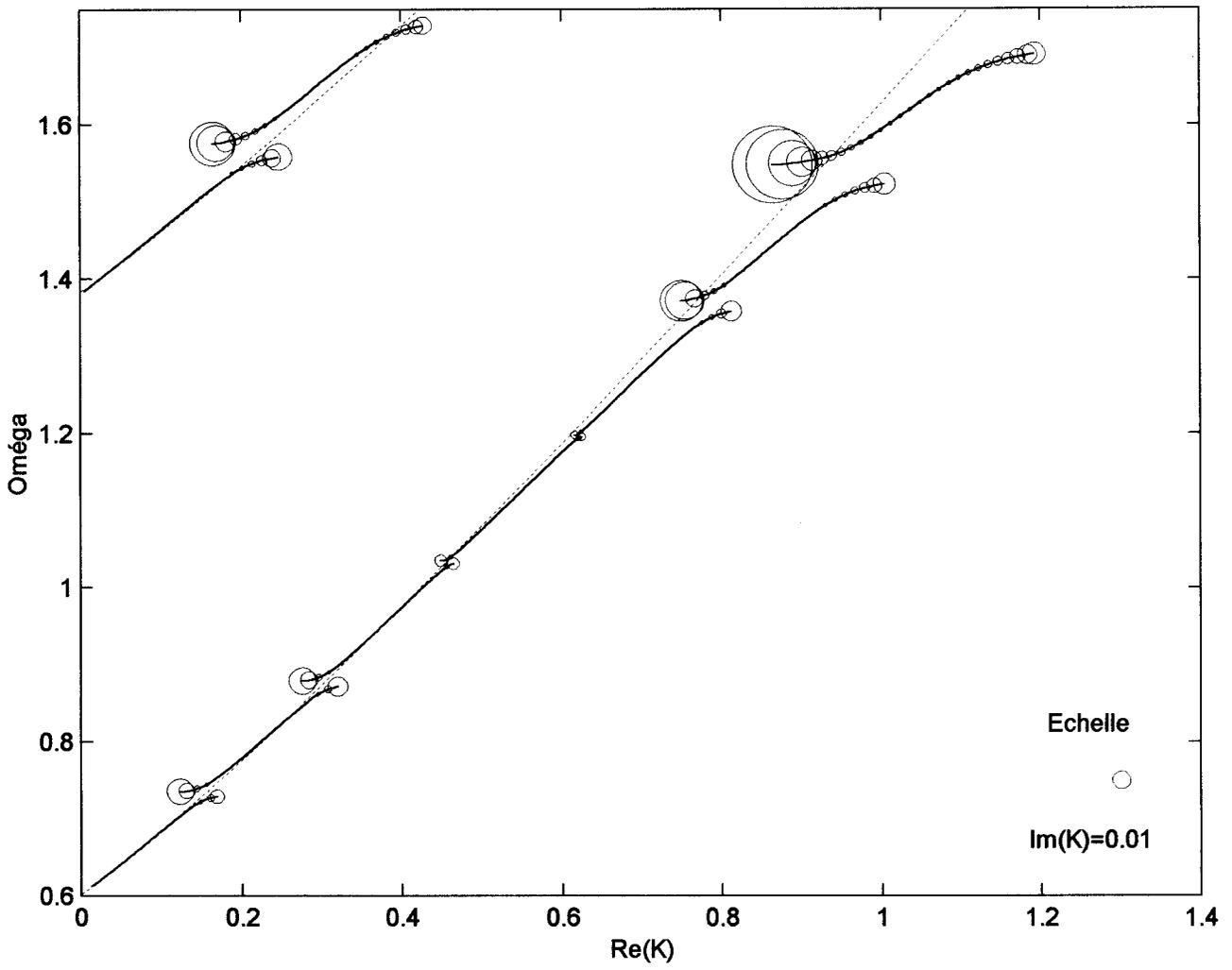


Figure IV-18 : Courbes de dispersion pour $\beta = 0.5$, $d = 16 H$, et $\lambda = 400$.

Prenons deux autres valeurs différentes de β . On choisit les mêmes valeurs que celles utilisées dans le cas isotherme pour bien voir les similitudes et les différences. Donc $\beta = 0.43$ (Figure IV-19) et $\beta = 1$ (Figure IV-20).

Comme dans le cas d'une seule couche isotherme, les discontinuités ne sont pas affectées par le changement de Béta. Tandis que le mode fast est affecté par le changement de Béta. Cela est dû au fait que les modes fast sont sensibles à la variation de la vitesse d'Alfven que l'on a fait varier avec Béta. On note que les fréquences des modes fast à $K=0$ restent égales à celles du mode d'Alfven. Elles varient linéairement en fonction de β figure (IV-21).



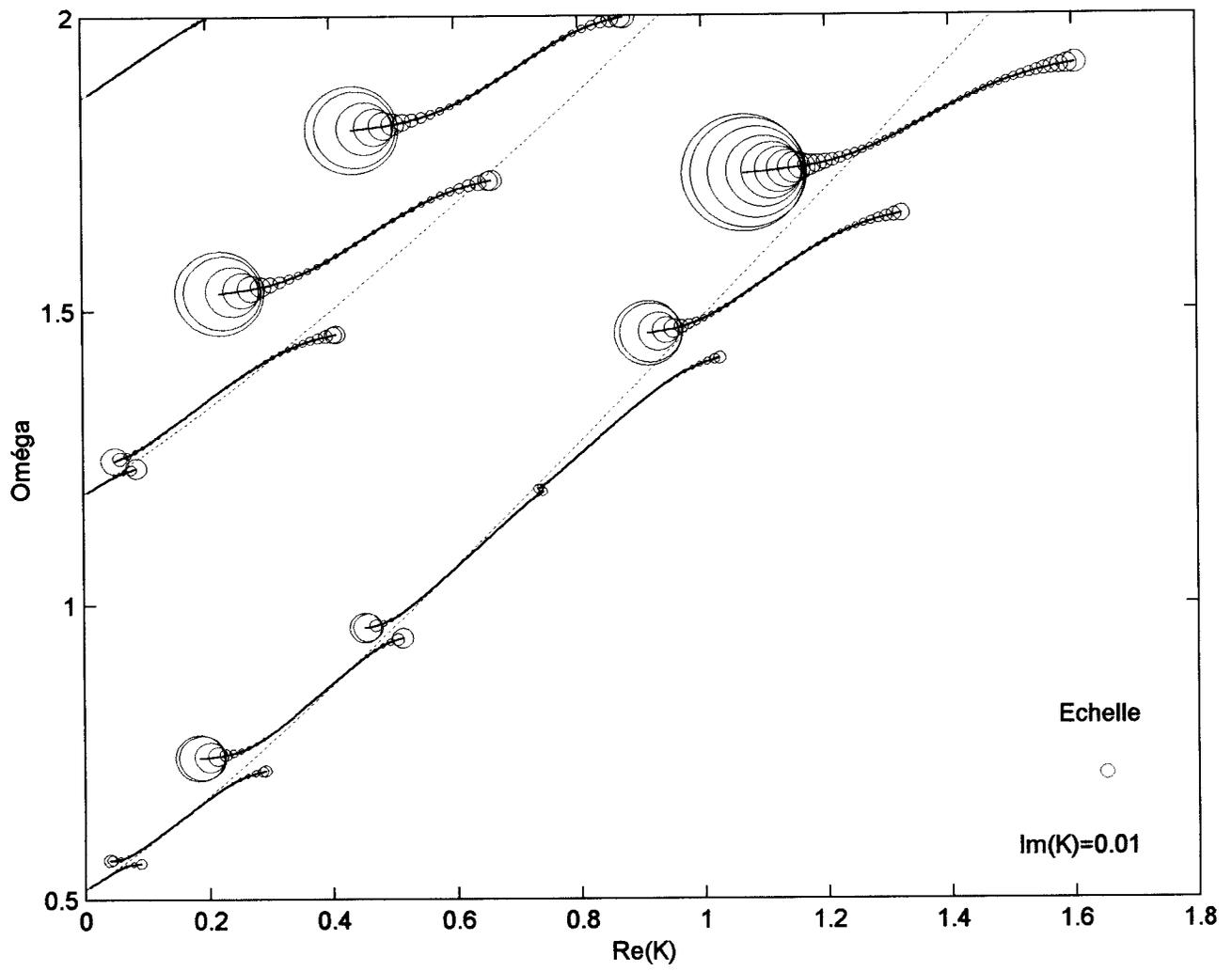


Figure IV-19 : Courbes de dispersion pour $\beta = 0.43$, $d = 10 H$, et $\lambda = 400$.

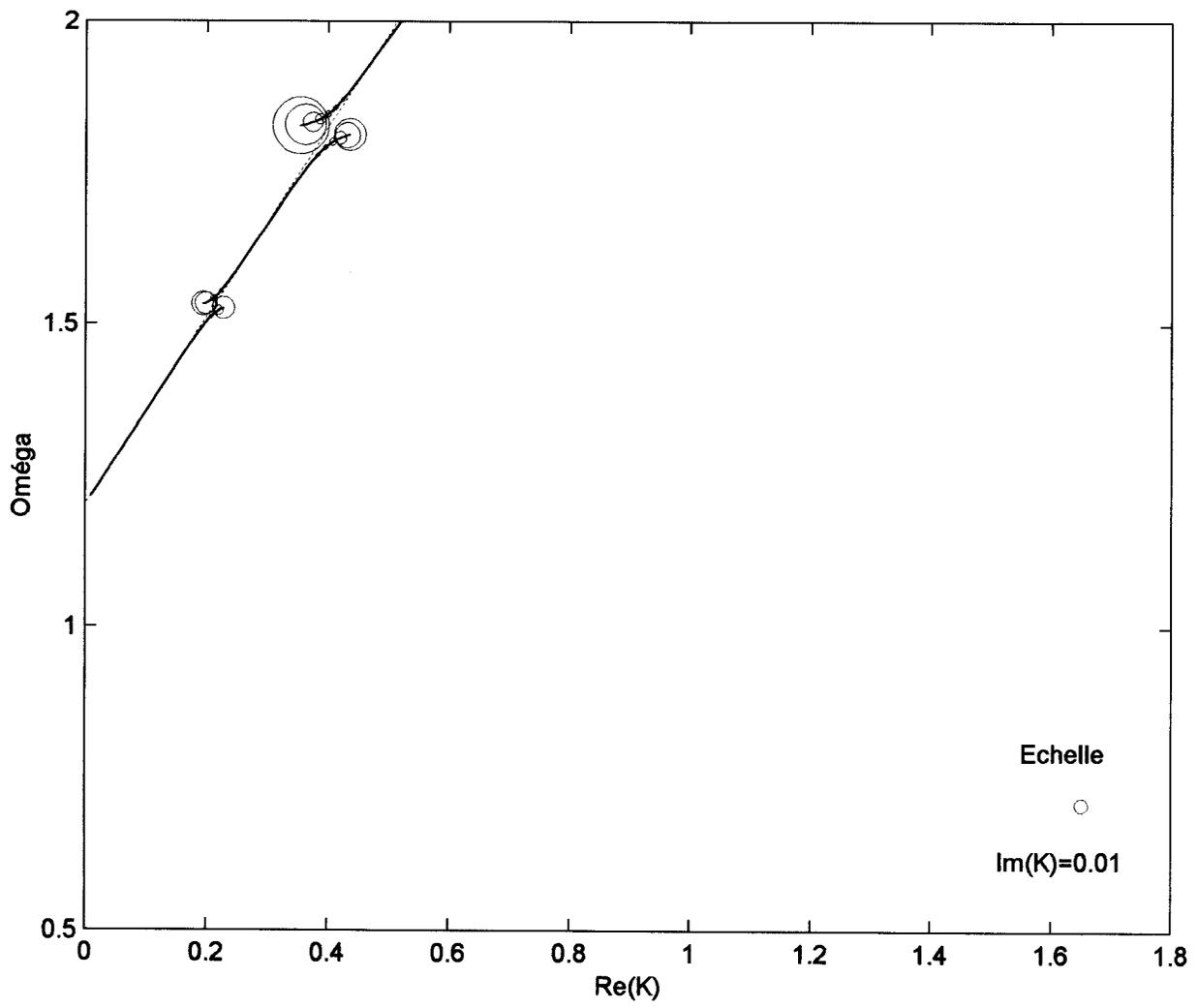


Figure IV-20 : Courbes de dispersion pour $\beta = 1$, $d = 10 H$, et $\lambda = 400$.

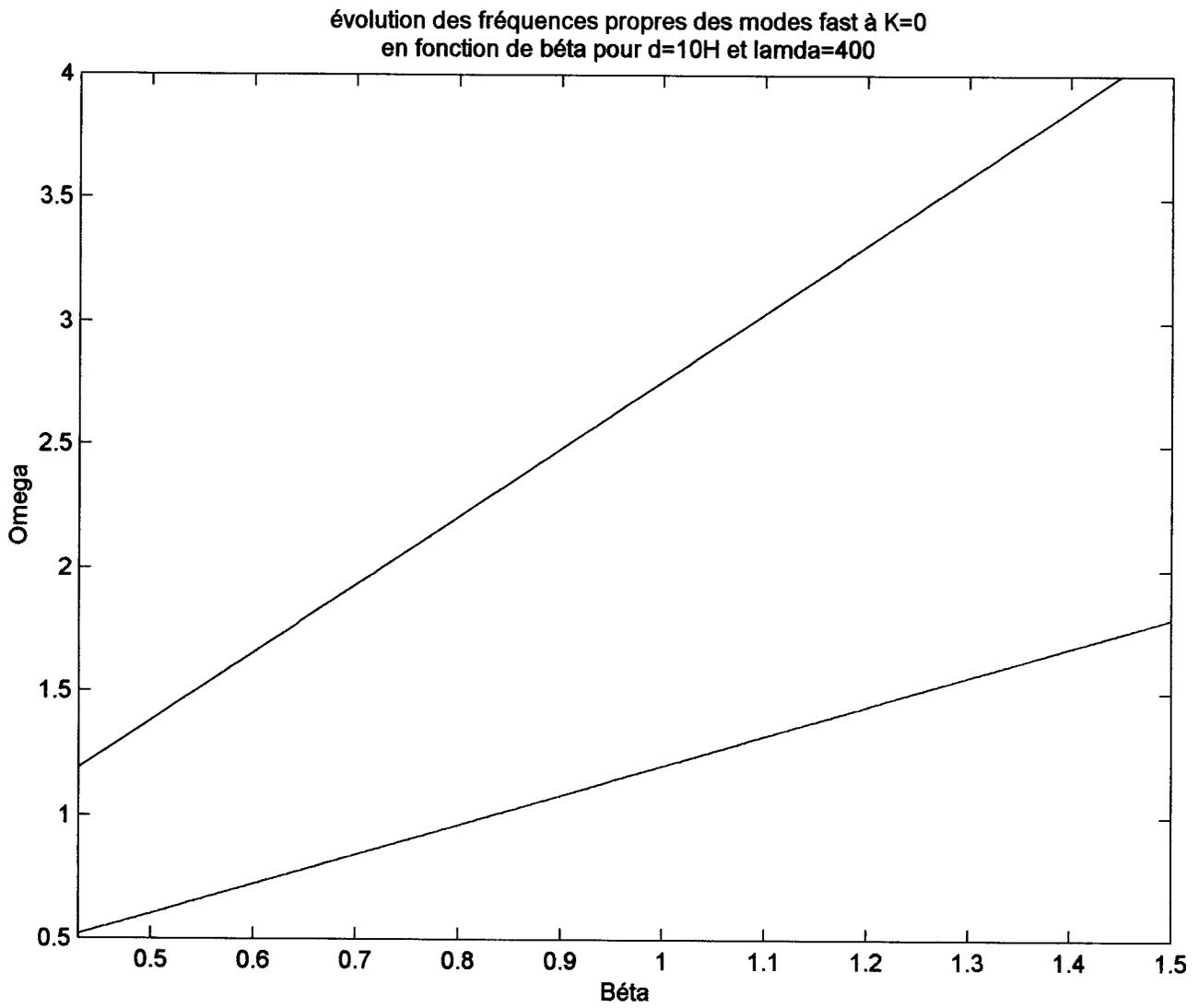


Figure IV-21 : Evolution des fréquences propres des modes fast à $K=0$ en fonction de β pour $d = 10 H$, et $\lambda = 400$.



IV. 2. Densités d'Énergies des différents modes:

On va calculer les densités d'énergies totales pour différents points de la courbe de dispersion (figure IV-22). Cette courbe est obtenue pour les mêmes valeurs de β et d que celles utilisées dans le précédent chapitre. On prend $\lambda = 400$.

Les points A,B,C sont choisis de telle sorte qu'il couvrent bien la région intéressante.

On rappelle que la densité d'énergie est constituée de 4 termes respectivement :

$$W = W_k + W_p + W_g + W_b \quad (\text{IV.38})$$

qui représentent dans l'ordre :

La densité d'énergie cinétique,

La densité d'énergie de forces de pression,

La densité d'énergie des forces dues à la gravité (poussée d'Archimède),

La densité d'énergie des forces magnétiques.

Avec :

$$W_k = \frac{1}{2} \rho (u_x^2 + u_z^2) \quad (\text{IV.39})$$

$$W_p = \frac{1}{2} \rho \frac{1}{\Omega^2} \left(-u_x k - \frac{d u_z}{d z} + \frac{u_z}{\gamma} \right)^2 \quad (\text{IV.40})$$

$$W_g = \frac{1}{2} \rho \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{u_z^2}{\Omega^2} \quad (\text{IV.41})$$

$$W_b = \frac{1}{2} \rho \frac{\beta^2}{\Omega^2} \left(\left(\frac{d u_x}{d z} \right)^2 + u_x^2 k^2 \right) \quad (\text{IV.42})$$

Les densités d'énergies totales sont normalisées et représentées sur une échelle logarithmique, cela permet de mettre en évidence les grandes variations des densités d'énergies surtout dans la couronne.



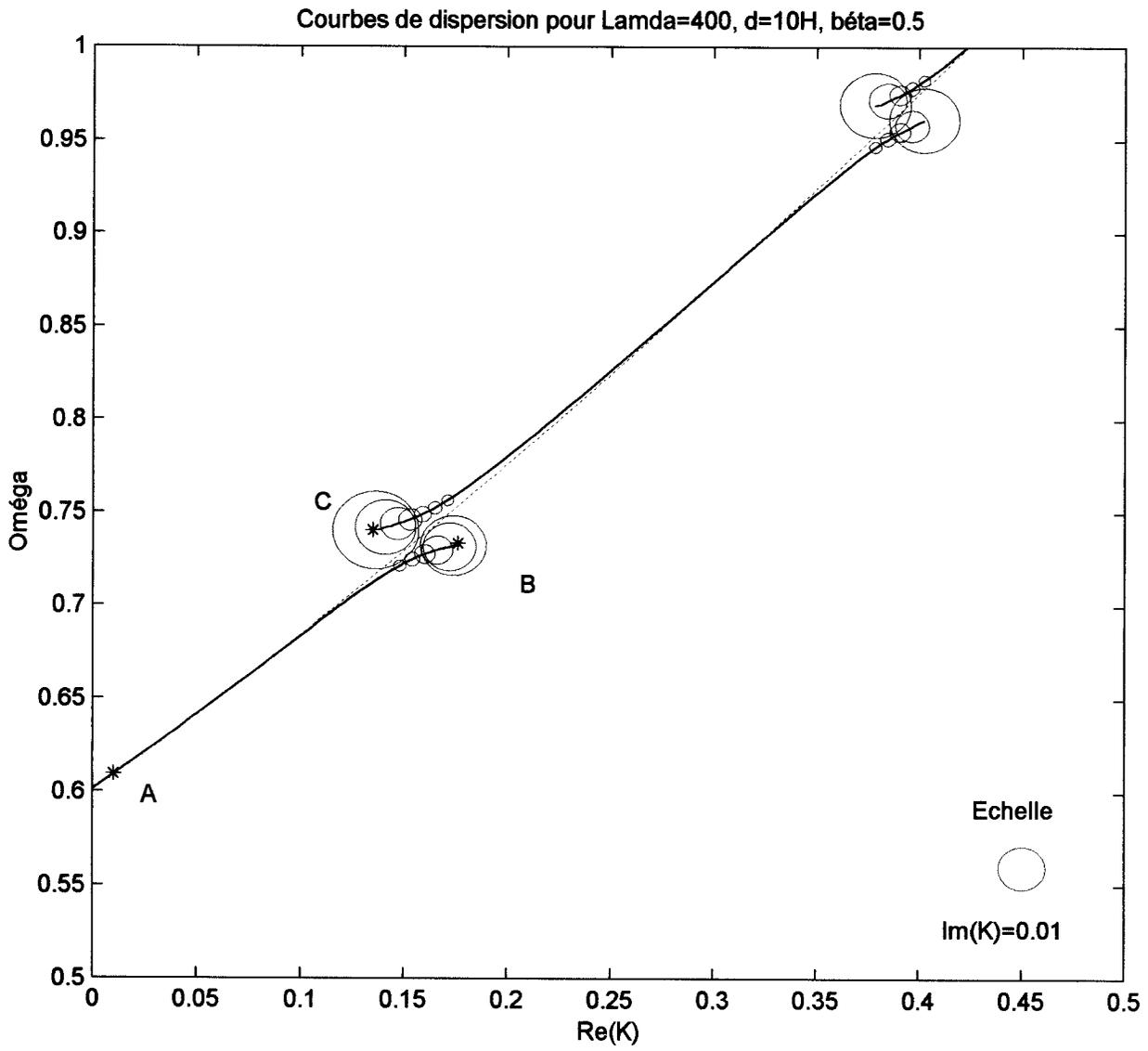


Figure IV-22 : Courbes de dispersion (Zoom sur la courbe IV-6) pour $\beta = 0.5$, $d = 10 H$, $\lambda = 400$. Les points A, B et C se réfèrent aux points où on va calculer les densités d'énergies.



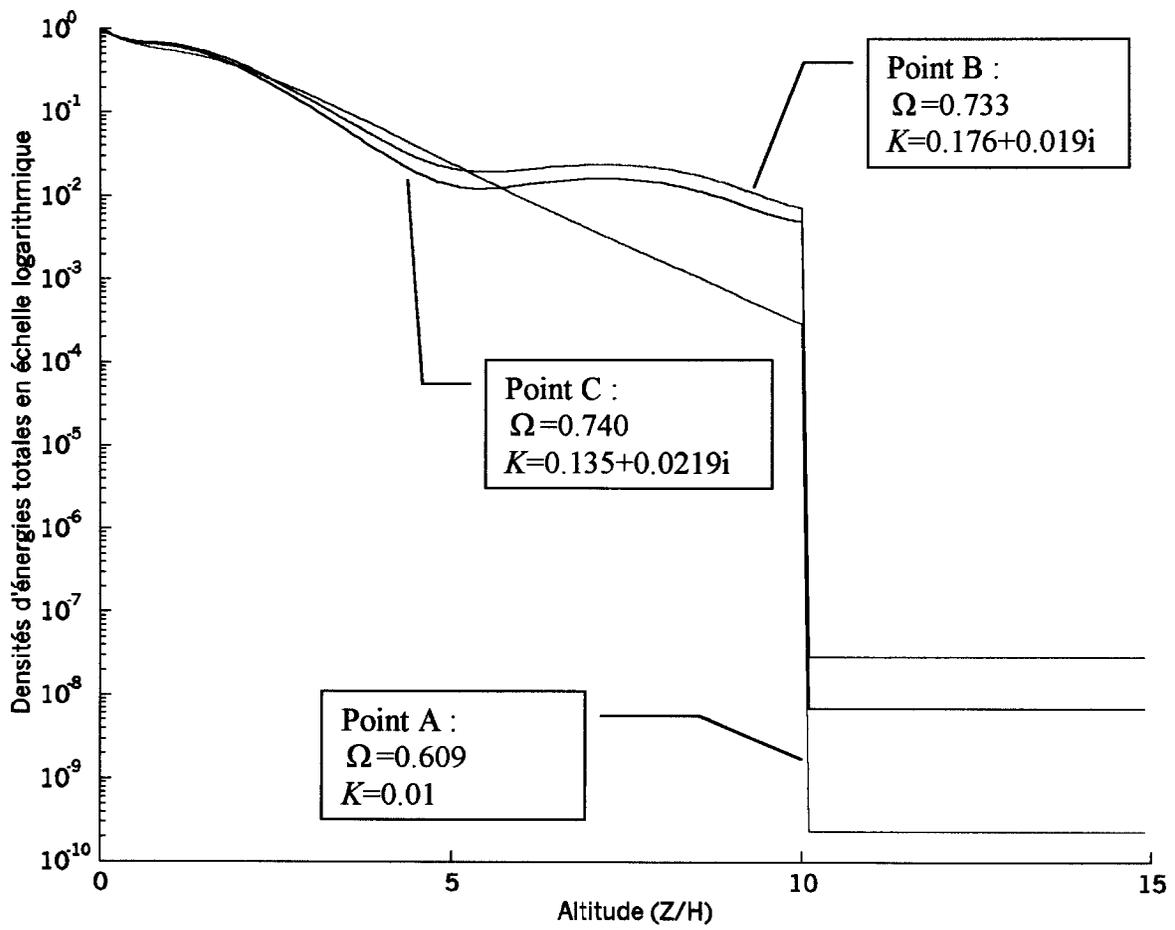


Figure IV-23 : Densités d'énergies totales en échelle logarithmique pour les modes **couplés** aux points « **A, B et C** »



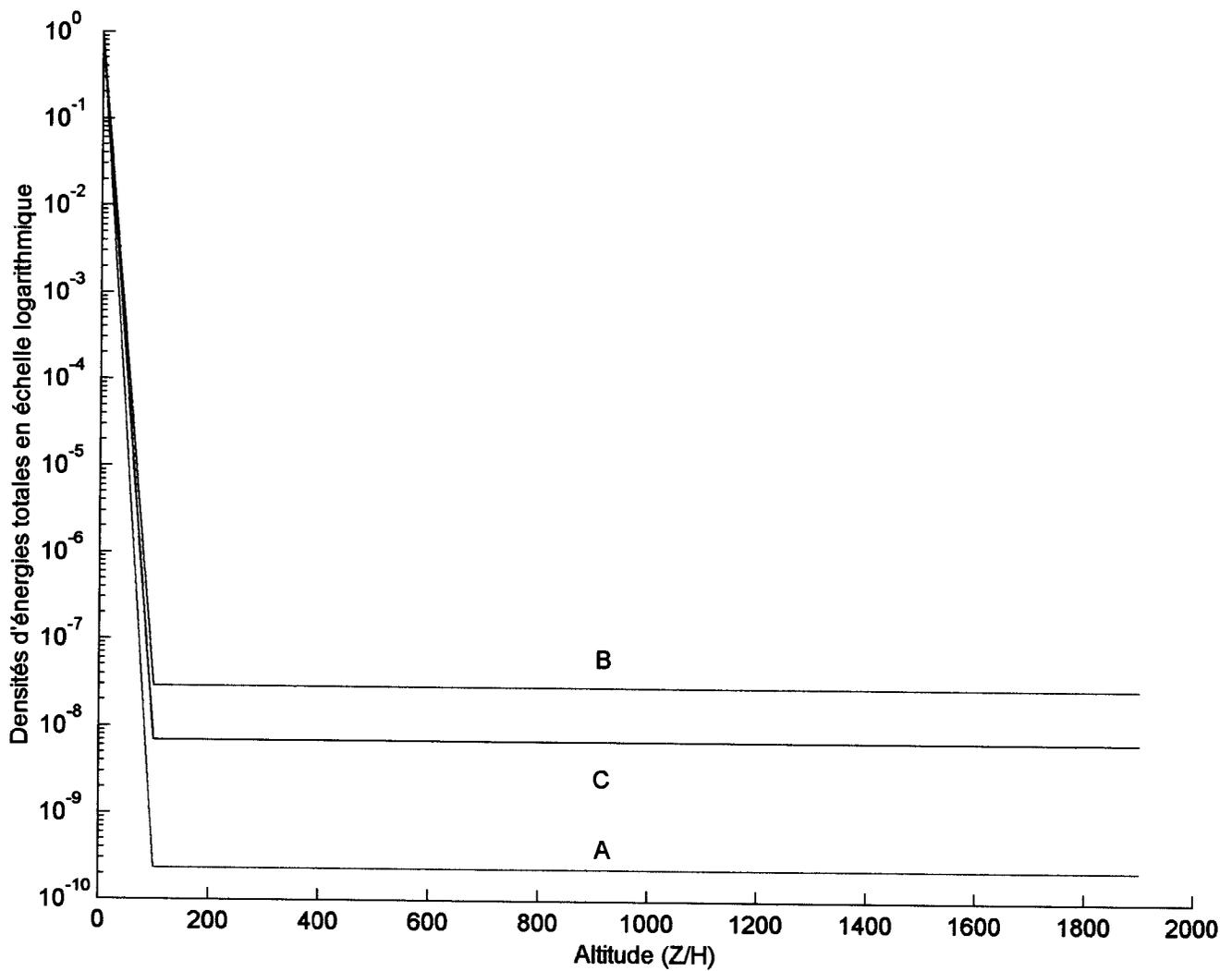


Figure IV-24 : Densités d'énergies totales en échelle logarithmique pour les modes **couplés** aux points « A, B et C ». Ici on prend de plus grandes altitudes.



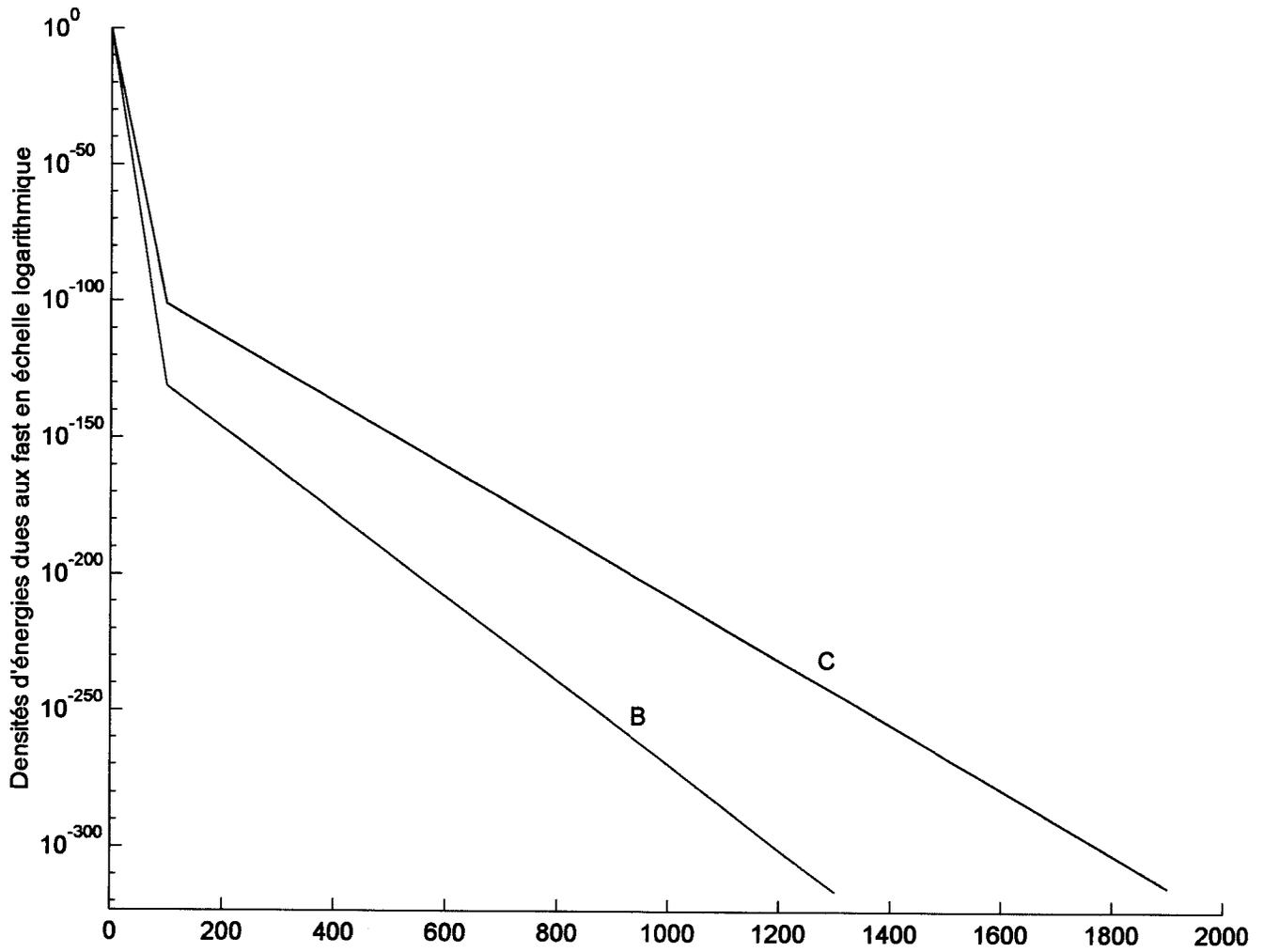


Figure IV-25 : Densités d'énergies dues à la contribution du mode fast dans la couronne en échelle logarithmique pour les modes **couplés** aux points « **B et C** ».



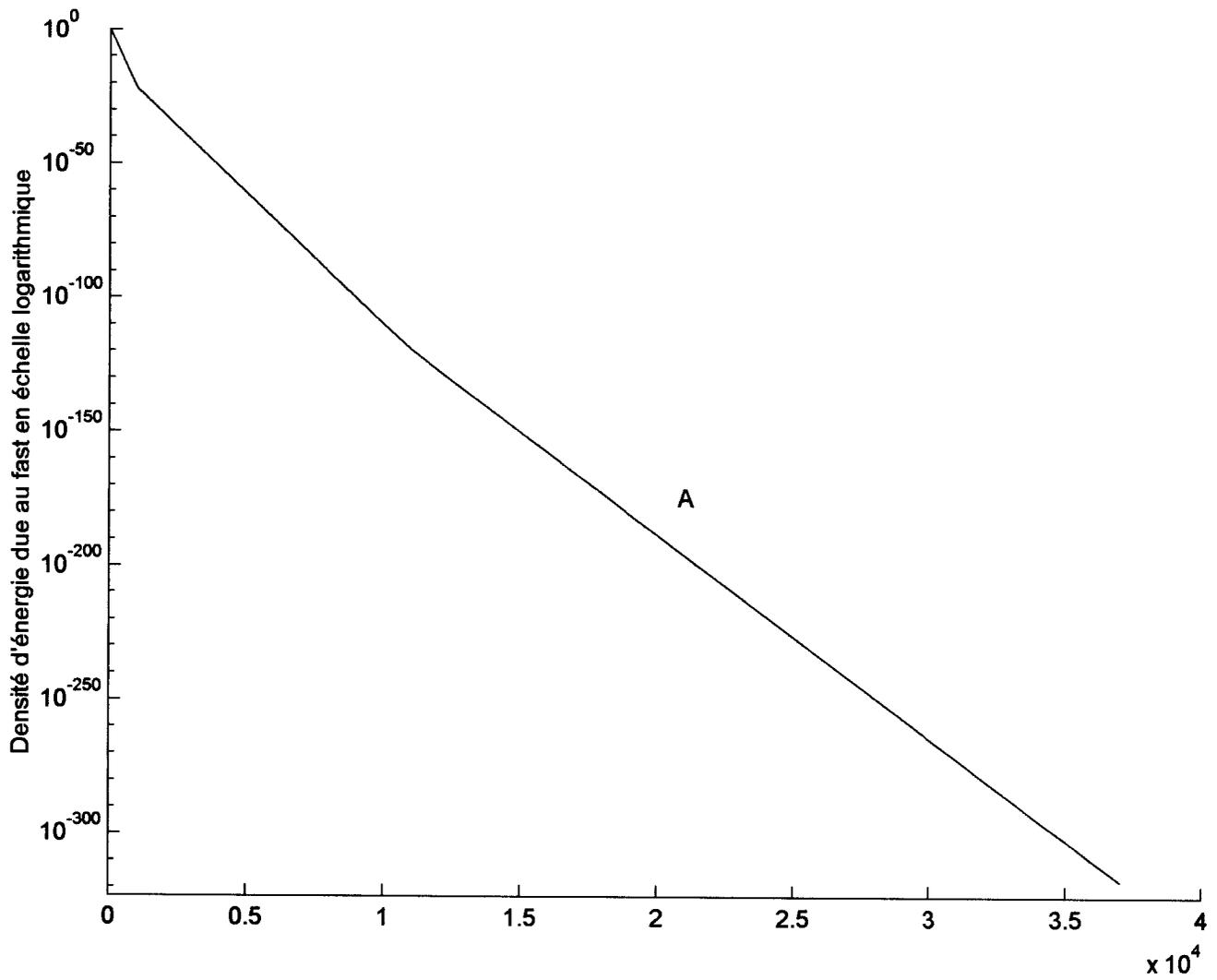


Figure IV-26 : Densité d'énergie due à la contribution du mode fast dans la couronne en échelle logarithmique pour les modes **couplés** au point « A ».



Sur les figures (IV-23 et IV-24), on remarque que la distribution de la densité d'énergie totale du mode fast couplé dans la couche inférieure de l'atmosphère est similaire à celle du mode fast couplé dans le cas isotherme. L'énergie reste essentiellement piégée dans la photosphère. Dans la couronne solaire, on remarque que la densité d'énergie totale diminue d'environ 2 ordres de grandeurs par rapport à celle de la haute chromosphère. Dans cette région l'énergie transportée par les ondes est essentiellement de nature cinétique.

Pour les modes mixtes (figures IV-23 et IV-24) correspondants aux points B et C respectivement, on remarque que leur comportement est très comparable. On voit sur ces courbes que la densité d'énergie totale dans la couche inférieure de l'atmosphère diminue d'abord exponentiellement, et commence à avoir un comportement harmonique vers $z = 5H$. Cela est propre aux modes mixtes qui ont un caractère slow et fast mixé. On remarque que la partie harmonique de la densité d'énergie totale est de faible amplitude par rapport à celle obtenue dans le cas isotherme. Ainsi la densité d'énergie des modes mixtes dans la basse couche de l'atmosphère est dominée par le caractère fast. Cette distribution ressemble à celle obtenue par Scheuer et Thomas en 1981 au point « ST2 ». La densité d'énergie dans la couronne reste faible (elle diminue d'environ 1 ou 2 ordres de grandeur par rapport à celle de la haute Chromosphère). Néanmoins elle est largement supérieure à celle du mode fast.

Sur les figures (IV-25 et IV-26) on remarque que les densités d'énergies dues aux modes fast dans la couronne restent très faibles et s'atténuent avec l'altitude. Cela est dû au fait que les ondes fast sont sensibles à la variation de la vitesse d'Alfven qui augmente avec l'altitude. Ainsi l'apport énergétique dans la couronne est assuré par des ondes de nature essentiellement slow. Sachant que l'amplitudes des ondes slow est inversement proportionnelle à la densité. Et vu la très faible densité des plasmas dans la couronne, on peut s'attendre à y observer des oscillations (Brynildsen & al. 2002).



V. Comparaison avec les résultats de Scheuer et Thomas :

Pour pouvoir comparer les résultats qu'on a obtenus avec ceux de Scheuer et Thomas 1981, on va tracer les courbes de dispersion pour les mêmes paramètres atmosphériques que ceux utilisés par ces auteurs. A savoir :

$$T_1 = 4500 \text{ k,}$$

$$T_2 = 2 \cdot 10^6 \text{ k,}$$

$$\gamma = 5/3 ;$$

$$B_0 = 1000 \text{ Gauss ;}$$

$$\rho_0(z = 0) = 5 \cdot 10^{-7} \text{ g / cm}^3 ;$$

$$g = 0.274 \text{ Km / S}^2$$

La vitesse du son dans le milieu I, $C_1 = 7.9 \text{ Km / S}$

La vitesse d'Alfven à $z = 0$, $V_{A0} = 4.0 \text{ Km / S}$

$$H_1 = 136.5 \text{ Km}$$

$$d = 20 H_1$$

$$\beta = 0.5$$

$$\lambda = 445$$

Sur la figure (IV-24), les points ST1, ST2 et ST3 se réfèrent aux mêmes points que ceux décrits dans le précédent chapitre (figure III-21)

Dans les courbes de dispersion, on retrouve bien les points « ST1 » et « ST3 ». Le point « ST2 » ne coïncide pas avec les courbes de dispersion. Néanmoins on retrouve une distribution des densités d'énergies pour les modes mixtes similaire à celle trouvée pour le point « ST2 » par Scheuer et Thomas en 1981. On a vu que les emplacements des modes slow sont sensibles à la nature des conditions aux limites. Ainsi la cause du décalage de ST2 peut être attribuée au fait que l'on a remplacé la zone de convection par une frontière rigide.



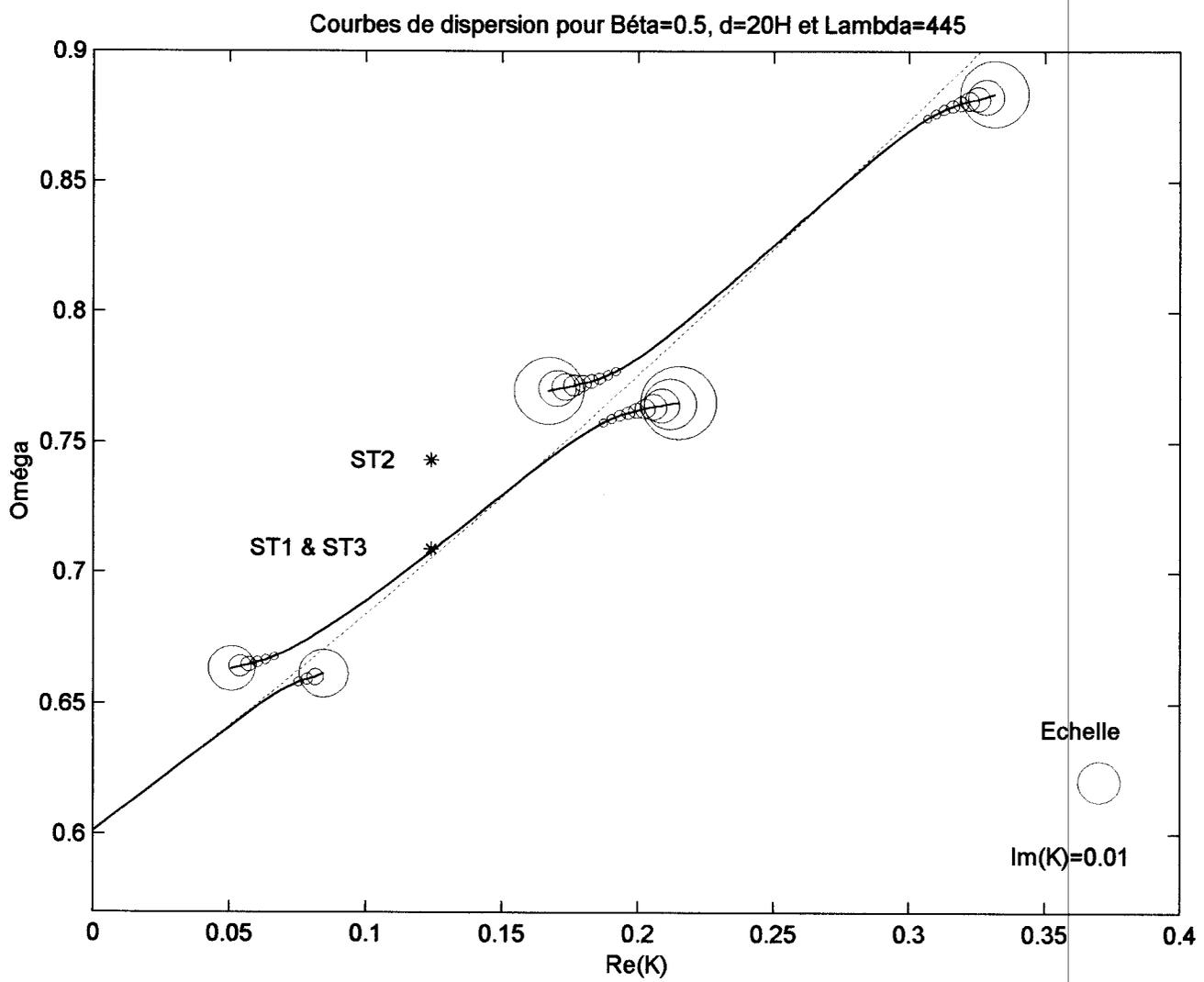


Figure IV-24 : Courbes de dispersion pour $\beta = 0.5$, $d = 20 H$, $\lambda = 445$.



Scheuer et Thomas attribuent les oscillations de 3-minutes à des modes fast piégés dans la photosphère. Selon les résultats qu'on a obtenus, les oscillations de 3-minutes sont attribuées à des modes fast ou des modes mixtes. Ce dernier cas est plus cohérent avec les observations, vu que les oscillations de 3-minutes sont observées dans la photosphère et la chromosphère. On note aussi, que les fréquences des modes mixtes ont une faible dépendance par rapport au nombre d'onde. Cela peut expliquer le fait que les oscillations de 3-minutes sont observées dans des taches ayant différents rayons.

VI. Conclusion :

Dans ce chapitre on a étudié le comportement des ondes magnéto-atmosphériques, dans le cadre d'un modèle déduit de celui utilisé par Scheuer & Thomas 1981. Dans le modèle qu'on a adopté, l'atmosphère au dessus de l'ombre d'une tache solaire est formée de deux couches isothermes superposées (figure IV-2).

Les modes propres d'une telle atmosphère sont les modes fast et les modes mixtes. Les modes slow purs ne sont pas des modes propres. Cela est dû au fait que les ondes slow ne sont que partiellement piégées dans la couche inférieure de l'atmosphère.

La partie imaginaire du nombre d'onde K est nulle ou négligeable pour les modes fast. Tandis que les modes mixtes voient $\text{Im}(K)$ augmenter progressivement lorsqu'on s'éloigne des modes fast purs. Cela va induire une atténuation des ondes lorsque celles-ci se propagent dans la direction horizontale. Cet effet d'atténuation varie exponentiellement avec la partie imaginaire de K .

L'examen des densités d'énergies pour les modes fast dans la couche inférieure de l'atmosphère révèle une distribution similaire à celle obtenue dans une atmosphère isotherme. Dans la couronne, les densités d'énergies totales des modes fast diminuent d'environ deux ordres de grandeurs par rapport à celles de la haute chromosphère, et prennent ainsi des valeurs très faibles. Pour les densités d'énergies des modes mixtes, on remarque que la contribution du caractère slow est faible par rapport à celle obtenue dans le modèle isotherme. Cela en raison de l'effet du piégeage partiel. La densité d'énergie dans la couronne diminue d'environ un ou deux ordres de grandeur par rapport à celle dans le haut de la chromosphère. Néanmoins elle reste très supérieure à celle des modes fast.



Ainsi les densités d'énergie dans la couronne sont dominées par l'apport des modes mixtes. Et donc comme on l'a vu par des ondes de nature slow. L'amplitude des ondes slow à de telles altitudes est importante, ce qui rend probable leur observation.

Les oscillations de 3-minutes observées dans l'ombre des taches solaires, peuvent être attribuées à des modes fast ou des modes mixtes résonnants. Dans ce dernier cas les oscillations chromosphériques seront corrélées avec celles de la photosphère. Les densités d'énergies seront dominées par les valeurs photosphériques. Cela est en bon accord avec les observations.

Dans cette étude, on a vu que la nature des conditions aux limites influence considérablement les propriétés des modes magnéto-atmosphériques. Ainsi, de futures investigations, devront prendre en considération les effets de la zone de convection.



CHAPITRE V

CONCLUSION GENERALE



I. Conclusion Générale :

Dans l'ombre des taches solaires, on distingue deux types d'oscillations : Les oscillations de période proche de 5 minutes et les oscillations de période proches de 3 minutes.

Les oscillations de 5-min sont la réponse de l'ombre des taches aux p-modes provenant des régions entourant la tache solaire (Thomas 1981 ; Thomas, Cram et Nye 1982).

Les oscillations de 3-min sont des oscillations résonantes propres à l'ombre elle-même (Abdelatif, Lites et Thomas 1984 ; Lites et Thomas 1985).

Dans les précédents chapitres, on s'est intéressé essentiellement à l'origine des oscillations de 3-min. Pour ce faire, on a traité deux modèles théoriques simples qui représentent l'atmosphère au niveau de l'ombre d'une tache solaire.

Dans le premier modèle, on considère que la photosphère et la chromosphère, au niveau de l'ombre d'une tache solaire se comportent comme une cavité résonante. On assume que cette atmosphère est isotherme et stratifiée (Abdelatif 1990). Dans un tel milieu, les modes fast et slow peuvent interagir entre eux. Lorsque l'interaction des deux modes est très faible, ils sont complètement découplés (loin des intersections 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 (près des intersections des modes slow et fast découplés) le mode résultant n'est ni fast ni slow, mais une combinaison des deux, appelé aussi mode mixte. Celui-ci a un caractère fast dominant en bas de l'atmosphère et un caractère slow dominant dans le haut de l'atmosphère.

L'examen des densités d'énergies des modes fast indique que dans ce cas les ondes sont essentiellement piégées dans la photosphère. Cela est dû au fait que ces ondes sont sensibles à la variation de la vitesse d'Alfvén. Ce qui provoque leur réflexion lorsqu'elles se propagent vers le haut. Ainsi seule une très faible proportion d'ondes fast atteint la zone de transition. Cela indique que la condition que l'on a utilisée à la limite supérieure de l'atmosphère est adéquate pour les modes fast.

Tandis que dans le cas des modes slow, les ondes ne se réfléchissent qu'aux frontières de l'atmosphère. Car elles ne sont sensibles qu'à la variation de la vitesse du son. Cela indique que le piégeage de ces ondes se fait de façon artificielle causée par les conditions aux limites que l'on a adoptées.



La comparaison des différents travaux théoriques, et leur confrontation avec les observations, indiquent que la théorie de la résonance photosphérique semble être en meilleur accord avec les observations que la théorie de la résonance chromosphérique.

Le modèle isotherme nous a permis de représenter clairement les propriétés des modes propres couplés et découplés à différentes altitudes dans une atmosphère isotherme et stratifiée. Cela a permis aussi de mettre en évidence l'influence des conditions aux limites utilisées sur les différents modes, et par la suite de proposer des conditions aux limites qui répondent mieux à la physique du problème.

Le second modèle est déduit de celui utilisé par Scheuer et Thomas en 1981. Ainsi, on considère que l'atmosphère au dessus de l'ombre d'une tache solaire est formée de deux couches isothermes superposées. La couche inférieure représente la photosphère et la chromosphère. La couche supérieure représente la couronne solaire. La zone de convection est remplacée par une frontière parfaitement réfléchissante. Dans une telle atmosphère, les modes propres sont les modes fast et les modes mixtes. Tandis que les modes slow purs ne sont pas propres de cette atmosphère. Cela revient au fait que les ondes slow ne sont que partiellement piégées dans la couche inférieure.

Dans cette atmosphère, les nombres d'ondes sont complexes. Cela est cohérent avec l'existence d'un effet d'atténuation des ondes lorsque celles-ci se propagent dans la direction horizontale. Cette atténuation varie exponentiellement avec la partie imaginaire de K . Pour les modes fast, la partie imaginaire du nombre d'onde K est nulle ou faible. Pour les modes mixtes, la partie imaginaire de K augmente progressivement lorsqu'on s'éloigne des modes fast purs.

La densité d'énergie des modes fast dans la photosphère et la chromosphère reste similaire à celle obtenue dans le cas d'une atmosphère isotherme. Dans la couronne, elle diminue d'environ deux ordres de grandeurs par rapport à celle de la haute chromosphère. Pour les modes mixtes, la densité d'énergie a un caractère fast dominant dans la photosphère et un caractère slow dominant dans la chromosphère. On remarque que la densité d'énergie dans la chromosphère est faible par rapport à celle obtenue dans une atmosphère isotherme. Cela est dû à l'effet du piégeage partiel des ondes slow. La densité d'énergie dans la couronne diminue d'environ un ou deux ordres de grandeurs par rapport à celle de la haute chromosphère. La comparaison des densités d'énergies des différents modes nous révèle que l'apport énergétique dans la couronne est essentiellement garanti par les modes mixtes. Et donc par des ondes de nature slow. Malgré les faibles valeurs des densités d'énergies



dans la couronne, il est envisageable d'y observer des oscillations, car leurs amplitudes deviennent très importantes à ces altitudes.

D'après les résultats obtenus, les oscillations de 3-min observées dans l'ombre des taches solaires peuvent être attribuées à des modes fast ou des modes mixtes résonants. Ce dernier cas semble être en bon accord avec les observations. Car dans ce cas les oscillations photosphériques et chromosphériques sont corrélées et la densité d'énergie est dominée par les valeurs photosphériques. L'existence des oscillations de 3-min dans la couronne peut être aussi attribuée à des ondes de natures essentiellement slow appartenant à des modes mixtes.

Dans les deux modèles qu'on a traité, on suppose que la zone de convection se comporte comme une couche parfaitement réfléchissante. Cela peut être justifié par le fait que la densité est importante à ces altitudes, ce qui a pour effet de diminuer l'amplitude des oscillations. Aussi lorsqu'on examine les calculs de Scheuer et Thomas 1981, on remarque que la densité d'énergie diminue de plusieurs ordres de grandeurs lorsqu'on passe de la basse photosphère à la zone de convection. Néanmoins, on a vu que la nature des conditions aux limites influence considérablement les propriétés des ondes magnéto-atmosphériques. Ainsi, on peut suggérer que dans de prochaines investigations on prenne en considération les effets de la zone de convection. Celle-ci se présente sous forme d'une polytrophe où la température augmente linéairement avec la profondeur. Dans ce cas la réflexion des ondes lorsqu'elles se propagent dans la zone de convection en provenance de la photosphère sera due à l'augmentation de la densité et à la variation de la vitesse d'Alfven et la vitesse du son avec la profondeur.



Références :

Abdelatif, T.E.: 1985, PhD, Université de Rochester.

Abdelatif, T.E. & Thomas J.H.: 1987, *Astrophys. J.* **320**, 884.

Abdelatif, T.E. ; Lites,B.W. & Thomas, J.H.: 1984, S.L. Kiel (ed), *Small-scale dynamical processes in quiet stellar atmosphere*, Sunspot, N.M.: National solar observatory, p.141.

Abdelatif, T.E. ; Lites,B.W. & Thomas, J.H.: 1986, *Astrophys. J.* **311**, 1015.

Abdelatif, T.E.:1990, *Solar Phys.* **129**, 201.

Banerjee, D. ; Hasan, S.S.; & Christensen-Dalsgaard, J. : 1995, *Astrophys. J.*, **451**, 825

Beckers, J.M.; & Tallant, P.E.: 1969, *Solar Phys.* **7**, 351.

Brynildsen, N. ; Maltby, P. ; Fredvik, T. ; Kjeldseth-moe, O. : 2002, *Solar Phys.* **207**, 259.

Cally, P.S. : 2001, *Astrophys. J.*, **548**, 473

Cally, P.S. ; Bogdan, T.J.: 1993, *Astrophys. J.* , **402**, 721

Cally, P.S. ; Bogdan, T.J ; Zweibel, E.G. : 1994, *Astrophys. J.* **437**, 507

Chandrasekhar, S.: 1981, Ed: Oxford University Press; *Hydrodynamic and hydromagnetic stability*.

Ferraro, V.C.A. & Plumpton, C.: 1957, *Astrophys. J.* **127**, 459.

Fludra, A.: 1999, *Astron. Astrophys.* **344**, L75

Fludra, A.: 2001, *Astron. Astrophys.* **368**, 639

Hasan, S.S.: 1991 *ApJ.* **366**, 328.

Heyvaerts, J. :1980, *Ann. Phys. Fr.* **5**, 315.

Heyvaerts, J. :1980, *Ann. Phys. Fr.* **5**, 337.

Heyvaerts, J. :1980, *Ann. Phys. Fr.* **5**, 379.



- Judge, P.G. ; Tarbell, T.D. & Wilhelm, K.: 2001 *ApJ.* **554**, 424.
- Junger, M.C. & Perulli, M.: 1978, Maloine S.A. éditeur, *Eléments d'Acoustique Physique*.
- Kinsler, L.E. ; Frey, A.R. ; Coppens, A.B. & Sanders, J.V. : 1982, John Wiley & Sons (ed), *Fundamentals of Acoustics*.
- Leighton Robert B. ; Noyes Robert W. ; Simon George W. : 1962, *Astrophys. J.* **135**, 474.
- Leroy, B. & Schwartz, S. J.: 1982, *Astron. Astrophys.* **112**, 84.
- Lighthill, J.: 1980, *Cambridge University Press, Waves in Fluids*.
- Lites, B.W. ; Thomas, J.H. : 1985, *Astrophys. J.* **294**, 682
- Lites, B.W. : 1986b, *Astrophys. J.* **301**, 1005
- Lites, B.W. : 1992, in J.H. Thomas and N.O. Weiss (eds), *Sunspots: Theory and Observations* , Kluwer Academic Publishers.
- Lites, B.W.; Thomas, J.H.; Bogdan, T.J.; Cally, P.S. : 1998, *Astrophys. J.* **497**, 464.
- Maltby, P.; Brynildsen, N.; Fredvik, T.; Kjeldseth-Moe, O.; Wilhelm, K.: 1999, *Solar Phys.* **190**, 437.
- Moore, R.L.: 1973, *Solar Phys.* **30**, 403.
- Moore, R.L. : 1981, in *The Physics of Sunspots*, ed. L.E. Cram et J.H. Thomas (Sunspot, N.M.: Sacramento peak Observatory) p. 259.
- Noyes, R.W. : 1982, Harvard University Press, *The Sun Our Star*.
- Pantellini, F.: 2001, Univ. Jussieu, *Les Fluides Stratifiés*
<http://despa.obspm.fr/~pantelli/jussieu/html/stratifie/stratifie.html>
- Pantellini, F.: 2000, Univ. Jussieu, *La magnétohydrodynamique*
<http://despa.obspm.fr/~pantelli/jussieu/html/mhd/mhd.html>



- Priest, E.R.: 1985, Reidel Publishing Company, *Solar System Magnetic Field*.
- Roberts, B.: 1983, *Solar Phys.* **87**, 77
- Roberts, B.: 1990, *IAUS*, **142**, 159
- Scheuer, M.A. & Thomas, J.H.: 1981, *Solar Phys.* **71**, 21.
- Schwartz, S. J. & Leroy, B. : 1982, *Astron. Astrophys.* **112**, 93.
- Settele, A. ; Zhugzhda, Y.D. & Staude, J.: 1999, *Astron. Nachr.* **320**, 147.
- Settele, A. ; Staude, J & Zhugzhda, Y.D. :2001, *Solar Phys.* **202**, 281.
- Thomas, J.H.: 1978, *Astrophys. J.* **225**, 275.
- Thomas, J.H.: 1981, in *The Physics of Sunspots*, ed. L.E. Cram et J.H. Thomas (Sunspot, N.M.: Sacramento peak Observatory) p. 345.
- Thomas, J.H.: 1983, *Ann. Rev. Fluid Mech.* **15**, 321.
- Thomas, J.H.: 1984, *Astron. Astrophys.*, **135**, 188.
- Thomas, J.H. ; Cram, L.E.; & Nye, A.H.: 1982, *Nature* **297**, 485.
- Thomas, J.H. ; Lites, B.W. ; Gurman, J.B. & Ladd. E.F. : 1987, *Astrophys. J.* **312**, 457.
- Thomas, J.H. & Scheuer, M.A.: 1982, *Solar Phys.* **79**, 19.
- Thomas, J.H. ; Weiss, N.O.: 1992, Kluwer Academic Publishers, *Sunspots: Theory and Observations*.
- Uchida, Y. & Sakurai, T.: 1975, *Publ. Astron. Soc. Japan* **27**, 259.
- Ulrich, R.K. : 1970, *Astrophys. J.*, **162**, 993
- Walsh, G.R.: 1977, Wiley & Sons Ltd, *Methods of Optimisation*.
- Wolff, C. L.: 1972, *Astrophys. J.*, **177**, L87.
- Wood, W.P. : 1990 *So. Phy.* **128**, 353.
- Wood, W.P. : 1997 *So.Phy.* **173**, 259.
- Yavorski, B. ; Detlaf, A. : 1986, Editions Mir, *Aide-mémoire de Physique*



Zhugzhda, Y.D. : 1979, *Astron. Zh.* **56**, 74.

Zhugzhda, Y.D. ; Locans, V. & Staude, J.: 1983, *Solar Phys.* **82**, 369.

Zhugzhda, Y.D.; Staude, J. & Locans, V.: 1984, *solar Phys.* **91**, 219.

Zhugzhda, Y.D.: 1984, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, **207**, 731.

Zhugzhda, Y.D.; Dzhililov, N. S.: 1982 *Astron. Astrophy.* **112**, 16

Zhukov, V.I. & Efremov, V.I.:1987, *Solar Phys.* **109**, 403.

