



Université
de Toulouse

THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par : *l'Université Toulouse 3 Paul Sabatier (UT3 Paul Sabatier)*

Présentée et soutenue le *25/10/2017* par :

JÉRÉMY DARGENT

**Modélisation numérique de la dynamique des ions froids
dans le cadre de la reconnexion magnétique à la
magnétopause terrestre**

JURY

HENRI RÈME	Professeur d'Université	Président du Jury
FRANCESCO CALIFANO	Professeur d'Université	Rapporteur
GUILLAUME AULANIER	Astronome	Rapporteur
CLAIRE FOULLON	Maître de Conférence	Examineur
ALESSANDRO RETINÒ	Chargé de recherche	Chercheur invité
BENOÎT LAVRAUD	Chargé de recherche	Directeur de thèse
NICOLAS AUNAI	Chargé de recherche	Co-directeur de thèse

École doctorale et spécialité :

SDU2E : Astrophysique, Sciences de l'Espace, Planétologie

Unité de Recherche :

Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie (UMR 5277)

Laboratoire de Physique des Plasmas (UMR 7648)

Directeur(s) de Thèse :

Benoît LAVRAUD et Nicolas AUNAI

Rapporteurs :

Francesco CALIFANO et Guillaume AULANIER

Remerciements

Après une soutenance, deux déménagements, trois ans de thèse, quatre simulations, et cinq voyages aux États-Unis, il me revient désormais de parachever cet imposant ouvrage communément appelé une thèse. Lecteur avide de connaissance ou simplement curieux de la reconnexion magnétique, tu pourras bientôt te délecter de mon travail, fruit de trois ans de labeur, de collaborations variées, de vacances en pointillés agrémentées de quelques nuits blanches, ainsi que de 15 millions d'heures de calculs (qu'un esprit critique pourra comparer avec la durée de cette thèse). Mais avant de te laisser bercer par la mélodie du travail accompli, permet moi, je te prie, d'égrainer les mercis.

Rendant tout d'abord aux Césars les honneurs qui leur sont dus : je souhaiterais remercier mes directeurs de thèse, Nicolas Aunai et Benoit Lavraud. Directeurs compétents et complémentaires, j'ai pu grâce à eux développer une vision plurielle de la reconnexion magnétique, alliant simulations numériques et observations satellites. Dynamiques, à défaut de co-localisés, ils m'ont ouvert de nombreuses portes, notamment en me permettant de voyager afin de me former, de rencontrer des gens et de me faire connaître. Benoît et Nicolas ont été présent pour moi (à tour de rôle) tout au long de ma thèse, m'assurant un environnement de travail optimum ainsi que toutes les ressources (numériques notamment) nécessaires au bon déroulement de mon travail. Nicolas, tout d'abord, fut très présent et disponible pour moi au début de ma thèse. Rigoureux, franc, et ne comptant pas ses heures (de travail, pas de calcul), il m'a initié à la simulation et a transformé le jeune étudiant féru d'astrophysique en chercheur numéricien de la reconnexion magnétique. Je lui dois également beaucoup dans l'art de la présentation orale. Benoît m'a quant à lui beaucoup aidé par sa vaste connaissance du sujet et ses nombreux contacts dans la communauté internationale de la reconnexion magnétique. Il a su accepter et intégrer un thésard déjà plus porté sur les simulations que sur les observations qui forme son domaine d'expertise. Benoît et Nicolas ont constitué pour moi une formidable rampe de lancement dans le milieu de la recherche.

Ma thèse fut sans doute particulière en cela que j'ai eu à changer de laboratoire une semaine et demi après le début, pour n'y revenir qu'un an et demi plus tard. Ce petit aller et retour entre l'IRAP, à Toulouse, et le LPP, à Palaiseau, m'a permis de côtoyer de nombreuses personnes qui ont partagé mon quotidien et influencé mon travail. C'est pourquoi, je voudrais remercier Alessandro, Alexis, Anne, Dominique, Fouad, Gérard, Kateryna, Laurence, Lina, Loïc, Malik, Nicolas D., Nicole, Olivier, Patrick, Philippe, Roch, Rodrigue, Roland, Sébastien, Victor, Vivien et tous les autres chercheurs et ingénieurs, jeunes ou moins jeunes, que j'ai pu côtoyer au LPP. Un grand merci aussi à Maryline, Édouard, Colette, Chérifa et tous les membres de l'équipe administrative du labo pour votre disponibilité. Coté IRAP également, un grand merci à Alexis, Aurélie, Christian, Eduardo, Emma-

nuel, Frédéric, Iannis, Illya, Issaad, Kalyani, Mickael, Mikel, Morgane, Nathanaël, Norberto, Olivier, Philippe, Pierre-Louis, Rui, Vincent, Yoann et tout les gens avec qui j'ai pu travailler ou simplement discuter de mon travail. Merci également à l'équipe administrative du laboratoire et, en particulier, à Josette et Dorine pour la bonne humeur et l'efficacité qu'elles mettent dans leur travail.

Je souhaiterais également remercier tout ceux avec qui j'ai pu travailler en dehors de mes laboratoires. Ma thèse s'est ainsi construite sur de fructueuses collaborations. En particulier, un grand merci à Sergio Toledo-Redondo, en espérant travailler encore longtemps avec lui sur les ions froids. Merci à Mike Shay, Paul Cassak et Kittipat Malakit, dont les discussions m'ont permis d'avancer dans mon travail sur les champs électriques. Merci également à Michael Hesse, créateur du premier code de simulation que j'ai eu à utiliser au cours de cette thèse, pour l'intérêt sincère qu'il a porté sur mes premiers travaux.

Une thèse numérique ne peut pas se faire sans un bon code de simulation, et dans mon cas, ce code fut SMILEI. C'est pourquoi je voudrais remercier toute l'équipe SMILEI, basée sur le plateau de Saclay de m'avoir accueilli dans le groupe et les féliciter pour le succès et le dynamisme de SMILEI. Merci à Arnaud, Julien, Mickael, Tommaso et tout les autres membres de l'équipe SMILEI. Un grand merci en particulier à Frédéric Pérez, qui m'a beaucoup aidé quand je me suis attaqué aux routines de post-traitement SMILEI, et à Marie Flé, grâce à qui j'ai réussi à compiler le code sur les super-ordinateurs. Keep **Smilei-** .

Je souhaite également remercier les membres de mon jury pour l'intérêt qu'ils ont apporté à ma thèse, et en particulier mes deux rapporteurs, Francesco Califano et Guillaume Aulanier. Francesco fut disponible et constructif dans sa revue de mon travail. Guillaume a également réalisé un travail formidable, malgré le peu de temps disponible pour le faire après avoir appris qu'il serait finalement rapporteur suite au refus de Claire Foullon par l'école doctorale. Merci à Claire d'avoir accepté d'être rapporteuse, même si les circonstances en ont finalement décidé autrement. Merci à Alessandro, qui était prêt à participer au jury de thèse au dernier moment, s'apprêtant même à venir un mois plus tôt. Merci enfin à Henri Rème, mon grand-père doctoral (directeur de thèse de Benoit), pour avoir accepté de présider mon jury.

Du fait de ma mobilité au cours de ma thèse, obtenir une mission d'enseignement fut assez compliqué pour moi. Cependant, grâce à l'aide de Dominique Toublanc, j'ai finalement pu réaliser ce souhait en 3^{ème} année et je le remercie chaleureusement pour cela. Merci également à Gabriel Fruit, qui fut mon tuteur de monitorat, ainsi qu'à Olivier Guillermet et Frédérique Said, avec qui j'ai eu le plaisir de travailler.

Je finirais enfin en remerciant tous celles et ceux qui m'ont accompagné le long du chemin qui m'a mené jusqu'à là : famille, amis et simples rencontres qui ont

pavé ma passion pour l'astrophysique. Je remercie particulièrement mes grands-parents, qui m'ont accueillis lors de mon séjour parisien et qui ont relu ma thèse afin de corriger mon orthographe, même si le contenu a parfois pu leur être ardu. Je pense également à ma femme, Marie, qui a accepté de dire "oui" à un futur globe-trotteur en puissance. Il va falloir assumer ^^.

Merci à tous. Je libère à présent le lecteur impatient. Bonne lecture.

Table des matières

1	Introduction	9
1.1	Les plasmas astrophysiques	9
1.1.1	Exemples de plasmas	10
1.1.2	Propriétés des plasmas astrophysiques	11
1.1.3	Le gel du champ magnétique	13
1.2	La reconnexion magnétique	15
1.2.1	Historique de la reconnexion magnétique	16
1.2.2	Mécanisme de la reconnexion magnétique	21
1.2.3	Jet et champ de Hall	23
1.2.4	Le taux de reconnexion magnétique	26
1.3	La magnétosphère terrestre	31
1.3.1	Le cycle de Dungey	32
1.3.2	Les dérives de particules	33
1.3.3	Effets de rayon de Larmor fini	36
1.3.4	Missions spatiales magnétosphériques	40
1.4	Les ions froids magnétosphériques	43
1.4.1	Composition et origine du plasma magnétosphérique	43
1.4.2	Plumes magnétosphériques et apport de masse	45
2	Modélisation numérique de la reconnexion magnétique en milieu non-collisionnel	51
2.1	Aperçu des différents formalismes de modélisation numérique	51
2.2	Modèles descriptifs de plasmas astrophysiques	52
2.2.1	Le modèle cinétique de Vlasov	53
2.2.2	Le modèle de Vlasov Hybride	57
2.2.3	Modèles Magnéto-Hydro-Dynamiques	59
2.3	Simulations Particle-In-Cell (PIC)	62
3	Couche de courant asymétrique, reconnexion magnétique et importance de l'état initial	71
3.1	Introduction	71

3.1.1	Les équilibres cinétiques	72
3.1.2	Le modèle BAS	74
3.1.3	Plan du chapitre	77
3.1.4	Modèle numérique et normalisations	78
3.2	Impact des électrons sur l'équilibre BAS	78
3.2.1	Conditions initiales	79
3.2.2	Description générale et limitations	83
3.2.3	Effets cinétiques des électrons	85
3.3	Reconnexion magnétique asymétrique et conditions initiales	87
3.3.1	Conditions initiales	88
3.3.2	Relaxation de la couche de courant	89
3.3.3	Évolution du taux de reconnexion	90
3.3.4	Evolution des signatures de la reconnexion magnétique	93
3.4	Résumé et discussion	102
4	Impact des ions froids magnétosphériques sur la reconnexion ma-	
	gnétique	105
4.1	Introduction	105
4.2	Normalisations, modèle numérique, conditions initiales communes	107
4.3	Le champ électrique de Larmor	109
4.4	Effet de la température des ions froids sur la reconnexion magnétique	114
4.4.1	Modélisation des ions froids	114
4.4.2	Comparaison des simulations avec et sans ions froids	116
4.4.3	Dynamique cinétique des ions froids à proximité de la ligne X	117
4.4.4	Dynamique cinétique avec et sans ions froids loin de la ligne X	120
4.5	Résumé et discussion	127
5	Signatures des ions froids le long des séparatrices magnétosphé-	
	riques	132
5.1	Introduction	132
5.2	Signatures des ions froids	133
5.2.1	Régions de raréfaction et de compression des ions froids	133
5.2.2	Effet de rayon de Larmor fini : signature en forme de croissant	135
5.2.3	Comparaison des fonctions de distributions pour les diffé-	
	rentes populations	142
5.2.4	Chauffage parallèle des ions froids aux séparatrices	144
5.3	Discussion	150
5.4	Conclusion	151

6	Perspectives et conclusion	157
6.1	Perspectives	157
6.2	Impact d'une plume plasmaphérique sur la reconnexion magnétique	159
6.2.1	Simulation d'une plume plasmaphérique	159
6.2.2	Normalisation, modèle numérique et conditions initiales . . .	160
6.2.3	Discussion et opportunités	163
6.3	Effet des ions froids sur le champ de Hall	166
6.3.1	Introduction à la problématique	166
6.3.2	Comparaison avec la simulation	169
6.4	Conclusion	172

Chapitre 1

Introduction

Sommaire

1.1 Les plasmas astrophysiques	9
1.1.1 Exemples de plasmas	10
1.1.2 Propriétés des plasmas astrophysiques	11
1.1.3 Le gel du champ magnétique	13
1.2 La reconnexion magnétique	15
1.2.1 Historique de la reconnexion magnétique	16
1.2.2 Mécanisme de la reconnexion magnétique	21
1.2.3 Jet et champ de Hall	23
1.2.4 Le taux de reconnexion magnétique	26
1.3 La magnétosphère terrestre	31
1.3.1 Le cycle de Dungey	32
1.3.2 Les dérives de particules	33
1.3.3 Effets de rayon de Larmor fini	36
1.3.4 Missions spatiales magnétosphériques	40
1.4 Les ions froids magnétosphériques	43
1.4.1 Composition et origine du plasma magnétosphérique . .	43
1.4.2 Plumes magnétosphériques et apport de masse	45

1.1 Les plasmas astrophysiques

Un plasma est un gaz de particules totalement ou partiellement ionisées. En raison de la charge électrique des particules qui le constituent, un plasma est un très bon conducteur, par opposition aux gaz neutres, qui sont isolants. Du fait de la grande mobilité des charges électriques dans un milieu conducteur, tout

déséquilibre de charge dans un plasma se neutralise très vite, ce qui entraîne une quasi-neutralité du milieu.

1.1.1 Exemples de plasmas

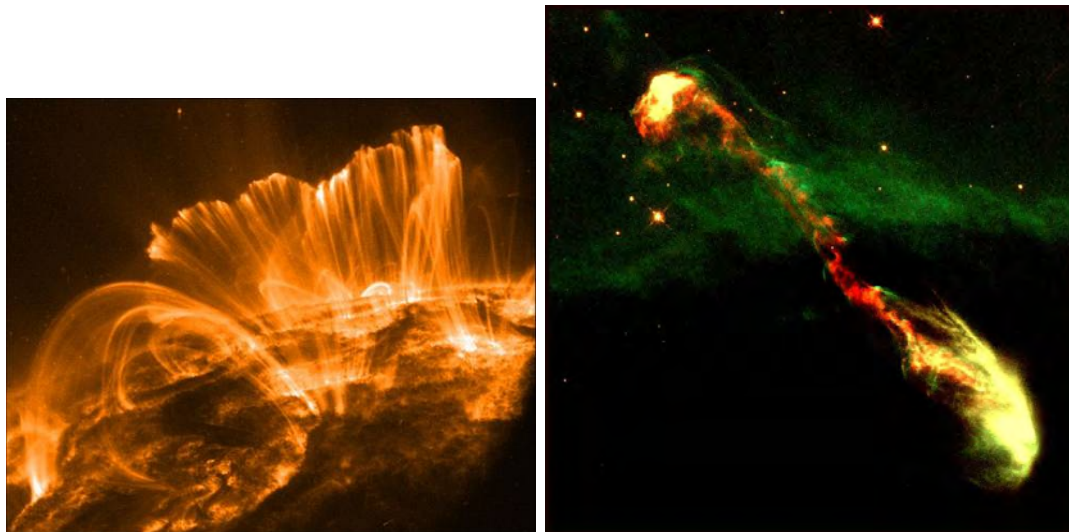


FIGURE 1.1 – Exemples de plasmas astrophysiques. À gauche, une image de la couronne solaire. À droite, un jet astrophysique observé par le télescope spatial Hubble.

Les plasmas sont omniprésents dans l’Univers. Du fait des conditions qui y règnent, que ce soit en raison d’une faible densité de matière (milieux interplanétaire et interstellaire) ou d’une très haute température (étoiles, disques d’accrétion, etc.), l’essentiel de la matière s’y présente sous cet état. Deux exemples de ces plasmas sont montrés sur la Fig.1.1. Alfvén & Fälthammar (1963) ont distingué trois catégories de plasmas dans le système solaire : les plasmas de haute densité, les plasmas de moyenne densité et les plasmas de faible densité.

Le plasma de haute densité correspond au plasma que nous trouvons à l’intérieur du Soleil. C’est un plasma opaque, où les photons sont continuellement absorbés et réémis par la matière. Dans le système solaire, ce plasma ne se trouve qu’à l’intérieur du Soleil, c’est-à-dire tout ce qui se situe sous la photosphère, la surface observable du Soleil. La densité de plasma de la photosphère et des couches inférieures est supérieure à 10^{13} cm^{-3} . De manière plus générale, il constitue les étoiles et les disques d’accrétion que nous pouvons observer dans l’Univers.

Les plasmas de moyenne densité sont observables dans les régions de transition entre haute et basse densités. Ils constituent les couches les plus hautes du Soleil,

telles que la chromosphère ($\sim 10^{11} \text{ cm}^{-3}$) ou la couronne solaire ($\sim 10^7 \text{ cm}^{-3}$), ainsi que les plus hautes couches des atmosphères planétaires. En ce qui concerne la Terre, par exemple, nous estimons que le plasma est de densité moyenne à partir d'environ 70 km d'altitude. À cette altitude se situe une couche appelée ionosphère ($\sim 10^5 - 10^6 \text{ cm}^{-3}$), où l'atmosphère est ionisée. Le plasma demeure de densité moyenne jusqu'à plusieurs rayons terrestres de distance. Dans un contexte plus large, les jets astrophysiques (voir la Fig.1.1) rentrent en grande partie dans cette catégorie-là.

Les plasmas de faible densité sont aussi appelés plasmas non collisionnels. Dans le système solaire, ces plasmas sont essentiellement composés du vent solaire ($\sim 5 \text{ cm}^{-3}$), c'est-à-dire l'échappement permanent de matière solaire, ainsi que des échappements planétaires. Ils constituent également l'essentiel du milieu interstellaire, y compris certaines structures telles que des nuages de gaz de type nébuleuse.

Les plasmas astrophysiques sont en général fortement ionisés, ce qui les distingue des plasmas faiblement ionisés que nous observons sur Terre au quotidien (foudre, lampe néon, etc.). Ces derniers ne sont généralement que partiellement ionisés et leur environnement est très différent des plasmas spatiaux. L'étude des plasmas astrophysiques a donc été un apport important notre connaissance des plasmas, qui permet aujourd'hui notamment de développer la physique des plasmas de laboratoire, notamment celle des tokamaks. Les tokamaks sont des systèmes toroïdaux dont le but est d'isoler magnétiquement un plasma de très haute énergie. Grâce à eux, nous espérons devenir capable d'exploiter l'énergie de fusion nucléaire.

1.1.2 Propriétés des plasmas astrophysiques

Un plasma est quasiment neutre électriquement. Cela signifie qu'à une certaine échelle, la charge d'une particule est écrantée par celles des autres particules. L'efficacité de cet écrantage augmente de façon exponentielle en fonction de la distance à la charge. La longueur limite au bout de laquelle une charge est considérée comme écrantée s'appelle la **longueur de Debye**. Dans le cadre d'un plasma ions-électrons, ce sont principalement les électrons, plus réactifs en raison de leur masse plus faible, qui se déplacent pour écranter tout déséquilibre de charge. Le terme associé aux ions est donc considéré comme négligeable, ce qui amène cette formulation de la longueur de Debye :

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{n_e e^2}} \quad (1.1)$$

où ϵ_0 la permittivité diélectrique du vide, k_B la constante de Boltzmann, e la charge élémentaire, T_e la température des électrons et n_e leur densité. Il existe cependant

également des plasmas dit "de paires", comme par exemple les plasmas électrons-positrons, dans lesquels toutes les espèces ont la même masse, ce qui peut affecter la formule précédente de la longueur de Debye.

Dans un plasma, tout déplacement d'une charge sera ressenti par les autres charges. Il s'exercera donc une force attractive qui ramènera ladite particule à sa position initiale, d'où cette dernière pourra recommencer à bouger. Cela engendre une oscillation des particules. Ce mouvement se produit suivant une fréquence typique pour chaque espèce de particule, appelée **fréquence plasma** (ou pulsation plasma, ce qui est plus correct), que nous écrivons :

$$\omega_p = \sqrt{\frac{nq^2}{m\epsilon_0}} \quad (1.2)$$

où n , m et q sont la densité, la masse et la charge de l'espèce considérée. À partir de cette pulsation caractéristique d'une espèce, nous pouvons définir une longueur spécifique, appelée **longueur d'inertie**, en utilisant la vitesse c de la lumière :

$$\delta = \frac{c}{\omega_p} \quad (1.3)$$

Une propriété des plasmas astrophysiques est d'être sensibles aux champs magnétiques. Or, toute particule chargée plongée dans un champ magnétique se met à tourner dans le plan normal à ce dernier sous l'effet de la force de Lorentz ($\mathbf{F}_L = \mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}$, où \mathbf{v} la vitesse de la particule). De la même manière que nous avons défini une pulsation et une longueur propres au plasma, nous pouvons définir une pulsation associée à la gyration, appelée **pulsation cyclotron**, ainsi qu'une longueur associée au rayon de la gyration, appelée **rayon de Larmor**. Ces derniers s'écrivent, respectivement :

$$\omega_c = \frac{|q|B}{m} \quad (1.4)$$

$$\rho_L = \frac{\sqrt{2mE_c}}{|q|B} \quad (1.5)$$

où $|q|$ la norme de la charge de la particule, B la norme du champ magnétique et E_c l'énergie cinétique de la particule considérée. Il est également possible de définir une vitesse caractéristique de déplacement dans un plasma magnétisé à partir de δ et ω_c . Celle-ci est appelée **vitesse d'Alfvén** et s'écrit :

$$v_{Al} = c \frac{\omega_c}{\omega_p} = \frac{|B|}{\sqrt{nm\mu_0}} \quad (1.6)$$

où μ_0 la perméabilité du vide.

La dynamique d'un plasma peut être étudiée de deux manières différentes. La première consiste à considérer le plasma comme une collection de particules. La seconde revient à le voir comme un ensemble macroscopique. Nous parlons d'approches cinétique et fluide, respectivement. Dans l'approche cinétique, nous nous attachons à la dynamique de la fonction de distribution des particules constituantes du plasma, considérées comme en nombre infini. Pour cela, nous utilisons une approche statistique et étudions les distributions de particules. Dans l'approche fluide, nous gommons les détails microscopiques pour ne regarder que la dynamique des grandeurs moyennes, telles que la densité, la vitesse d'ensemble ou la pression d'une population. Dans ce cas-là, le plasma est pensé comme un fluide (ou un ensemble de fluides). Dans le chapitre 2, différentes approches de modélisations du plasma, fluides comme cinétiques, sont abordées plus en détail, telle que la Magnéto-Hydro-Dynamique (MHD), qui décrit le plasma comme un fluide unique.

Une autre propriété importante des plasmas est la collisionnalité. Une collision, pour une particule dans un plasma, correspond à un changement de direction de la particule après avoir subi une série d'interactions sur un temps donné. Un plasma est considéré comme collisionnel si l'échelle caractéristique l_c du système est supérieure au libre parcours moyen λ des particules. Par conséquent, si nous nous rapportons aux catégories décrites dans la Sec.1.1.1, les plasmas de hautes et moyennes densités sont plus probablement collisionnels ($l_c > \lambda$), tandis que les plasmas de faible densité sont le plus souvent non collisionnels ($l_c < \lambda$). Les plasmas observables sur Terre sont généralement collisionnels. Cette propriété affecte notamment le concept de température dans le plasma. Dans un plasma collisionnel, toute fonction de distribution des particules non-Maxwellienne est instable. Le plasma est donc à terme composé de populations suivant la même loi de distribution Maxwellienne des vitesses, ce qui permet de définir une température unique, au sens thermodynamique du terme. Dans les plasmas non-collisionnels, ou faiblement collisionnels, en revanche, rien n'empêche deux populations avec des énergies très différentes de coexister spatialement. La température peut se définir pour chaque population en fonction de l'écart-type de la distribution de vitesse. Il est bien sûr toujours possible de déterminer une température moyenne totale.

1.1.3 Le gel du champ magnétique

Le couplage entre plasmas et champs électromagnétiques à grande échelle structure les milieux astrophysiques. Il repose sur la notion de gel du champ magnétique. Le gel du champ magnétique \mathbf{B} signifie que les vitesses \mathbf{v} du plasma et \mathbf{v}_{gel} du champ magnétique sont confondues dans la direction perpendiculaire au champ magnétique (nous verrons que la vitesse \mathbf{v}_{gel} du champ magnétique, définie plus loin dans l'Eq.1.11, est par définition perpendiculaire à \mathbf{B}). La vitesse \mathbf{v} cor-

respond à la vitesse moyenne des particules du plasma, supposée identique pour toutes les espèces (ions et électrons). Pour comprendre le phénomène de gel, nous nous placerons dans un milieu stationnaire avec un plasma non-collisionnel et totalement ionisé. Nous considérons que le plasma se déplace à une vitesse moyenne \mathbf{v} uniforme. En l'absence de gradients de pression importants, nous déduisons des équations de la dynamique :

$$\mathbf{E} = -\mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (1.7)$$

où \mathbf{E} le champ électrique et \mathbf{B} le champ magnétique. Cette relation est aussi appelée la loi d'Ohm idéale. Cette équation peut ensuite être injectée dans l'équation de Maxwell-Faraday :

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla \times \mathbf{E} \quad (1.8)$$

À partir des équations 1.7 et 1.8, nous déduisons :

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (1.9)$$

Cette équation permet de faire le lien entre vitesse du plasma et champ magnétique. De ce lien résulte le caractère gelé du champ magnétique. Pour s'en convaincre, considérons le flux magnétique Φ_B passant à travers la surface S , normale au champ magnétique, d'un élément fluide. La dérivée de ce flux s'écrit :

$$\frac{d\Phi_B}{dt} = \frac{\partial \Phi_B}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot (\nabla \Phi_B) \quad (1.10)$$

Or, comme nous le démontrons en annexes de ce chapitre, l'Eq.1.9 implique que $\partial_t \Phi_B + \mathbf{v} \cdot (\nabla \Phi_B) = 0$. Par conséquent, la dérivée temporelle de Φ_B est constante dans le temps. Cela signifie que le flux magnétique à travers la surface S sera toujours constant. Par extension, dans la direction du champ \mathbf{B} , nous pouvons créer un tube de section S constante et de champ \mathbf{B} uniforme le long duquel le flux magnétique Φ_B restera constant quoiqu'il arrive. Tous les éléments fluides le long de ce tube seront donc traversés par le même flux magnétique Φ_B . Contraints à se mouvoir ensemble avec le tube de flux, les éléments fluides partagent par conséquent la même **connectivité magnétique**. Quelle que soit l'évolution temporelle de ce tube (torsion, dilatation, compression...), le flux magnétique restera constant. Si nous faisons tendre la surface S vers zéro, le tube de flux ne forme plus qu'une ligne : c'est ce que nous appelons une **ligne de champ magnétique**. La vitesse locale \mathbf{v}_{gel} , aussi appelée vitesse de dérive, à laquelle se déplacent la ligne champ magnétique et le plasma gelé se déduit à partir de l'Eq.1.7 :

$$\mathbf{v}_{gel} = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2} \quad (1.11)$$

Les équations régissant le gel du champ magnétique sont parfaitement réciproques : elles n'établissent pas qui du champ ou du plasma est gelé par rapport à l'autre. Cependant, en pratique, il est possible de déterminer lequel des deux contrôle la dynamique en fonction de leur énergie ou pression relative. Un paramètre souvent utilisé pour déterminer cela est le rapport de la pression thermique sur la pression magnétique :

$$\beta = \frac{P_{th}}{P_{mag}} = \frac{nk_B T}{B^2/2\mu_0} \quad (1.12)$$

où n la densité du plasma, k_B la constante de Boltzmann, T la température du plasma, B son champ magnétique et μ_0 la perméabilité du vide. Si $\beta > 1$, c'est le plasma qui entraîne le champ magnétique, comme par exemple dans le vent solaire. Si $\beta < 1$, c'est le champ magnétique qui dicte la dynamique du plasma, comme à proximité des planètes munies d'un champ magnétique ou dans la couronne solaire.

La notion de gel est généralisable à des populations de particules différentes. En effet, rien dans les équations précédentes ne stipule que \mathbf{v} doit être la vitesse du plasma dans son ensemble. Le plasma peut être constitué de certaines populations gelées tandis que d'autres ne le seront pas. Pour qu'une population soit considérée comme gelée, il suffit que sa vitesse moyenne respecte l'Eq.1.7. Bien que ce soit généralement le cas à grande échelle dans le cadre des plasmas spatiaux, rien n'oblige les ions et les électrons à se comporter de manière rigoureusement identique. Les électrons peuvent très bien être gelés alors que les ions ne le sont plus. Il est même possible d'avoir différentes populations d'une même espèce qui sont pour certaines gelées et pour d'autres non. Nous verrons dans cette thèse les raisons qui peuvent produire de tels comportements.

Le concept de connectivité magnétique est fondamental pour comprendre la structuration des plasmas astrophysiques. Il implique en effet qu'un plasma gelé à un champ magnétique ne peut pas se mélanger à un autre plasma de connectivité différente. En pratique, cela signifie que des plasmas liés à des champs magnétiques issus de deux sources différentes et respectant partout le gel du champ ne peuvent pas se mélanger. Il se définit donc des frontières très nettes entre les milieux de connectivités différentes. Le long de ces frontières, les hypothèses sous-jacentes à l'Eq.1.7 peuvent localement ne plus être vérifiées, ce qui entraîne une brisure du gel du champ magnétique et ainsi un mélange possible des populations.

1.2 La reconnexion magnétique

La reconnexion magnétique est un mécanisme plasma permettant une reconfiguration du champ magnétique à la frontière entre deux régions initialement bien

séparées en brisant la connectivité magnétique, comme représenté sur la Fig.1.2. Cela permet un mélange des plasmas entre ces régions.

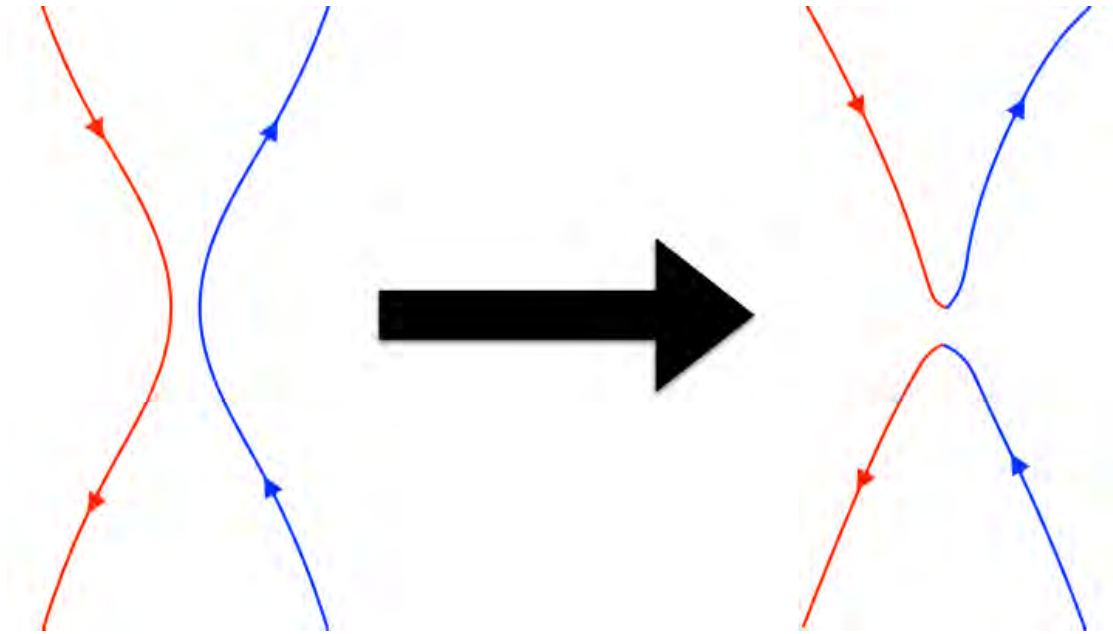


FIGURE 1.2 – Représentation schématique de la reconnexion de lignes de champ magnétique. Les couleurs associées aux lignes avant leur reconnexion symbolisent leur appartenance à deux milieux différents (rouge et bleu).

1.2.1 Historique de la reconnexion magnétique

L'histoire de la reconnexion magnétique débute vers le milieu du XX^{ème} siècle. Elle commence avec l'étude des éruptions solaires. Les éruptions solaires sont des éjections intenses de matière et de rayonnement sur un temps très court, observées dès le milieu du XIX^{ème} siècle (Carrington 1859; Hodgson 1859). La question se posait de savoir quel phénomène pouvait expliquer la libération d'une telle énergie ($\sim 10^{32}$ erg) sur un temps aussi court (entre 2 et 20 minutes pour la phase principale). Les estimations de la densité d'énergie libérée (100 erg.cm^{-3}) amenèrent à penser qu'il s'agissait d'une libération d'énergie magnétique (typiquement 400 erg.cm^{-3} pour un champ de 100 G, contre 10^{-5} , 0,1 et 0,5 erg.cm^{-3} pour les densités d'énergie cinétique, thermique et gravitationnelle, respectivement) (Priest & Forbes 2002). À partir de là, l'apparition de la reconnexion magnétique en astrophysique se fait graduellement. Giovanelli (1947) suggère que les éruptions solaires se produisent à l'emplacement de points magnétiques nuls, en avançant le fait qu'en

l'absence de champ magnétique, il peut y avoir une accélération des électrons par le champ électrique. Dans le cadre de sa thèse, James Dungey étudie les propriétés de champs magnétiques anti-parallèles et montre que la connectivité peut changer, contrairement à ce que le gel impose, en supposant l'existence d'un processus de diffusion (Dungey 1953). Il renommait ce phénomène reconnexion magnétique a posteriori.

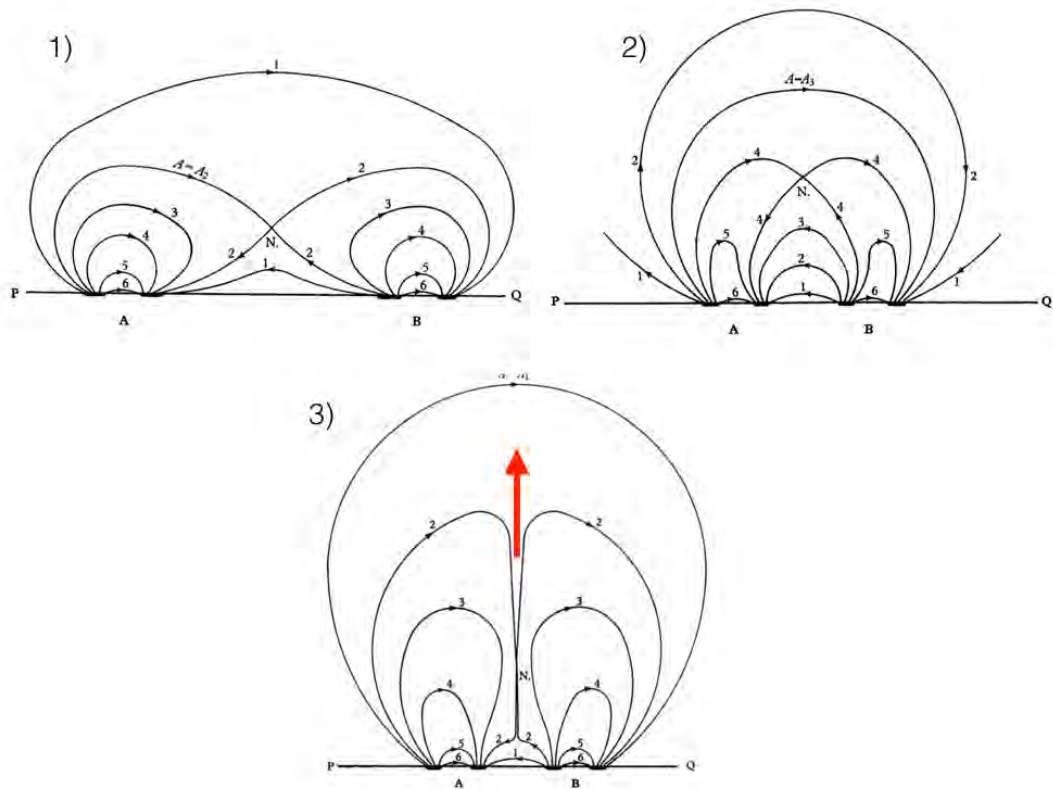


FIGURE 1.3 – Évolution dans le temps (figures 1 à 3 dans l'ordre chronologique) des champs magnétiques issus des sources bipolaires A et B selon le modèle de Sweet (1958) pour les éruptions solaires. Le rapprochement des deux sources va conduire (figure 3) à la formation d'une couche de courant fine qui, par reconnexion magnétique au point N, permet l'éjection de masse dans la direction de la flèche rouge (le jet). Ces images sont tirées de l'article original présentant le modèle (Sweet 1958).

La reconnexion magnétique telle que nous la comprenons aujourd'hui apparaît pour la première fois en 1956. Au cours d'une conférence, Peter Sweet présente un modèle dans lequel les éruptions solaires résultent de la fusion d'arcs magnétiques

émergeant de la surface du Soleil (Sweet 1958). Comme représenté sur la Fig.1.3, les arches magnétiques, qui se présentent comme des champs bipolaires, reconnectent en un point de champ magnétique nul, nommé N sur la figure, où opère la diffusion permettant de changer la connectivité. En rapprochant les sources A et B, les champs magnétiques vont progressivement reconnecter, ce qui permet de libérer une importante quantité de matière et d'énergie plus efficacement que grâce à la seule diffusion. La reconnexion magnétique éjecte d'autant plus de plasma qu'elle permet la déconnexion d'une grande quantité de champ magnétique, auparavant liée au Soleil. Ce phénomène est formalisé dans la foulée par Eugene Parker, présent à cette conférence, qui s'attelle aussitôt à le décrire dans le cadre de la Magnéto-Hydro-Dynamique résistive (Parker 1957). Le formalisme de la Magnéto-Hydro-Dynamique est décrit plus en détail dans le chapitre 2. Dans ce modèle initial, dit modèle de Sweet-Parker, la résistivité autorisant la reconnexion magnétique provient du caractère (faiblement) collisionnel du plasma. Par le mécanisme de reconnexion, l'énergie du champ magnétique peut être transformée en énergie cinétique bien plus efficacement que par la diffusion, qui pour libérer la même quantité d'énergie met environ deux mois, contre quelques heures pour la reconnexion magnétique.

Le modèle de Sweet-Parker a révolutionné la compréhension des éruptions solaires. Le principe du modèle est synthétisé sur la Fig.1.4a : deux champs magnétiques orientés de façon anti-parallèles sont en contact, avec chacun son plasma gelé. À l'interface entre ces deux champs se forme une région de diffusion, ce qui va permettre aux lignes de champ magnétique de part et d'autre de se reconnecter. Une fois reconnectées, les lignes de champ magnétique vont se détendre en entraînant le plasma dans un jet de matière. Nous appelons **taux de reconnexion** la vitesse à laquelle les champs magnétiques se reconnectent, c'est-à-dire le flux magnétique reconnecté par unité de temps. Le taux de reconnexion est expliqué plus en détail dans la Sec.1.2.4, mais en première approximation, cela revient à calculer le rapport des vitesses du plasma en amont et en aval du site de reconnexion, c'est-à-dire $R \sim v_{amont}/v_{aval}$. Dans le cadre du modèle de Parker, le taux de reconnexion s'estime ainsi :

$$R \sim \sqrt{\frac{\eta}{v_{Al}\delta_{SP}}} \quad (1.13)$$

où δ_{SP} la demi-largeur de la région de diffusion, telle que montrée sur la Fig.1.4a et η la diffusivité magnétique, supposée constante partout. Les frontières entre les plasmas en amont et en aval du site de reconnexion sont assimilables, à proximité de la région de diffusion, aux séparatrices (voir Sec.1.2.2), qui correspondent aux lignes de champ magnétique reconnectant au niveau de la région de diffusion à un instant donné. Ces deux frontières divergent rapidement, comme nous pouvons le voir sur la Fig.1.4. Ce modèle souffre cependant d'un défaut majeur : pour

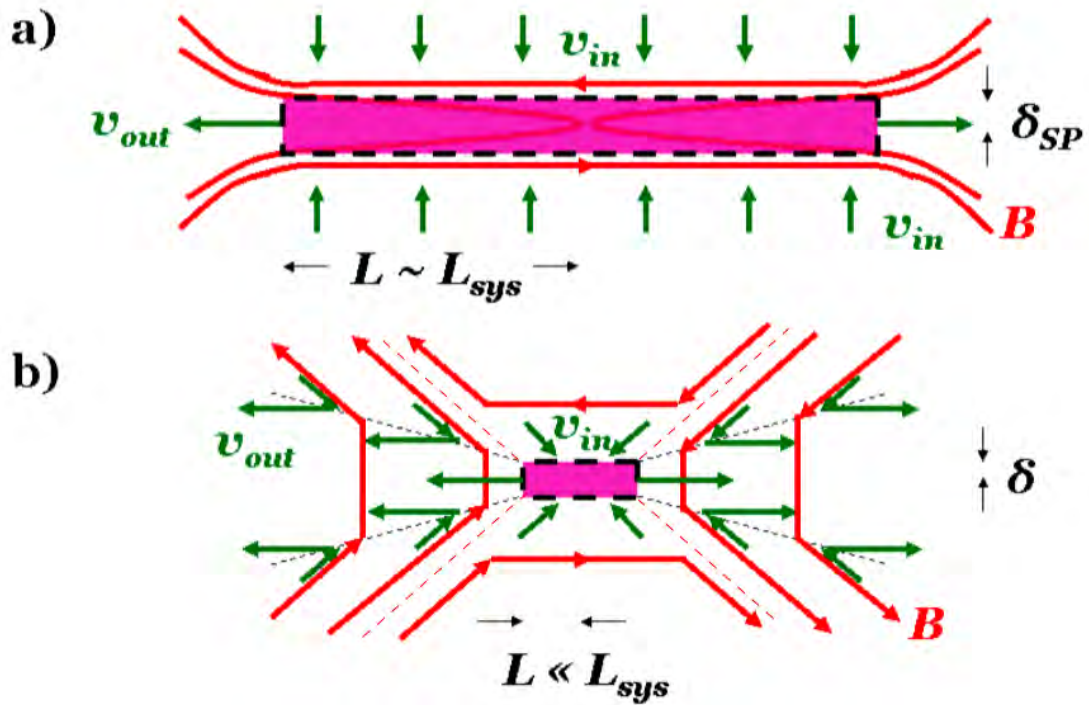


FIGURE 1.4 – Configuration de la couche de courant avec représentation des lignes de champ magnétique (lignes rouges) et de l'orientation de l'écoulement (flèches vertes) dans les modèles de (a) Sweet-Parker et (b) Petschek. Le rectangle violet symbolise la région de dissipation, où les lignes de champ changent de connectivité. Les lignes pointillées noires de la figure (b) représentent le front d'un choc lent, tandis que les lignes pointillées rouges représentent les séparatrices. Ces images sont tirées de la thèse de Cassak (2006).

atteindre un taux de reconnexion rapide dans un milieu de faible diffusivité, le modèle a besoin d'une couche excessivement fine en comparaison de sa longueur, à tel point que nous atteignons des échelles spatiales de l'ordre de δ_i , auxquelles la MHD n'est plus applicable. Ainsi, pour rester dans les limites du modèle, δ_{SP} ne peut pas être trop petit. Si δ_{SP} ne peut pas prendre de valeur trop petite, alors le taux de reconnexion ne peut pas être trop grand, en vertu de l'Eq.1.13. Par conséquent, bien que l'énergie libérée par unité de temps soit bien plus importante que par la seule diffusion, elle n'est pas pour autant suffisante pour expliquer les éruptions solaires. En effet, la durée totale caractéristique d'une éruption solaire est de l'ordre de quelques dizaines de minutes à quelques heures ($\sim 10^4$ s).

Cependant, pour libérer une telle quantité d'énergie, le modèle de Parker prévoit un temps nécessaire de $\sim 10^{10}$ s, c'est-à-dire six ordres de grandeurs supérieur. Malgré des tentatives d'amélioration du modèle (Parker 1963), il faudra attendre les travaux de Petschek (1964) pour qu'un nouveau modèle améliore sensiblement la situation. Dans son modèle, comme nous pouvons le voir sur la Fig.1.4b, Petschek réduit la longueur de la région de diffusion. La formule de Petschek pour le taux de reconnexion s'écrit :

$$R \sim \frac{\pi}{8 \ln(Lv_{Al}/\eta)} \quad (1.14)$$

Cette formule permet une reconnexion plus rapide, car elle réduit grandement la dépendance du taux de reconnexion par rapport à la diffusivité. Le modèle repose sur une séparation des plasmas amont et aval par un choc lent. Ce choc a pour effet de dévier le plasma amont dans la direction du jet, mais également de l'accélérer et de le chauffer. Grâce au modèle de Petschek, il est possible d'atteindre des taux de reconnexion compatibles avec ceux estimés lors des éruptions solaires (Uzdensky 2003).

L'utilisation du modèle de Petschek a permis une avancée importante dans la modélisation de la reconnexion magnétique. Ce dernier laisse cependant ouvert un certain nombre de problématiques. En particulier, problème fondamental, le fonctionnement de la région de diffusion n'est pas contraint par le modèle. Petschek fait l'hypothèse que la résistivité dans la région de diffusion est uniforme, mais il a été montré qu'une telle configuration n'est pas stationnaire (Biskamp 1986). Le modèle de Petschek prédit également une région de diffusion faiblement étendue sans aucune justification physique dans son modèle. Une autre description est donc nécessaire pour expliquer la reconnexion magnétique.

En l'absence de collisions, la couche de courant peut s'amincir jusqu'à ce que sa largeur devienne inférieure à la longueur d'inertie δ_i des ions. Si cela se produit, du fait de leur inertie, les ions se découplent du champ magnétique (ils ne sont plus gelés), tandis que les électrons restent gelés dans le champ magnétique. Il y a donc un découplage entre l'écoulement des ions et celui des électrons, ce qui entraîne l'apparition d'une structure électromagnétique : les **champs de Hall**. Ces champs, décrits plus en détail dans Sec.1.2.3, permettent d'expliquer l'accélération des particules au niveau de la région de diffusion, mais également le long des frontières du jet (Drake et al. 2008). À une échelle plus petite encore, les électrons se découplent à leur tour du champ magnétique, dans ce que nous appelons la région de diffusion des électrons. Une bonne représentation de la reconnexion passe dès lors par une prise en compte du caractère cinétique et multi-espèce du plasma (Biskamp et al. 1997; Shay et al. 1998). Cependant, les simulations suggèrent que le taux de reconnexion, normalisé par le champ magnétique et la vitesse d'Alfvén locale, demeure toujours à peu près égal à 0,1. Ainsi, dans les simulations 2D de reconnexion magnétique, cela reste vrai quel que soit la masse de l'électron (Shay

& Drake 1998; Hesse et al. 1999), la taille du système (Shay et al. 1999; Hesse et al. 1999) et même (dans une certaine mesure) le modèle numérique utilisé (Birn et al. 2001). Le champ de Hall, en tant que principal point commun entre les différents modèles numériques utilisés, a longtemps été suspecté d'être à l'origine de ce taux de reconnexion, mais des découvertes plus récentes ont remis cette hypothèse en question. Notamment, l'observation d'un taux de reconnexion normalisé égal à 0,1 a été constatée dans des simulations électron-positron (Bessho & Bhattacharjee 2005; Daughton & Karimabadi 2007; Swisdak et al. 2008), dépourvues de champ de Hall, ou encore en présence d'un fort champ-guide (Liu et al. 2014; TenBarge et al. 2014), c'est-à-dire une composante de champ magnétique constante partout dans la couche de courant, dont l'intensité supplante celle du champ de Hall. Des travaux récents suggèrent qu'il existe une limite maximale du taux de reconnexion autour de 0,1, contrainte à une échelle Magnéto-Hydro-Dynamiques (Liu et al. 2017).

Le caractère parfois asymétrique de la reconnexion magnétique a également été source de nombreuses études. Par reconnexion asymétrique, il faut comprendre que les plasmas ou les champs magnétiques sont différents des deux côtés de la couche en amont de la reconnexion. L'asymétrie de la couche de courant implique que le taux de reconnexion dépend de manière inégale des propriétés du plasma de part et d'autre de la couche. Plusieurs travaux ont montré que le taux de reconnexion dépendait aussi bien de l'asymétrie en champ magnétique (Karimabadi et al. 1999) que de celle en densité (Borovsky & Hesse 2007; Borovsky et al. 2008). Cette asymétrie peut en outre avoir d'autres effets, comme celui de faire dériver le site de reconnexion (Swisdak et al. 2003; Murphy et al. 2010). Afin de mesurer l'impact de l'asymétrie sur le taux reconnexion, Cassak & Shay (2007, 2009) ont défini des lois d'échelles fournissant la variation du taux de reconnexion à partir des densités et champs magnétiques présents de part et d'autre de la couche. L'asymétrie, enfin, affecte beaucoup le champ électromagnétique de Hall, et de manière plus générale, modifie la structure de la région de diffusion (Pritchett 2008; Mozer et al. 2008; Pritchett & Mozer 2009; Mozer & Pritchett 2011; Hesse et al. 2013; Hesse et al. 2014). En fonction de l'étude spécifique que nous cherchons à mener, de nombreux éléments peuvent être pris en compte. L'asymétrie de la couche de courant en fait partie, et sera nécessaire dans le cadre de cette thèse.

1.2.2 Mécanisme de la reconnexion magnétique

La reconnexion magnétique correspond à une réorganisation du champ magnétique qui conduit à un changement de la connectivité magnétique, et généralement de la topologie à plus grande échelle. Pour mieux comprendre cela, regardons la Fig.1.5. Dans cette figure, nous observons quatre éléments fluides (A, B, C et D) gelés dans le champ magnétique et leur évolution au cours du temps. Les positions

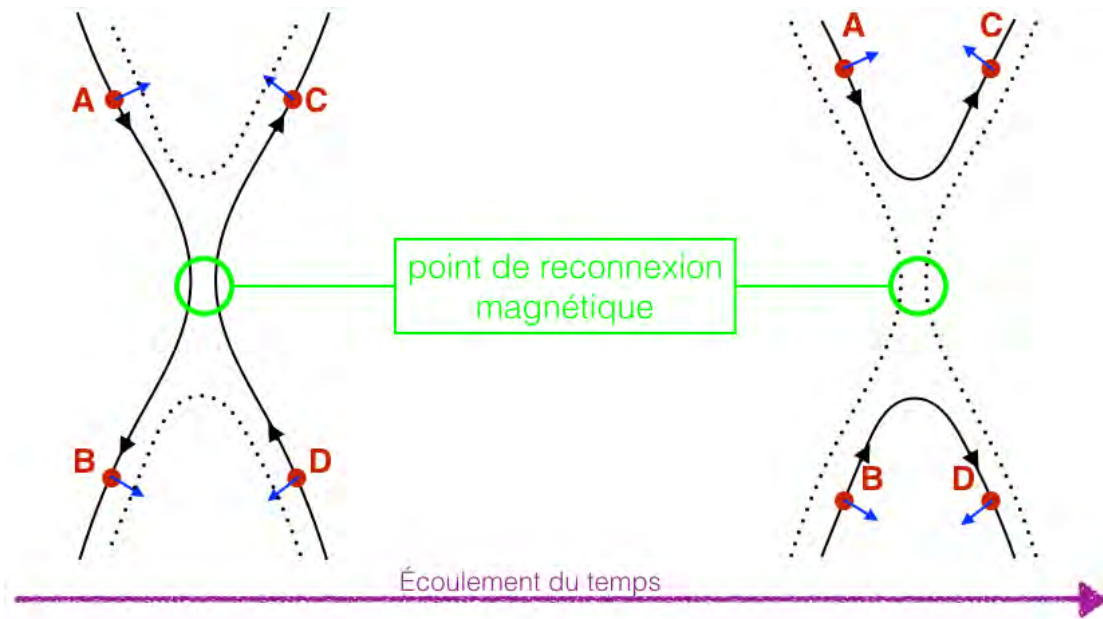


FIGURE 1.5 – Évolution temporelle de lignes de champ magnétique antiparallèles (ligne continues noires), ainsi que d'éléments fluides qui y sont gelés (points rouges), aux abords d'un site de reconnexion magnétique. Les flèches bleues donnent la vitesse de dérive des particules (Eq.1.11), et donc de la ligne de champ magnétique associée.

de ces éléments n'ont aucune raison particulière d'être coplanaires, même si ils sont représentés comme tels pour les besoins de l'illustration. Dans un premier temps, nous notons que les éléments A et B (respectivement C et D) sont liés à la même ligne de champ magnétique. Suivant ce qui a été décrit dans la Sec.1.1.3, ils partagent donc la même connectivité magnétique. Ces éléments étant gelés dans le champ, ils dérivent avec lui selon des vitesses représentées par les flèches bleues. Nous remarquons alors qu'au cours de leur dérive les lignes de champ magnétique auxquelles ils sont gelés changent de connectivité. En effet, l'élément A (respectivement C), qui était connecté magnétiquement à l'élément B (respectivement D), perd cette connectivité. Sans qu'aucun élément n'ait cessé d'être gelé, par la simple dérive des champs et en raison de la reconnexion magnétique, nous sommes passés d'une configuration où les éléments A et B (respectivement C et D) sont connectés à une reconfiguration dans laquelle ce sont A et C (respectivement B et D) qui sont connectés. La connectivité entre ces éléments s'est brisée car, en un point intermédiaire entre A et B, le théorème du gel a cessé d'être applicable. Cette zone où l'Eq.1.7 ne se vérifie pas est appelée **région de diffusion**. Le point où le

champ magnétique s'annule dans le plan est le point de reconnexion magnétique, ou **point X**¹. Notez qu'il peut exister un champ magnétique hors du plan au point X, appelé **champ-guide**.

Comme illustré dans la Sec.1.2.1 avec la problématique des éruptions solaires, la reconnexion magnétique ne se réduit pas simplement à une brisure de connectivité, mais se traduit aussi par une conversion d'énergie magnétique en énergie cinétique et thermique. Pour s'en convaincre, regardons l'équation stationnaire de la conservation de la masse, c'est-à-dire $\nabla(n\mathbf{v}) = 0$, aux limites de la région de diffusion. Cette dernière est assimilée à un rectangle de côtés mesurant L et δ (voir Fig.1.4). La conservation de la masse revient dans notre cas à dire que tout ce qui entre dans la région de diffusion par un côté doit en ressortir par un autre. L'intégrale des flux de matière passant à travers le contour C de la région de diffusion est donc nul, c'est-à-dire : $\oint_C n\mathbf{v} \cdot d\mathbf{l} = 0$. Pour simplifier le raisonnement, nous considérerons un système symétrique, c'est-à-dire un cas dans lequel les caractéristiques du plasma avant reconnexion (densité, vitesse, température, champs électromagnétiques...) sont strictement identiques des deux côtés de la couche de courant. Grâce à ces simplifications, nous pouvons écrire :

$$n_{in}\mathbf{v}_{in}L = n_{out}\mathbf{v}_{out}\delta \quad (1.15)$$

Sachant que le rapport d'aspect $\delta/L \ll 1$, nous déduisons de ce modèle simplifié que le plasma dans la région de diffusion est accéléré et/ou compressé. Autrement dit, il se forme un jet de plasma en aval de la région de diffusion. De plus, le plasma est également chauffé, bien que ce chauffage résulte de phénomènes cinétiques qui ne sont pas restreints à la région de diffusion. Pour des raisons détaillées dans la Sec.1.2.4, nous observons également aux bord de la région de diffusion que $B_{in}v_{in} = B_{out}v_{out}$. L'augmentation de la vitesse du plasma en aval est couplée à une diminution du champ magnétique. Il y a conversion de l'énergie magnétique en énergie cinétique. La différence entre le jet, constitué d'un plasma chauffé et accéléré, et le plasma non reconnecté est donc notable sur la plupart des grandeurs (champ magnétique, densité, vitesse, température, etc...).

1.2.3 Jet et champ de Hall

La séparation entre le jet et le plasma non reconnecté est une région particulièrement intéressante, car c'est un lieu de transition entre les deux milieux. Il existe différentes manières de tracer cette frontière. Nous pouvons tout d'abord la définir comme la ligne de champ magnétique reconnectant au point X à un moment donné.

1. Nous parlons de point X quand nous nous intéressons à la reconnexion magnétique dans un plan. Dans un espace à trois dimensions, il faut parler de **ligne X**, le long de laquelle les champs reconnectent.

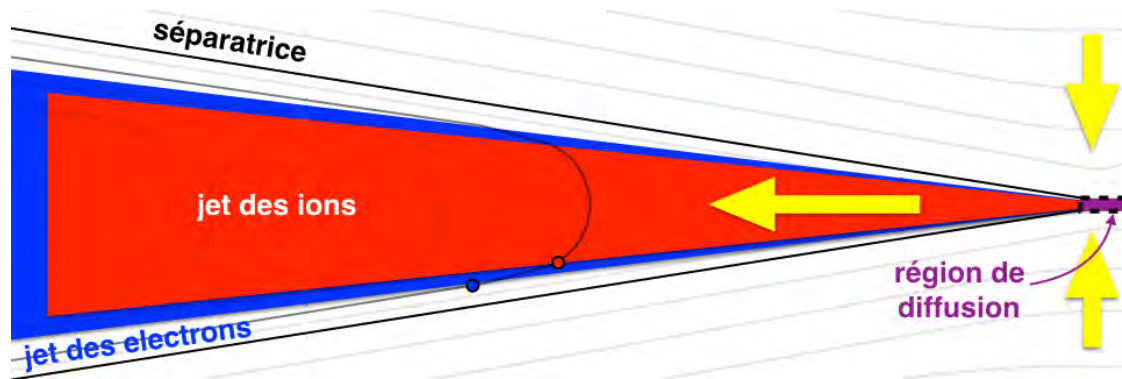


FIGURE 1.6 – Représentation graphique d'un jet issu de la reconnexion magnétique. Les lignes noires en traits pleins représentent les séparatrices, c'est-à-dire les lignes de champ magnétique reconnectant au point X à l'instant représenté sur la figure. Le jet des électrons (respectivement des ions) se forme dès la région de diffusion (en violet) et est représenté en bleu (respectivement en rouge). Les flèches jaunes indiquent la direction de convection du plasma. Nous observons que toutes ces frontières convergent vers le point X, à proximité duquel séparatrices et régions séparatrices se confondent. Sur une des lignes de champ magnétique (légèrement plus marquée), un point rouge (resp. bleu) marque l'intersection de cette ligne de champ avec la frontière du jet associée aux ions (resp. aux électrons).

Cette ligne porte le nom de **séparatrice**. La séparatrice ne correspond cependant à la frontière du jet qu'à proximité de la région de diffusion. En effet, à l'instant précis où une ligne de champ reconnecte, les effets de la reconnexion ne se font pas sentir sur le reste de la ligne de champ. L'information comme quoi la reconnexion s'est déclenchée se propage en moyenne à une vitesse de l'ordre de la vitesse d'Alfvén (Eq.1.6). Le temps que la majorité des particules ayant reconnectées parcourt la ligne de champ, cette dernière n'est déjà plus considérée comme la séparatrice en raison de la convection continue du plasma, comme représenté sur la Fig.1.6. Nous définissons par conséquent le jet d'une population comme l'étendue spatiale sur laquelle nous observons des particules accélérées par la reconnexion. Cependant, toutes les particules ne se propagent pas à la même vitesse le long des lignes de champ. En fonction de leur inertie, de leur énergie, et de leur angle d'attaque (c'est-à-dire l'angle entre l'orientation de la vitesse de la particule et l'orientation du champ magnétique), les particules se déplacent plus ou moins vite le long des lignes de champs. Il y a par conséquent un bord du jet associé aux électrons très rapide et un autre associé aux ions et chacune de ces populations présentera une dispersion spatiale en fonction de l'énergie des particules. Pour illustrer ce propos, nous pouvons regarder sur la Fig.1.6 la ligne de champ magnétique au tracé

plus prononcée, sur laquelle se trouve deux points, bleu et rouge. Lorsque cette ligne a reconnecté, ions et électrons se trouvaient tous au niveau de la région de diffusion. Mais entre le moment où la ligne a reconnecté et celui où elle est représentée, les particules se sont déplacées à des vitesses différentes. Les électrons les plus énergétiques ont été capables d'atteindre le point bleu, tandis que les ions les plus énergétiques n'ont atteint que le point rouge, situé moins loin le long de la ligne de champ. C'est ainsi que se dissocient spatialement les bords du jet associés aux différentes populations en fonction de la distance à la ligne X. En présence de populations d'une même espèce mais d'énergies différentes, une séparation des jets se produit de la même manière. Notons qu'à proximité de la région de diffusion, toutes ces frontières convergent et la région séparatrice devient indiscernable de la région de diffusion.

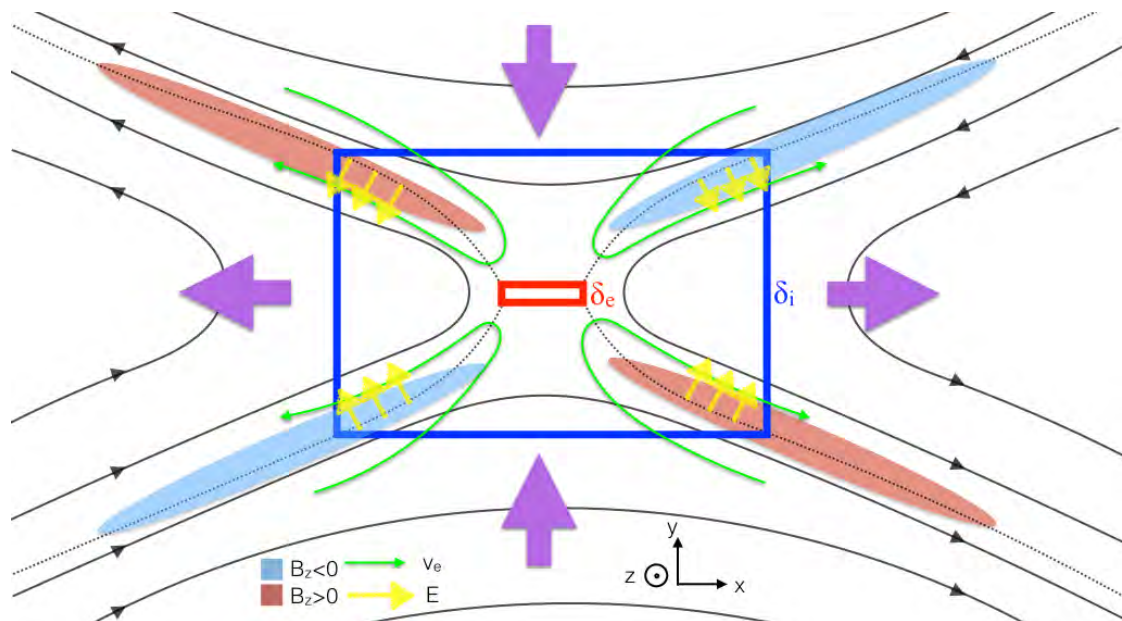


FIGURE 1.7 – Schéma représentant le processus de formation du champ de Hall. Le carré bleu (resp. rouge), de largeur δ_i (resp. δ_e) représente la région de diffusion des ions (resp. des électrons). Les lignes noires représentent les lignes de champ magnétique. Les lignes noires pointillées représentent les séparatrices. Les flèches violettes symbolisent le sens de la dérive des particules (ions et électrons) en dehors de la région de diffusion. Dans la région de diffusion des ions, seuls les électrons restent magnétisés et suivent des trajectoires semblables à celles des flèches vertes. Le courant résultant du découplage des ions et des électrons entraîne l'apparition du champ magnétique de Hall (structure quadripolaire bleue et rouge) et du champ électrique de Hall (flèches jaunes) le long des séparatrices.

Le long de la frontière du jet s'étend un champ électromagnétique : le champ de Hall. Ce champ résulte du découplage entre les ions et les électrons dans la région de diffusion. La Fig.1.7 présente un schéma de son fonctionnement. Sur cette figure, nous voyons que la région de diffusion est composée de deux zones : la région de diffusion des ions, en bleu, où seuls des ions sont découplés du champ magnétique, et la région de diffusion des électrons, en rouge, où ces derniers sont également démagnétisés. Dans la région de diffusion des ions, les électrons continuent de se déplacer avec les lignes de champ magnétique auxquels ils sont gelés, ce qui va les amener à suivre des trajectoires en forme de boucles au passage des séparatrices, semblables aux flèches vertes représentées sur la Fig.1.7. Comme les ions ne sont plus couplés au champ magnétique, ils ne vont pas suivre ces trajectoires, et il va se former un courant $\mathbf{j} = en(\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_e) \sim -en\mathbf{v}_e$. De la même manière que pour un solénoïde, une boucle de courant génère un champ magnétique dans la direction perpendiculaire au plan de la boucle : c'est le champ magnétique de Hall, représenté par les ovales rouges et bleus. Du fait de l'orientation différente de la boucle de courant à chaque séparatrice, ce champ présente une structure quadripolaire.

Le découplage successif des ions et des électrons avec le champ magnétique nous éloigne de la Magnéto-Hydro-Dynamique idéale (Eq.1.7), et nous contraint à traiter différemment les vitesses des ions \mathbf{v}_i et des électrons \mathbf{v}_e . L'équation de la dynamique pour les ions s'écrit alors de la façon suivante :

$$\mathbf{E} = -\mathbf{v}_i \times \mathbf{B} + \frac{\mathbf{j} \times \mathbf{B}}{en} \quad (1.16)$$

Le nouveau terme en $\mathbf{j} \times \mathbf{B}/en$ produit également un champ électrique, normal au champ magnétique et représenté sur la Fig.1.7 par des flèches jaunes : c'est le champ électrique de Hall. Les champs électrique et magnétique de Hall, ainsi générés, se propagent ensuite le long des séparatrices, comme nous pouvons l'observer sur l'exemple de la Fig.1.8. Cet espace frontière du jet où le plasma et le champ magnétique connaissent d'importants changements est couramment nommé la **région séparatrice**.

1.2.4 Le taux de reconnexion magnétique

Nous appelons taux de reconnexion magnétique la quantité de flux magnétique reconnectée par unité de temps au point X. Il s'agit d'une grandeur critique pour l'étude de la reconnexion magnétique, comme nous avons déjà pu le voir dans la Sec.1.2.1. Une bonne connaissance du taux de reconnexion permet d'anticiper le temps nécessaire à la conversion d'une certaine quantité d'énergie magnétique en énergie cinétique et thermique au cours d'un phénomène de reconnexion magnétique (sans pour autant donner d'informations sur ce partitionnement). Cette

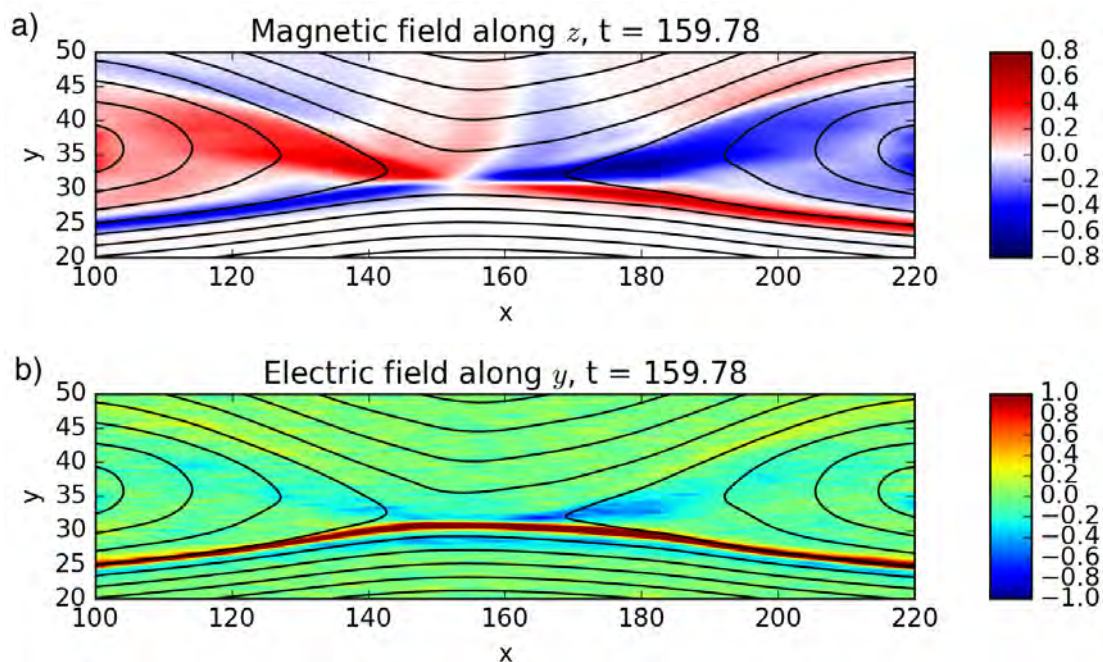


FIGURE 1.8 – Représentation dans une simulation numérique de reconnexion magnétique du champ magnétique quadripolaire de Hall (figure *a*) et du champ électrique bipolaire de Hall (figure *b*). Les lignes noires représentent les lignes de champ magnétique. En raison de l’asymétrie de la simulation, le champ de Hall est plus intense d’un côté de la couche ($y < 30 \delta_i$) que de l’autre.

connaissance à un impact sur la compréhension de nombreux phénomènes astrophysiques, comme par exemple les éruptions solaires, les jets astrophysiques ou les sous-orages géomagnétiques. Cependant, cette grandeur est également une des plus délicates à contraindre, car elle repose sur la dynamique de plusieurs espèces agissant à différentes échelles spatiales et temporelles.

Nous nous intéressons maintenant à la description théorique du taux de reconnexion. Pour se simplifier la tâche, nous effectuons les raisonnements mathématiques dans un cadre de reconnexion magnétique à deux dimensions. Autrement dit, nous considérons que les différentes grandeurs ne subissent aucune variation selon une direction, qui correspond à la direction hors du plan de la reconnexion magnétique. Cet axe est appelé z dans la Fig.1.9. Nous définirons le taux de reconnexion R en nous appuyant sur cette figure. Dans le plan de reconnexion, les lignes de champ magnétique (lignes bleues) reconnectent au point X avant d’être évacuées dans le jet (lignes rouges). Tant que le flux de matière et de champ magnétique amont est uniforme, constant et ne se tarit pas, ni ne s’accumule en aval, nous pou-

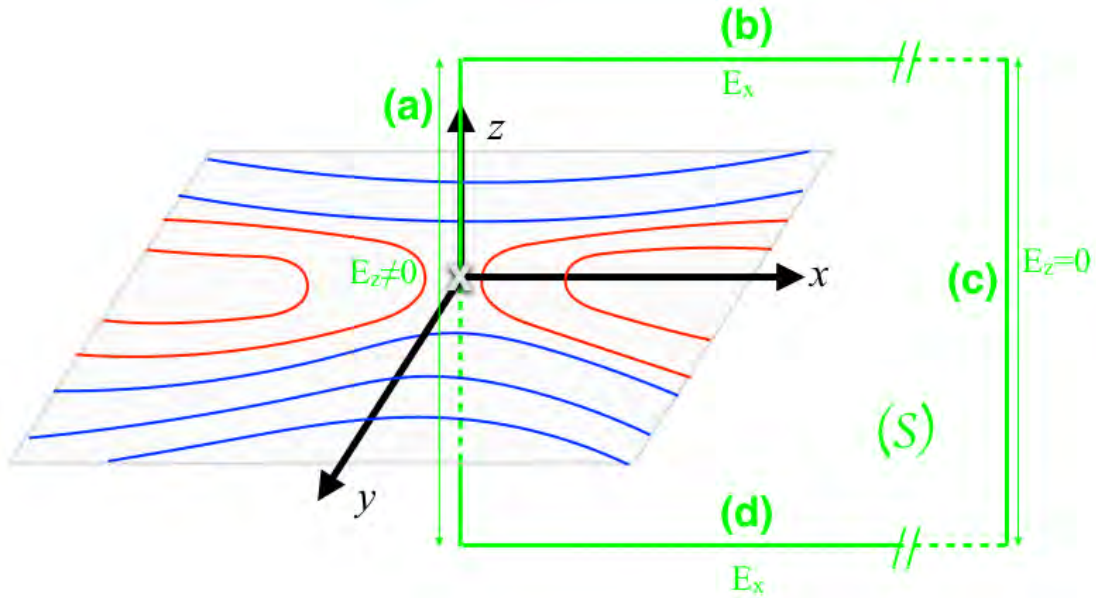


FIGURE 1.9 – Dans un cas de reconnexion en deux dimensions, le taux de reconnexion instantané correspond à la variation du flux magnétique passant à travers la surface S , délimité par la ligne verte. Il correspond de manière équivalente au champ électrique E_z normal au plan de la reconnexion magnétique (ici représenté en gris) au point X . Ce dernier est représenté par une croix grise à l'origine des axes. L'équivalence des deux définitions découle du théorème de Stocks (voir le texte).

vons considérer que la reconnexion magnétique est dans un régime stationnaire. Si nous demeurons dans ce régime, la quantité de flux magnétique (c'est-à-dire le nombre de lignes de champ magnétique rouges sur la Fig.1.9) va donc croissant au cours du temps (car les lignes bleues, une fois reconnectées deviennent rouges). Le taux de reconnexion R se définit alors comme la variation, strictement positive, du flux magnétique reconnecté. Sur la Fig.1.9, cela revient à mesurer à tout instant la variation de flux magnétique à travers la surface S (en vert). Cette surface est définie comme un rectangle dans le plan (x, z) , donc dans le plan de la couche de courant. Un de ses côtés en z (le côté (a)) traverse le point X , tandis que l'autre (le côté (c)) est situé suffisamment loin pour que nous considérons qu'il n'est pas affecté par la reconnexion magnétique et que le champ électrique y est nul. Nous définissons maintenant R mathématiquement :

$$R \propto \frac{\partial \Phi_B}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \int_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} \quad (1.17)$$

Le théorème de Stokes nous dit que le flux magnétique à travers une surface S est égal à la circulation du champ électrique le long du contour fermé C de cette surface. Cela nous permet de réécrire l'Eq.1.17 :

$$R \propto \frac{\partial \Phi_B}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \oint_C \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} \quad (1.18)$$

où $d\mathbf{l}$ un élément infinitésimal du contour C . Pour résoudre cette intégrale, regardons les contours de la surface S représentée sur la Fig.1.9. Le côté (a) possède un champ électrique et sera donc pris en compte. Au contraire, par construction, le côté (c) opposé ne possède aucun champ électrique. Quand aux côtés (b) et (d), ils possèdent le même champ électrique car les grandeurs sont invariantes selon l'axe z . Du fait de la circulation opposée entre les deux côtés opposés du rectangle, les termes $\mathbf{E} \cdot d\mathbf{l}$ des côtés (b) et (d) s'annulent. Ces côtés ne jouent donc aucun rôle dans l'Eq.1.19. Remarquez que, par construction, l'écoulement et le champ magnétique sont contenus dans le plan (x, y) . Par conséquent, le champ électrique est orienté selon z , et la valeur de \mathbf{E} selon x le long des côtés (b) et (d) est de toute manière nulle. Des quatre côtés, seul le côté (a) contribue effectivement à l'intégrale. Les grandeurs étant invariantes selon z , nous pouvons écrire :

$$R \propto E_z = \frac{\partial}{\partial t} \int B_y dx \quad (1.19)$$

La composante hors du plan du champ électrique au niveau du point X et de ses alentours est donc proportionnelle au taux de reconnexion, ce qui lui vaut d'être appelé **champ électrique de reconnexion**.

Dans la réalité, la reconnexion magnétique n'est pas confinée dans un plan en deux dimensions. Cependant, à l'échelle de la région de diffusion, nous considérons généralement que les variations sont négligeables dans une direction de l'espace en comparaison des deux autres. Cela permet d'utiliser, dans une certaine mesure, les résultats obtenus dans le cadre à deux dimensions, en particulier concernant le taux de reconnexion. Parmi ces résultats, le fait que le champ électrique soit orienté spécifiquement selon la direction où les grandeurs varient le moins a des implications importantes. Si nous appliquons l'équation de Maxwell-Faraday (1.8) dans le cas stationnaire, le résultat se simplifie ainsi :

$$\frac{dE_z}{dy} = \frac{dE_z}{dx} = 0 \quad (1.20)$$

Autrement dit, le champ électrique de reconnexion est constant dans le plan de reconnexion magnétique. Ce résultat a un impact très important, car il offre une façon très pratique de déterminer le taux de reconnexion. En effet, aux bords de la région de diffusion, le plasma est toujours gelé, donc obéit à l'Eq.1.7. Pour

d'ordre de grandeur permettant d'estimer la variation du taux de reconnexion. Dans cet article, ils commencent par relier les grandeurs de l'écoulement en entrée et en sortie de la région de diffusion. En s'appuyant sur la Fig.1.10, les relations sont :

$$v_{out}^2 \sim \epsilon_0 B_1 B_2 \frac{B_1 + B_2}{\rho_1 B_2 + \rho_2 B_1} \quad (1.22)$$

$$\rho_{out} \sim \frac{\rho_1 B_2 + \rho_2 B_1}{B_1 + B_2} \quad (1.23)$$

avec ρ la densité de masse du plasma, B son champ magnétique total et v sa vitesse. Finalement, ils trouvent un taux de reconnexion de la forme :

$$E \sim \frac{B_1 B_2}{B_1 + B_2} \frac{2v_{out}}{c} \frac{\delta}{L} \quad (1.24)$$

Le taux de reconnexion n'est donc plus exprimé qu'en fonction des paramètres en amont au site de reconnexion et du rapport d'aspect δ/L de la région de dissipation.

1.3 La magnétosphère terrestre

Comme nous l'avons vu dans la Sec.1.1.3, le champ magnétique et les particules sont généralement gelés dans les milieux spatiaux. Les plasmas ne se mélangent donc pas dans la direction perpendiculaire au champ magnétique. Par conséquent, tout corps générant un champ magnétique possède son propre espace magnétique, appelé magnétosphère. Cela s'applique aux étoiles (le Soleil) et aux planètes (Mercure, la Terre, Jupiter, etc.) mais aussi à certains satellites, comme Ganymède. La magnétosphère terrestre est l'objet d'études particulièrement approfondies, tant en raison de son accessibilité que de son rôle de protection de notre planète. En l'absence de perturbations extérieures, la magnétosphère terrestre prendrait la forme d'un dipôle magnétique centré sur la Terre. Mais le Soleil, même en l'absence de forte activité, libère dans le milieu interplanétaire un flot continu de plasma magnétisé appelé **vent solaire**. Ce vent, par la pression qu'il exerce sur la magnétosphère, la déforme et lui donne une forme allongée avec du côté jour une magnétosphère comprimée, tandis qu'au contraire, du côté nuit, la magnétosphère s'étire en une **queue magnétosphérique**. La frontière entre le vent solaire et la magnétosphère est appelée **magnétopause**. Comme représenté sur la Fig.1.11, l'interaction entre le vent solaire et la magnétosphère engendre également un choc non-collisionnel dans le vent solaire du côté jour de la magnétosphère. La région située entre le choc et la magnétopause est appelée la **magnétogaine**. Le couplage entre le Soleil et la Terre est déterminant dans la compréhension de la dynamique de la magnétosphère terrestre. Il engendre un cycle de circulation du plasma appelé **cycle de Dungey**.

1.3.1 Le cycle de Dungey

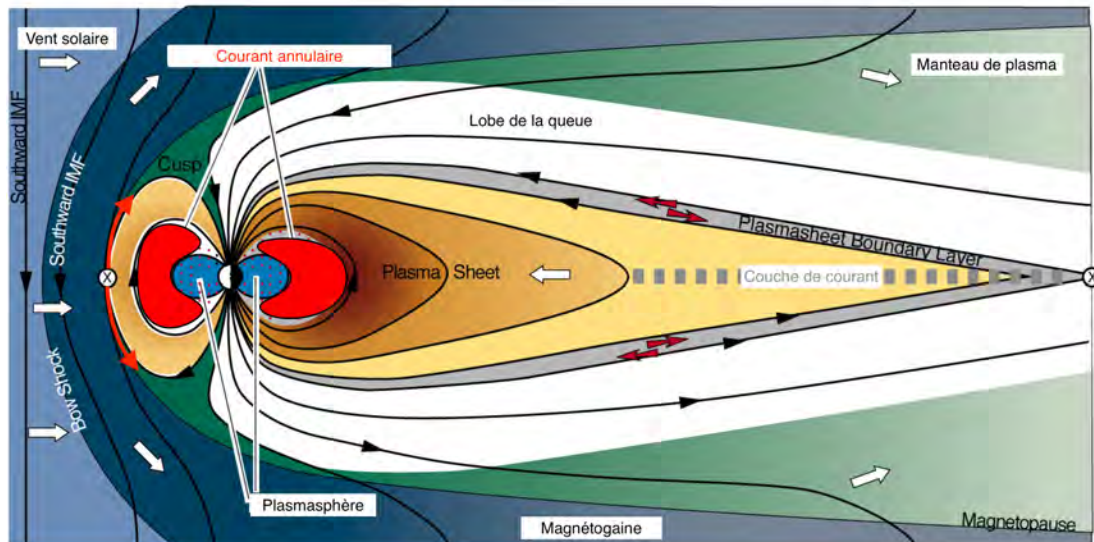


FIGURE 1.11 – Coupe de la magnétosphère terrestre. Les points de reconnexion magnétiques associés au cycle de Dungey sont représentés par les symboles \otimes . Adaptation de l'illustration produite dans le cadre de la mission spatiale THEMIS par Chih-Ping Wang. *Southward IMF* signifie une orientation Nord-Sud du champ magnétique interplanétaire. Le *Bow Shock* correspond au front de choc du vent solaire sur la magnétosphère. Le *cusp*, ou cornet polaire, est l'endroit où les lignes de champ magnétique de la Terre sont reliées à celles du vent solaire au niveau des pôles. La *plasma sheet*, ou feuillet de plasma, est la partie de la queue magnétosphérique où les lignes de champ magnétique sont reliées à la Terre de part et d'autre.

En 1961, Dungey fait le constat qu'en raison de la reconnexion magnétique, la magnétosphère terrestre ne peut pas rester statique et hermétique au vent solaire. Il propose alors un modèle global de la dynamique de la magnétosphère (Dungey 1961). Dans ce modèle, les lignes de champ magnétique du Soleil reconnectent avec celles de la Terre du côté jour de la magnétopause, comme montré sur la Fig.1.11. À ce premier site, la reconnexion magnétique y est asymétrique, séparant deux milieux clairement différents, et les jets sont orientés le long de la magnétopause, selon un axe Nord-Sud (flèches rouges sur la Fig.1.11). Les lignes de champ reconnectées sont entraînées par l'écoulement du vent solaire d'un côté et fixées aux pôles magnétiques terrestres de l'autre. La région à proximité des pôles où les lignes de champ sont ouvertes et où le plasma du vent solaire peut librement précipiter

vers la Terre s'appelle le **cornet polaire**. L'action combinée de l'écoulement du vent solaire et du rattachement à la Terre conduit les lignes de champ reconnectées à s'accumuler dans la queue de la magnétosphère. Les lignes de champs magnétiques connectées à un pôle reconnectent alors avec celles connectées à l'autre pôle au niveau de la couche de courant dans la queue magnétosphérique. Cette fois-ci, les jets sont orientés d'un côté du point X vers la Terre et de l'autre vers le milieu inter-planétaire. La reconnexion magnétique dans la queue magnétosphérique accélère les particules vers la Terre, qui en précipitant pourront notamment créer des aurores polaires. Le mouvement de convection qui en découle, combiné à des dérives magnétiques, entraîne ensuite une propagation du plasma depuis la queue vers le côté jour de la magnétosphère où se produit la reconnexion magnétique avec le vent solaire, fermant ainsi le cycle de Dungey.

Lorsque l'activité solaire est plus intense, d'importantes bouffées de plasma peuvent être éjectées du Soleil (éjections de masse coronale) et potentiellement impacter la Terre. De tels événements amènent avec eux une grande quantité de flux magnétique et de plasma qui pourront en partie entrer dans la magnétosphère grâce à la reconnexion magnétique. Les perturbations de la magnétosphère ainsi générées sont nommées orages géomagnétiques et sont mesurables à travers des perturbations magnétiques au sol. Ces perturbations magnétiques sont des marqueurs relativement facile d'accès de l'activité magnétique de la magnétosphère.

1.3.2 Les dérives de particules

Dérive électrique

Comme l'a proposé Dungey en 1961, la magnétosphère est très active. Le plasma la composant est continuellement en mouvement sous l'effet de plusieurs dérives. Le plus important de ces mouvements provient tout simplement de la dérive électrique, issu du gel du plasma dans le champ magnétique tel que nous l'avons déjà abordé dans la Sec.1.1.3. En l'occurrence, les deux principaux mouvements de plasmas sont liés à la rotation de la Terre et au cycle de Dungey, et obéissent à une dérive de type électrique. Le premier mouvement de dérive est lié à la rotation de la Terre. En tournant sur elle-même, la Terre entraîne son atmosphère et l'ionosphère, qui en constitue la couche la plus élevée. L'ionosphère étant composée de plasma, elle est (au moins partiellement) gelée dans le champ magnétique, qu'elle entraîne avec elle dans la rotation de la Terre. Ce mouvement de co-rotation entraîne également le reste de la magnétosphère, mais tend à devenir moins efficace à mesure que nous nous éloignons de la Terre. Le second mouvement de dérive électrique provient de l'écoulement du plasma solaire dans la magnétosphère, conséquence du cycle de Dungey. En l'occurrence, comme développé dans la Sec.1.3.1, la reconnexion magnétique dans la queue entraîne un jet

en direction de la Terre du côté nuit de la magnétosphère. Ces deux écoulements principaux sont liés à des champs électriques, respectivement appelés champs électriques de **co-rotation** et de **convection**. La présence de ces champs, combinée à des dérives magnétiques (expliquées ci-après), va permettre au plasma de dériver en direction de la magnétopause côté jour, ce qui permet d'alimenter la reconnexion magnétique qui s'y produit (voir Fig.1.19). Ce phénomène sera plus amplement développé dans la Sec.1.4.2.

Dérives magnétiques

Outre les dérives électriques, il existe des dérives de particules liées au gradient et à la courbure du champ magnétique. La dérive de gradient du champ magnétique résulte de la gyration des particules chargées dans un champ magnétique non uniforme. Le rayon de gyration d'une particule chargée autour des lignes de champ dépend du champ magnétique. La variation spatiale de l'intensité du champ magnétique à l'échelle de la gyration de la particule aura donc pour effet de modifier son centre de gyration, aussi appelé **centre-guide**. La vitesse \mathbf{v}_{grad} de dérive de gradient s'écrit ainsi :

$$\mathbf{v}_{grad} = \frac{mv_{\perp}^2}{2q} \frac{\mathbf{B} \times \nabla B}{B^3} \quad (1.25)$$

où v_{\perp} est la vitesse de la particule perpendiculairement au champ magnétique, m et q sa masse et sa charge, respectivement, et \mathbf{B} le champ magnétique de norme B . Si le gradient de champ magnétique provoque une dérive, il en est de même pour sa courbure. À l'échelle d'une gyration, si l'orientation du champ magnétique change, la particule n'a pas le temps de s'adapter immédiatement, ce qui occasionne une dérive de son centre-guide. Cette vitesse \mathbf{v}_{curv} de dérive de courbure s'écrit ainsi :

$$\mathbf{v}_{curv} = \frac{mv_{\parallel}^2}{q} \frac{\mathbf{B} \times \nabla B}{B^3} \quad (1.26)$$

où v_{\parallel} est la vitesse de la particule parallèlement au champ magnétique. Pour plus de détail sur ces dérives des particules, nous invitons le lecteur à consulter Goldston & Rutherford (1995).

Dérive diamagnétique

La dérive diamagnétique correspond à une dérive apparente du plasma sans déplacement de centre-guide des particules. La physique de base de cette dérive est décrite dans la Fig.1.12. En présence d'un gradient de densité (Fig.1.12a), pour une position donnée, il y aura plus de particules ayant leur centre-guide du côté dense que du côté peu dense. Par conséquent, plus de particules iront dans la direction $\nabla n \times \mathbf{B}$ que dans le sens inverse, ce qui produira localement une vitesse moyenne

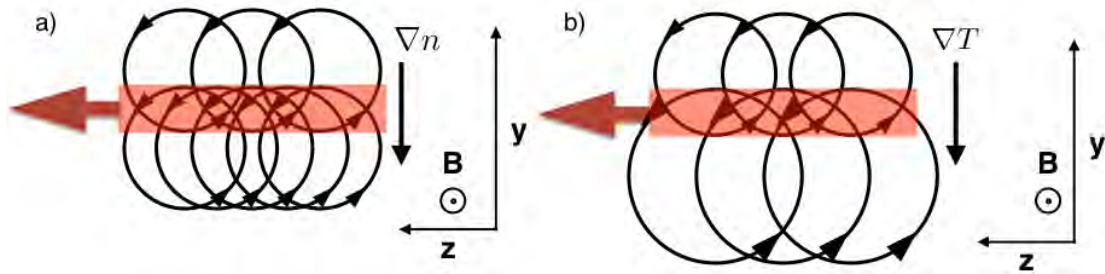


FIGURE 1.12 – Orbites de Larmor en présence d’un gradient de densité (figure *a*) ou de température (figure *b*). La zone en rouge représente l’endroit où la vitesse moyenne des particules ira dans la direction de la flèche rouge, bien qu’il n’y ait pas de dérive effective du centre-guide des particules.

dans la direction $\nabla n \times \mathbf{B}$. Un phénomène identique se produit en présence d’un gradient de température (Fig.1.12*b*). Dans ce cas là, c’est la différence d’énergie cinétique des particules qui produit cette vitesse. Les particules ayant leur centre-guide du côté le plus chaud sont plus rapides que celles situées du côté plus froid. Par conséquent, les particules allant dans la direction $\nabla T \times \mathbf{B}$ sont plus rapides que celles allant en direction inverse. Ceci produit localement une vitesse moyenne dans la direction $\nabla T \times \mathbf{B}$. La vitesse de dérive diamagnétique peut s’écrire ainsi :

$$\mathbf{v}_{dia} = \frac{\mathbf{B} \times (\nabla \cdot \overleftrightarrow{P})}{nqB^2} \quad (1.27)$$

où \overleftrightarrow{P} le tenseur de pression, tel que $\overleftrightarrow{P} = n\overleftrightarrow{T}$. Notons dans cette formule que \mathbf{v}_{dia} ne dépend pas seulement de la pression et du champ magnétique, mais aussi de la charge q . Cela signifie que contrairement à la dérive électrique \mathbf{v}_{gel} , l’orientation de la dérive diamagnétique sera inversée selon que nous regardons les ions ou les électrons. Par conséquent, une dérive diamagnétique crée un courant. La physique de la dérive diamagnétique est décrite plus en détail par Goldston & Rutherford (1995).

Notez que toutes ces dérives ne font aucune hypothèse sur la taille du rayon de Larmor, que nous pouvons considérer comme négligeable vis-à-vis de la grandeur typique L du système, tel que $L \sim \nabla P/B$ ou $\nabla B/B$ selon la dérive concernée. Dans le cas où des phénomènes dépendent du rayon de Larmor, nous ne pouvons plus les décrire de manière fluide et nous parlons alors d’effets de rayon de Larmor fini.

1.3.3 Effets de rayon de Larmor fini

Comme nous l'avons vu dans la Sec.1.1.2, le rayon de Larmor d'une particule peut s'écrire :

$$\rho_L = \frac{\sqrt{2mE_c}}{qB} \quad (1.28)$$

où ρ_L le rayon de Larmor, m la masse, q la charge, \mathbf{B} le champ magnétique et $E_c = mv^2/2$ l'énergie cinétique de la particule. Il est cependant possible et plus pratique de définir un rayon de Larmor moyen pour toute une population. Sachant que pour un gaz isotrope, l'énergie cinétique moyenne est $3k_B T/2$, nous obtenons, dans le cas d'une population s de charge q_s , de masse m_s et de température T_s , un rayon de Larmor moyen tel que :

$$\rho_{L,s} = \frac{\sqrt{3m_s k_B T_s}}{q_s B} \quad (1.29)$$

Pour toute variation d'une grandeur (champs électromagnétiques, densité, température, etc...) perpendiculaire au champ magnétique et à des échelles spatiales grandes devant $\rho_{L,s}$, les phénomènes cinétiques peuvent être négligés. Au contraire, les variations à des échelles spatiales équivalentes ou inférieures à cette valeur pourront voir apparaître des effets cinétiques liés à la gyration des particules.

Ces effets sont étroitement liés au concept de magnétisation d'une population. Comme développé dans la Sec.1.1.3, une population magnétisée obéit à loi d'Ohm idéale. Une population s magnétisée respecte l'équation $\mathbf{E} = -\mathbf{u}_s \times \mathbf{B}$, où \mathbf{u}_s la vitesse moyenne de la population. En fonction de leur rayon de Larmor moyen (et donc de leur masse et température respective), deux populations colocalisées peuvent donc être magnétisée pour l'une et démagnétisée pour l'autre.

Les orbites de Speiser

Les orbites de Speiser (1965) sont un cas d'effet de rayon de Larmor fini particulièrement important dans le cadre des couches de courant et de la reconnexion magnétique. Il existe des situations où le champ magnétique se retourne totalement, de telle sorte qu'il va localement s'annuler dans la direction selon laquelle il est orienté de part et d'autre de la couche de courant (en l'absence de champ-guide). C'est typiquement le cas des couches de courant où se produit la reconnexion magnétique, comme à la magnétopause ou dans la queue de la magnétosphère, mais aussi dans le milieu inter-planétaire ou dans le cadre des éruptions solaires. Speiser (1965) étudia le comportement des particules aux abords de telles couches dans le cadre de la queue magnétosphérique. Par une étude analytique du problème, il prédit que les particules dans ce type de couches suivent des orbites particulières, qui serpentent entre les lignes de champ magnétique d'orientations opposées des

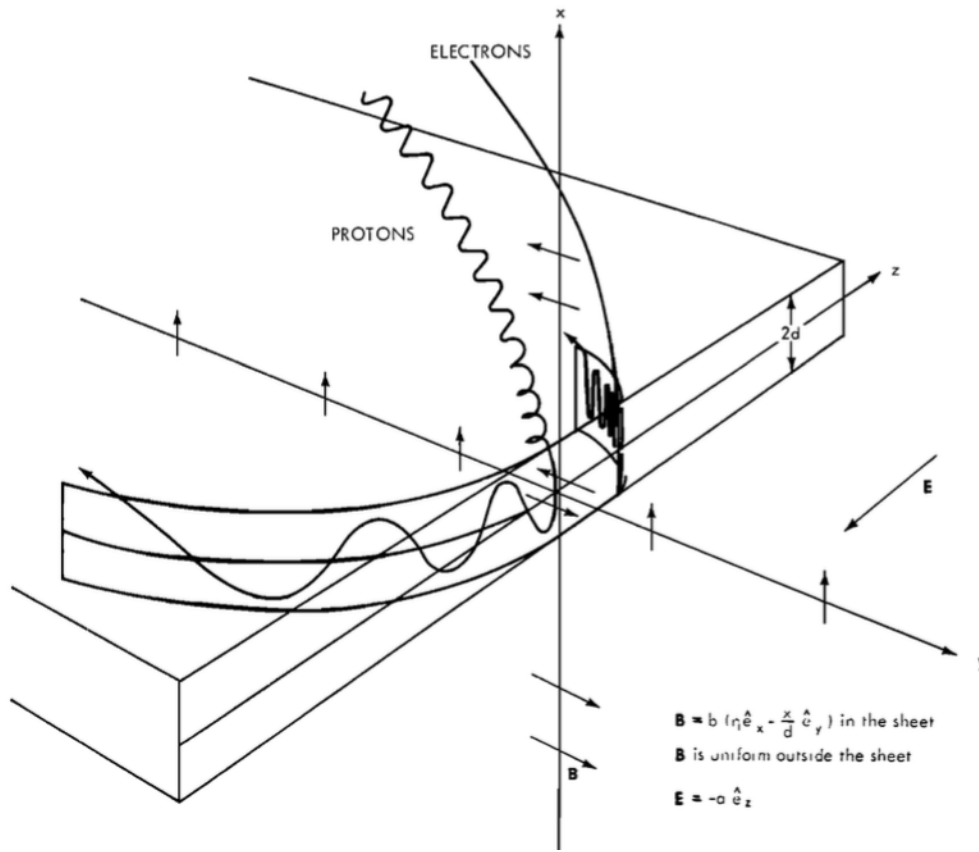


FIGURE 1.13 – Représentation des trajectoires d'un ion et d'un électron au niveau d'une couche de courant. Le retournement du champ magnétique, orienté selon y et variant selon x , a lieu au niveau du plan (y, z) . Cette image est tirée de Speiser (1965).

deux côtés de la couche. Nous pouvons voir de telles orbites sur la Fig.1.13. Sur cette figure, le champ magnétique est orienté selon y et la direction d'invariance est selon z . Le plan (y, z) constitue donc une couche neutre, où le champ magnétique s'annule. Les particules dérivent dans le champ électromagnétique (dans la direction x , avec une faible composante en y) jusqu'à atteindre la couche de courant. Elle se mettent alors à osciller entre les lignes de champ magnétique d'orientations opposées, ce qui a pour effet de les contraindre à se déplacer dans le plan de la couche neutre. Ce déplacement dans le plan est schématisé dans la Fig.1.13 pour un ion et un électron.

Les orbites de Speiser sont difficiles à décrire analytiquement car très dépendantes des propriétés de la couche de courant ainsi que du rayon de Larmor et

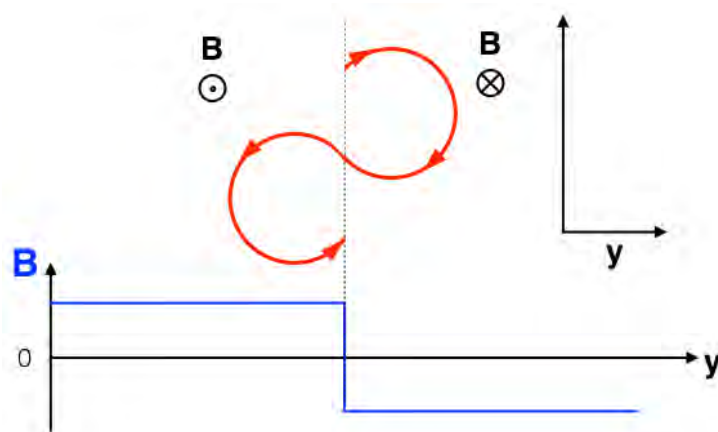


FIGURE 1.14 – Orbite de Speiser d’une particule orbitant dans un champ magnétique simplifié, projetée sur la direction normale au champ magnétique. En dessous des orbites est représentée la projection sur l’axe y du champ magnétique considéré ici comme une marche.

de l’orientation de la vitesse de chaque particule à leur entrée dans la couche. Par conséquent, l’orbite de Speiser d’une particule dépend à la fois de ses propriétés, de la structure de la couche, mais aussi des caractéristiques de vitesse et de phase de la particule au moment où elle pénètre la couche. C’est pourquoi les études analytiques qui ont été faites sur le sujet n’utilisaient que quelques profils donnés de couches de courant relativement simples pour la résolution exacte des équations. Typiquement, Speiser (1965) a utilisé une couche symétrique avec un gradient de champ magnétique constant à travers la couche. Les orbites de Speiser possèdent quelques traits qui leur sont propres. Tout d’abord, du fait du rebond entre lignes de champs opposées, une particule suivant une orbite de Speiser aura une gyration élargie par rapport à une simple rotation autour d’une ligne de champ. Elle orbite dans un espace autour de la couche neutre, représenté comme ayant une largeur $2d$ sur la Fig.1.13. Nous définissons la **largeur de rebond** d’une population de ce type comme l’espace situé entre les points de part et d’autre de la couche neutre où la distance à cette dernière est égale au rayon de Larmor moyen local de la population. Une seconde caractéristique des orbites de type Speiser est qu’elles correspondent à une dérive dans la direction d’invariance du champ magnétique, ici la direction z , qui s’ajoute aux autres dérives. Cette dérive est dépendante du sens de gyration de la particule, et donc de sa charge. Pour comprendre cela, nous pouvons imaginer qu’une orbite de Speiser correspond à deux gyrations tronquées autour de deux champs magnétiques opposés, comme représenté sur la Fig.1.14. En effet, la particule, qui tourne autour d’une ligne de champ, voit au cours de sa

gyration le champ magnétique s'inverse. Elle effectue donc une rotation tronquée d'une partie de la gyration sur un champ magnétique, puis fait de même sur l'autre champ magnétique, avant de revenir sur le premier champ. La troncature d'une partie de la rotation implique une dérive net de la particule selon la direction z au cours de son orbite, comme nous pouvons le voir sur la Fig.1.14. De même, au cours d'une orbite de Speiser, la vitesse de la particule en-dehors de la largeur de rebond est toujours orientée dans la même direction selon z , quelque soit le côté de la couche où elle se situe. Cette orientation dépend uniquement de son sens de rotation. L'importance de ces phénomènes sera montrée dans le chapitre 4 (voir Fig.4.4). Comme nous pouvons le voir sur la Fig.1.13, une particule suivant une orbite de type Speiser est piégée dans la couche de courant, car son orbite la contraint à rester au niveau du retournement de champ magnétique. Il lui est cependant possible de s'en extraire en présence d'un champ magnétique normal à la couche. Ce dernier, en effet, va permettre la lente rotation de la particule autour de l'axe x . Au cours de cette rotation, la vitesse de la particule va se retrouver orientée selon y , c'est-à-dire l'orientation du champ magnétique. Si la vitesse \mathbf{v} de la particule est orientée dans le même sens que le champ magnétique, alors $\mathbf{v} \times \mathbf{B} = \mathbf{0}$ et aucune force ne s'applique à la particule pour la forcer à retourner vers la couche. Cela a pour effet d'empêcher le rebond entre les lignes de champs antiparallèles.

Les orbites de Speiser ont également un effet sur les grandeurs macroscopiques (densité, vitesse, etc...). Comme représenté sur la Fig.1.15, les particules d'une même population suivant une orbite de type Speiser ont une vitesse moyenne selon z importante loin de l'inversion de champ magnétique. Au contraire, au centre de la couche, la vitesse moyenne est plus faible, voir nulle si la couche est symétrique et qu'autant de particules se déplacent dans un sens que dans l'autre. Du fait de la largeur de rebond, grande relativement au rayon de Larmor des particules en-dehors de la couche, il y a en moyenne davantage de particules effectuant un demi-tour sur les bords de la couche (orbites rouges) que de particules suivant une orbite circulaire (orbites noires) tournant dans le sens opposé. La conséquence est l'apparition aux bords de la région de rebond d'une vitesse moyenne selon la direction z . Ces signatures ont été observées dans les simulations numériques, comme sur la Fig.1.16 issue de Shay et al. (1998). Nous verrons également dans le chapitre 3, et notamment sur les figures 3.5 et 3.6, l'impact de ce phénomène sur une couche de courant.

L'impact des orbites de Speiser sur les couches de courant non collisionnelles est non négligeable (Kuznetsova et al. 1996; Hoshino et al. 1998; Lottermoser et al. 1998; Arzner & Scholer 2001). Nous leur attribuons notamment l'existence de fonctions de distributions des électrons en forme de croissant au niveau de la région de diffusion des électrons, considérées comme des signatures clé de la reconnexion

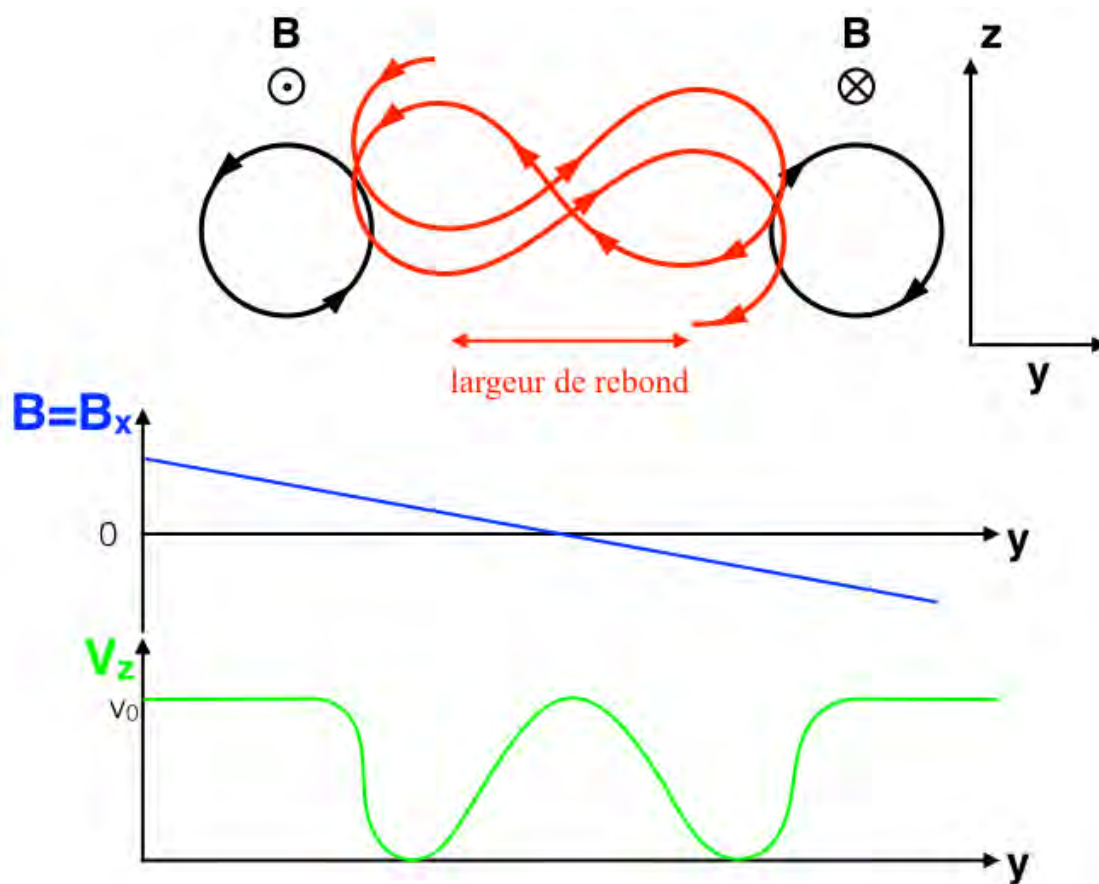


FIGURE 1.15 – Orbite de Speiser d’une particule projetée sur la direction normale au champ magnétique (en rouge). Cette particule a une orbite serpentant entre les deux côtés de la couche, tandis que les autres (en noir) tournent simplement autour de leur ligne de champ. En-dessous des orbites sont représentées la projection sur l’axe y du champ magnétique (courbe bleu) et de la vitesse moyenne de la population (courbe verte). Nous observons sur la courbe de vitesse une forme en double pics, signature des orbites de Speiser.

magnétique dans le cadre de la récente mission spatiale Magnetospheric Multiscale de la NASA (Burch et al. 2016).

1.3.4 Missions spatiales magnétosphériques

De nombreuses missions spatiales ont été envoyées afin d’étudier la magnétosphère. La relative facilité à envoyer des satellites en orbite autour de la Terre

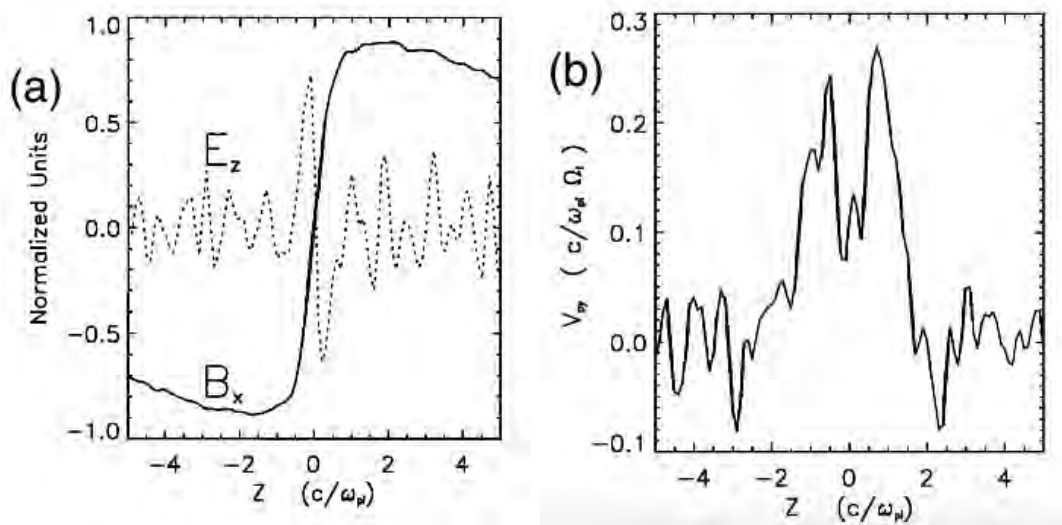


FIGURE 1.16 – Effet des orbites de Speiser sur les grandeurs macroscopiques dans le cadre d’une simulation 2-D cinétique hybride (voir Sec.2.2.2 pour les simulations hybrides). La simulation est réalisée dans le plan (x, z) . La figure (a) donne les valeurs du champ magnétique B_x et du champ électrique normal E_z . La figure (b) montre de la vitesse moyenne des ions dans la direction hors du plan, c’est-à-dire v_y , pour $x = 0$. Nous pouvons observer sur la figure (b) la structure en double pointe identique à celle décrite sur la Fig.1.15. Ces figures sont issues de Shay et al. (1998).

(en comparaison avec d’autres planètes ou le Soleil) permet ce qui se révèle impossible à la grande majorité des sujets d’étude en astrophysique : des mesures in situ. Les premiers satellites étudiant la magnétosphère se concentrèrent d’abord sur la magnétosphère interne, aux orbites basses plus facile d’accès, puis à la queue magnétosphérique. Opérant selon des orbites diverses en apogée, en périégée et en inclinaison comme excentricité, ces satellites nous ont permis de déterminer précisément les différentes régions de la magnétosphère. Pour étudier le couplage entre magnétosphère et vent solaire, des satellites tels que WIND, de la NASA, furent envoyés au point de Lagrange $L1^2$ afin d’observer le vent solaire dirigé vers la Terre. Lancé en 1994, ce dernier est toujours en fonctionnement.

Le lancement de la mission de Cluster II³ de l’ESA en 2000 a permis une avan-

2. Les points de Lagrange sont des points d’équilibres gravitationnels dans un système à deux corps (typiquement, le Soleil et la Terre). Ils sont au nombre de cinq. Le point $L1$ est situé dans l’alignement Terre-Soleil, à 1,5 millions de km de la Terre en direction du Soleil.

3. Cluster I étudia quant à lui en profondeur les marais de Guyane suite à une avarie lors du lancement.

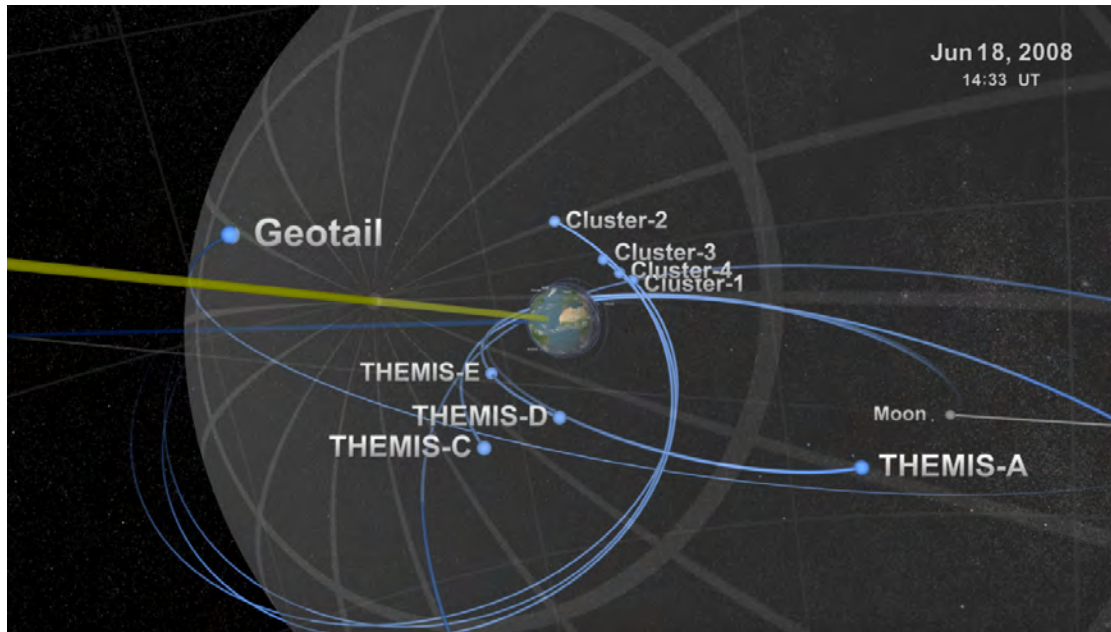


FIGURE 1.17 – Positions et orbites des satellites Geotail, Cluster et THEMIS le 18 Juin 2008. Image provenant du NASA/Goddard Space Flight Center Scientific Visualization Studio.

cée significative dans l'étude de la reconnexion magnétique. Pour la première fois, on envoyait non pas un mais quatre satellites simultanément, volant en formation tétraédrique à une distance inter-satellite variant de 100 à 10000 km. Le vol en formation permet de discerner les variations spatiales et temporelles de structures traversées tour à tour par chacun des satellites. Il permet également dans certaines conditions une détermination du courant, auparavant impossible sans hypothèse, que l'on détermine grâce à la loi d'Ampère, qui nécessite plusieurs points de mesure simultanés suffisamment proches. La précision des instruments et les avantages du vol en formation permirent de plus d'observer in situ la reconnexion magnétique à la magnétopause du côté jour à l'échelle des ions. Les satellites Cluster, encore en fonctionnement, suivent une orbite polaire, représentée sur la Fig.1.17. Cette orbite leur permet d'étudier la magnétopause du côté jour, mais aussi les cornets polaires, la queue magnétosphérique ou encore l'onde de choc avec le vent solaire.

Suite au succès de Cluster, l'idée d'une constellation de satellites fut reprise pour la mission THEMIS/ARTEMIS de la NASA. Il s'agissait cette fois d'étudier les sous-orages magnétiques, responsables entre autres d'intenses aurores polaires. Cinq satellites furent envoyés suivant une orbite équatoriale, représentée

sur la Fig.1.17. Deux d'entre eux⁴ furent ensuite envoyés sur des orbites plus excentriques afin d'étudier la queue magnétosphérique lointaine et la Lune. Cette mission, toujours en cours, nous offre une vue à plusieurs échelles de la queue magnétosphérique, mais a aussi permis des observations de la magnétopause côté jour.

Cette thèse s'inscrit dans le contexte du lancement d'une nouvelle mission, spécifiquement dédiée à la reconnexion magnétique à la magnétopause. La mission Magnetospheric Multiscale, ou MMS, de la NASA fut envoyée le 13 Mars 2015 avec pour objectif d'observer la reconnexion magnétique à l'échelle de la région de diffusion des électrons. Cette échelle, jugée déterminante pour la reconnexion magnétique, était auparavant hors d'atteinte de la résolution des instruments. Il s'agit, comme Cluster, de quatre satellites en formation tétraédrique. L'orbite suivie est équatoriale. La grande avancée que propose ces satellites repose sur la résolution de ses mesures. Spatiale, tout d'abord, car la distance inter-satellites est réduite entre 10 et 100 km. Temporelle, ensuite, avec des instruments pouvant mesurer la fonction de distribution complète des électrons toutes les 30 ms (150 ms pour les ions), soit un facteur supérieur à 100 par rapport à Cluster. Grâce à cela, MMS peut résoudre les échelles électroniques de la reconnexion magnétique, permettant pour la première fois l'observation directe de la région de diffusion électronique (Burch et al. 2016). Cela nous permettra de comprendre quel rôle jouent les électrons dans la reconnexion magnétique et en particulier dans la structure de la région de diffusion.

1.4 Les ions froids magnétosphériques

Dans les plasmas non-collisionnels, plusieurs populations distinctes peuvent cohabiter dans l'espace des vitesses sans se thermaliser. Pour des paramètres macroscopiques (densité, température, etc...) parfaitement identiques, nous pouvons avoir des distributions très différentes du plasma, avec la présence simultanée de plusieurs populations bien distinctes, que ce soit en énergie ou en composition.

1.4.1 Composition et origine du plasma magnétosphérique

Le plasma de la magnétosphère est fortement inhomogène. Inhomogène en composition, tout d'abord, car il contient de l'hydrogène (H^+), de l'hélium (He^+ et un peu de He^{2+}), de l'oxygène (O^+), ainsi que d'autres espèces en quantités plus infimes. Inhomogène en énergie, également, car entre le plasma de l'ionosphère et celui du courant annulaire, nous pouvons observer des températures allant de moins d'1 eV à plus de 100 keV, et pouvant même atteindre le MeV au niveau

4. THEMIS B et C, aussi appelé ARTEMIS P1 et P2

des ceintures de radiations. Proches de la magnétopause terrestre, nous pouvons observer plusieurs populations d'ions magnétosphériques aux origines très variés. Ces populations et leurs origines sont illustrées sur la Fig.1.18.

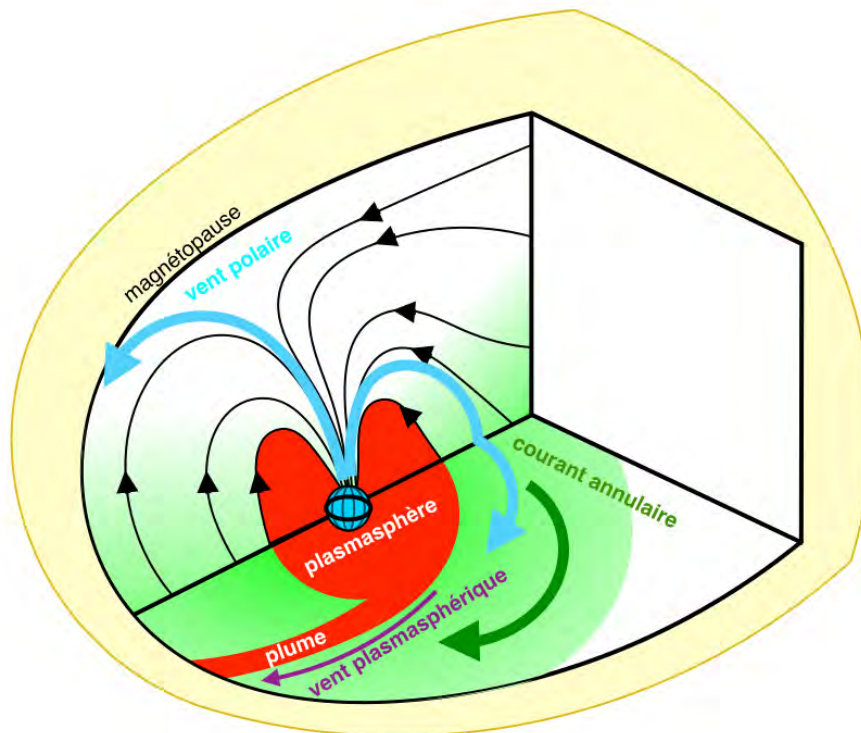


FIGURE 1.18 – Représentation en coupe de la magnétosphère. Y sont représentées les différentes populations d'ions d'origine magnétosphérique présentes à la magnétopause, ainsi que leurs origines. Chaque population est associée à une couleur : vert pour les ions du courant annulaire, cyan pour ceux du vent polaire et rouge pour ceux de la plasmasphère et sa plume. Le vent plasmasphérique, en violet, est également issu de la plasmasphère. Les lignes de champ magnétique de la Terre sont représentées par les lignes fléchées noires dans le plan vertical.

La population magnétosphérique la plus commune à la magnétopause est celle du courant annulaire de la Terre. Cette population se compose d'ions piégés le long des lignes de champ magnétique fermées de la magnétosphère. Ces ions ont des énergies allant d'environ 3 keV à 100 keV. Les ions les moins énergétiques de cette population (< 30 keV) dérivent en raison du gradient de champ magnétique jusqu'à atteindre la magnétopause. Proche de la magnétopause, ils représentent

une densité d'environ $0,2 \text{ cm}^{-3}$ (Vallat et al. 2005; Fuselier et al. 2016). On retrouve dans cette population des H^+ , des He^+ , des He^{2+} et des O^+ . La plupart du temps, H^+ domine mais il arrive lors d'épisodes de forte activité géomagnétique que les O^+ dominant (Fuselier et al. 2016).

Une autre population est le plasma provenant du vent polaire. Cette population est composée de plasma qui s'échappe de l'ionosphère le long des lignes de champ aux pôles magnétiques. Nous y retrouvons des H^+ , des O^+ et dans une moindre mesure des He^+ (Yau et al. 1984; Collin et al. 1988). Comme pour le plasma du courant annulaire, les H^+ dominant, sauf en cas d'activité géomagnétique intense où les O^+ peuvent dominer (Fuselier et al. 2016). Moins énergétiques que les ions du courant annulaire (de 10 eV à 3 keV), ils ont en revanche à la magnétopause une densité comprise entre 0,05 et 3 particules par cm^3 (Chappell et al. 2008; André & Cully 2012); c'est-à-dire qu'ils dominent parfois largement la densité totale. André & Cully (2012) estiment cependant que ces ions ne sont présents à la magnétopause qu'environ 70 % du temps.

Un autre population particulièrement intéressante est celle provenant de plumes plasmasphériques. Ces dernières se forment après une perturbation magnétique par un mécanisme qui sera développé dans la Sec.1.4.2. Par nature, elles sont plus épisodiques (~ 20 % du temps, André & Cully (2012)), mais elles apportent localement à la magnétopause d'importantes quantités d'ions de très basses énergies (< 1 eV). Les densités à la magnétopause, très importantes, oscillent entre 3 et 40 cm^{-3} (Borovsky & Denton 2006; André & Cully 2012), mais peuvent parfois atteindre jusqu'à 100 cm^{-3} (Walsh et al. 2014). Les plumes plasmasphériques sont composées de H^+ , de He^+ et dans une moindre mesure de O^+ (Fuselier et al. 2016). Même en l'absence d'événement de type plume, du plasma froid de même origine peut atteindre la magnétopause : c'est le vent plasmasphérique (Dandouras 2013). Cette population est bien moins dense que les plumes (entre 0,5 et 3 particules par cm^3), mais est présente environ 70% du temps (André & Cully 2012).

1.4.2 Plumes magnétosphériques et apport de masse

À grande échelle, les ions de la magnétosphère interne sont soumis à un champ électrique provenant de deux sources : la convection et la co-rotation. Le champ électrique de co-rotation est lié à la rotation de la Terre et orienté dans sa direction. Le champ électrique de convection est lié pour sa part au cycle de Dungey (voir Sec.1.3.1). Ce champ électrique de convection est orienté vers l'ouest, c'est-à-dire du côté matin vers le côté soir de la Terre (Dungey 1961; Baumjohann & Treumann 1997). En fonction de la prépondérance d'une source ou de l'autre, spatialement dans la magnétosphère, les particules de faible énergie vont se retrouver sur des équipotentielles fermées, et rester piégées proches de la Terre, ou ouvertes, et dériver vers la magnétopause (voir Fig.1.19). La zone où les particules sont pié-

gées est appelée plasmasphère. Dans cette région, les échappements ionosphériques s'accroissent du fait de leur piégeage sur les équipotentielles électriques (Fig.1.19).

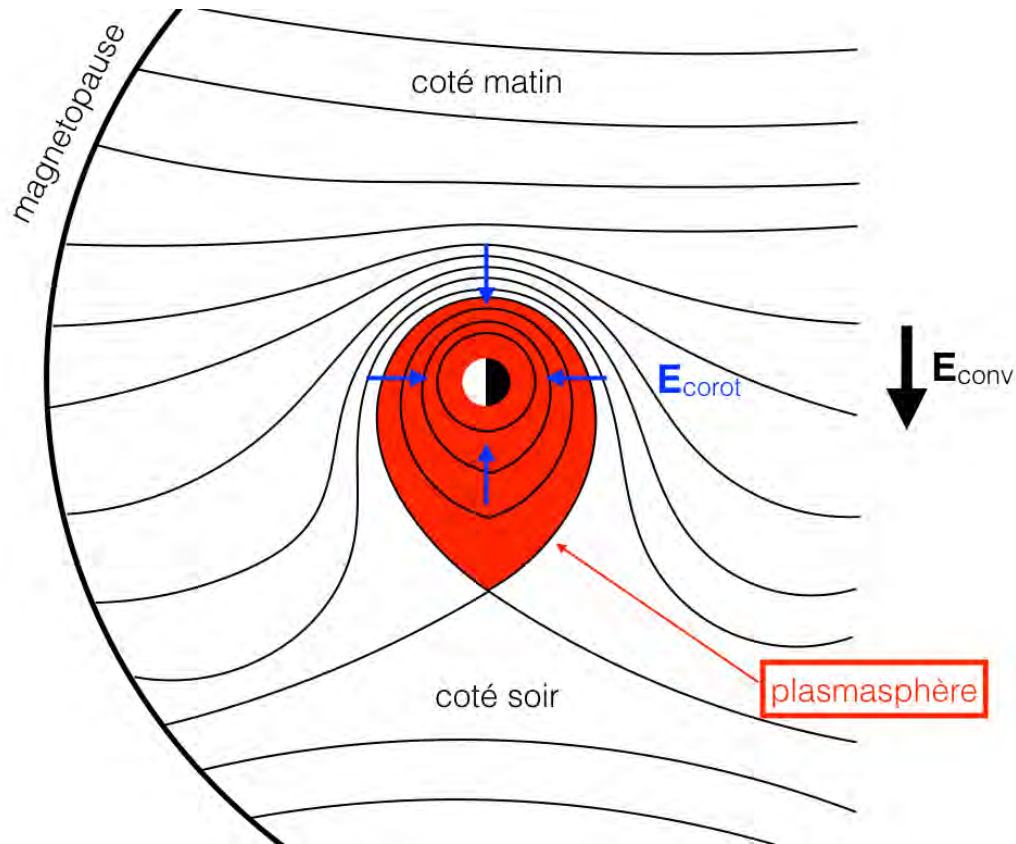


FIGURE 1.19 – Coupe équatoriale de la magnétosphère. Les lignes noires représentent les équipotentielles du champ électrique. La flèche noire (resp. les flèches bleues) représente la direction du champ électrique de convection (resp. de corotation). La zone rouge est la plasmasphère, où le plasma se trouve sur des équipotentielles fermées.

Comme nous pouvons le voir sur la Fig.1.19, en raison du champ électrique de convection, la plasmasphère est asymétrique entre le côté matin et le côté soir. Du côté matin, les champs électriques de convection et de co-rotation sont orientés dans le même sens. Par conséquent, les particules les moins énergétiques, c'est-à-dire celles qui restent gelées aux lignes de champ magnétique, sont entraînées plus rapidement dans leur rotation vers le côté soir. Les particules plus énergétiques subissent les dérives magnétiques (Sec.1.3.2) et s'écartent des équipotentielles. Au contraire, du côté soir, les deux champs sont orientés de manière opposée, ce qui diminue son intensité. La rotation du plasma y est ralentie, faisant apparaître

un point de stagnation là où les deux champs électriques s'équilibrent. Lorsque l'activité géomagnétique est faible, les tubes de flux peuvent en pratique rester immobiles plusieurs heures à proximité de ce point de stagnation.

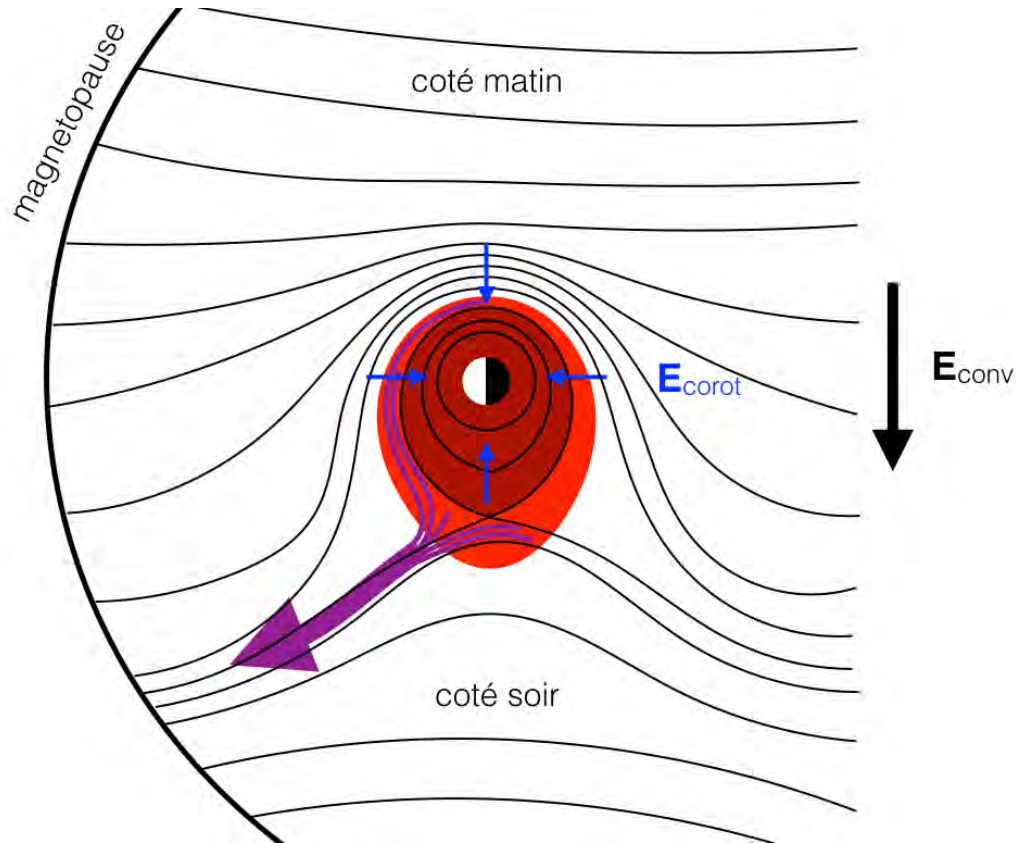


FIGURE 1.20 – Coupe équatoriale de la magnétosphère. Les lignes noires représentent les équipotentialités du champ électrique. La flèche noire (resp. les flèches bleues) représente la direction du champ électrique de convection (resp. de corotation). La zone rouge est la plasmasphère avant perturbation du champ électrique. La zone rouge foncée est la plasmasphère après perturbation. L'augmentation du champ de convection modifie les équipotentialités du champ électrique de telle sorte que certaines populations auparavant piégées dans des équipotentialités fermées se retrouvent sur des équipotentialités ouvertes. Elles vont alors pouvoir dériver vers la magnetopause suivant les nouvelles lignes équipotentialités (flèche violette), créant ainsi une plume plasmasphérique.

La plasmasphère est peuplée de particules provenant de l'ionosphère. L'ionosphère étant collisionnelle, les ions s'y sont thermalisés. Ils sont bien plus froids (< 1 eV) que les autres ions des couches supérieures de la magnétosphère. Étant

constituée de plasma piégé et alimentée par l'ionosphère, la plasmasphère est également bien plus dense (entre 10^2 et 10^4 cm^{-3} , selon Darrouzet et al. (2009)) que les couches plus externes de la magnétosphère. Lors d'une perturbation dans le vent solaire, la pression de ce dernier sur la magnétosphère peut augmenter brutalement, entraînant un flux soudain et sporadique de particules et de flux magnétique depuis le site de reconnexion dans la queue vers la Terre : nous parlons alors de sous-orage magnétique. L'augmentation du champ électrique de convection associé induit un réarrangement spatial des lignes équipotentiels. Comme nous pouvons le voir sur la Fig.1.20, l'augmentation du champ électrique de convection va affecter l'équilibre des forces. Les lignes équipotentiels fermées s'en trouvent contractées et le point de stagnation (côté soir) se rapproche brusquement de la Terre. Le plasma situé dans la plasmasphère externe va donc soudainement se retrouver sur des équipotentiels ouvertes. En dérivant suivant les nouvelles équipotentiels, il va pouvoir s'échapper vers la magnétopause. Cette langue de plasma dense et froide est appelée **plume plasmasphérique**. Il faut préciser que durant tout le processus, le plasma, très froid, est resté gelé dans le champ magnétique et a dérivé avec lui.

L'arrivée d'une plume à la magnétopause est lourde de conséquence pour la reconnexion magnétique. En effet, le taux de reconnexion dépend de la densité du plasma de part et d'autre du site de reconnexion (Cassak & Shay 2007, 2009). La densité typique des plumes arrivant (3 à 40 particules par cm^3 , voir Sec.1.4.1) est très importante comparée à la densité moyenne de la magnétosphère ($0,05$ à 3 cm^{-3} , voir Sec.1.4.1). Son arrivée dans certains cas à la magnétopause va entraîner un apport de masse côté magnétosphère, qui a pour effet de diminuer le taux de reconnexion (Borovsky & Denton 2006; Borovsky et al. 2008; Walsh et al. 2014; Wang et al. 2015). Ce résultat a pu être mis en exergue grâce aux observations de Borovsky & Denton (2006). Ces derniers ont comparé le couplage entre le vent solaire (déterminé par WIND) et la magnétosphère⁵ en présence ou non d'une plume plasmasphérique. La Fig.1.21 montre que le couplage entre vent solaire et magnétosphère est systématiquement plus faible en présence d'une plume. Cela s'interprète comme une diminution du taux de reconnexion (Borovsky et al. 2008). En conclusion, l'activité magnétosphérique terrestre a une grande influence sur la reconnexion magnétique tout autant que l'activité solaire.

5. Il existe plusieurs indices géomagnétiques permettant d'estimer ce couplage, comme les indices AE ou AU, également appelé indice d'électrojet auroral. Ces indices sont obtenus à partir de la mesure au sol de l'activité géomagnétique. N'étant pas davantage utilisés dans cette thèse, nous ne développerons pas ce point.

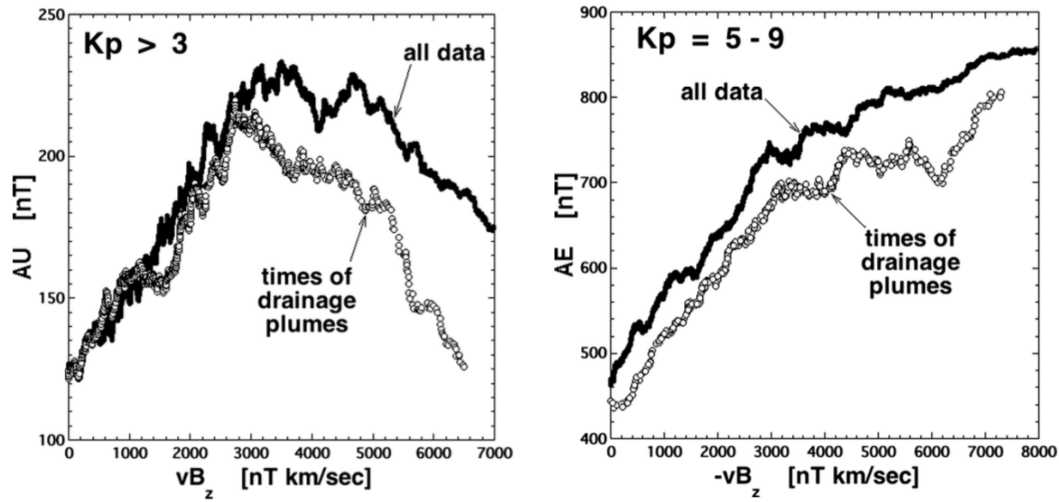


FIGURE 1.21 – Représentation des indices géomagnétiques (AU à gauche, AE à droite) en fonction du champ électrique de convection dans le vent solaire. Sont comparées dans ces figures les corrélations de ces deux grandeurs en prenant dans un cas toutes les données d’un intervalle de temps (courbes de points noirs) et dans un autre cas seulement les intervalles où une plume plasmasphérique est observée (courbes de points blancs). La courbe de points blancs est systématiquement en-dessous de la courbe de points noirs, ce qui indique un couplage plus faible entre vent solaire et activité géomagnétique. Ces figures sont tirées de Borovsky & Denton (2006).

Annexes de chapitre

Le flux magnétique Φ_B se définit comme le champ magnétique passant à travers une surface S . Cette dernière s’écrit sous forme vectorielle \mathbf{S} , avec une norme égale à S et une orientation normale à la surface. Autrement dit :

$$\Phi_B = \mathbf{B} \cdot \mathbf{S} \quad (1.30)$$

Nous multiplions maintenant l'Eq.1.9 par \mathbf{S} :

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \cdot \mathbf{S} = [\nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B})] \cdot \mathbf{S} \quad (1.31)$$

$$\frac{(\partial \mathbf{B} \cdot \mathbf{S})}{\partial t} = \nabla \cdot [(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \times \mathbf{S}] \quad (1.32)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} = \nabla \cdot [(\mathbf{v} \cdot \mathbf{S})\mathbf{B} - (\mathbf{B} \cdot \mathbf{S})\mathbf{v}] \quad (1.33)$$

$$= \nabla \cdot [(\mathbf{v} \cdot \mathbf{S})\mathbf{B}] - \nabla \cdot (\Phi_B \mathbf{v}) \quad (1.34)$$

$$= \mathbf{B} \cdot \nabla (\mathbf{v} \cdot \mathbf{S}) + (\mathbf{v} \cdot \mathbf{S}) \nabla \cdot \mathbf{B} - \Phi_B \nabla \cdot \mathbf{v} - \mathbf{v} \cdot \nabla \Phi_B \quad (1.35)$$

$$= \mathbf{B} \cdot [\mathbf{v} \cdot (\nabla \cdot \mathbf{S}) + \mathbf{S} \cdot (\nabla \cdot \mathbf{v})] - \Phi_B \nabla \cdot \mathbf{v} - \mathbf{v} \cdot \nabla \Phi_B \quad (1.36)$$

$$= (\mathbf{B} \cdot \mathbf{S})(\nabla \cdot \mathbf{v}) - \Phi_B \nabla \cdot \mathbf{v} - \mathbf{v} \cdot \nabla \Phi_B \quad (1.37)$$

$$= -\mathbf{v} \cdot \nabla \Phi_B \quad (1.38)$$

Nous trouvons donc que $\partial_t \Phi_B + \mathbf{v} \cdot \nabla \Phi_B = 0$. Les simplifications effectuées lors des calculs s'appuient sur le fait que \mathbf{S} est par définition constant, spatialement ($\nabla \cdot \mathbf{S} = 0$) et temporellement ($\partial \mathbf{S} / \partial t = \mathbf{0}$), et sur l'équation de Maxwell-Thomson ($\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$)

Chapitre 2

Modélisation numérique de la reconnexion magnétique en milieu non-collisionnel

Sommaire

2.1	Aperçu des différents formalismes de modélisation numérique	51
2.2	Modèles descriptifs de plasmas astrophysiques	52
2.2.1	Le modèle cinétique de Vlasov	53
2.2.2	Le modèle de Vlasov Hybride	57
2.2.3	Modèles Magnéto-Hydro-Dynamiques	59
2.3	Simulations Particle-In-Cell (PIC)	62

2.1 Aperçu des différents formalismes de modélisation numérique

La reconnexion magnétique en milieu non collisionnel est un phénomène multi-échelles. Il est possible grâce à des mécanismes se déroulant aux échelles spatiales (longueur d'inertie et rayon de Larmor) et temporelles (pulsation cyclotron et fréquence plasma) des ions et des électrons, mais il a également un impact à des échelles bien plus grandes (voir Sec.1.3.1). La modélisation du phénomène est par conséquent délicate et dépend beaucoup de l'échelle que l'on doit étudier. Le modèle utilisé pour décrire tel ou tel phénomène sera choisi selon un compromis entre hypothèses physiques simplificatrices applicables, puissance de calcul disponible et échelles du phénomène étudié. La réduction du nombre d'hypothèses offre une

description plus réaliste, mais s'accompagne également d'un alourdissement de la charge de calcul qui rend matériellement impossible la modélisation de systèmes trop grands. Inversement la présence d'hypothèses dans un modèle impliquent l'introduction de présupposés qui peuvent fausser les résultats.

Le modèle nécessitant le moins d'hypothèses est la description complètement cinétique. Elle suppose simplement que chaque particule évolue dans un champ moyen généré par les autres particules. La Sec.2.2.1 décrit plus en détails le modèle complètement cinétique le plus utilisé, c'est-à-dire la description cinétique de Vlasov. En pratique, ce modèle est cependant particulièrement lourd, ce qui limite son utilisation. À l'inverse, la Magnéto-Hydro-Dynamique (MHD), développée dans la Sec.2.2.3, permet de modéliser les plus grandes échelles, au prix d'hypothèses plus fortes. Dans ce cas-là, le plasma est décrit comme un unique fluide magnétisé et seuls les moments de ses fonctions de distributions sont modélisés, ce qui impose des échelles où les effets individuels des particules ne sont plus pris en compte.

Un système d'équations indépendantes est dit ouvert s'il possède plus d'inconnues que d'équations. En plasmas astrophysiques, un tel système ne peut pas être résolu en l'absence de collisions, qui ajoutent une contrainte. Les équations fluides forment un système ouvert. Pour être résolues, elles nécessitent donc une relation de fermeture, c'est-à-dire une équation choisie plus ou moins arbitrairement et permettant d'avoir autant d'équations que d'inconnues. Le choix de cette relation a des conséquences importantes sur les résultats des simulations. Entre les modèles cinétiques et MHD existent plusieurs autres modèles, nécessitant des d'hypothèses moins fortes que celles de la MHD, mais plus abordables, en terme de puissance de calcul nécessaire, que la description totalement cinétique. Nous y trouvons la représentation multi-fluides, qui traite les différents éléments du plasma (électrons, protons, ...) comme autant de fluides distincts, où encore les modèles hybrides cinétiques qui décrivent certaines espèces de façon cinétique et d'autres de manière fluide (en général, ions cinétiques et électrons fluides). Le modèle hybride cinétique de Vlasov, par exemple, sera décrit dans la Sec.2.2.2. Pour plus de détails concernant ces modèles, nous recommandons Goldston & Rutherford (1995), Baumjohann & Treumann (1997), Bellan (2008) ou encore Schindler (2006). Les échelles de validité des différents modèles sont résumées dans la Fig.2.1.

2.2 Modèles descriptifs de plasmas astrophysiques

Un plasma astrophysique est un gaz ionisé dans lequel ions et électrons interagissent avec les champs électromagnétiques. Dans de nombreux cas, ce gaz est de surcroit non-collisionnel, tel que le plasma présent à la magnétopause terrestre. La manière de le décrire, ainsi que les hypothèses applicables pour cela, dépend essentiellement de l'écart entre les échelles caractéristiques associées aux particules

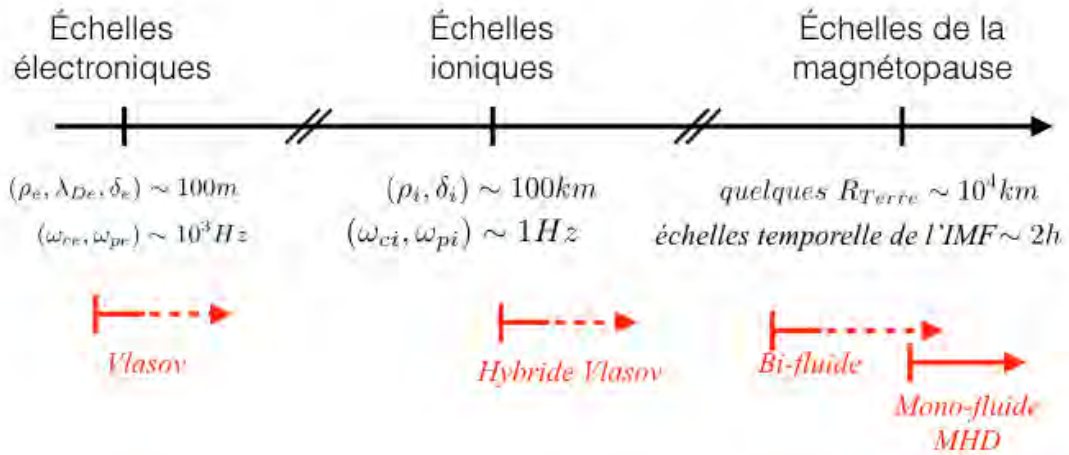


FIGURE 2.1 – Représentation des domaines de validité des différents modèles en fonction des échelles caractéristiques : cas de la reconnexion magnétique à la magnétopause. Les flèches rouge indiquent les échelles de validité de chaque modèle. Elles deviennent pointillées car bien qu'utilisable en principe à des échelles supérieures, elles ne le sont pas en pratique du fait d'une puissance de calcul limitée. Des grandeurs de temps et d'espace propres à ces différentes échelles sont également données. L'IMF signifie le champ magnétique interplanétaire.

(rayon de Larmor et pulsation cyclotron, typiquement) et celles de l'objet étudié. Les échelles les plus petites doivent être décrites de manière cinétique, tandis que les échelles plus grandes sont généralement décrites de manière fluide. La description fluide des plasmas se pratique cependant également pour des échelles où les hypothèses fluides ne se vérifient pas. Il faut dans ce cas faire attention à la validité des résultats obtenus. Dans cette partie, nous allons présenter le modèle cinétique de Vlasov, utilisé au cours de ma thèse, ainsi que d'autres modèles couramment utilisés pour la modélisation de la reconnexion magnétique.

2.2.1 Le modèle cinétique de Vlasov

Un plasma ne peut être décrit que pour des échelles telles que la quasi-neutralité soit respectée. En pratique, cela revient à regarder des échelles spatiales supérieures à la longueur de Debye λ_{De} . À ces échelles-là, tout élément de volume inclut un nombre suffisamment important de particules pour pouvoir assurer continûment la quasi-neutralité du plasma. Ces particules peuvent être décrites par une fonction de distribution $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ représentant la densité statistique de particules dans l'espace

des phases (\mathbf{r}, \mathbf{v}) à un instant t . La théorie cinétique de Vlasov-Maxwell décrit, pour un plasma non collisionnel, l'évolution de cette fonction f , couplée à celle du champ électromagnétique. Du fait du caractère non collisionnel du plasma, elle considère également qu'une particule ne sera jamais soumise au champ produit par une unique autre particule, mais toujours à un champ électromagnétique moyen résultant de toutes les particules. Par conséquent, nous pouvons supposer que ce qui s'applique à une particule sera vrai pour toutes les particules. C'est le **principe d'indiscernabilité** des particules. Nous pouvons donc considérer que seul le champ électromagnétique moyen aura un effet sur l'évolution de la fonction de distribution.

Pour introduire la théorie de Vlasov, nous nous concentrerons sur un élément de l'espace des phases $d\Omega = d\mathbf{r}d\mathbf{v}$ dont nous regarderons l'évolution. Il existe trois moyens pour les particules de faire varier f dans $d\Omega$. Le premier moyen est de se déplacer, c'est-à-dire entrer ou sortir de l'espace des positions $d\mathbf{r}$. Cet effet génère un flux de la forme $\nabla_{\mathbf{r}} \cdot (f\mathbf{v})$ à travers l'hypersurface $d\Omega$. Le second moyen est d'accélérer ou ralentir, de manière à entrer ou sortir de l'espace des vitesses $d\mathbf{v}$ de $d\Omega$. Le flux engendré par cet effet est de la forme $\nabla_{\mathbf{v}} \cdot (f\mathbf{a})$, où \mathbf{a} est l'accélération. Le troisième moyen est, pour une particule, d'apparaître ou disparaître de $d\Omega$. Physiquement, cela peut signifier deux choses. Premièrement, un effet peut avoir fait varier la vitesse/position de la particule plus rapidement que les échelles de variations temporelles considérées. De tels effets sont liés aux collisions¹. Sinon, l'ionisation de particules neutre (respectivement la neutralisation d'une particule chargée) peut faire apparaître (respectivement disparaître) des particules de la population décrite. Étant dans un milieu non collisionnel et totalement ionisé, nous ne considérerons pas ce troisième terme. Il existe d'autres phénomènes pouvant produire les mêmes effets (ex : réactions nucléaires), mais ces derniers sont complètement négligeables dans des milieux astrophysiques diffus, tels que le vent solaire ou la magnétosphère. La variation du nombre de particule dans $d\Omega$ se résume donc simplement au flux net à travers la surface de $d\Omega$. Cela se traduit par l'équation de conservation de la densité dans l'espace des phases :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \nabla_{\mathbf{r}} \cdot (f\mathbf{v}) + \nabla_{\mathbf{v}} \cdot (f\mathbf{a}) = 0 \quad (2.1)$$

1. Une collision binaire correspond à une interaction de très courte portée entre deux particules animées d'un mouvement rectiligne uniforme et conduisant au changement de direction de ce mouvement rectiligne uniforme. Ce changement se fait à des échelles telles que cela revient à voir la particule sauter instantanément d'un point de l'espace des vitesses à un autre. Notez qu'une collision entre particules chargées résulte des forces de Coulomb, $\propto 1/r^2$, tandis qu'une collision avec une particule neutre se fera à des échelles plus petites car découlant des forces de Van der Waals, $\propto 1/r^7$, où r la distance entre les particules. Nous parlons également de collision dans un plasma pour désigner l'ensemble des collisions binaires subi par une particule traversant un volume donné de plasma (Sec.1.1.2).

Nous avons vu que dans ce modèle que seul le champ électromagnétique moyen affecte les particules. Par conséquent, l'accélération ne dépend que de lui et peut s'écrire suivant l'équation générale de la dynamique : $m\mathbf{a} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$, où m et q sont respectivement la masse et la charge de l'espèce considérée. \mathbf{a} dépend de la vitesse. Mais la vitesse selon une direction i donnée est indépendante de la vitesse selon les autres directions j et k . Grâce au produit vectoriel, nous dérivons selon v_i un terme a_i dépendant seulement de v_j et v_k . Nous pouvons donc écrire $\nabla_{\mathbf{v}} \cdot (f\mathbf{a}) = \mathbf{a} \cdot \nabla_{\mathbf{v}} f$. Du reste, la vitesse \mathbf{v} ne dépend pas de la position \mathbf{r} , donc nous pouvons déduire de l'Eq.2.1 l'équation de Vlasov :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{r}} f + \frac{q}{m} (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \cdot \nabla_{\mathbf{v}} f = 0 \quad (2.2)$$

Cette équation décrit l'évolution eulérienne de la densité de particules dans l'espace des phases. L'Eq.2.1 peut aussi se réécrire ainsi :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{d\mathbf{r}}{dt} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} + \frac{d\mathbf{v}}{dt} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} = 0 \quad (2.3)$$

Cette équation revient à suivre l'ensemble des particules situées à un $(\mathbf{r}_0, \mathbf{v}_0)$ donné de l'espace des phases. Elle signifie que la fonction de distribution est une constante du mouvement d'une particule. Autrement dit, toute fonction des invariants du mouvement sera une solution de l'équation de Vlasov. Cette propriété trouvera une application au chapitre 3.

La théorie de Vlasov permet de décrire le système de manière cinétique, mais elle ne se suffit pas pour décrire un plasma. Pour cela, il faut également une description des champs électromagnétiques, qui repose sur les équations de Maxwell :

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (2.4)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.5)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.6)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (2.7)$$

où ρ , la densité de charge, et \mathbf{J} , la densité de courant. Le modèle permettant de décrire les échelles cinétiques s'appelle donc le système de Vlasov-Maxwell. Mais d'après les équations de Maxwell, les champs \mathbf{E} et \mathbf{B} ont comme sources la densité de charge ρ et de courant électrique \mathbf{J} , c'est-à-dire des grandeurs macroscopiques du plasma. Il faut donc savoir passer de la description microscopique du plasma à celle macroscopique.

Passer du microscopique au macroscopique

Une description fluide du plasma repose sur l'évolution de ses grandeurs macroscopiques. Pour passer d'une description cinétique à une description fluide, il faut donc faire le lien entre grandeurs microscopiques et macroscopiques. Dans le cas de ρ , cela revient simplement à faire une somme sur la charge q des particules de chaque espèce s :

$$\rho(\mathbf{r}, t) = \sum_s \int q_s f_s(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d\mathbf{v} \quad (2.8)$$

La densité de courant \mathbf{J} se traduit quant à elle par une somme sur le déplacement de charge $q\mathbf{v}$ de chaque particule, c'est-à-dire :

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}, t) = \sum_s \int q_s \mathbf{v} f_s(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d\mathbf{v} \quad (2.9)$$

Nous remarquerons que ces équations représentent simplement, à la charge près, les premiers moments de l'équation de la fonction de distribution. Ainsi, pour une espèce s quelconque, la densité n_s sera donnée par le moment d'ordre zéro de la fonction de distribution (Eq.2.10), la vitesse moyenne \mathbf{u}_s à partir du moment d'ordre un et de n_s (Eq.2.11) et le tenseur de pression \overleftrightarrow{P}_s grâce au moment centré d'ordre deux (Eq.2.12) :

$$n_s(\mathbf{r}, t) = \int f_s(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d\mathbf{v} \quad (2.10)$$

$$\mathbf{u}_s(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{n_s} \int \mathbf{v} f_s(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d\mathbf{v} \quad (2.11)$$

$$\overleftrightarrow{P}_s(\mathbf{r}, t) = m_s \int (\mathbf{v} - \mathbf{u}_s) \otimes (\mathbf{v} - \mathbf{u}_s) f_s(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d\mathbf{v} \quad (2.12)$$

où m_s la masse d'une particule de l'espèce s . Grâce à ces équations, nous pouvons faire le lien entre les fonctions de distributions (description microscopique) et les grandeurs macroscopiques. De même, les équations fluides se dérivent de l'équation de Vlasov. En intégrant l'Eq.2.2 sur le volume des vitesses $d\mathbf{v}$ de l'espace des phases, c'est-à-dire en prenant le moment d'ordre zéro, nous obtenons l'équation fluide de continuité :

$$\frac{\partial n_s}{\partial t} + \nabla_{\mathbf{r}} \cdot (n_s \mathbf{u}_s) = 0 \quad (2.13)$$

De même, si nous intégrons l'Eq.2.2 multipliée par $m_s \mathbf{v}$ sur le volume des vitesses $d\mathbf{v}$ de l'espace des phase, c'est-à-dire en prenant le moment d'ordre un, nous obtenons cette fois l'équation fluide de l'impulsion :

$$m_s n_s \frac{\partial \mathbf{u}_s}{\partial t} + m_s n_s \mathbf{u}_s \cdot \nabla_{\mathbf{r}} \mathbf{u}_s = -\nabla \cdot \overleftrightarrow{P}_s + q_s n_s (\mathbf{E} + \mathbf{u}_s \times \mathbf{B}) \quad (2.14)$$

Nous noterons que les équations 2.13 et 2.14 comptent au total trois variables fluides (n_s , \mathbf{u}_s et \overrightarrow{P}_s) pour seulement deux équations, ce qui en fait un système d'équation ouvert. Pour résoudre les équations fluides, il faut donc choisir une relation de fermeture. Le passage des valeurs cinétiques aux valeurs fluides se fait sans plus d'hypothèses. Au contraire, pour passer d'un modèle fluide à une description cinétique, il faut faire des hypothèses supplémentaires sur la fonction de distribution, ce qui est délicat. C'est pourquoi le passage d'une description cinétique vers fluide est bien plus aisé que l'inverse, comme nous le verrons dans le chapitre 3.

Pour un même système, les grandeurs macroscopiques obtenues avec un modèle cinétique différent généralement de celles d'un modèle fluide. En effet, pour peu que localement les hypothèses de ce dernier ne soient plus vérifiées, les deux modèles peuvent donner des résultats différents. C'est pourquoi il convient de bien faire attention au domaine de validité d'un modèle fluide. Réciproquement, un modèle cinétique est très contraint dans son application. Par exemple, dans la pratique, le principe d'indiscernabilité impose d'avoir partout et pour tout temps un échantillon de particules suffisamment important. Si le nombre de particules devient trop faible pour un emplacement et un moment donné, cela remettra en cause les hypothèses de base du modèle et faussera les résultats.

2.2.2 Le modèle de Vlasov Hybride

À certaines échelles, les phénomènes cinétiques de certaines populations (typiquement les électrons) sont considérés comme négligeables, tandis que d'autres nécessitent toujours une description cinétique pour être correctement décrit. Dans de telles configurations les modèles fluides ne sont pas encore utilisables. Une description hybride avec des ions cinétiques et des électrons fluides se révèle alors une bonne alternative². Le modèle Hybride Vlasov offre cette alternative, à mi-chemin entre modèles totalement cinétiques et fluides. Nous y faisons l'hypothèse qu'aux échelles étudiées, les phénomènes liés aux échelles électroniques sont négligeables. Par conséquent, ce sont les ions qui dictent la dynamique, ce qui permet de ne décrire que ces derniers de manière cinétique. Les électrons sont décrits de manière fluide.

Pour expliquer le fonctionnement du modèle Hybride, nous nous donnons pour commencer une fonction de distribution pour les ions $f_i(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$, un champ magnétique \mathbf{B} et un champ électrique \mathbf{E} . Nous supposons dans ces calculs que les ions

2. Le plus souvent, nous décrivons les ions de manière cinétique, supposant que les électrons, dont l'inertie est bien plus faible, s'adaptent en conséquence. Il existe cependant des études où ce sont les électrons qui sont décrits de manière cinétique et les ions fluides (Lipatov 2002). Nous travaillerons quant à nous dans le cas ions cinétiques et électrons fluides.

sont des protons, de charge e , pour simplifier. Il est possible d'inclure d'autres espèces d'ions, mais cela complexifie un peu les équations. Avec cela, nous pouvons appliquer l'équation de Vlasov (Eq.2.2) pour les ions :

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{r}} f_i + \frac{q}{m} (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \cdot \nabla_{\mathbf{v}} f_i = 0 \quad (2.15)$$

De la même manière, nous pouvons obtenir les grandeurs fluides pour les ions à l'aide des Eq.2.10 et Eq.2.11 :

$$n_i(\mathbf{r}, t) = \int f_i(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d\mathbf{v} \quad (2.16)$$

$$\mathbf{u}_i(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{n_i} \int \mathbf{v} f_i(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d\mathbf{v} \quad (2.17)$$

Ces grandeurs macroscopiques peuvent par la suite être réinjectées dans les équations fluides. Tout d'abord, nous appliquons le principe de quasi-neutralité du plasma, $n_i(\mathbf{r}, t) \approx n_e(\mathbf{r}, t)$, et en négligeant la différence, nous écrivons : $n(\mathbf{r}, t) \equiv n_i(\mathbf{r}, t) = n_e(\mathbf{r}, t)$. Étant dans un régime non-relativiste, les vitesses caractéristiques sont très petites par rapport à c ce qui permet de négliger le courant de déplacement $\partial_t \mathbf{E}/c^2$ dans l'équation de Maxwell-Ampère (Eq.2.7), comme cela sera montré dans la Sec.2.2.3. Cela permet de réécrire cette équation dans sa forme statique et d'en déduire la densité de courant totale \mathbf{j} :

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j} = ne(\mathbf{u}_i - \mathbf{u}_e) \quad (2.18)$$

Ensuite, nous pouvons écrire l'équation fluide de la dynamique pour les électrons :

$$nm_e \frac{d\mathbf{u}_e}{dt} = -en(\mathbf{E} + \mathbf{u}_e \times \mathbf{B}) - \nabla \cdot \overleftrightarrow{P}_e \quad (2.19)$$

À l'aide de l'Eq.2.18, cette équation peut se réécrire sous la forme d'une loi d'Ohm pour déterminer \mathbf{E} :

$$\mathbf{E} = -\mathbf{u}_i \times \mathbf{B} + \frac{1}{en} \left(\mathbf{j} \times \mathbf{B} - \nabla \cdot \overleftrightarrow{P}_e \right) - \frac{m_e}{e} \frac{d\mathbf{u}_e}{dt} \quad (2.20)$$

Nous calculons ensuite l'évolution du champ magnétique \mathbf{B} grâce à l'équation de Maxwell-Faraday :

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla \times \mathbf{E} \quad (2.21)$$

Ce jeu d'équations demeure cependant un système ouvert : nous n'avons aucun moyen de déterminer $\nabla \cdot \overleftrightarrow{P}_e$. Nous avons donc besoin d'une relation de fermeture. Une solution simple utilisée dans le cadre de modélisations de reconnexion

magnétique est une fermeture isotrope et isotherme. Le tenseur de pression peut alors s'écrire comme un scalaire dépendant d'une température T_e homogène spatialement et constante dans le temps :

$$P_e = nk_B T_e \quad (2.22)$$

où k_B la constante de Boltzmann. Dans le cadre d'un phénomène dont les variations temporelles sont lentes vis-à-vis des échelles temporelles des électrons, il est cohérent de considérer les électrons comme isothermes le long d'une même ligne de flux. Cependant, en raison du rayon de Larmor des électrons, qui est très petit par rapport à celui des ions, il y a très peu de conduction perpendiculaire au champ magnétique et chaque tube de flux peut avoir sa propre température, constante mais distincte de celle des autres tubes de flux. Attribuer une température identique partout est donc un choix arbitraire.

2.2.3 Modèles Magnéto-Hydro-Dynamiques

La plupart des descriptions fluides des plasmas reposent sur la théorie de la MHD, introduite pour la première fois par Alfvén (1942). Cette théorie fut tout d'abord abordée dans le cadre idéal, c'est-à-dire d'un plasma mono-fluide parfaitement conducteur. Il en existe aujourd'hui diverses versions, dites MHD non-idéales, qui assouplissent certaines hypothèses afin de pouvoir décrire des phénomènes plus complexes.

La MHD idéale

La MHD idéale repose sur cinq équations, ainsi que les hypothèses ayant permis de les obtenir, et une relation de fermeture (Eq.2.28) :

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla \times \mathbf{E} \quad (2.23)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (2.24)$$

$$\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B} = \mathbf{0} \quad (2.25)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} \quad (2.26)$$

$$\rho \frac{d\mathbf{u}}{dt} = -\nabla P + \mathbf{J} \times \mathbf{B} \quad (2.27)$$

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{P}{\rho^\gamma} \right) = 0 \quad (2.28)$$

Les six variables associées à ces équations sont \mathbf{B} le champ magnétique, \mathbf{E} le champ électrique, ρ la densité de masse, \mathbf{u} la vitesse fluide du plasma, \mathbf{J} le courant et P

la pression scalaire. A cela s'ajoutent les constantes que sont μ_0 , la perméabilité du vide, et γ , l'indice polytropique. Il est de plus possible d'éliminer la variable \mathbf{E} en combinant les équation 2.23 et 2.25 en une seule :

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) \quad (2.29)$$

Les deux premières équations (2.23 et 2.24) ne nécessitent pas d'hypothèses particulières. Elles sont issues respectivement de l'équation de Maxwell-Faraday (Eq.2.6) et de l'équation de continuité de la masse (Eq.2.13). L'Eq.2.25 s'appelle la loi d'Ohm idéale et repose sur l'hypothèse de plasma parfaitement conducteur. En l'absence de toute résistivité du plasma, nous pouvons supprimer les termes non idéaux de l'équation de la loi d'Ohm (Eq.2.20). Le terme $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ de cette équation, appelé terme Hall, est quand à lui un terme idéal, mais peut être négligé si nous le considérons négligeable face au terme de convection $\mathbf{u} \times \mathbf{B}$. En remarquant que $\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j}$ et $B_0 / ne = \omega_{ci} / \omega_{pi}^2$, où ω_{ci} et ω_{pi} sont, respectivement, les pulsations cyclotron et plasma des ions, nous pouvons noter :

$$\frac{\left[\frac{1}{ne} \mathbf{j} \times \mathbf{B} \right]}{[\mathbf{u} \times \mathbf{B}]} \sim \frac{B_0}{ne \mu_0 L^2 / T} = \frac{c}{L/T} \frac{c}{L \omega_{pi}} \frac{\omega_{ci}}{\omega_{pi}} \quad (2.30)$$

où c la vitesse de la lumière, T et L sont respectivement les échelles caractéristiques de variation en longueur et en temps, et B_0 une valeur typique du champ magnétique. Dans cette formule, cT/L est typiquement très grand et $c/L\omega_{pi}$ très petit. Nous pouvons en première approximation estimer qu'ils se compensent mutuellement. Cela revient à dire que le terme Hall est négligeable si $\omega_{ci}/\omega_{pi} \ll 1$, ce qui se vérifie en milieu dense (coeur d'étoile, par exemple), mais demeure très discutable en milieu spatiaux. De la prise en compte de ce terme dans les équations découle la **MHD Hall**, dont nous discuterons plus tard.

L'Eq.2.26 repose sur l'équation de Maxwell-Ampère simplifiée du courant de déplacement $\partial_t \mathbf{E} / c^2$. Cette simplification repose sur le fait que la vitesse caractéristique du plasma est négligeable par rapport à la vitesse de la lumière. Dans le cadre de la MHD idéale, cela se justifie aisément grâce à des calculs d'ordre de grandeur :

$$\frac{\left[\frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \right]}{[\nabla \times \mathbf{B}]} \sim \frac{E_0 / c^2 T}{B_0 / L} = \frac{L}{T} \frac{1}{c^2} \frac{E_0}{B_0} \quad (2.31)$$

où T et L sont respectivement les échelles caractéristiques de variation en longueur et en temps, et E_0 et B_0 des valeurs typiques du champ magnétique et champ électrique. En s'appuyant maintenant sur la loi d'Ohm idéale (Eq.2.25), Nous obtenons que $E_0/B_0 \sim V$, où $V \sim L/T$ la vitesse caractéristique du plasma.

L'équation précédente se simplifie donc ainsi :

$$\frac{\left[\frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}\right]}{[\nabla \times \mathbf{B}]} \sim \frac{V^2}{c^2} \quad (2.32)$$

et nous en concluons que le courant de déplacement est effectivement négligeable dans le cadre de la MHD.

L'Eq.2.27 se déduit quant à elle de l'équation fondamentale de la dynamique par unité de volume. Pour un fluide eulérien non magnétisé, la somme des forces par unité de volume s'appliquant sur le système se résume à un gradient de pression, c'est-à-dire :

$$\rho \frac{d\mathbf{u}}{dt} = -\nabla P \quad (2.33)$$

Dans le cadre d'un fluide magnétisé, cependant, il faut également appliquer la force de Lorentz à toutes les espèces s , sachant qu'en vertu de la quasi-neutralité, $n \sim n_e \sim n_i$:

$$n\mathbf{F}_L = \sum_s q_s n_s (\mathbf{E} + \mathbf{u}_s \times \mathbf{B}) \quad (2.34)$$

$$= \left(\sum_s q_s n_s \right) \mathbf{E} + \left(\sum_s q_s n_s \mathbf{u}_s \right) \times \mathbf{B} \quad (2.35)$$

$$= en(\mathbf{u}_i - \mathbf{u}_e) \times \mathbf{B} \quad (2.36)$$

$$= \mathbf{J} \times \mathbf{B} \quad (2.37)$$

En ajoutant cette force à l'Eq.2.33, nous retrouvons l'Eq.2.27.

L'Eq.2.28 est la relation de fermeture du système d'équation. Elle n'est pas imposée par le modèle et peut être modifiée en fonction de ce que nous souhaitons modéliser. Nous avons choisi d'indiquer ici le choix de fermeture le plus courant en MHD, c'est-à-dire une relation de type loi polytropique entre la pression P (supposée isotrope) et la densité ρ , où γ est le coefficient polytropique. Cette relation est issue de la physique des gaz parfaits, auxquels le plasma est assimilé dans le cadre de la MHD. En fonction de la valeur attribuée à γ , nous retrouvons différentes situations, telles que le cas isotherme ($\gamma = 1$) ou le cas adiabatique ($\gamma = C_p/C_v$, où C_p et C_v sont les capacités calorifiques du gaz à pression et volume constants, respectivement).

Il est important de noter que la MHD idéale n'est pas utilisable dans le cadre de la reconnexion magnétique. En effet, cette dernière repose sur une démagnétisation locale du plasma. Cela revient à violer l'Eq.2.25. Pour étudier la reconnexion magnétique, il existe cependant plusieurs autres formalismes MHD.

Les MHD résistives et Hall

La MHD idéale néglige totalement la résistance électrique et les autres sources de dissipation d'énergie. Ces dernières sont pourtant fondamentales pour le déclenchement de la reconnexion magnétique. Un moyen simple d'adapter la MHD pour permettre la reconnexion est donc d'ajouter un terme de résistivité dans l'Eq.2.25. La façon la plus courante de faire est de réécrire l'équation ainsi :

$$\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B} = \eta \mathbf{J} \quad (2.38)$$

où η le coefficient de résistivité. Les autres équations ne sont pas affectées. Nous parlons alors de **MHD résistive**. Il est également possible de choisir un terme de dissipation d'ordre supérieur tel que $-\nu \nabla(\mathbf{J}^2)$, où ν le terme d'hyperviscosité (Aunai et al. 2013).

En partant de la loi d'Ohm complète (Eq.2.20), une autre relation s'offre à nous. Dans le cadre fluide de la MHD, nous pouvons nous permettre de considérer que le mouvement du plasma est assimilable à celui des ions, qui dictent la dynamique. Autrement dit, $\mathbf{u} \approx \mathbf{u}_i$. De plus, le gradient de pression des électrons $\nabla \cdot \vec{P}_e/en$ et leur inertie $m_e/e d_t \mathbf{u}_e$ peuvent également être négligés, considérant que les variations spatiales et temporelles se font à des échelles ioniques. Cela revient donc à réécrire l'équation sous la forme :

$$\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B} = \frac{1}{en} \mathbf{J} \times \mathbf{B} \quad (2.39)$$

Ce terme ajouté par rapport à la MHD idéale s'appelle le terme Hall, et cette variante porte par conséquent le nom de **MHD Hall**. Ce formalisme est plus réaliste quand il s'agit de décrire des plasmas spatiaux et s'est révélé particulièrement adapté pour décrire la reconnexion magnétique de manière fluide (Birn et al. 2001; Ma & Bhattacharjee 2001; Otto 2001). Il faut cependant insister sur le fait que le terme Hall n'est pas un terme résistif et ne peut donc pas suffire à déclencher la reconnexion magnétique dans le cadre de la MHD idéale.

2.3 Simulations Particle-In-Cell (PIC)

La méthode PIC est une méthode permettant de modéliser un gaz ou un plasma de manière cinétique grâce à une approche lagrangienne. Comme dans toute approche numérique, il faut discrétiser le problème. Dans le cas de la méthode PIC, nous faisons le choix de discrétiser les équations de Maxwell et la fonction de distribution des particules. Cette dernière n'est pas considérée comme une fonction mais comme un ensemble de particules. Dans un système réel, le grand nombre de particules permet de décrire précisément la distribution. Cependant, décrire un

nombre réaliste de particules n'est pas faisable dans une simulation numérique avec les capacités actuelles, même sur les plus gros calculateurs. Pour cela, plutôt que des particules, nous plaçons dans la boîte de simulation ce que nous appelons des macro-particules. Chaque macro-particule représente un échantillon statistique de particules d'une population. Elle possède une masse et une charge, propre à la population décrite, ainsi qu'une vitesse, une position et un poids statistique, qui correspond à la portion de densité représentée par la macro-particule. Nous parlerons abusivement de particules présentes dans la simulation, même s'il s'agit toujours de macro-particules dans le contexte d'une simulation numérique.

L'origine du nom de la méthode PIC vient du fait que les champs magnétiques moyens (donc vus par la particule) sont définis spatialement sur une grille, tandis que les particules sont libres de se déplacer dans tout l'espace. Chaque particule subit les forces électromagnétiques, qui leur dictent sa dynamique. Rétroactivement, les champs électromagnétiques, définis sur la grille, sont modifiés en fonction de la distribution de particules à un instant donné. L'évolution du système se fait selon un cycle : déplacement des particules en raison des champs puis détermination des champs induits par les particules. Pour être physiquement valable, une simulation PIC doit cependant respecter l'hypothèse d'indiscernabilité de Vlasov (Sec.2.2.1), ce qui revient en pratique à avoir un nombre suffisant de particules par cellule. Plus nous en avons, mieux les champs et les moments de la distribution sont décrits. Les détails de la méthode est expliqué ci-après. Pour obtenir encore plus de détails, nous encourageons le lecteur à lire Birdsall & Langdon (1991).

La méthode PIC se décompose principalement en quatre étapes (résumées sur la Fig.2.2) :

1. Nous déterminons les moments (\mathbf{J} et parfois ρ) pour chaque cellule.
2. À l'aide des moments et en appliquant les équations de Maxwell-Faraday (2.6) et Maxwell-Ampère (2.7), nous déterminons sur la grille les champs électromagnétiques \mathbf{E} et \mathbf{B} .
3. Nous interpolons les champs \mathbf{E} et \mathbf{B} sur la position de chaque particule.
4. À l'aide des équations de la dynamique, nous faisons bouger les particules, ce qui a pour effet de modifier leur distribution.

Il existe différentes façons d'exécuter ces étapes. Chaque code de simulation PIC possède sa propre méthode, profitant ou non d'astuces permettant d'alléger la charge de calcul ou de diminuer les incertitudes numériques. Dans cette partie, nous décrirons plus en détails chacune de ces étapes dans le cadre du code SMILEI³, tout en tâchant de donner une vision la plus générale possible des codes PIC.

3. voir <http://www.maisondelasimulation.fr/smilei>

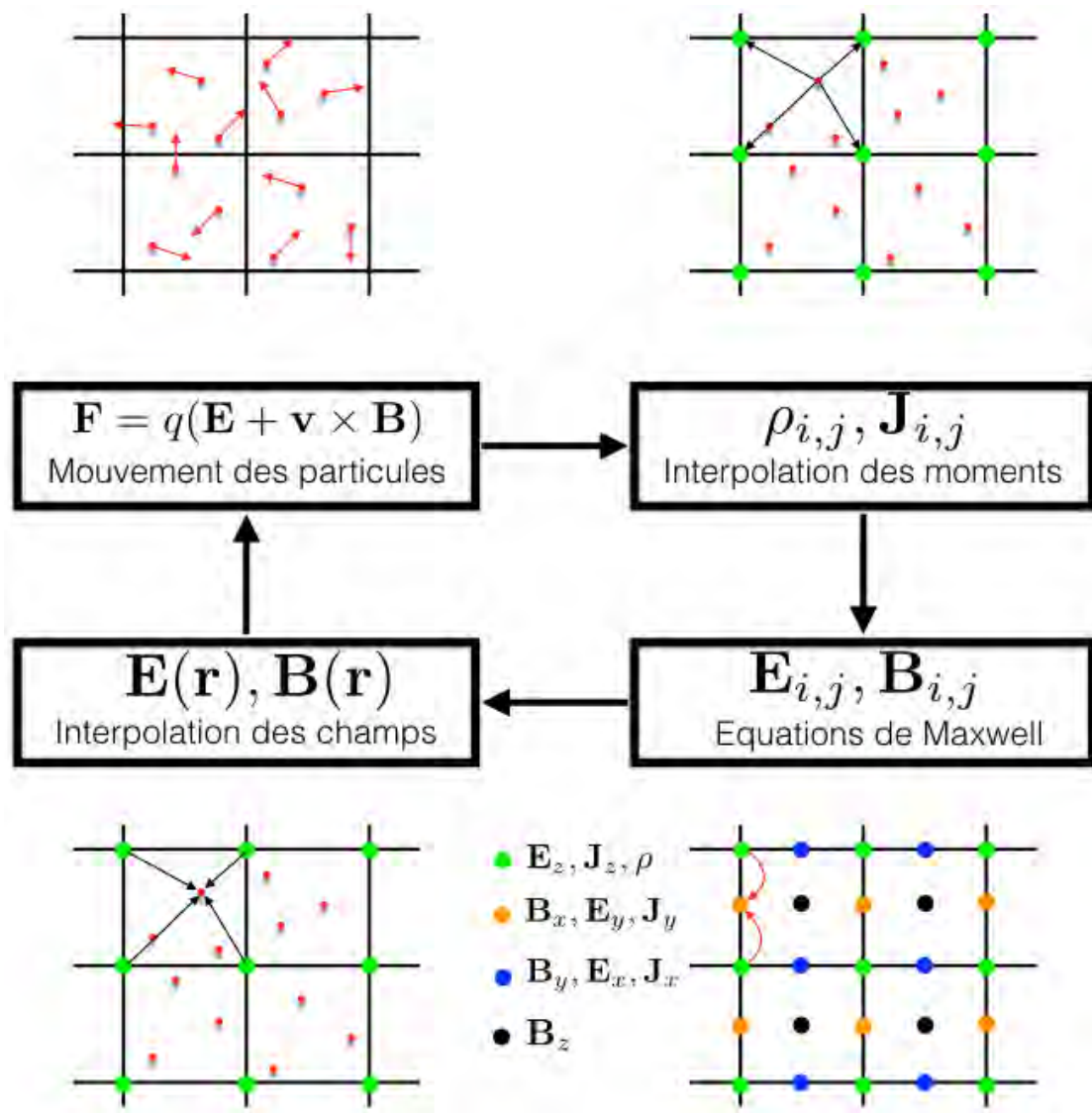


FIGURE 2.2 – Résumé du cycle de la méthode PIC. Les champs sont décrit sur la grille, tandis que les macroparticules (points rouges) sont libres de se déplacer de façon continue dans la boîte. Nous faisons bouger les particules, puis nous interpolons les moments de la nouvelle fonction de distribution sur la grille. À l'aide de ces moments, nous pouvons résoudre les équations de Maxwell et en déduire les champs électromagnétiques. Il suffit d'interpoler ces champs sur les particules pour pouvoir à nouveau les pousser.

Détermination des moments

Tout d'abord, il faut déterminer les moments ρ et \mathbf{J} . Dans le cadre de SMILEI, ρ n'est calculé qu'en tant que diagnostique, ce dernier n'étant pas utile à la détermination des champs électromagnétiques. Les équations 2.8 et 2.9 permettent de faire le lien entre la fonction de distribution des particules et ces grandeurs. Cependant, en pratique, nous avons vu que la fonction de distribution est un ensemble discret de particules. Par conséquent, l'intégrale sur la vitesse de la fonction de distribution devient une somme sur les particules. Les équations 2.8 et 2.9 deviennent ainsi :

$$\rho(\mathbf{r}) = \sum_p q_p C_p(\mathbf{r} - \mathbf{r}_p) w_p \quad (2.40)$$

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}) = \sum_p q_p C_p(\mathbf{r} - \mathbf{r}_p) w_p \mathbf{v}_p \quad (2.41)$$

où q_p la charge de la particule, \mathbf{v}_p sa vitesse et w_p son poids statistique. C_p est un coefficient d'interpolation. Il dépend de l'ordre d'interpolation des moments sur la grille et de la distance de la particule au point d'interpolation. Il indique comment se répartit le poids statistique w_p de la particule entre les différents points de la grille où sont interpolés les moments, comme figuré sur la Fig.2.2 en haut à droite,. En effet, une particule sera davantage prise en compte si elle se situe proche du point d'interpolation.

Une caractéristique très importante des modélisations PIC se fait sentir à cette étape : l'impact du nombre de particules. Nous avons vu Sec.2.2.1 qu'un nombre statistiquement élevé de particules est nécessaire pour préserver le principe d'indiscernabilité du modèle de Vlasov. Cette contrainte se manifeste à travers ce qui s'appelle le bruit PIC. Le bruit PIC est, pour une grandeur donnée, un écart aléatoire à la valeur attendue propre à chaque cellule. Pour l'illustrer, imaginons un plasma homogène dans une boîte de simulation PIC. Si nous fixons $w_p = 1$ pour toute les particules, il y aura initialement autant de particules dans chaque cellule. Cependant, en avançant dans le temps et par simple agitation thermique des particules, ces dernières vont bouger. Cela en amènera certaines à changer de cellule. En théorie, il y aura statistiquement autant de particule entrantes et sortantes d'une cellule donnée. Mais en pratique, le nombre limité de particules conduit pour un temps donné à des déséquilibres entre cellules voisines qui n'auront plus exactement le même nombre de particules. Nous comprenons maintenant aisément pourquoi un grand nombre de particules permet de réduire ces différences. Si une particule change de cellule entre deux pas de temps, l'impact de ce transfert est d'autant plus sensible qu'il a peu de particules dans chacune des cellules concernées. Le calcul des moments par la somme sur les particules répercute ce déséquilibre de charge sur les grandeurs macroscopiques : c'est le bruit.

La détermination directe de ρ et \mathbf{J} aux équations 2.8 et 2.9 souffre d'un défaut en pratique : la mesure 2.8 et 2.9 de cette façon ne garantit en rien l'exactitude de l'équation fluide de continuité (Eq.2.13). Or, cette équation dérive directement de l'équations de Vlasov (2.2). Elle se retrouve en introduisant l'Eq.2.4 dans le gradient de l'Eq.2.7. Cela induit donc une erreur dans les champs, qui se répétera à chaque itération de la boucle. Pour éviter cela, il faut corriger les champs à chaque tour de boucle, ce qui fait appel à ρ et justifie sa détermination. Une autre méthode, qui esquivé ce problème, est la méthode de Esirkepov (2001), utilisée notamment par le code SMILEI. Cet algorithme ne détermine pas le courant, mais sa dérivée spatiale au premier ordre, puis en déduit le courant (voir Godfrey & Vay (2013) pour plus de détails). Il a l'avantage de vérifier intrinsèquement l'équation de continuité (2.13), qu'il résout ainsi pour chaque particule, et ne nécessite pas de connaître ρ . De cette manière, nous nous assurons que les équations fluides sont rigoureusement vérifiées et nous écartons l'effet des erreurs numériques.

Un dernier point à soulever porte sur l'emplacement sur la grille des valeurs interpolées. Comme nous pouvons le voir sur la Fig.2.2 en bas à droite, toutes les valeurs ne sont pas définies au même endroit. Certaines sont situées sur les noeuds, d'autres sur les arrêtes ou au milieu des cellules. Ceci est lié à la méthode de Yee (1966), couramment utilisée dans les codes PIC. Cette méthode minimise les erreurs numériques dans un code PIC en faisant en sorte que l'équation de Maxwell-Thompson (2.5), qui n'est résolu qu'à l'initialisation, reste strictement valable au cours du temps (voir les annexes). Elle impose, lors de la résolution d'une équation avec des dérivées, que tous les éléments de l'équation soient définis spatialement (mais aussi temporellement) au même endroit sur la grille.

Pour décrire le fonctionnement de la grille de Yee, nous prendrons l'exemple de l'équation de Maxwell-Faraday (2.6). Cette dernière impose d'avoir $\partial_y E_x$, $\partial_x E_y$ et $\partial_t B_z$ définis au même endroit (une dérivée temporelle est définie spatialement au même endroit que le terme dérivé). Cette équation nécessite également que soient définis au même endroit $\partial_y E_z$ et $\partial_t B_x$ ⁴, ainsi que $\partial_x E_z$ et $\partial_t B_y$, mais nous ne nous y attarderons pas, le principe étant le même. Si nous nous en référons à la Fig.2.2, en bas à droite, nous observons que sur une cellule de taille $(\Delta x, \Delta y)$, E_x est situé en $(\Delta x/2, 0)$, E_y en $(0, \Delta y/2)$ et B_z en $(\Delta x/2, \Delta y/2)$. Les dérivées de E_x et E_y discrétisées sur la grille peuvent s'écrire ainsi :

$$\partial_y E_x = \frac{\partial E_x}{\partial y} = \frac{E_x^{(\Delta x/2, \Delta y)} - E_x^{(\Delta x/2, 0)}}{\Delta y} \quad (2.42)$$

$$\partial_x E_y = \frac{\partial E_y}{\partial x} = \frac{E_y^{(\Delta x, \Delta y/2)} - E_y^{(0, \Delta y/2)}}{\Delta x} \quad (2.43)$$

$\partial_y E_x$ et $\partial_x E_y$ sont donc bien définis en $(\Delta x/2, \Delta y/2)$, comme B_z (et donc $\partial_t B_z$). Il

4. Pour une simulation définie dans la plan (x, y) , une dérivée en z est toujours nulle.

convient ensuite de trouver une disposition des points de définition qui convienne à toutes les équations résolues par le code PIC. La disposition proposée sur la Fig.2.2 en est un exemple.

Détermination des champs électromagnétiques

Le seconde étape consiste à calculer les champs électromagnétiques. Nous décrivons ici les étapes dans le cas spécifique du code SMILEI. Vu que nous cherchons à les faire évoluer dans le temps, les seules équations nécessaires sont celles qui impliquent une dérivée temporelle, c'est-à-dire Maxwell-Faraday (Eq.2.6) et Maxwell-Ampère (Eq.2.7). Notez que ces deux équations n'impliquent que \mathbf{J} et les champs \mathbf{E} et \mathbf{B} . De la même manière que pour la répartition spatiale des champs sur la grille, l'application de la méthode de Yee nécessite que tous les termes d'une même équation soient définis à un même temps. Par conséquent, pour un pas de temps de Δt , les dérivées temporelles vont nécessiter un décalage temporel de $\Delta t/2$ entre certaines grandeurs. Par exemple, si \mathbf{E} est défini à l'instant t , en vertu des équations de Maxwell-Ampère (2.7) et Maxwell-Faraday (2.6), \mathbf{B} et \mathbf{J} seront définis à $t \pm \Delta t/2$. Au contraire, en vertu de Maxwell-Gauss (2.4), ρ sera défini temporellement au même endroit que \mathbf{E} . Donc pour un pas de temps Δt , nous pouvons calculer le nouveau \mathbf{E} grâce à Maxwell-Ampère de la manière suivante :

$$\mathbf{E}_{t+\Delta t} = \mathbf{E}_t + \Delta t \left(\nabla \times \mathbf{B}_{t+\Delta t/2} - \mu_0 \mathbf{J}_{t+\Delta t/2} \right) c^2 \quad (2.44)$$

Ayant avancé de Δt le champ \mathbf{E} , nous pouvons faire de même avec le champ \mathbf{B} grâce à Maxwell-Faraday :

$$\mathbf{B}_{t+3\Delta t/2} = \mathbf{B}_{t+\Delta t/2} - \Delta t \nabla \times \mathbf{E}_{t+\Delta t} \quad (2.45)$$

Notez cependant que les champs \mathbf{E} et \mathbf{B} ne sont pas définis aux mêmes temps. Pour rester cohérent quand il faudra appliquer les champs électromagnétiques aux particules, il faut que ces derniers soient tous définis pour un même temps. Pour cela, SMILEI définit simplement $\mathbf{B}(t + \Delta t)$ comme moyenne entre $\mathbf{B}(t + \Delta t/2)$ et $\mathbf{B}(t + 3\Delta t/2)$.

Interpolation des champs électromagnétiques sur la position des particules

Une fois les champs définis sur la grille à $t + \Delta t$, il est possible de les utiliser pour faire avancer les particules. Pour cela, il faut d'abord les définir sur la position des particules. Pour chaque particule, nous interpolons les champs définis sur les noeuds voisins sur la position de la particule. Dans le cas d'une interpolation de premier ordre, il s'agit juste de faire à l'emplacement de la particule une interpolation linéaire des champs définis sur les noeuds de la cellule. Il est cependant

possible de prendre en compte dans une moindre mesure les champs plus éloignés en interpolant à des ordres supérieurs. Cela a pour effet de diminuer le bruit. Dans tout les cas, il faut faire bien attention à utiliser le même ordre d'interpolation dans cette étape et dans l'étape (déjà évoqué) de détermination des moments. Une fois cette étape terminée, les champs électromagnétiques sont définis pour chaque particule à l'emplacement de cette particule.

Déplacement des particules

Chaque particule n'étant soumise qu'au champ moyen déterminé précédemment, son déplacement se fait indépendamment de celui des autres. En l'absence de collisions, la seule force qui s'applique à la particule est la force de Lorentz. Nous résolvons donc l'équation de la dynamique pour déterminer la vitesse de chaque particule :

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (2.46)$$

Le calcul des nouvelles positions \mathbf{r} se fait en utilisant $d\mathbf{r}/dt = \mathbf{v}$. Dans le cas de SMILEI, une fois discrétisées en temps, ces deux équations s'écrivent ainsi :

$$\mathbf{v}_{t+\frac{3\Delta t}{2}} = \mathbf{v}_{t+\frac{\Delta t}{2}} + \frac{q}{m} \left(\mathbf{E}_{t+\Delta t} + \frac{\mathbf{v}_{t+\frac{\Delta t}{2}} + \mathbf{v}_{t+\frac{3\Delta t}{2}}}{2} \times \mathbf{B}_{t+\Delta t} \right) \Delta t \quad (2.47)$$

$$\mathbf{r}_{t+2\Delta t} = \mathbf{r}_{t+\Delta t} + \mathbf{v}_{t+\frac{3\Delta t}{2}} \Delta t \quad (2.48)$$

Une fois que les forces ont été appliquées à chaque particule, nous obtenons une nouvelle distribution de particules, avancée temporellement de Δt par rapport à la précédente. À partir de cette nouvelle distribution, nous pouvons reprendre la même procédure pour continuer à faire avancer la simulation dans le temps.

La méthode PIC repose sur le déplacement de macro-particules dans une grille d'espace et de temps. Dans le cadre des simulations explicites⁵, tel SMILEI, le pas de temps Δt et le pas de grille Δx doivent permettre de décrire les phénomènes se déroulant aux plus petites échelles. Par conséquent, décrire des phénomènes se déroulant aux échelles ioniques avec un système évoluant aux échelles électroniques peut être très lourd. Pour alléger la charge de calcul, il est d'usage de ne pas respecter certaines valeurs physique afin de réduire l'écart d'échelles entre ions et électrons. Par exemple, le rapport des fréquences cyclotrons ou plasma des ions et des électrons est directement dépendant du rapport de masse :

$$\frac{\omega_{c,e}}{\omega_{c,i}} = \left(\frac{\omega_{p,e}}{\omega_{p,i}} \right)^2 = \frac{m_i}{m_e} \quad (2.49)$$

5. Dans un code explicite, tout terme au temps $t + \Delta t$ ne dépend que de termes aux temps précédents, par opposition aux codes implicites qui font intervenir des termes en $t + \Delta t$ des deux côtés de l'égalité.

En diminuant le rapport de masse m_i/m_e , nous diminuons donc également l'écart d'échelle temporelle entre ions et électrons.

Une autre limitation des codes numériques explicites (et en particulier les codes PIC) concerne la stabilité de l'algorithme. En effet, la stabilité d'un algorithme numérique de résolution d'équations discrétisées de manière explicite n'est assurée que si aucune onde ne peut se déplacer de plus d'un pas d'espace en un pas de temps. Si cette condition n'est pas respectée, le calcul des dérivées partielles (résolues à l'échelle de la cellule dans les code PIC) souffrira d'une erreur d'approximation qui ira en s'accumulant au fur et à mesure de la simulation. Cela fera rapidement diverger la résolution numérique avec pour conséquence de faire planter la modélisation. Cette condition se nomme condition CFL, du nom de Courant, Friedrichs et Lewy (Courant et al. 1928). En posant c la vitesse de l'onde, elle s'écrit :

$$\Delta t < \frac{\Delta x}{c} \quad (2.50)$$

Notez que dans le cas complètement cinétique, l'onde la plus rapide à décrire est l'onde lumineuse. Dans ce cas là, c correspond à la vitesse de la lumière et l'Eq.2.50 se déduit de l'équation de dispersion de la lumière :

$$\omega = ck \quad (2.51)$$

où ω la fréquence de l'onde et k la norme du vecteur d'onde.

Annexes de chapitre

La grille de Yee est une manière de distribuer spatialement et temporellement les points de définition des grandeurs macroscopiques dans un code PIC de façon à garder $\nabla \cdot \mathbf{B}$ constant au cours du temps. En initialisant ce dernier correctement, nous pouvons valider l'équation de Maxwell-Thompson sans avoir besoin de la vérifier à chaque tour de boucle. Pour appuyer cette démonstration, nous utilisons l'illustration en bas à droite de la Fig.2.2 pour situer spatialement les points de définition de nos grandeurs. Les indices (i, j) en exposant indiquent les positions en (x, y) des points de définition sur la grille. Ils sont entiers si le point se situe sur un noeud et demi-entier s'il se situe sur une arête. La position en temps est indiquée en indice. Nous nous plaçons dans le cadre d'une modélisation en deux dimensions, donc il n'y a pas de variation selon la direction z .

Posons pour un temps t quelconque que l'Eq.2.5 est vérifiée. En discrétisant l'équation pour un temps t , cette équation devient :

$$\nabla \cdot \mathbf{B}_t^{i,j} = 0 = \frac{B_{x,t}^{i+\frac{1}{2},j} - B_{x,t}^{i-\frac{1}{2},j}}{\Delta x} + \frac{B_{y,t}^{i,j+\frac{1}{2}} - B_{y,t}^{i,j-\frac{1}{2}}}{\Delta y} \quad (2.52)$$

Grâce à Maxwell-Faraday (2.6), nous pouvons passer à un temps $t + \Delta t$:

$$\mathbf{B}_{t+\Delta t} = \mathbf{B}_t - \Delta t(\nabla \times \mathbf{E})_t \quad (2.53)$$

Nous allons maintenant vérifier que l'Eq.2.52 reste valable à $t + \Delta t$. Pour cela, nous appliquons le gradient sur l'Eq.2.53 :

$$(\nabla \cdot \mathbf{B})_{t+\Delta t} = \nabla \cdot \mathbf{B}_t - \Delta t \nabla \cdot (\nabla \times \mathbf{E})_t \quad (2.54)$$

$$= -\Delta t \nabla \cdot (\nabla \times \mathbf{E})_t \quad (2.55)$$

Décomposons ces équations en x tout d'abord :

$$(\nabla \cdot \mathbf{B})_{x,t+\Delta t} = -\Delta t \nabla \cdot (\nabla \times \mathbf{E})_{x,t} \quad (2.56)$$

$$\frac{B_{x,t+\Delta t}^{i+1,j+\frac{1}{2}} - B_{x,t+\Delta t}^{i,j+\frac{1}{2}}}{\Delta x} = -\Delta t \left(\frac{(\nabla \times \mathbf{E})_{x,t}^{i+1,j+\frac{1}{2}} - (\nabla \times \mathbf{E})_{x,t}^{i,j+\frac{1}{2}}}{\Delta x} \right) \quad (2.57)$$

$$= -\frac{\Delta t}{\Delta x} \left(\frac{(E_{z,t}^{i+1,j+1} - E_{z,t}^{i+1,j}) - (E_{z,t}^{i,j+1} - E_{z,t}^{i,j})}{\Delta y} \right) \quad (2.58)$$

De même dans la direction y :

$$(\nabla \cdot \mathbf{B})_{y,t+\Delta t} = -\Delta t \nabla \cdot (\nabla \times \mathbf{E})_{y,t} \quad (2.59)$$

$$\frac{B_{y,t+\Delta t}^{i+\frac{1}{2},j+1} - B_{y,t+\Delta t}^{i+\frac{1}{2},j}}{\Delta y} = -\Delta t \left(\frac{(\nabla \times \mathbf{E})_{y,t}^{i+\frac{1}{2},j+1} - (\nabla \times \mathbf{E})_{y,t}^{i+\frac{1}{2},j}}{\Delta y} \right) \quad (2.60)$$

$$= \frac{\Delta t}{\Delta y} \left(\frac{(E_{z,t}^{i+1,j+1} - E_{z,t}^{i,j+1}) - (E_{z,t}^{i+1,j} - E_{z,t}^{i,j})}{\Delta x} \right) \quad (2.61)$$

En l'absence de variation selon z , $(\nabla \cdot \mathbf{B})_{z,t+\Delta t} = 0$. En sommant ces résultats, nous obtenons :

$$\nabla \cdot \mathbf{B}_{t+\Delta t} = (\nabla \cdot \mathbf{B})_{x,t+\Delta t} + (\nabla \cdot \mathbf{B})_{y,t+\Delta t} + (\nabla \cdot \mathbf{B})_{z,t+\Delta t} = 0 \quad (2.62)$$

Tant que Eq.2.5 est vérifiée à $t = 0$, elle le demeure donc strictement au cours du temps.

Chapitre 3

Couche de courant asymétrique, reconnexion magnétique et importance de l'état initial

Sommaire

3.1	Introduction	71
3.1.1	Les équilibres cinétiques	72
3.1.2	Le modèle BAS	74
3.1.3	Plan du chapitre	77
3.1.4	Modèle numérique et normalisations	78
3.2	Impact des électrons sur l'équilibre BAS	78
3.2.1	Conditions initiales	79
3.2.2	Description générale et limitations	83
3.2.3	Effets cinétiques des électrons	85
3.3	Reconnexion magnétique asymétrique et conditions initiales	87
3.3.1	Conditions initiales	88
3.3.2	Relaxation de la couche de courant	89
3.3.3	Évolution du taux de reconnexion	90
3.3.4	Evolution des signatures de la reconnexion magnétique	93
3.4	Résumé et discussion	102

3.1 Introduction

Il est admis que l'évolution de la reconnexion magnétique (taux de reconnexion, champ de Hall, etc.) dépend des propriétés du plasma et des champs électroma-

gnétiques de part et d'autre de la couche de courant. En revanche, les recherches menées jusqu'à présent ont toujours fait l'hypothèse que l'état initial de la couche de courant, c'est-à-dire la structure interne de la transition entre les milieux, n'avait pas d'influence une fois le régime stationnaire de la reconnexion atteint. Pour vérifier cette hypothèse, nous allons observer l'évolution de la reconnexion magnétique dans une "boîte" initialisée avec plusieurs types de couches de courant séparant deux milieux plasmas identiques.

Le rayon de courbure de la magnétopause est de quelques rayons terrestres, tandis que l'étendue spatiale de la région de diffusion ionique à la magnétopause est de l'ordre de quelques centaines de kilomètres au plus. Par conséquent, à ces échelles, la magnétopause peut être considérée comme une couche de courant unidimensionnelle, c'est-à-dire que les grandeurs physiques macroscopiques du système ne varient que selon la direction normale N . De plus, en tant que frontière séparant deux milieux de conductivité différente, elle est également tangentielle, ce qui signifie que le champ magnétique $B_N = 0$ et la vitesse fluide $V_N = 0$ au niveau de la discontinuité. Pour des milieux identiques, la couche frontière peut cependant être très différente, que ce soit à l'échelle macroscopique (profils des champs électromagnétiques, de densité, de courant, etc.) ou à l'échelle microscopique (distribution des particules). Dans un contexte fluide, seules les grandeurs macroscopiques sont prises en compte. Il ne suffit alors que de respecter un équilibre de pression pour obtenir une couche de courant tangentielle stationnaire. Autrement dit, pour une direction z normale à la couche, il faut avoir une variation de densité $n(z)$, de champ magnétique $B(z)$ et de température $T(z)$ telle que $nk_B T + B^2/2\mu_0 = \text{constante}$. Lorsque nous utilisons une description cinétique, en revanche, satisfaire uniquement cette condition ne garantit pas la stationnarité du système (voir Sec.3.1.1). Pour un même équilibre fluide, nous pouvons donc avoir une infinité de distributions cinétiques différentes, certaines stationnaires, d'autres non.

3.1.1 Les équilibres cinétiques

Une description cinétique d'un plasma nécessite de connaître une fonction de distribution F des particules. Pour en décrire l'évolution temporelle dans l'espace des phases, nous utilisons l'équation de Vlasov :

$$\frac{dF(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)}{dt} = \frac{\partial F}{\partial t} + \frac{d\mathbf{r}}{dt} \frac{\partial F}{\partial \mathbf{r}} + \frac{d\mathbf{p}}{dt} \frac{\partial F}{\partial \mathbf{p}} = 0 \quad (3.1)$$

La fonction F donne le nombre de particules de l'espèce décrite qui à un moment t se situeront dans l'intervalle $(\mathbf{r}, \mathbf{r} + d\mathbf{r})$ et $(\mathbf{p}, \mathbf{p} + d\mathbf{p})$. Pour un plasma magnétisé

classique non collisionnel, cette équation devient :

$$\frac{dF(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)}{dt} = \frac{\partial F}{\partial t} + \frac{\mathbf{p}}{m} \cdot \nabla_{\mathbf{r}} F + q(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{p}}{m} \times \mathbf{B}) \cdot \nabla_{\mathbf{p}} F = 0 \quad (3.2)$$

où nous avons (\mathbf{r}, \mathbf{p}) la position et l'impulsion, m et q la masse et la charge, respectivement, de l'espèce décrite et (\mathbf{E}, \mathbf{B}) le champ électromagnétique. Les détails du calcul sont donnés dans la Sec.2.2.1. Une distribution est à l'équilibre si $\partial F/\partial t = 0$.

De nombreux travaux ont été réalisés pour décrire les couches de courants tangentielles à l'aide d'un équilibre cinétique. Parmi les premiers et plus connus se trouve le travail de Harris (Harris 1962). La couche dite "de Harris" est un modèle analytique avec :

- une description coplanaire avec $\mathbf{B} = B_x(z)\mathbf{u}_x = B_0 \tanh(z/L)\mathbf{u}_x$, où z est la direction normale à la couche, B_0 la norme de \mathbf{B} loin de la couche et L la largeur de la couche.
- la neutralité du milieu ($n = n_i = n_e$), ce qui entraîne l'absence de champ électrique.
- des distributions maxwelliennes de particules pour les ions et les électrons avec des vitesses moyennes choisies de manière à respecter $\mu_0 \mathbf{j} = \nabla \times \mathbf{B}$ (Maxwell-Ampère, Eq.2.7).
- des températures et vitesses de dérives constantes

Avec ces conditions, nous obtenons un profil de densité de la forme $n(z) = n_0/\cosh(z/L)^2$.

Il s'agit donc d'une couche de courant symétrique, qui concentre toute la densité et par conséquent est entourée de vide. Si ce modèle est très pratique pour étudier les feuillets de plasmas et même, en ajoutant un fond de densité constante, la queue de la magnétosphère, il se révèle par contre complètement inadapté pour décrire des couches de courant asymétriques telles que la magnétopause.

De nombreux travaux ont cherché à décrire de manière analytique un équilibre cinétique pour une couche de plasma asymétrique (Alpers 1971; Channell 1976; Lemaire & Burlaga 1976; Roth et al. 1996; Mottez 2003). Cependant, dans tous ces modèles, les champs électromagnétiques sont un produit et non une variable à fixer librement. Ils sont donc difficilement contrôlables dans l'optique de modéliser une couche de courant où le profil de champ magnétique serait un paramètre libre. Cela n'est pas sans conséquence et introduit de plus un biais dans les équilibres cinétiques produits, comme démontré par la suite. Par exemple, une hypothèse discutable mais couramment utilisée est la réciprocité du théorème de Jeans. Ce dernier stipule que toute fonction de distribution est une solution de l'équation de Vlasov stationnaire si elle ne dépend explicitement que des invariants du mouvement. En supposant, à l'inverse, que toute solution de l'équation de Vlasov stationnaire ne dépend explicitement que des invariants du mouvement, nous ajoutons un biais sur les champs. Pour l'expliquer prenons les invariants du mouvement pour une couche tangentielle asymétrique 1D avec un champ magnétique antisymétrique.

Nous choisissons ici la direction z comme direction variable et fixons la position de la couche à $z = 0$. Un invariant du système est le Hamiltonien H :

$$H = E_c + q\Phi = \frac{1}{2m}(\mathbf{p} - q\mathbf{A})^2 + q\Phi \quad (3.3)$$

où E_c l'énergie cinétique, m et q la masse et la charge, respectivement, de l'espèce décrite, \mathbf{p} son impulsion, Φ le potentiel électrique tel que $\mathbf{E} = -\nabla\Phi$ et \mathbf{A} le potentiel vecteur tel que $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$. En l'absence de champs électrique, nous avons donc simplement :

$$H = E_c = \frac{1}{2}m\mathbf{v}^2 \quad (3.4)$$

La couche étant invariante dans les directions tangentielles x et y , l'impulsion dans ces directions, p_x et p_y , est également des invariante. Par construction, nous avons :

$$\mathbf{p} = m\mathbf{v} + q\mathbf{A} \quad (3.5)$$

où \mathbf{v} la vitesse de la particule, explicitement indépendante de la position. De plus, nous fixons \mathbf{B} antisymétrique selon z de part et d'autre de la couche. \mathbf{A} est donc symétrique selon z . Ainsi, pour $\mathbf{E} = 0$ (c'est-à-dire $\Phi = 0$), l'Eq.3.3 ne contient plus que deux termes dépendants explicitement de la position : H et \mathbf{A} . Et le terme \mathbf{A} est symétrique selon z , donc il doit en être de même pour H . Nous en déduisons qu'en l'absence de champ électrique, les invariants du systèmes sont symétriques selon z en vertu de l'Eq.3.3. Si nous appliquons la réciproque du théorème de Jeans, les invariants du systèmes constituent toutes les variables de la fonction de distribution F . Ces invariants étant symétriques, la distribution de particule est forcément symétrique selon z également. Le corollaire est que tout système asymétrique avec un champ antiparallèle doit avoir un champ électrique. Ce résultat dénué de justification physique montre qu'une telle hypothèse introduit des biais qui peuvent être importants.

3.1.2 Le modèle BAS

Le modèle BAS (Belmont et al. 2012), pour Belmont-Aunai-Smets, est un modèle cinétique semi-analytique de couche de courant tangentielle stationnaire. Ce modèle permet de produire des couches de courant asymétriques avec un champ magnétique antisymétrique et un champ électrique nul. Ce faisant, il démontre qu'il est possible de créer un équilibre cinétique même en l'absence de champ guide. En revanche, il s'appuie sur une hypothèse fluide pour les électrons. Il ne permet donc de fournir une fonction de distribution stationnaire des particules que pour les ions. Le modèle BAS original a également par construction un champ électrique nul et un champ magnétique coplanaire. Ces deux derniers points ont cependant

été levés par une généralisation du modèle par Dorville et al. (2015), au prix d'un modèle désormais complètement numérique.

Si le modèle BAS parvient à produire des couches asymétriques malgré un champ magnétique antisymétrique, c'est grâce au concept d'accessibilité, qui a été développé dans l'article de Belmont et al. (2012). Le principe de base de ce concept est de dire que les particules ont une influence spatialement limitée sur les distributions. Par conséquent les particules situées loin d'un côté de la couche n'ont aucune influence sur les distributions situées loin de l'autre côté de la couche (et vice versa). L'énergie des particules étant complètement cinétique, avoir un rayon de Larmor fini en présence d'un champ magnétique non nul revient à dire qu'il existe une énergie $E_{c,max}$ telle qu'aucune particule n'a d'énergie supérieure à cela. Dans l'espace des invariants, nous pourrions remarquer que pour une position z donnée, la particule se trouvera dans une parabole d'équation $E_c = (\mathbf{p} - \mathbf{A}(z))^2/2m$. En regardant ces paraboles sur la Fig.3.1, le concept d'accessibilité prend tout son sens. Une particule située à une position z donnée sera située dans une parabole dans l'espace des invariants. Mais cette particule aura également accès au cours de son mouvement à toutes les distributions dont la parabole englobe la "position" dans l'espace des invariants. Par exemple, pour la Fig.3.1, prenons une particule à la position z_1 , donc dans la parabole rouge, mais située dans l'intersection avec la parabole jaune. Cette particule, au cours de son mouvement, aura accès à la position z_2 . Cela signifie que les distributions de particules initiales en z_1 et z_2 sont interdépendantes. Mais l'énergie $E_{c,max}$ impose une limite à ces paraboles. Par conséquent, il n'existe pas d'intersection entre les paraboles pour des positions éloignées. Par exemple, aucune particule de la distribution en z_1 (parabole rouge) n'aura accès à la position z_3 (parabole bleue). En empêchant l'interdépendance des distributions de particules éloignées les unes des autres, ce nouveau terme $E_{c,max}$ introduit une notion de dépendance spatiale. Nous pouvons donc écrire $F(E_c, p_x, p_y) = F(E_c, p_x, p_y, E_{c,max}) = F(E_c, p_x, p_y, z)$. Du fait de cette portée limitée des particules, la symétrie imposée par les équations n'est vérifiée que localement au niveau de la couche, et nous pouvons nous en écarter par la suite, permettant d'introduire une dépendance spatiale dans une fonction de distribution F stationnaire, donc dépendante auparavant seulement des invariants du mouvement. Le modèle BAS initial (Belmont et al. 2012) ne considérait qu'une seule direction d'invariance, en z , ce qui permet, comme dans mon explication, d'utiliser des paraboles dans un espace des invariants 2D, suivant (E_c, p_y) . Dans sa généralisation, pour permettre une rotation hors du plan du champ magnétique, Dorville et al. (2015) considèrent également la direction d'invariance selon x , entraînant un espace des invariants 3D (E_c, p_x, p_y) . Les paraboles deviennent alors des paraboloides, ce qui entraîne des difficultés de calcul, mais le principe reste le même. Cela permet entre autre la rotation du champ magnétique, mais aussi, grâce

à l'inclusion d'un champ électrique local, d'exclure la symétrie locale auparavant imposée par le modèle.

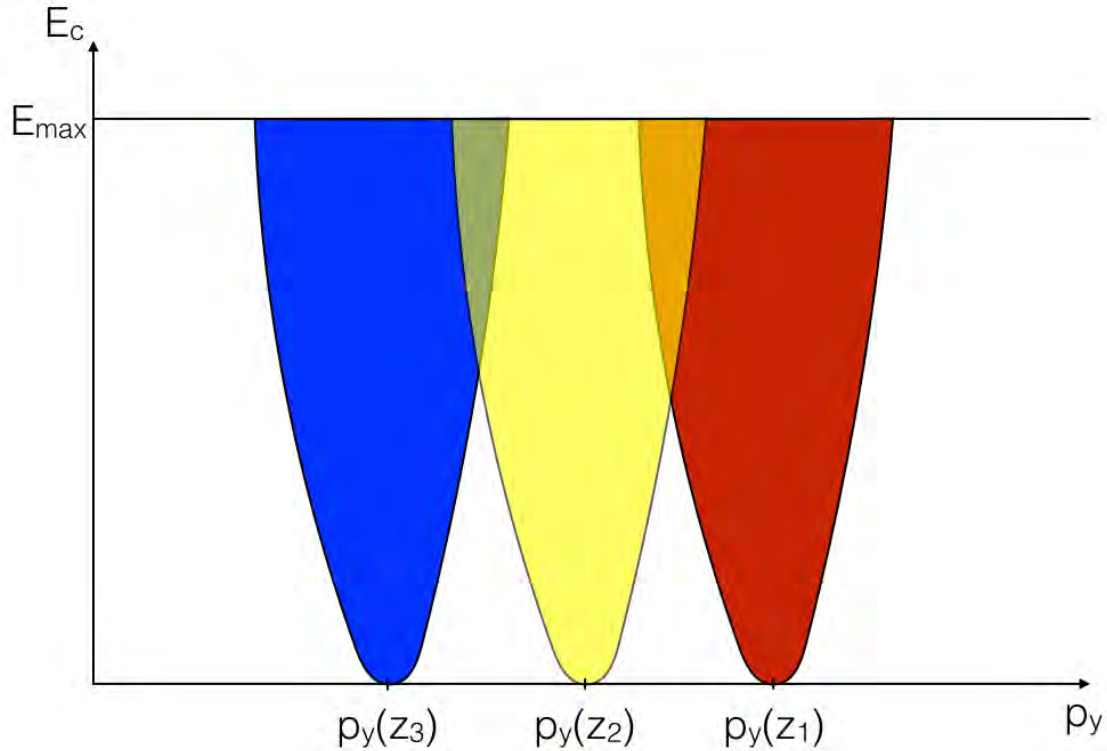


FIGURE 3.1 – Représentation dans l'espace des invariants (E_c, p_y) de la position d'une particule. Toute particule a une position z_1 (respectivement z_2 et z_3) se situera dans la parabole rouge (respectivement jaune et bleue) dans l'espace des invariants. Nous estimons qu'aucune particule n'a d'énergie cinétique supérieure à E_{max} , ce qui induit une limite supérieure aux paraboles.

Ce modèle présente l'avantage de considérer les champs électromagnétiques et les valeurs asymptotiques de la densité comme paramètres du modèle plutôt que comme solution. Le modèle en déduit ensuite une distribution de particules stationnaire pour les champs électromagnétiques et les densités asymptotiques voulus. L'équilibre BAS a été testé et confirmé dans un code cinétique hybride (Aunai et al. 2013), c'est-à-dire se pliant aux mêmes hypothèses d'ions cinétiques et électrons fluides.

3.1.3 Plan du chapitre

Dans ce chapitre, nous nous intéresserons à l'importance de l'initialisation de la couche de courant initiale dans les simulations numériques cinétiques de la reconnexion magnétique asymétrique. Pour cela, nous réaliserons des simulations avec différentes couches de courant. Ces couches différeront microscopiquement et/ou macroscopiquement, mais conserveront les mêmes propriétés pour les plasmas et champs loin de la couche. Dans le but d'initialiser une de ces couches avec un équilibre cinétique, nous nous attacherons dans une **première partie** à démontrer que l'équilibre BAS peut être utilisé dans une simulation complètement cinétique. Cela revient à confirmer l'hypothèse d'électrons fluides du modèle, c'est-à-dire qu'un équilibre cinétique pour les ions suffit, même en l'absence de champ-guide, à produire un équilibre cinétique global, même si les électrons ne sont pas à l'équilibre. Il est important de préciser que les modèles fournissant un équilibre cinétique pour les ions et les électrons font également des hypothèses fortes qui ont des conséquences sur les solutions obtenues. Par exemple, ils supposent arbitrairement, et sans autre raison que la simplicité mathématique, que les distributions des ions et des électrons ont strictement la même dépendance analytique envers les invariants. Nous simulerons dans cette partie deux couches de courant 1D avec les mêmes profils et premiers moments pour leurs fonctions de distributions. L'une sera initialisée avec le modèle BAS pour les ions, et l'autre avec des distributions Maxwelliennes. Dans les deux cas, les électrons seront initialisés avec des Maxwelliennes, et donc ne seront pas à l'équilibre cinétique. Cela nous permettra de mettre en évidence la stationnarité de la couche malgré l'absence d'équilibre des électrons. Nous montrerons ensuite l'effet des électrons sur l'équilibre des ions. Il convient de remarquer que ce travail de vérification par une simulation n'a de sens que pour des modèles n'étant pas complètement analytiques. En effet, pour vérifier un modèle complètement analytique, il suffit d'injecter la fonction de distribution dans l'Eq.3.2 et confirmer l'égalité. En l'absence de solution analytique, il faut résoudre numériquement l'équation en utilisant la solution comme condition initiale puis vérifier que $\partial F/\partial t = 0$ (Mottez 2003). Dans une **seconde partie**, nous appliquerons le modèle BAS à l'étude de l'influence de la couche de courant initiale sur la reconnexion magnétique. Pour cela nous allons simuler trois couches de courant 2D avec une perturbation pour enclencher la reconnexion magnétique. Une première sera initialisée avec un équilibre cinétique grâce au modèle BAS. Une seconde sera initialisée avec des Maxwelliennes, mais avec les mêmes profils et premiers moments que la première. Une troisième, enfin, sera initialisée avec des Maxwelliennes et des profils arbitraires, proches de ceux qui se font habituellement dans la littérature, de manière à avoir un équilibre de pression. La comparaison de ces trois simulations nous permettra de séparer les signatures propres à la reconnexion magnétique des effets des écarts initiaux à l'équilibre. Elle permettra

aussi d’observer l’évolution de ces signatures à mesure que la couche évolue. Nous montrerons grâce à cela que quel que soit l’état initial de la couche, du moment que les conditions asymptotiques sont les mêmes, la reconnexion magnétique évoluera de manière identique une fois l’état stationnaire atteint. Autrement dit, une fois les champs et plasmas asymptotiques fixés, la reconnexion magnétique ne dépend que du plasma incident ¹. Enfin, dans une **troisième partie**, nous résumerons les résultats obtenus et discuterons leurs implications.

3.1.4 Modèle numérique et normalisations

Dans ce chapitre, nous présentons plusieurs simulations numériques complètement cinétiques utilisant le code Particle-In-Cell (PIC) décrit par Hesse et al. (1999). Toutes les simulations présentent les mêmes conditions initiales de champs électromagnétiques, en accord avec les hypothèses du modèle BAS : le champ électrique \mathbf{E} est fixé à zéro et le champ magnétique \mathbf{B} est antisymétrique. Il est orienté selon l’axe x , tel que :

$$\mathbf{B} = B_x(z)\mathbf{u}_x = B_0 \tanh(z - z_0)\mathbf{u}_x \quad (3.6)$$

où z_0 la position de l’inversion de champ magnétique. Il n’y a pas de champ magnétique orienté selon autre chose que x , autrement dit, pas de champ-guide. La densité est déterminée par le modèle BAS en fonction des conditions asymptotiques que choisies. Nous pouvons voir un exemple de courbe de densité issus de ce modèle sur la Fig.3.2.

Les résultats présentés sont normalisés aux grandeurs caractéristiques des échelles spatiales et temporelles ioniques. Le champ magnétique et les densités sont normalisés à des valeurs arbitraires B_0 et n_0 , respectivement. Les masses et les charges sont normalisées à la masse m_p et à la charge e du proton, les temps à l’inverse de la pulsation cyclotron $\omega_{ci}^{-1} = m_p/eB_0$ et les distances à la longueur d’inertie du proton $\delta_i = c/\omega_{pi}$, où c est la vitesse de la lumière dans le vide et $\omega_{pi} = \sqrt{n_0 e^2/m_p \epsilon_0}$ la fréquence plasma du proton.

3.2 Impact des électrons sur l’équilibre BAS

Le modèle BAS (Belmont et al. 2012; Aunai et al. 2013; Dorville et al. 2015) permet de produire un équilibre cinétique dépendant explicitement de la position

1. Un plasma asymptotique ne se définit pas uniquement par ses moments macroscopiques, mais également par sa fonction de distribution sous-jacente. Nous verrons dans le chapitre 4 que des plasmas initiaux identiques par leurs moments macroscopiques mais aux fonctions de distributions sous-jacentes différentes peuvent conduire à des signatures différentes.

au travers de la couche (Sec.3.1.2). Cependant, il suppose des électrons fluides. Dans cette section, nous étudions donc l’impact de la nature cinétique des électrons sur un équilibre issu du modèle BAS. Pour cela, nous réalisons deux simulations 1D-3V, c’est-à-dire une dimension spatiale et trois dimensions de vitesses, complètement cinétiques. La première est initialisée avec un équilibre cinétique BAS, i.e. la distribution des protons est à l’équilibre. La seconde suivra les mêmes premiers moments que la précédente, mais ne sera pas initialisée avec un équilibre cinétique. Elle utilisera des distributions Maxwelliennes correspondant localement aux moments voulus, ce qui est une manière usuelle d’initialiser les simulations cinétiques de reconnexion magnétique asymétrique (Pritchett 2008; Hesse et al. 2013; Aunai et al. 2013). Dans les deux cas, les électrons sont implémentés avec des fonctions de distributions Maxwelliennes. Dans un **premier temps**, nous décrivons les conditions initiales des deux runs. Puis, dans un **deuxième temps**, nous donnons un aperçu de leur évolution à l’échelle des ions, comme cela fut déjà fait avec des simulations hybrides dans Aunai et al. (2013). Enfin, dans un **troisième et dernier temps**, nous regardons plus en détails le comportement cinétique des ions et leur influence sur la structure interne de la couche de courant.

3.2.1 Conditions initiales

Nous réalisons deux simulations 1D d’une couche de courant asymétrique, ci-après nommées runs **a** et **b**. Le run **a** est initialisé avec le modèle BAS. Le run **b** est initialisé avec des fonctions de distributions Maxwelliennes dont les deux premiers moments sont identiques à ceux du run **a**, c’est-à-dire les moments d’une distribution à l’équilibre cinétique. La pression des ions pour le run **b** est considérée comme isotrope et est égale au terme diagonal selon z du tenseur de pression (P_{zz}) du run **a**. Nous nous attendons à ce que le run **a** soit stationnaire, tandis que le run **b** ne doit pas l’être (Aunai et al. 2013). Comme dans le modèle BAS, nous supposons que le rapport entre le courant des ions et des électrons est égal à T_i/T_e , le rapport de la température des ions sur celle des électrons. Ce dernier est choisi égal à 5 pour ce travail, ce qui est une valeur typique pour un plasma à la magnétopause. Le rapport de masse m_i/m_e est lui fixé à 25, sauf pour le run **a**, où nous réaliserons également un run, ci-après appelé run **a***, où m_i/m_e est fixé à 100. Cette valeur a été choisie en raison de limitations techniques. En effet, le rapport de masses affecte la taille de la simulation, tant spatialement que temporellement, en creusant l’écart entre les ordres de grandeurs électroniques et ioniques. Étant donné que la simulation doit résoudre les échelles électroniques mais que les instabilités se développent aux échelles ioniques, tout écart entre les deux échelles alourdit d’autant la simulation.

Le domaine de simulation des runs **a** et **b** consiste en une couche unidimensionnelle dans la direction z de taille $z_m = 36.4$. Nous comptons $n_z = 10000$ cellules

dans cette direction et au moins 12000 particules par cellule. Un tel nombre de particules n'est pas nécessaire pour que l'équilibre soit stationnaire, mais il va permettre de diminuer le bruit inhérent aux simulations PIC afin d'effectuer une analyse plus détaillée. Le pas de temps de la simulation est de $dt = 10^{-3}$ et sa durée totale de $T = 10$, ce qui est suffisant pour vérifier la validité du modèle BAS et les effets de l'absence d'équilibre cinétique dans les autres simulations. Cet effet doit apparaître de lui-même au bout d'une ou deux périodes cyclotrons des ions (Aunai et al. 2013). Dans la direction z , la boîte est fermée par des conditions aux limites réfléchissantes. Ces conditions ont été choisie en raison de limites techniques.

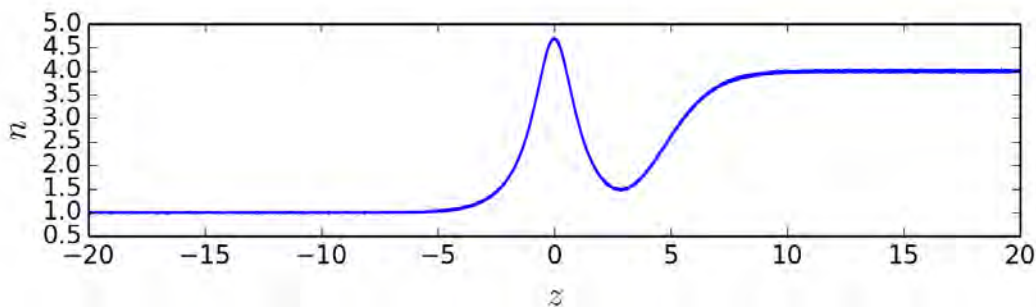


FIGURE 3.2 – Profil de densité des runs **a** et **b**.

Le profil de densité utilisé pour initialiser les runs **a** et **b** est représenté sur la Fig.3.2. Il va d'une densité de 1 à 4 avec au milieu de la couche un pic caractéristique des équilibres calculés par le modèle BAS. Ce pic est la conséquence de l'absence de champ électrique et de la description coplanaire du champ magnétique. Pour pouvoir se retourner selon z , le champ magnétique doit s'annuler au centre de la couche. À mesure que nous nous approchons de ce point, la pression magnétique diminue donc et est compensée par la pression thermique. Ceci se traduit par une augmentation de la densité et/ou de la température au centre de la couche. Ces hypothèses ont été relaxées dans la généralisation du modèle BAS effectuée par Dorville et al. (2015), mais ce travail n'en fait pas usage². Le modèle BAS fournit pour les ions une fonction de distribution $F(E, P_y, z)$ dépendante de la position z et des invariants du mouvement, c'est-à-dire E l'énergie du système et P_y l'impulsion généralisée selon l'axe y (direction d'invariance) (Belmont et al. 2012). À partir de cette fonctions semi-analytique, nous cherchons à produire des macro-particules, c'est-à-dire des couples $(z, \mathbf{v}) = (z, v_x, v_y, v_z)$. Pour

2. Ce travail ayant été réalisé en parallèle de celui de Dorville et al. (2015), le nouveau modèle n'était pas encore disponible quand il a commencé. C'est pourquoi le modèle utilisé est celui de Belmont et al. (2012).

faire cela, nous utilisons la méthode de rejet, décrite ci-après. En ce qui concerne les électrons, le modèle BAS n'impose aucune distribution. Nous utilisons donc les trois premiers moments $(n_i, \mathbf{V}_i, \mathbf{P}_i)$ de l'équilibre BAS pour les ions et nous en déduisons $(n_e, \mathbf{V}_e, \mathbf{P}_e)$ pour les électrons. Nous obtenons la densité en supposant $n_i = n_e$ (hypothèse de quasi-neutralité). Nous fixons la densité de courant par $\mathbf{V}_e = -(T_e/T_i) \mathbf{V}_i$ et la pression scalaire en faisant $P_e = (T_e/T_i) P_{izz}$. Connaissant $(n_e, \mathbf{V}_e, \mathbf{P}_e)$, nous implémentons les électrons avec des distributions Maxwelliennes, comme pour le run **b**.

La méthode de rejet

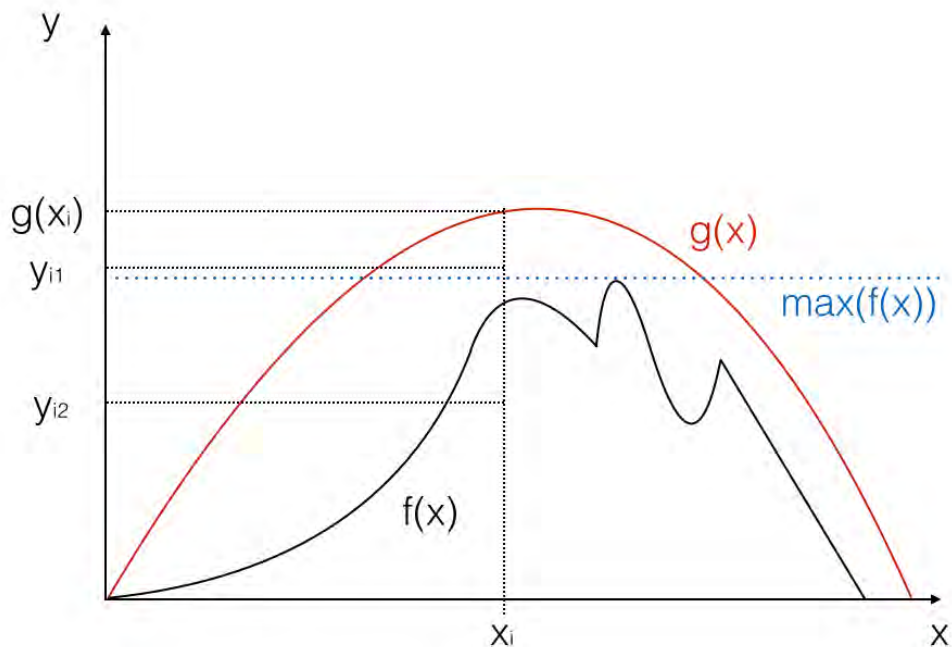


FIGURE 3.3 – Sur ce graphe, $f(x)$ est la fonction de distribution à générer et $g(x)$ la fonction majorante. Pour un x_i donné, nous tirons un y_i entre 0 et $g(x_i)$. Si y_i est en-dessous de la courbe $f(x)$ (ex : y_{i2}), nous le gardons. Sinon (ex : y_{i1}), nous le rejetons. La ligne pointillée symbolise la fonction constante $\max(f)$, que nous pouvons utiliser pour $g(x)$.

Le principe de la méthode de rejet consiste à générer aléatoirement une valeur et vérifier que celle-ci est acceptable pour la fonction de distribution voulue. Cette méthode est géométrique et, en 1D, consiste simplement dans le rejet de tous points qui, choisis aléatoirement et uniformément, ne se situent pas sous la courbe de la fonction de distribution voulue. Cela peut s'expliquer en quelques points en s'aidant de Fig.3.3 :

1. Objectif : nous voulons générer des valeurs y suivant la distribution $f(x)$, qui peut être n'importe quoi. Cette distribution est discrétisée numériquement.
2. Nous prenons une fonction $g(x)$, intégrable et d'intégrale inversible, qui majore $f(x)$. La solution la plus simple est $g(x) = \max[f(x)]$.
3. Nous générons uniformément une valeur aléatoire de x dans l'intervalle de définition de $f(x) : x_i$.
4. Pour un x_i donné, nous générons uniformément une valeur aléatoire y_i entre 0 et $g(x_i)$.
5. Si $y_i > f(x_i)$, nous rejetons x_i .
6. Nous recommençons à partir de l'étape 3. aussi longtemps que nous n'avons pas obtenu le nombre voulu de valeurs de x_i .

Notons que cette méthode est d'autant plus efficace que $g(x)$ est proche de $f(x)$, car il y aura moins de y_i rejetés et donc moins d'itérations de la boucle. Le cas le plus simple, bien que sans intérêt en pratique, correspond à $g(x) = f(x)$. La méthode de rejet se généralise aisément à plusieurs dimensions. Cette méthode, présentée ici de manière générale ne devient intéressante que pour des cas plus délicats, tels que celui présenté ci-après.

Dans notre cas, la fonction de distribution est 2D, mais le principe est le même. Nous avons également une condition sur z pour le choix de la distribution : $F(E, P_y, z < 0) = F_1(E, P_y)$ et $F(E, P_y, z > 0) = F_2(E, P_y)$ De même qu'auparavant, nous pouvons faire :

1. Nous fixons une valeur de z et on détermine si $F = F_1$ ou $F = F_2$.
2. Nous prenons le plan $\max(F(E, P_y))$ comme fonction majorante $g(E, P_y)$.
3. Nous générons aléatoirement la vitesse d'une particule, cette dernière étant définie comme un couple $(\mathbf{x}, \mathbf{v}) = (x, z, v_x, v_y, v_z)$.
4. Nous en déduisons E et P_y à partir des Eq.3.4 et Eq.3.5
5. Pour (E, P_y) donné, nous générons une valeur aléatoire y_i issue d'une distribution uniforme et comprise entre 0 et $g(E, P_y)$.
6. Le modèle BAS étant semi-analytique, la fonction F est discrétisée. Nous interpolons donc F pour E et P_y , puis si $y_i > F(E, P_y)$, nous rejetons la particule.

7. Tant que nous n'avons pas atteint la densité $n(z)$ de particules souhaitées, nous recommençons à l'étape 3. Sinon, nous retournons à l'étape 2. en utilisant un nouveau z . Une fois toutes les particules générées, nous pouvons quitter la boucle.

La relative simplicité de la méthode de rejet se trouve compensée par la difficulté technique pour y parvenir. Il s'agit en effet, dans le cadre de notre simulation 1D, d'initialiser plus de $12 \cdot 10^6$ particules, à raison de plusieurs itérations par particules. En particulier, lorsque $\max(F(E, P_y)) \gg F(E, P_y)$, chaque particule créée requiert de nombreuses itérations. Dans la Sec.3.3, où nous générons un équilibre cinétique en deux dimensions, l'initialisation de la simulation a nécessité la création d'une routine à part pour paralléliser le travail sur une centaine de processeurs, afin de gérer les limitations de mémoire numérique et réaliser l'initialisation en un temps raisonnable (de l'ordre de 24h). Du fait du caractère complètement indépendant des tirages aléatoires, cette dernière est cependant parfaitement parallélisable. Malgré la difficulté technique, en l'absence de bijection entre (\mathbf{x}, \mathbf{v}) et (E, P_y) , la méthode de rejet est l'une des rares utilisables.

3.2.2 Description générale et limitations

Avoir un état stationnaire implique que la somme des pressions thermiques et magnétiques à travers la couche de courant est constante. La réciproque n'est cependant pas vraie. Sur la Fig.3.4, nous pouvons voir cette pression totale pour les runs **a** et **b** à différents temps. La couche de courant tangentielle est située à $z = 0$. Dans les deux cas, la pression totale initiale est constante. Sur le panneau de gauche, nous pouvons voir que pour le run **a** la pression totale demeure égale à sa valeur initiale au cours du temps, au niveau de bruit près. A contrario, sur le panneau de droite, nous voyons que la pression totale pour le run **b** oscille fortement dès la première période cyclotron de la simulation. Nous observons que ces oscillations se propagent avec le temps à peu près à la vitesse d'Alfvén.

Le run **a** confirme que dans un code complètement cinétique, l'équilibre BAS est efficace pour initialiser une couche de courant tangentielle stationnaire, même s'il ne fournit de fonction de distribution que pour les ions. De même, le run **b** confirme qu'en l'absence d'équilibre cinétique, même si nous utilisons les mêmes premiers moments de la fonction de distribution (générés avec des distributions Maxwelliennes) qu'une solution d'équilibre, cela ne suffit pas à rendre la couche de courant tangentielle stationnaire (Aunai et al. 2013).

L'explication des instationnarités apparaissant dans le run **b** est assez simple : comme nous l'avons vu Sec.3.1.1, un équilibre cinétique nécessite une description adéquate de la distribution de particules. Dans le cas du run **b**, les particules sont implémentées localement selon des distributions Maxwelliennes totalement indé-

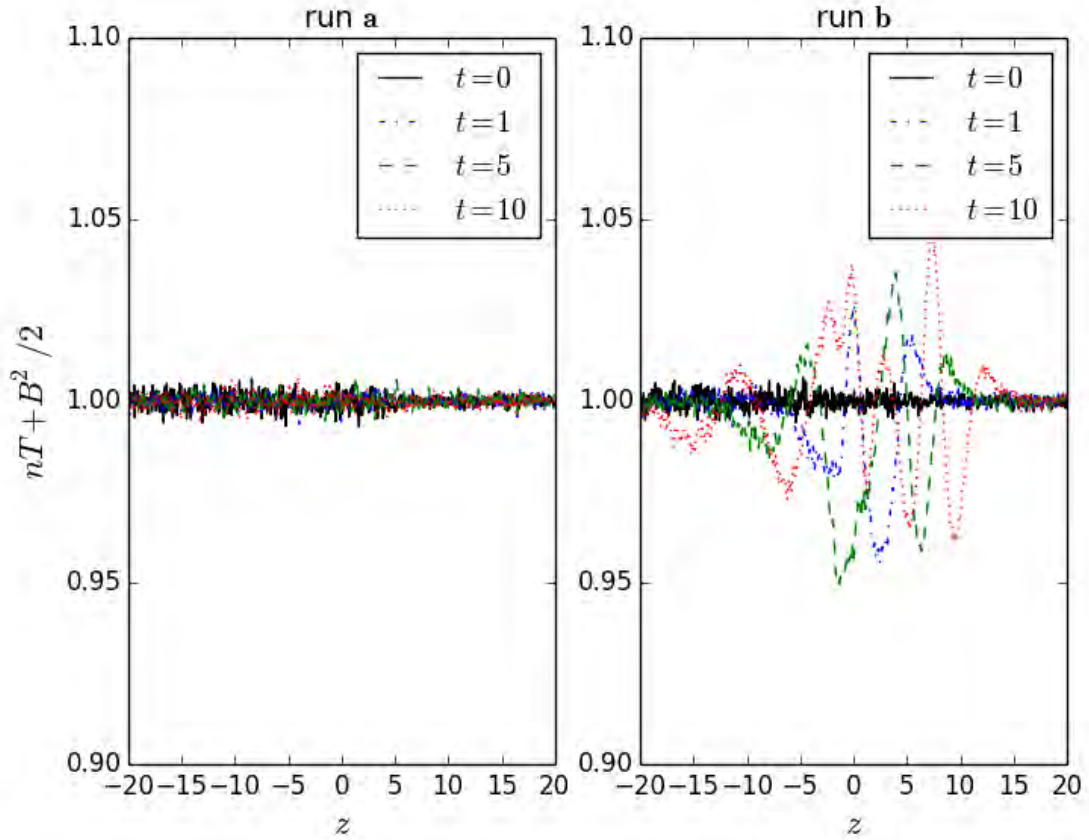


FIGURE 3.4 – Pression totale pour différents t . **À gauche** : pression totale pour le run **a** (équilibre). **À droite** : pression totale pour le run **b** (non-équilibre).

pendantes les unes des autres. En conséquence, à proximité de forts gradients, en raison de leur gyration cyclotron, des particules issues d'une distribution définie localement vont se mélanger à d'autres distributions supposées a priori indépendantes, mais qui vont donc cesser de l'être. Cette dépendance non prévue mais inévitable les rend instationnaires, ainsi que leurs intégrales, c'est-à-dire les quantités macroscopiques. Dans le cas de la magnétopause, la largeur de la couche de courant étant de l'ordre de grandeur du rayon de Larmor, certaines particules initialisées dans la magnétosphère vont donc pouvoir passer du côté magnétogaine, et vice-versa. Ce faisant, elles font varier la pression à proximité de la couche de courant, ce qui affecte l'équilibre des pressions thermiques et magnétiques. Ce déséquilibre explique les oscillations que nous observons dans le run **b** dès la première période cyclotron. C'est un effet de rayon de Larmor fini. Ces effets de rayon

de Larmor fini concernent la direction perpendiculaire au champ magnétique. Selon la direction parallèle, des effets balistiques des particules peuvent également perturber un équilibre à condition que ce dernier ne soit pas uniforme dans cette direction. Ayant supposé cette direction uniforme dans le modèle BAS, le problème ne se pose pas dans notre cas.

3.2.3 Effets cinétiques des électrons

Bien que nous n'utilisions des fonctions de distributions stationnaires que pour les ions, nous avons vu dans la Sec.3.2.2 que la couche de courant tangentielle demeure stationnaire à l'échelle de la variation locale de la pression. Cependant, le fait de ne pas avoir d'équilibre cinétique pour les électrons n'est pas anodin et implique également des instationnarités. Nous verrons que ces dernières affectent principalement la densité de courant des électrons.

Nous pouvons voir sur la Fig.3.5 la densité de courant des électrons à différents temps. La courbe noire représente la densité de courant initiale des électrons, telle qu'imposée par le modèle BAS. Les lignes pointillées verticales symbolisent les limites des largeurs de rebond (*bounce widths*), c'est-à-dire l'endroit où le rayon de Larmor thermique moyen local des particules est égal à la distance au centre de la couche (Hesse et al. 2011). La largeur de rebond des ions (en rouge) est donc plus large que celle des électrons (en mauve)³. Il apparaît assez clairement sur cette figure que la densité de courant des électrons est stationnaire (au bruit près), à l'exception de la partie située dans la largeur de rebond des électrons. Localement, il s'y développe une instationnarité qui reste confinée à l'échelle des électrons montrant ainsi que l'absence initiale d'une distribution stationnaire pour les électrons n'affecte que cette échelle là et laisse les échelles ioniques inchangées. Pour s'en assurer, nous avons lancé une autre simulation, un **a***, avec exactement les mêmes paramètres que le run **a**, à part pour le rapport de masse que nous avons fixé à $m_i/m_e = 100$. Le résultat (Fig.3.6) montre que l'instationnarité reste confinée dans la largeur de rebond des électrons, quand bien même celle-ci s'est réduite du fait du rapport de masse plus important. Cela confirme que cette structure est liée à la nature cinétique des électrons. Dans des simulations utilisant des rapports de masses réalistes, la largeur de rebond des électrons devrait continuer de se réduire, celle-ci ayant une largeur proportionnelle à $\sqrt{m_e}$, jusqu'à atteindre l'échelle du bruit. Cet effet, encore visible pour des rapports de masse de $m_i/m_e = 25$ ou 100, serait alors limité à des échelles spatiales complètement négligeable à l'échelle de la couche. Notons que ce raisonnement est également possible pour le rapport T_i/T_e .

3. La taille de la largeur de rebond est liée au rayon de Larmor des particules. Ayant une température et une masse supérieure, la largeur de rebond des ions doit être plus large que celle des électrons.

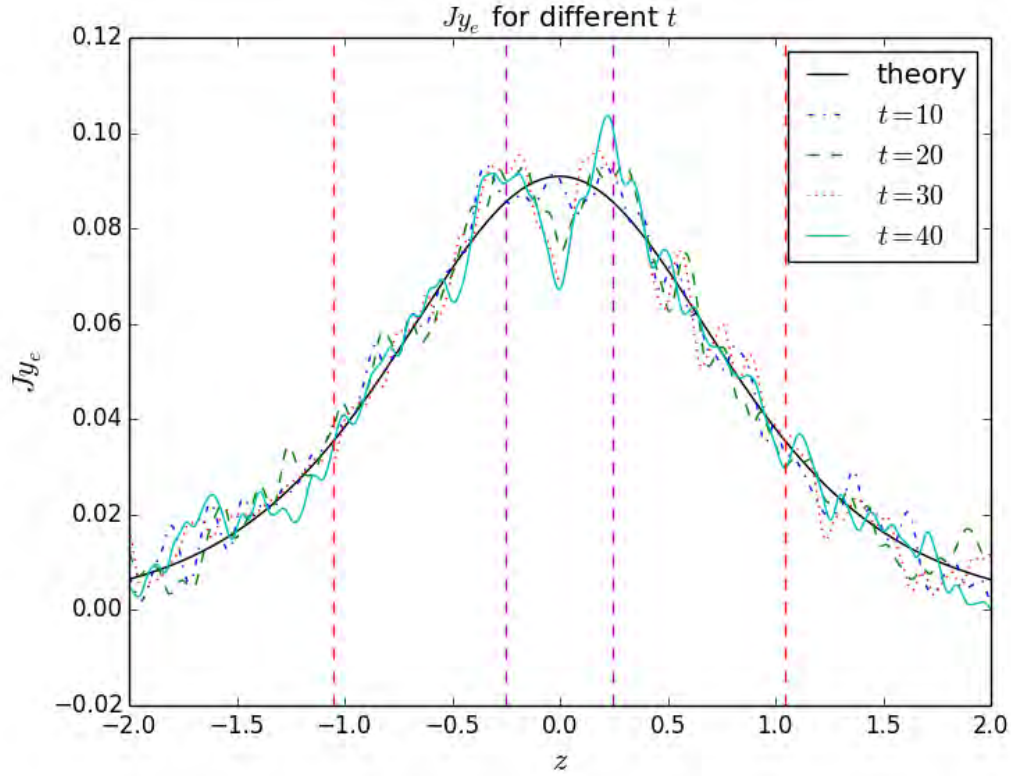


FIGURE 3.5 – Densité de courant des électrons Jy_e pour différents temps. La ligne noir continue est le Jy_e théorique utilisé pour initialiser la simulation à $t = 0$. Les lignes pointillées verticales représentent les largeurs de rebond, respectivement des ions (en rouge) et des électrons (en mauve).

Ce résultat conforte l'hypothèse faite par le modèle BAS que le comportement cinétique des électrons peut raisonnablement être négligé quand nous construisons un équilibre cinétique pour une couche de courant tangentielle asymétrique. Cette hypothèse qui semblait forte se révèle confortée dans un cas réaliste. En effet, avec un rapport de masse réaliste ($m_i/m_e = 1836$), les effets cinétiques observés doivent être confinés à des échelles bien plus petites. De plus, l'instabilité qui se développe au centre de la couche découle très probablement des orbites de Speiser. Dans notre étude, le champ magnétique \mathbf{B} est coplanaire et s'annule donc à la couche de courant. Dans le cas plus réaliste où le champ n'est pas strictement coplanaire et où un champ-guide existe au niveau de la couche (Dorville et al. 2015), cette instabilité n'a pas de raison d'exister. L'étude montre donc que l'hypothèse d'électrons fluides de Belmont et al. (2012) est non seulement acceptable mais s'avère parfaitement

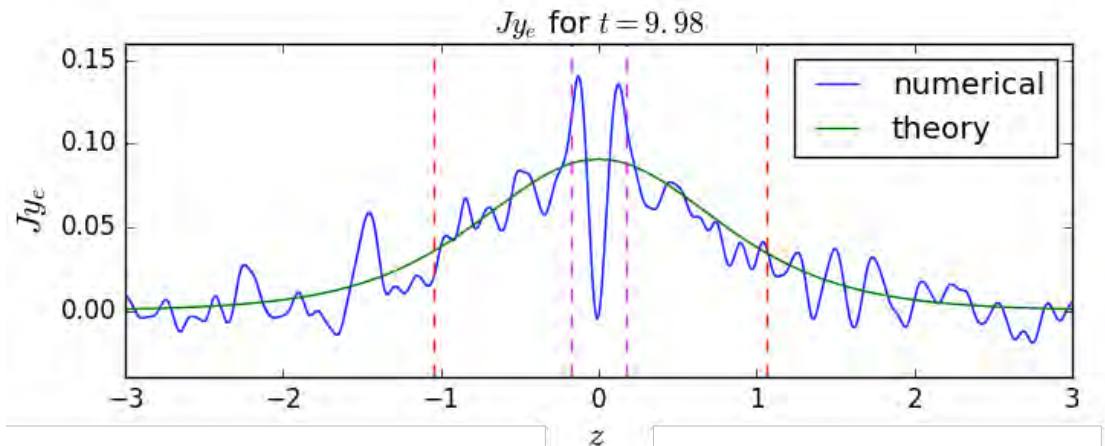


FIGURE 3.6 – Densité de courant des électrons J_{y_e} pour $t=10$ (en bleu) et un rapport de masse $m_i/m_e = 100$. La ligne verte continue est le J_{y_e} théorique utilisé pour initialiser la simulation à $t = 0$. Les lignes pointillées verticales représentent les largeurs de rebond, respectivement des ions (en rouge) et des électrons (en mauve).

justifiée dans le cadre de notre travail, contrairement au choix courant de supposer que les fonctions de distributions des ions et des électrons ont la même dépendance vis-à-vis des invariants, c'est-à-dire que $F_i(E, \mathbf{P}) \propto F_e(E, \mathbf{P})$. Cette hypothèse est encore plus justifiable dans des cas comme celui de la magnétopause asymétrique (côté jour) où la couche de courant est généralement plus large que les échelles ioniques.

3.3 Reconnexion magnétique asymétrique et conditions initiales

Les simulations de reconnexion magnétique asymétrique sont généralement, par simplicité, initialisées avec une couche de courant tangentielle à l'équilibre de pression et des distributions de particules localement Maxwelliennes (Pritchett 2008; Hesse et al. 2014). Cependant, comme nous l'avons déjà vu Sec.3.2, cette configuration est fondamentalement instationnaire pour une configuration sans collisions et va entraîner une relaxation de la structure interne de la couche accompagnée d'oscillations. Plusieurs auteurs ont remarqué ce phénomène (Fujimoto & Sydora 2008; Pritchett 2008; Aunai et al. 2013) et se sont posés la question de l'importance que pouvait avoir cette absence d'équilibre initial sur le reste de la simulation. Pour ini-

tialiser une simulation en se limitant à un équilibre fluide, il faut faire l’hypothèse que les processus physiques que nous voulons étudier ne dépendent pas de la structure interne initiale de la couche de courant mais seulement du plasma incident, c’est-à-dire initialement loin de la couche. Nous montrons dans cette partie les résultats de différentes simulations de reconnexion magnétique asymétrique partageant asymptotiquement les mêmes propriétés, c’est-à-dire les mêmes conditions aux frontières, mais des distributions de particules différentes pour leurs couches de courant tangentielles initiales. Ces couches de courant asymétriques sont initialisées soit avec un équilibre cinétique, soit par des distributions Maxwelliennes. Ayant prouvé sa robustesse dans la Sec.3.2, nous continuerons d’utiliser le modèle BAS pour initialiser nos équilibres cinétiques.

3.3.1 Conditions initiales

Nous réalisons trois simulations de reconnexion magnétique asymétrique 2D, ci-après nommées runs **A**, **B** et **C**. Le run **A** est initialisé avec un équilibre du modèle BAS pour les ions et des fonctions de distributions Maxwelliennes locales pour les électrons. Le run **B** est initialisé avec des fonctions de distributions Maxwelliennes locales pour les ions et les électrons, mais partage les deux premiers moments du run **A**, c’est-à-dire d’un équilibre cinétique, et sa pression est choisie isotrope et égale à la composante zz du tenseur de pression du run **A**. Le run **C** est également initialisé avec des fonctions de distributions Maxwelliennes locales pour les ions et les électrons, mais avec des moments arbitraires qui satisfont simplement la condition d’équilibre de pression. L’objectif de ce run est de coller à la littérature pour mieux comparer nos résultats avec ceux d’autres chercheurs. En l’occurrence, nous fixons ici un profil de densité monotone. Dans les trois runs, le plasma et les champs sont initialement uniformes selon la direction x . Leur profil de champ magnétique est donné par Eq.3.6 et le rapport de densité entre les plasmas asymptotiques est de 2. Cette faible asymétrie (plus faible que le cas 1D) a été dictée par des limitations en terme de puissance de calcul disponible. Nous supposons que le rapport des densités de courant entre ions et électrons est égal à T_i/T_e , le rapport des températures ioniques sur électroniques, et nous fixons ce rapport à 5 pour ce travail. Le rapport de masse m_i/m_e est de 25. Le choix des rapports est identiques au cas 1D.

Le domaine de simulation des runs **A**, **B** et **C** consiste en une couche à deux dimensions dans le plan (x, z) de taille $(x_m, z_m) = (69, 45)$. Il y a $n_x = 3000$ cellules dans la direction x , $n_z = 1500$ cellules dans la direction z et au moins 200 particules par cellule. Cela revient à avoir comme pas de grille $dx = 0,023$ et $dz = 0,03$. Ces grandeurs ont été choisies de manière à être de l’ordre de grandeur la longueur de Debye. En l’occurrence, $\lambda_{De} = 1,02 \cdot 10^{-2}$ dans la magnétogaine et le double dans la magnétosphère. Le pas de temps est de $dt = 10^{-3}$ et le temps total de la simulation

de $T = 200$, ce qui est suffisant pour atteindre un état stationnaire de reconnexion magnétique asymétrique dans les trois simulations. Dans la direction z , la boîte est fermée par des conditions aux limites réfléchives. Ces limites sont suffisamment loin de la couche pour ne pas affecter les résultats avant la fin de la simulation : les particules reconnectées à un moment donné ne reviennent pas affecter le processus. Elles peuvent en revanche s'entasser dans le jet au point d'influer sur le taux de reconnexion, notamment en le réduisant, comme nous pourrons le voir vers la fin du run **C**. Les ondes issues de l'absence d'équilibre cinétique initiale peuvent quant à elles revenir à leur position initiale en raison de la réflexion ou de la périodicité aux limites, mais la distance à parcourir est suffisante pour que la reconnexion soit suffisamment développée à leur retour et ne risque plus d'être affectée. Le domaine est périodique dans la direction x .

Les profils de densité utilisés pour initialiser les runs **A**, **B** et **C** sont montrés sur la Fig.3.7. Cette dernière va de 1 (côté magnétosphère) à 2 (côté magnétogaine). Le profil de densité des runs **A** et **B** étant assez atypique, nous avons choisi pour le run **C** un profil monotone, plus habituel, avec des valeurs asymptotiques égales à celles des deux autres runs. Le profil de densité du run **C** est donné par :

$$n(z) = n_1 + \frac{1}{2}(n_2 - n_1)(\tanh(z - z_0) + 1) \quad (3.7)$$

où $n_1 = 1$, $n_2 = 2$ et $z_0 = z_m/2$. Le champ magnétique initial B_0 est anti-symétrique (voir Eq.3.6). En raison de l'équilibre de pression fluide, la température peut se déterminer à partir de la densité et du champ magnétique. Dans les trois runs, nous imposons une perturbation B_1 au champ magnétique initial B_0 afin de déclencher la reconnexion magnétique :

$$\mathbf{B}_1 = B_{1x}(x, z)\mathbf{u}_x + B_{1z}(x, z)\mathbf{u}_z \quad (3.8)$$

$$B_{1x}(x, z) = -2\delta b \frac{z - z_0}{\sigma} \exp - \frac{(x - x_0)^2 + (z - z_0)^2}{\sigma^2} \mathbf{u}_x \quad (3.9)$$

$$B_{1z}(x, z) = 2\delta b \frac{x - x_0}{\sigma} \exp - \frac{(x - x_0)^2 + (z - z_0)^2}{\sigma^2} \mathbf{u}_z \quad (3.10)$$

où $z_0 = z_m/2$, $x_0 = x_m/2$, $\delta b = 0.3$ et $\sigma = 3$. Cette perturbation a été choisie afin de s'assurer que la reconnexion démarrera précisément à la position (x_0, y_0) .

3.3.2 Relaxation de la couche de courant

Étant initialisé avec un équilibre, le run **A** est stationnaire. Les runs **B** et **C**, au contraire, ne le sont pas et la structure interne de leur couche de courant tangentielle se reconfigure dès les premières périodes cyclotrons des ions. La Fig.3.8 représente les différents termes de l'équilibre des forces électroniques (Eq.2.20) à

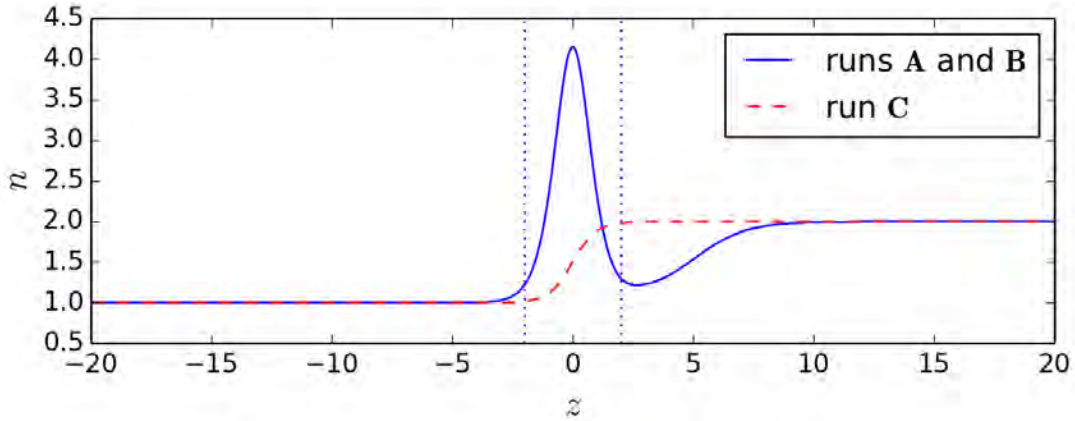


FIGURE 3.7 – Profils de densité dans la direction z pour les runs **A**, **B** et **C**. Les lignes pointillées délimitent la zone où le profil de densité des runs **A** et **B** est approximativement symétrique.

travers la couche aux premiers instants de la simulation, loin du site de reconnexion qui pourrait se développer. Bien que le champ électrique soit initialement nul dans tout les runs, seul le run **A** conserve cette caractéristique. Un petit déséquilibre entre les termes de pression et de courant idéal apparaît dans le run **B**, tandis que le run **C** voit apparaître une grande reconfiguration avec l'apparition d'un fort champ électrique dipolaire. Cette dernière particularité du run **C** est cohérente avec les précédents résultats (Pritchett 2008; Aunai et al. 2013) et en particulier avec les travaux de Dorville et al. (2015). En effet, ce dernier montre qu'un tel champ dipolaire est nécessaire pour obtenir un profil monotone de densité. Au prix d'une instationnarité, la simulation fait donc apparaître par elle-même le champ attendu afin d'atteindre une situation d'équilibre.

3.3.3 Évolution du taux de reconnexion

Les panneaux du haut de la Fig.3.9 nous offrent une vue d'ensemble des trois simulations à travers l'évolution temporelle de leur taux de reconnexion. La première chose que nous remarquons est la similitude entre les trois taux dans la dernière période où toutes les simulations ont atteint un régime de reconnexion magnétique quasi-stationnaire. Cela montre que la structure interne initiale de la couche de courant tangentielle n'a pas d'impact majeur sur l'évolution globale telle que mesurée par le taux de reconnexion. En particulier, les runs **A** et **B** sont très semblables, ce qui montre que les profils macroscopiques semblent être plus

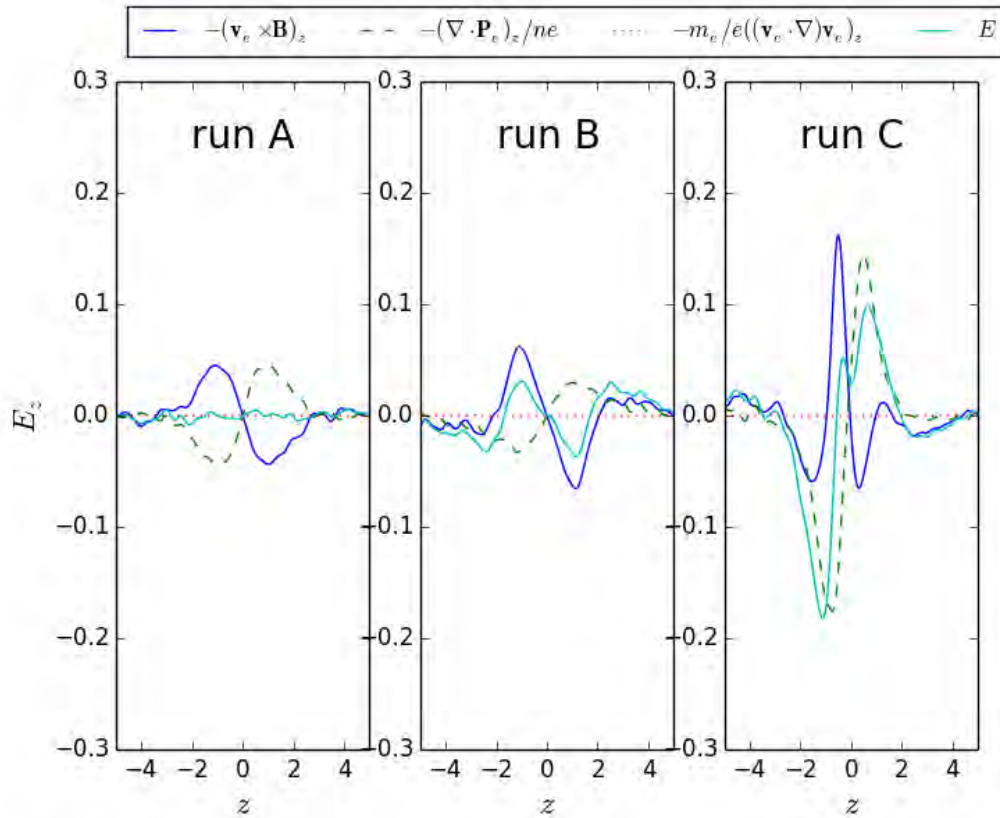


FIGURE 3.8 – Composante selon l’axe z des termes de la loi d’Ohm à travers la couche de courant tangentielle loin du site de reconnexion. À gauche : run **A**. Au centre : run **B**. À droite : run **C**. Les courbes sont obtenues par une moyenne de 100 points dans le temps pour des temps compris entre $t = 3$ et $4 \omega_{ci}^{-1}$.

importants pour le taux de reconnexion que la structure interne de la couche. Les instationnarités observées pour le run **B** en début de simulation (Fig.3.8) et les oscillations émises en conséquence par la couche de courant n’ont eu aucun effet observable sur la phase non-linéaire (développement initial) du processus de reconnexion. Le run **C** est lui clairement différent des deux autres du fait de son initialisation macroscopiquement différentes. La Fig.3.7 révèle que les profils de densité des runs (**A,B**) et **C** sont assez différents. Le profil de densité non monotone des deux premiers runs entraine une évolution légèrement plus complexe que pour le dernier. Les profils de densité issus du modèle BAS génèrent notamment une densité localement symétrique au centre de la couche. La baisse de densité qui en résulte autour de $z = 2$ se trouve alors totalement compensée par une augmentation de la température pour respecter l’équilibre fluide, étant donné que le

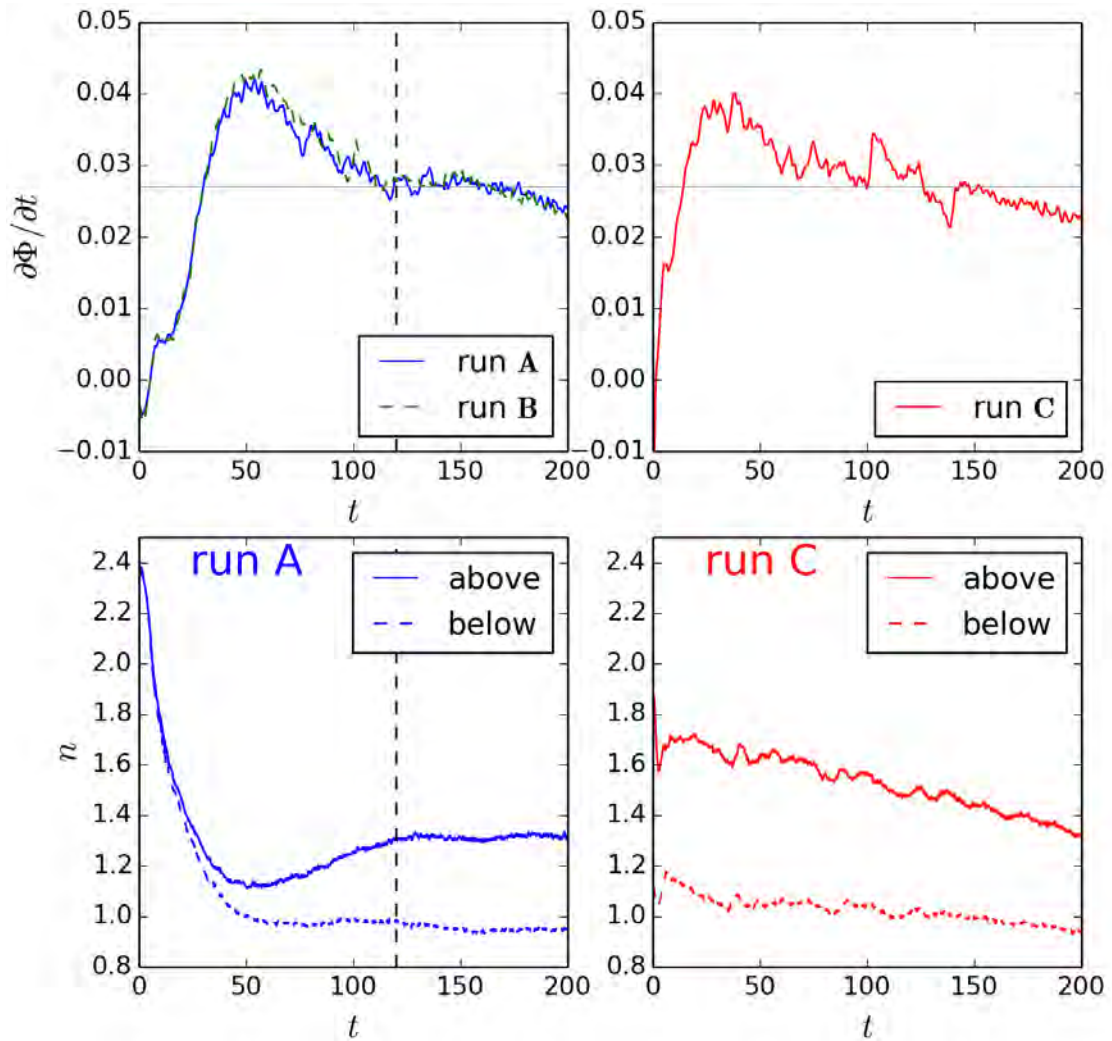


FIGURE 3.9 – **Panneau du haut** : Taux de reconnexion par rapport au temps des runs **A** et **B** (à gauche) et du run **C** (à droite). **Panneau du bas** : Densité par rapport au temps mesurée à $1 \delta_i$ au-dessus et en-dessous du point X pour le run **A** (à gauche) et le run **C** (à droite).

champ magnétique est à peu près constant à cet endroit-là.

L'influence de la densité sur le taux de reconnexion peut se comprendre en regardant la Fig.3.9. Dans le cas des runs **A** et **B**, le taux de reconnexion augmente sensiblement à mesure que le plasma dense de la couche centrale est éjecté et remplacé par un plasma quasi-symétrique et bien moins dense (zone délimitée par les pointillés dans la Fig.3.7). Cependant, vers $t \approx 50 \omega_{ci}^{-1}$, le plasma amont

advection vers le site de reconnexion devient de plus en plus asymétrique ce qui entraîne une baisse du taux de reconnexion (plasma initialement au-delà de $z \approx 3$ dans la Fig.3.7). Ce faisant, il tend vers le taux de reconnexion typique associé aux plasmas asymptotiques observés dans les runs **A** et **B**. Pour $t \approx 130 \omega_{ci}^{-1}$, l'asymétrie de densité amont devient stationnaire, et le taux de reconnexion fait de même. Cela confirme que les conditions initiales, et plus largement l'historique, n'ont pas d'influence sur le taux de reconnexion une fois le régime stationnaire atteint. Autour de $t \approx 180 \omega_{ci}^{-1}$, les limites du domaine de simulation en amont comme en aval commencent à impacter la dynamique, ce qui entraîne une baisse du taux de reconnexion. Dans le cas du run **C**, le profil de densité est monotone et le processus de reconnexion est donc asymétrique dès le début, comme nous pouvons le voir sur le panneau inférieur droit de la Fig.3.9. Toutefois, le taux de reconnexion atteint quand même un maximum autour de $\approx 0.4 v_{Al} B_0$ avant de décroître vers un régime stationnaire d'une valeur égale à celui des runs **A** et **B**, c'est-à-dire autour de $\approx 0.28 v_{Al} B_0$. Ce maximum, pour $t \approx 30 \omega_{ci}^{-1}$, apparaît régulièrement dans les simulations et dépend de l'épaisseur initiale de la couche (Shay et al. 2007). Il ne doit pas être assimilé aux pics des taux de reconnexion des runs **A** et **B**, qui résultent principalement du caractère non-monotone de leurs profils de densité.

Nous remarquons que le taux de reconnexion du run **C** fluctue davantage que celui des deux autres. Il s'agit très probablement d'une conséquence de la condition initiale, très éloignée d'un équilibre cinétique. Ces larges instationnarités initiales produisent des ondes qui vont perturber la couche et favoriser la création de plasmoïdes, que nous n'observons pas dans les runs **A** et **B**. La Fig.3.10 montre un plasmoïde dans le run **C** pour $t = 111 \omega_{ci}^{-1}$. Ce plasmoïde apparaît un peu plus tôt et est clairement associé avec une augmentation soudaine du taux de reconnexion au même temps (voir Fig.3.9). Un plasmoïde similaire est observable à $t = 140 \omega_{ci}^{-1}$, également associé à une seconde fluctuation du taux de reconnexion sur la Fig.3.9.

3.3.4 Evolution des signatures de la reconnexion magnétique

Les interprétations des mesures in situ et des simulations sont et resteront largement inter-dépendantes. En particulier, l'analyse et l'interprétation des données de la mission MMS de la NASA requiert une connaissance précise des régions de découplage entre ions et électrons. Dans cette section, nous étudierons numériquement quelques caractéristiques principales de la région de reconnexion magnétique (point de reconnexion magnétique, point de stagnation du flux et structure de la région de découplage des électrons) et comment elles changent en fonction de la condition initiale de la simulation, pour des conditions asymptotiques identiques.

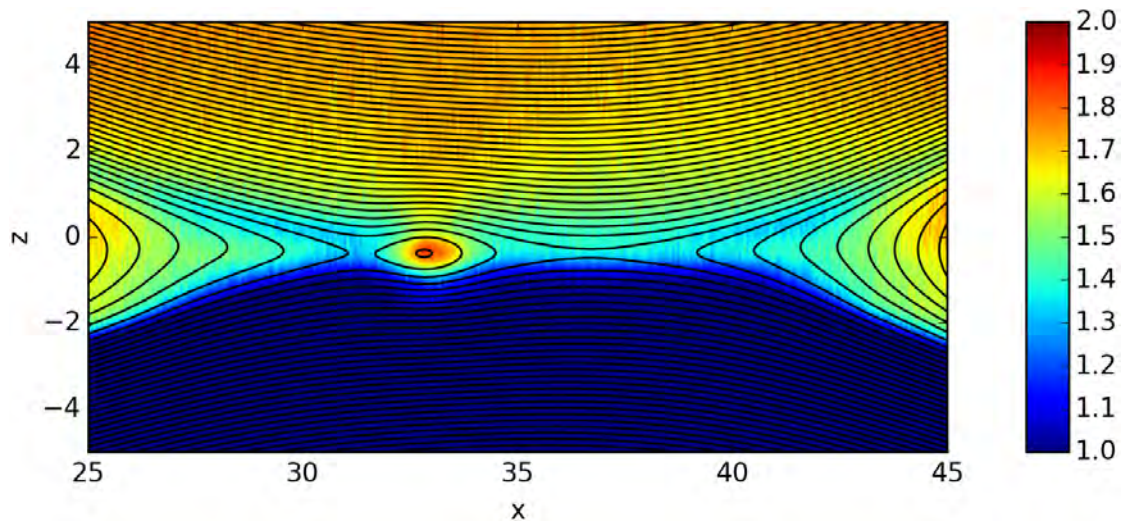


FIGURE 3.10 – Densité des ions pour le run C à $t = 111 \omega_{ci}^{-1}$ illustrant la présence d’un plasmöide. Les lignes noires représentent les lignes de champ magnétique.

Mouvement de la ligne X

En tant que position de la reconnexion magnétique, le point X possède des particularités qui permettent de le localiser. Le champ magnétique incident convergeant vers ce point, il s’agit donc d’un maximum du flux magnétique dans cette direction. Mais en tant que point d’origine de l’exhaust, le point X est également un minimum du flux magnétique dans la direction de l’exhaust. Dans une simulation 2D, la position du point X revient donc à trouver le point selle du flux magnétique Φ . Au cas où il se trouverait plusieurs points selles proches les uns des autres (par exemple dans le cas de plasmöides), celui avec le Φ le plus faible est considéré comme dominant, et reconnu comme le point X.

La position du point X n’est stationnaire dans aucun des trois runs. Nous pouvons voir ce mouvement du point X dans la boîte pour tous les runs sur la Fig.3.11. Son mouvement selon x est visible dans le panneau supérieur. Ce dernier montre une dérive du point X que l’on observe généralement dans les simulations avec un champ-guide où il est associé à des effets diamagnétiques (Swisdak et al. 2003; Pritchett & Mozer 2009). De récentes simulations de reconnexion magnétique sans champ-guide ont cependant également montré une dérive dans cette direction (Malakit et al. 2010). Dans notre cas, un examen attentif des processus à l’oeuvre à proximité du site de reconnexion montre que chaque changement de vitesse ou de direction de cette dérive est associée à l’apparition d’un plasmöide. Quand un îlot magnétique apparaît d’un côté du point X dominant, cela perturbe

temporairement l'écoulement de plasma dans cette direction et provoque la dérive de la ligne X dans l'autre sens. Comme nous pouvons le voir sur la Fig.3.11, les trois runs voient leurs points X commencer à dériver pour $t \approx 60 \omega_{ci}^{-1}$. Cette dérive marque la fin du régime linéaire de reconnexion magnétique, pendant lequel la croissance du taux de reconnexion (voir Fig.3.9) maintenait le point X en place. Ce faisant, la région de diffusion électronique s'allonge selon x et le gradient selon x du champ magnétique de reconnexion (B_z) diminue. Le rapport d'aspect (c'est-à-dire longueur sur largeur) de la couche de courant la rend alors plus sensible aux instabilités liées aux plasmoides (Daughton et al. 2006). Certains parmi ces derniers deviennent suffisamment grands pour perturber le taux de reconnexion, tels que ceux à $t \approx 100$ et $140 \omega_{ci}^{-1}$ pour le run **C** (voir Fig.3.9). Il est intéressant de remarquer que ces deux plasmoides ont un effet inverse sur le taux de reconnexion, en dépit du fait qu'ils soient tous deux situés à gauche du point X et de taille comparable. Dès qu'un plasmotide se forme, il va par son influence briser la symétrie macroscopique droite/gauche, ce qui va affecter le mouvement du plasmotide. Cette mémoire de l'asymétrie peut durer quelques dizaines de périodes cyclotrons des ions. Par exemple, le plasmotide présent à $t \approx 140$ dans le run **C** est apparu dans une région avec une importante asymétrie gauche/droite causée par le plasmotide produit à $t \approx 100 \omega_{ci}^{-1}$.

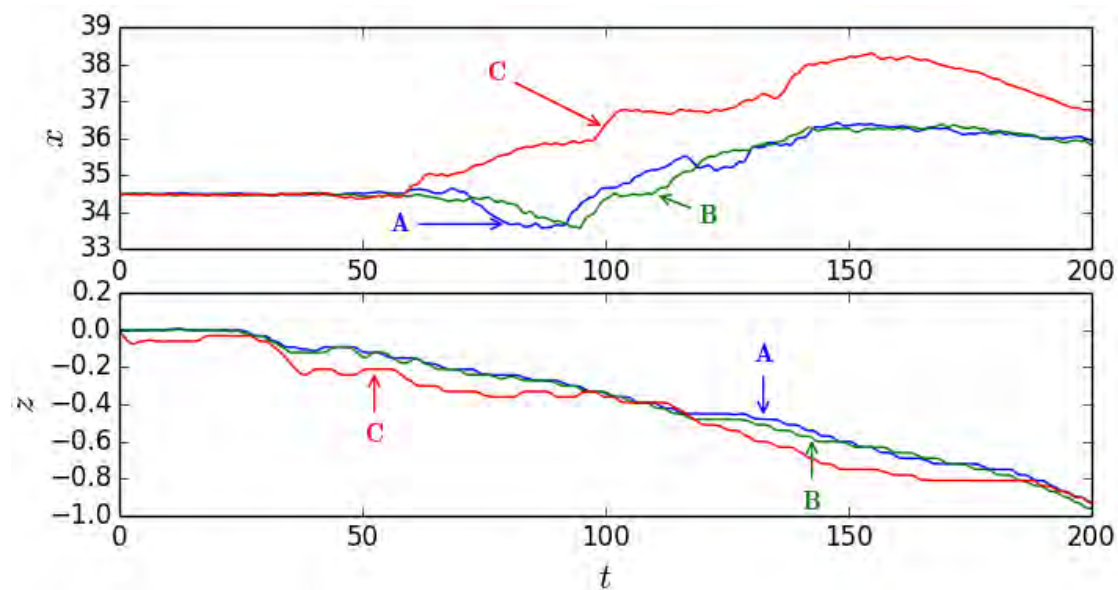


FIGURE 3.11 – Position du point X dans les directions x et z par rapport au temps.

Dans le panneau inférieur de la Fig.3.11, nous pouvons voir que le point X dérive lentement selon z en direction des plus faibles densités. La dérive dans la direction

z est liée à l'asymétrie de densité à travers la couche de courant. Dans le cas des runs **A** et **B**, cela commence à $t \approx 30 \omega_{ci}^{-1}$. Ceci correspond au temps où l'asymétrie des plasmas reconnectant devient non-négligeable, comme nous pouvons le voir sur la Fig.3.9. Le point X dans le run **C**, quant à lui, commence à dériver selon z plus tôt. Nous y observons cependant de larges oscillations associées à son initialisation. Une telle dérive ne devrait cependant pas être mesurable dans les observations. Par exemple, pour $B = 40nT$ et $n = 5m^{-3}$ (valeurs typiques à la magnétopause), la vitesse de dérive serait de $\approx 1km/s$, ce qui est négligeable en comparaison des vitesses typiques de la magnétopause (De Keyser et al. 2005).

Point de stagnation du flux des électrons

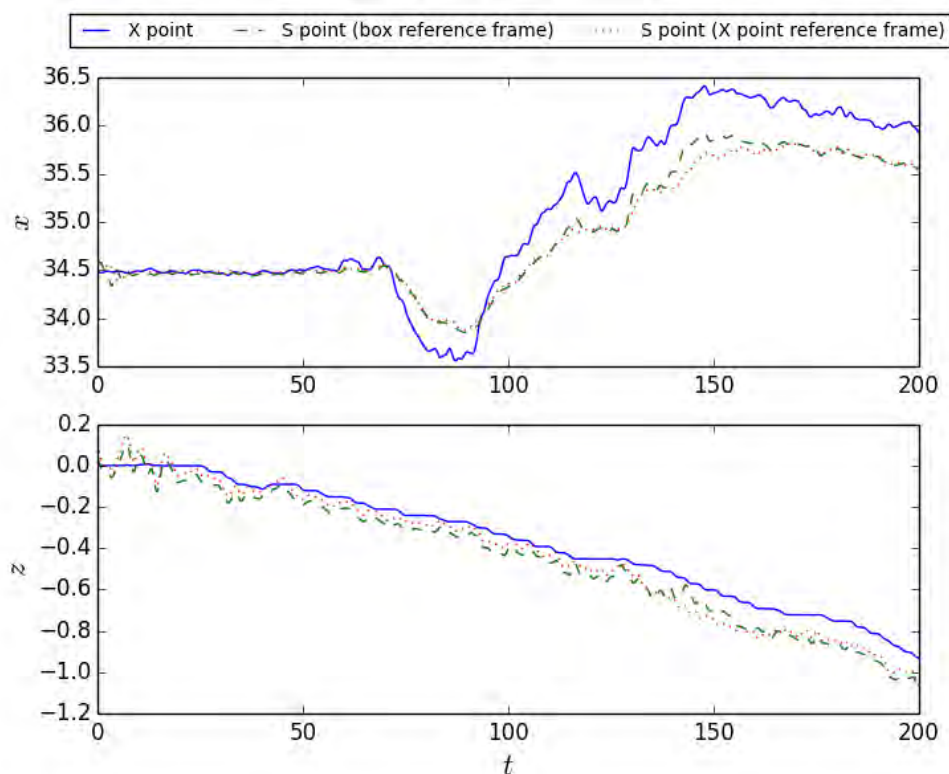


FIGURE 3.12 – Position du point X par rapport au temps en x et en z , ainsi que le point de stagnation du flux des électrons dans le repère de la boîte et celui dans le repère du point X pour le run **A**.

Au contraire de la reconnexion symétrique, le point X et le point de stagnation de l'écoulement ionique et électronique (point S) ne sont pas colocalisés dans une configuration asymétrique (Cassak & Shay 2007, 2009). En conséquence, il existe

un écoulement fluide non nul de plasma à travers le point X. En effet, si nous regardons la loi d'Ohm stationnaire (voir Eq.2.20), nous avons :

$$\mathbf{E} = -\mathbf{v}_i \times \mathbf{B} + \frac{1}{en} \left(\mathbf{j} \times \mathbf{B} - \nabla \cdot \vec{P}_e \right) - \frac{m_e}{e} (\mathbf{v}_e \cdot \nabla) \mathbf{v}_e \quad (3.11)$$

Au point X dans un cas symétrique (donc point X = point S), nous avons $\mathbf{B} = \mathbf{0}$ et $\mathbf{v}_e = \mathbf{0}$. Donc l'Eq.3.11 s'y simplifie en :

$$\mathbf{E}_{X,S} = -\frac{1}{en} \nabla \cdot \mathbf{P}_e \quad (3.12)$$

Mais du fait de la symétrie, il ne peut pas y avoir de gradient dans le plan au niveau du point de symétrie, c'est-à-dire en l'occurrence le point S. De plus, étant en 2D, il n'y a pas de gradient dans la direction hors du plan donc les termes diagonaux du gradient de pression s'annulent pour ne plus laisser que les termes non-diagonaux. Au contraire, une configuration asymétrique autorise des gradient au niveau du point S et nous aurons un effet des termes diagonaux ainsi que le maintien du terme d'inertie des électrons pour le point X ($\mathbf{B} = \mathbf{0}$ mais $\mathbf{v}_e \neq \mathbf{0}$) (Hesse et al. 2014). La Fig.3.12 montre, pour le run **A**, la position des points X et S dans les directions x et z . Au contraire du point X, le point S dépend du référentiel, car il est défini par la position où $\mathbf{v}_e = \mathbf{0}$. Comme la ligne X est en mouvement, nous avons tracé la position du point S dans le repère de référence et dans celui du point X. Ce dernier est obtenu en calculant la dérivée temporelle de la position de la X line sur laquelle nous avons appliqué un filtre gaussien pour lisser les fluctuations. De plus, le bruit inhérent aux simulations PIC rend la détermination du point S délicate. Notre méthode pour trouver le point S est de détecter le minimum de la vitesse moyenne au carré dans le plan $v_{ex}^2 + v_{ez}^2$ lissé avec un filtre gaussien 2D à proximité du point X. Une rapide vérification visuelle des écoulements (panneau central de la Fig.3.13) confirme que cette detection est cohérente avec ce qui semble être le point S et que le niveau des fluctuations dans sa position est du même ordre de grandeur que celui pour le point X, c'est-à-dire inférieur à la distance relative entre les points X et S. Comme prévu, la Fig.3.13 nous montre que ces deux points ne sont pas colocalisés en z . Nous pouvons remarquer qu'aux temps initiaux de la simulation, la position en z du point S oscille autour de celle du point X, bien qu'elle soit en moyenne égale à cette dernière. En revanche, à partir de $t \approx 20 - 30$, elle commence à systématiquement se situer en-dessous. À nouveau, ces temps là correspondent à l'arrivée du plasma plus dense de la magnetogaine, et donc à l'asymétrisation croissante du plasma dans la couche, comme le montre la Fig.3.9. À partir de ces temps là, le point S se situe toujours du côté de plus faible densité par rapport au point X, ce qui est cohérent avec Cassak & Shay (2007). Il est intéressant de noter qu'un mouvement du point X en direction des faibles densités

rapproche le point S de ce dernier dans le repère du point X. Ce n'est cependant pas suffisant pour inverser leur position relative. La distance relative X-S mesurée dans le repère du point X et la loi d'échelle calculée par Cassak & Shay (2007, 2009) ne s'avèrent pas être en bon accord, ce qui peut être lié à l'insuffisante stabilité du système (formation de plasmoides), un effet de masse des électrons ou encore un problème avec les hypothèses du modèle de Cassak & Shay (2007, 2009), notamment la manière dont les flux de masse et d'énergies sont divisés dans la région de découplage (Aunai et al. 2011). Si ce travail de suivi du point S n'a pas été fait plus tôt dans les articles traitant de sa position (Cassak & Shay 2007, 2009; Malakit et al. 2013), c'est parce que le bruit inhérent aux simulations PIC rend sa détection très délicate.

En l'absence de champ-guide, nous aurions pu nous attendre à ce que les points X et S aient la même position en x . Cela se vérifie très bien jusqu'à $t \approx 60$. Cependant, à partir de ce temps, la diminution du taux de reconnexion entraîne la formation de plasmoides. Comme expliqué auparavant, ceci provoque le mouvement de la ligne X. Ces derniers créaient une asymétrie locale dans la direction normale à la couche, ce qui découple le point S du point X (Murphy et al. 2010). Fait intéressant, nous pouvons voir sur la Fig.3.12 que le point S tend à suivre le point X avec un petit temps de latence. Il semble donc que ce soit le point X qui dirige la reconnexion, les électrons s'adaptant par la suite aux changements de position de ce dernier. Globalement, nous retrouvons ces mêmes signatures pour les runs **B** et **C**, bien que le niveau des fluctuations soit tel dans ce dernier run qu'une analyse soignée est plus difficile à réaliser. C'est un des avantages de l'utilisation d'un état initial stationnaire.

Structure de la région de découplage des électrons

Pour décrire la reconnexion magnétique, il est essentiel de comprendre le mécanisme qui brise la connectivité des lignes de champ. Une manière de le faire est de rechercher quels termes de la loi d'Ohm participent le plus au champ électrique de reconnexion à la ligne X (voir Eq.2.20). Dans le cadre de reconnexion magnétique dans les plasmas astrophysiques, il a longtemps été admis, que ce soit pour une configuration anti-parallèle ou avec un champ guide, que les termes non-gyrotropes du tenseur de pression dominant à la ligne X. Cependant, comme expliqué dans la sous-section précédente, de récents travaux ont montré que cela n'était vrai que dans les cas de reconnexion symétrique (Hesse et al. 2014). Dans les cas asymétriques, le terme d'inertie des électrons peut dominer à la ligne X. Le tenseur de pression, supposément lié à la dissipation, reste dominant au point S. Étant donné qu'il existe une continuité entre les cas symétriques et asymétriques, il est intéressant de regarder à quel point les résultats précédents dépendent du degré d'asymétrie du système. Nous avons pu voir que, dans notre cas, l'asymétrie est

suffisante pour affecter le taux de reconnexion, faire dériver la ligne X et séparer le point X du point S. Maintenant, nous allons regarder ce qu'il en est de la structure interne de la couche, c'est-à-dire quels sont les termes de la loi d'Ohm qui composent le champ électrique de reconnexion.

Le panneau supérieur de la Fig.3.13 montre les différents termes de la loi d'Ohm pour une coupe selon z à la position en x du point X (à gauche) et du point S (à droite). Ces coupes sont effectuées pour le run **A** à un temps tel que la reconnexion magnétique ait atteint un régime asymétrique stationnaire. Le panneau du milieu (respectivement du bas) montre au même temps la structure 2D du terme du tenseur de pression des électrons (respectivement du terme d'inertie des électrons). Sur ces deux panneaux, la position moyenne des points X et S est indiquée, ainsi que leur écart-type temporel sur les 400 points de mesure. Ce mouvement aléatoire autour de leur position moyenne reste cependant petit en comparaison de leur position relative : l'écart-type des fluctuations temporelles de la position des deux points, représenté par des ellipses sur la Fig.3.13 reste inférieur à leur écart de position. Dans le cas du point X, l'écart-type de la position est si faible qu'il est difficile à distinguer et n'a été tracé que dans l'optique de la comparaison avec le point S. Bien que l'asymétrie soit suffisamment importante pour séparer les points X et S et les faire dériver, la région de découplage des électrons ressemble davantage à ce que nous trouvons pour une configuration symétrique. En effet, le terme d'inertie des électrons est à peu près symétrique et négligeable au point X, où domine toujours le terme de pression des électrons. Si nous regardons attentivement la position de la ligne pointillée verticale sur les panneaux supérieurs, nous pouvons vérifier que le champ électrique au point S est exactement égal au terme de pression, alors qu'il a une petite contribution d'inertie des électrons au point X. Ce résultat est cohérent avec celui de Hesse et al. (2014) bien que, dans notre cas, les signatures s'avèrent bien plus proches du cas symétrique.

Augmenter l'asymétrie de la simulation reviendrait, dans les panneaux inférieurs de la Fig.3.13, à écarter selon y les points X et S. Par construction, le point S restera dans la zone rouge du panneau central où le terme de pression des électrons domine, car c'est le seul terme qui y soit non nul dans l'Eq.3.11. En s'écartant de lui, le point X se rapprocherait des limites de la région de découplage des électrons, c'est-à-dire, si on regarde le panneau central de la Fig.3.13, sortir de la zone en rouge où le terme de pression des électrons domine. Aux abords de cette zone apparaît un terme d'inertie des électrons. Ce terme est visible sous la forme de deux bandes rouges dans le panneau du bas de la Fig.3.13. La contribution de l'inertie des électrons pourrait donc augmenter au point X, au dépend du terme de pression, au point de devenir le terme prépondérant à partir d'une certaine asymétrie. D'autres travaux seraient cependant nécessaires pour comprendre le lien entre asymétrie et augmentation du terme d'inertie des électrons au point X. Nous

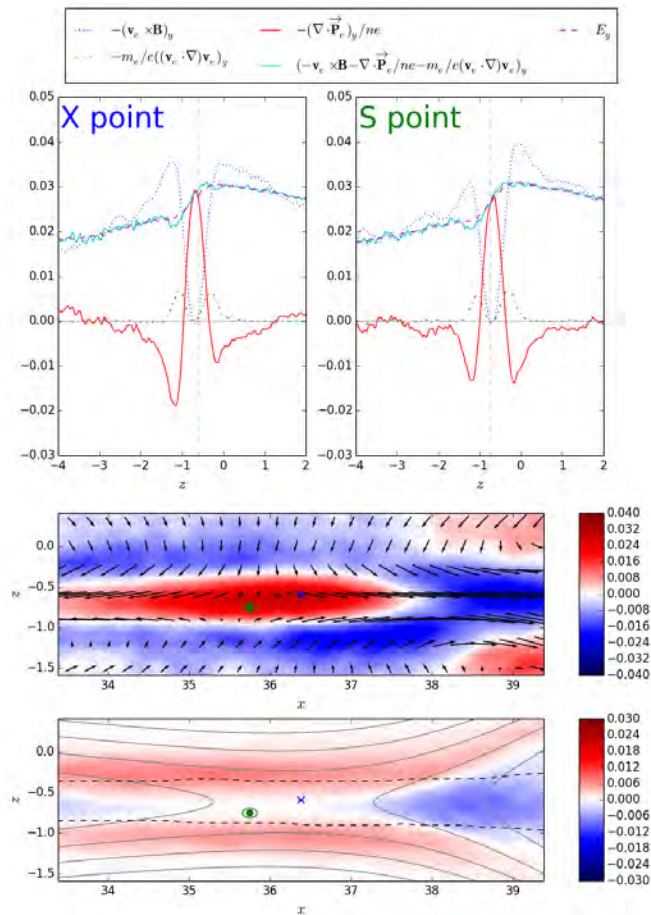


FIGURE 3.13 – **Panneaux supérieurs** : Termes de la loi d’Ohm à travers la couche de courant au point X (panneau de gauche) et au point de stagnation de l’écoulement des électrons (panneau de droite) pour le run **A**. Les lignes pointillées verticales représentent, respectivement, les positions des points X et S en z . Ces courbes, ainsi que celles qui suivent, sont une moyenne sur 400 points dans le temps entre $t = 150$ et $t = 154$. **Panneau central** : Termes de pression de la loi d’Ohm pour le run **A**. Le point X moyen est représenté par une croix bleue et le point S moyen par un point vert. Leur écart-type en temps est représenté par une ellipse de la même couleur. Les flèches matérialisent la vitesse moyenne des particules dans le plan. **Panneau inférieur** : Comme pour le panneau central mais pour le terme d’inertie des électrons. Les lignes noires pointillées indiquent les limites de la largeur de rebond. Les lignes pleines grises représentent les lignes de champ magnétique.

remarquons que le terme d'inertie des électrons n'est positif que sur deux bandes qui s'accordent avec les limites de la largeur de rebond des électrons (lignes noires pointillées sur le panneau du bas de la Fig.3.13). Les électrons rebondissant à travers le plan $B = 0$ forment, dans la direction z (Aunai et al. 2013), des faisceaux à contre-courant qui réduisent la vitesse d'ensemble du plasma entrant dans la région de découplage. Cet effet de rayon de Larmor fini provoque l'apparition d'une vitesse \mathbf{v}_e des électrons au niveau des bords de la largeur de rebond (Sec.1.3.3), ce qui entraîne l'apparition d'un important terme d'inertie.

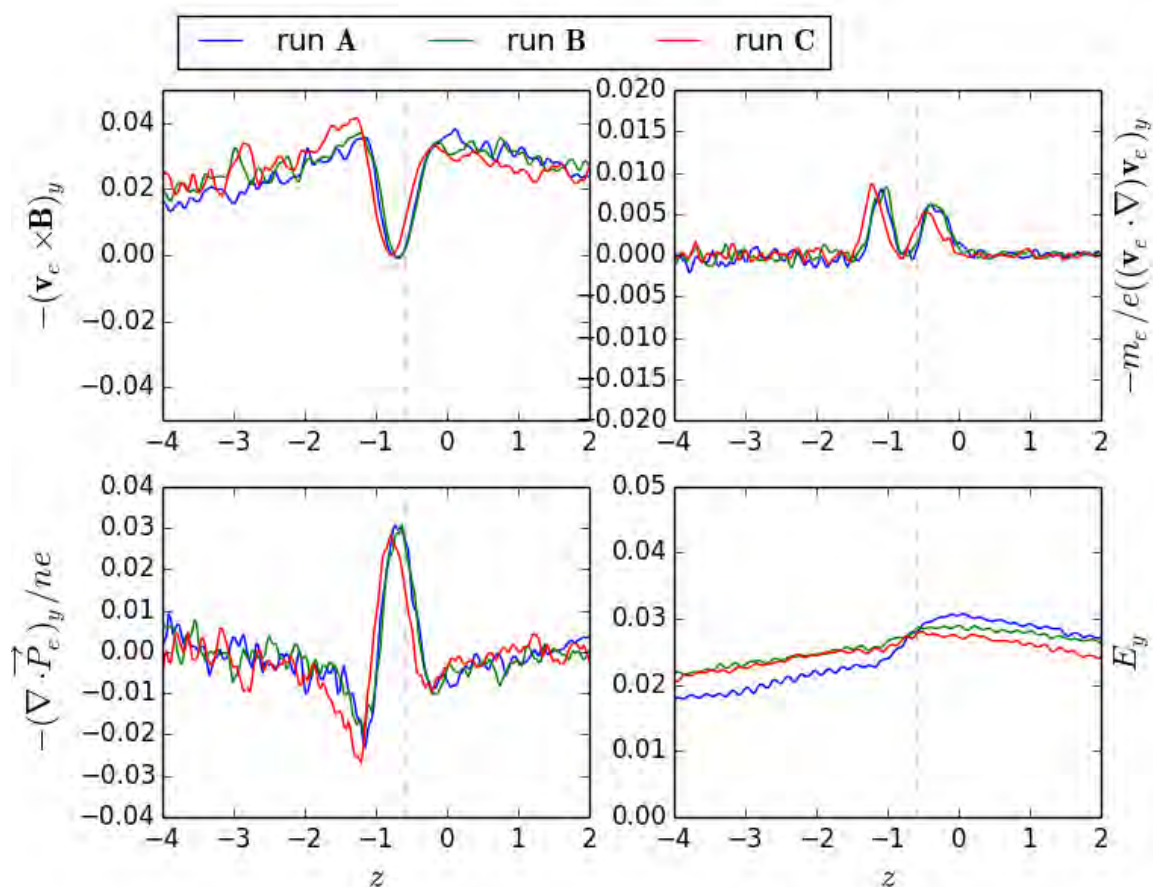


FIGURE 3.14 – Les termes de la loi d'Ohm et le champ électrique, c'est-à-dire leur somme à travers la couche de courant reconnectant, pour les run **A**, **B** et **C** le long de l'axe y . Ces courbes sont une moyenne sur 400 points dans le temps entre $t = 150$ et $t = 154$. La ligne pointillée verticale représente la position moyenne du point X pour le run **A**.

La Fig.3.14 compare chaque terme de la loi d'Ohm à l'emplacement du point

X pour les runs **A**, **B** et **C** une fois que la reconnexion magnétique a atteint un régime stationnaire. Comme montré précédemment, les termes dépendants du champ magnétique s'annulent au point X ($z \approx -0,7$), où le champ électrique est principalement soutenu par le terme de pression. Nous pouvons remarquer que les différentes signatures sont remarquablement robustes et, surtout, ne dépendent pas de la structure initiale de la couche de courant tangentielle. Que nous ayons initialement un équilibre cinétique, des distributions localement Maxwelliennes ou même des profils d'équilibres de pression arbitraires ne change rien une fois que l'état stationnaire de reconnexion est atteint.

3.4 Résumé et discussion

Dans ce chapitre, nous nous sommes posés la question, dans le cadre de simulations PIC complètement cinétiques, de l'influence de la structure de la couche de courant initiale sur la reconnexion magnétique asymétrique qui s'y développe. Pour cela, nous avons initialisé la couche de courant de diverses manières, tout en conservant les mêmes conditions asymptotiques aux frontières. Notamment, nous avons cherché à initialiser la couche de courant de façon stationnaire. Malgré leur omniprésence dans les plasmas astrophysiques, très peu de modèles décrivent aujourd'hui les couches de courant tangentielles asymétriques de manière stationnaire à des échelles cinétiques. Le modèle BAS (Belmont et al. 2012) est l'un d'eux. Il permet de construire un équilibre cinétique pour les ions avec un contrôle facile sur les conditions asymptotiques du plasma, tout en laissant à l'utilisateur une certaine liberté pour fixer les profils des champs électromagnétiques. Cependant, ce modèle suppose des électrons fluides, et ne fournit donc pas de fonction de distribution pour ces derniers. Dans un premier temps, nous avons donc cherché à étudier l'importance effective du caractère cinétique des électrons.

Le modèle BAS ayant été pensé pour initialiser des simulations PIC hybrides, il s'appuie sur les mêmes hypothèses que ces dernières, c'est-à-dire qu'il néglige le caractère cinétique des électrons. Pour l'utiliser dans une simulation complètement cinétique, il faudrait donc compléter la fonction de distribution des ions avec une fonction de distribution pour les électrons. Cette dernière n'ayant pas été construite de manière à être stationnaire, nous pouvions craindre qu'elle n'affecte la stationnarité de la couche de courant tangentielle. Dans la **première partie** de ce chapitre, Sec.3.2, nous avons testé un équilibre issu du modèle BAS dans une simulation complètement cinétique, en utilisant des fonctions de distributions localement Maxwelliennes pour les électrons. Nous avons démontré que même sans fonction de distribution stationnaire pour ces derniers, la couche de courant tangentielle demeure en équilibre de pression, alors qu'ignorer toute solution d'équilibre pour les ions entraîne l'apparition en début de simulation de grosses fluctuations

et une reconfiguration des moments et des champs. Les instationnarités propres à l'absence d'équilibre des électrons restent quant à elles confinées dans la largeur de rebond des électrons. Ces résultats confortent l'hypothèse d'électrons fluides du modèle BAS et prouvent que les équilibres cinétiques produits par ce dernier sont à même d'initialiser des simulations hybrides comme complètement cinétiques avec des couches de courant asymétrique.

Dans la **seconde partie** du chapitre, Sec.3.3, nous avons utilisé l'équilibre cinétique BAS pour étudier la sensibilité des simulations de reconnexion magnétique vis-à-vis de leur condition initiale. Nous avons comparé deux simulations avec les mêmes profils initialisées avec et sans un équilibre cinétique. Nous avons également réalisé une autre simulation, initialisée avec des profils arbitraires et à l'équilibre de pression, tels que ceux habituellement utilisés dans la communauté. Tous ces runs partagent les mêmes caractéristiques pour leurs plasmas asymptotiques. Nous avons soigneusement étudié les principaux traits caractéristiques de la reconnexion magnétique afin de distinguer les effets physiques des biais numériques. Ces études sont importantes pour pouvoir comparer les résultats de simulations avec les observations de satellites tels que celles de la mission MMS, qui s'intéressent précisément à la région de découplage des électrons. Dans le cas de nos simulations, nous avons pu confirmer que l'asymétrie introduite en densité était suffisante pour séparer le point de stagnation des électrons de la ligne X et affecter le taux de reconnexion. En l'absence de champ guide, la position de la ligne X et le taux de reconnexion peuvent néanmoins être perturbés, en raison de la formation de plasmoides. Nous remarquons que la variation du taux de reconnexion provoquée par les plasmoides ne semble pas être liée à leur taille ni la direction dans laquelle ils vont. L'asymétrie n'est cependant pas suffisante pour affecter significativement les termes de la loi d'Ohm dans cette région, en comparaison avec les modèles symétriques. Une analyse plus précise nous montre que le terme d'inertie des électrons contribue très peu à la ligne X, tandis que le terme de pression est le seul contributeur au point de stagnation des électrons. Avec une asymétrie plus importante, le système pourrait évoluer vers un scénario plus extrême où le terme de pression deviendrait négligeable à la ligne X (Hesse et al. 2014). D'autres travaux sont à réaliser afin de comprendre cette transition. La comparaison entre tous nos runs montre que toutes les signatures sont très robustes et ne dépendent pas de la structure interne initiale de la couche pour les configurations asymptotiques imposées ici. Plus simplement, à conditions asymptotiques données, la reconnexion magnétique se comportera in fine de la même manière, quel que soit l'état initial de la couche de courant.

Ce travail s'inscrit dans la double problématique des équilibres cinétiques et de l'étude de la reconnexion magnétique à l'échelle de la région de découplage des électrons. Il a nécessité d'importants moyens numériques, notamment en terme

d'accès à des super-calculateurs, afin de pouvoir être réalisé. Malgré une parallélisation avec accès à une soixantaine de processeurs, les plus grosses simulations ont nécessité un mois d'exécution chacune. En ce qui concerne les équilibres cinétiques, notre travail montre que les effets cinétiques des électrons sont effectivement négligeables face à ceux des ions. Cela revient à dire qu'en pratique, un équilibre cinétique pour les ions suffit à maintenir le système en équilibre, en tout cas dans le cadre des couches de courant tangentielle. Cette hypothèse était celle du modèle BAS (Belmont et al. 2012), premier modèle d'équilibre cinétique pour couche de courant asymétrique sans champ guide. En parallèle de ce travail, ce modèle a été amélioré (Dorville et al. 2015) pour inclure la rotation du champ magnétique au niveau de la couche et permettre l'inclusion à volonté d'un champ guide local au niveau de la couche. Ce nouveau modèle ne devrait pas remettre en cause les résultats présentés dans ce chapitre, les électrons n'étant même plus démagnétisés dans la couche. De fait, l'effet de leur non-équilibre initial sera encore plus négligeable. L'étude montre donc que l'hypothèse d'électrons fluides de Belmont et al. (2012) est non seulement acceptable mais parfaitement justifiée, contrairement au choix usuel de supposer que les fonctions de distributions des ions et des électrons ont la même dépendance vis-à-vis des invariants. Concernant la reconnexion magnétique, ce travail a montré que dans sa phase stationnaire, elle ne dépend que des caractéristiques du plasma en amont et ne possède donc aucun "effet de mémoire" de ce qu'a pu être la condition initiale. Ceci est souvent implicitement admis, notamment dans l'analyse des données observationnelles, mais n'avait jamais été vérifié jusque là. De plus, nous avons observé qu'avoir un état initialement stationnaire tend à diminuer drastiquement les fluctuations, rendant l'analyse fine de la simulation plus facile et réduisant la formation de plasmoides.

En conclusion de ce travail sur les équilibres cinétiques, nous pouvons dire que ces derniers ne sont pas réellement utiles pour étudier la reconnexion magnétique dans son régime stationnaire. En revanche, une bonne maîtrise de la condition initiale demeure essentielle pour l'étude des instabilités, telles que les modes de déchirement résistif (ou *tearing*), de Kelvin-Helmoltz ou encore la reconnexion dans sa phase linéaire. Ce résultat est cependant à nuancer par le fait qu'il n'a été vérifié que pour un jeu de paramètre limité, faiblement asymétrique en densité et parfaitement antisymétrique en champ magnétique. Il n'est donc généralisable que dans une certaine mesure. Nous verrons d'ailleurs dans le chapitre 4 que les ions froids peuvent faire apparaître un effet de mémoire dans les champs électromagnétiques. La généralisation de ce travail reste in fine limitée par notre connaissance actuelle des phénomènes susceptibles de produire un "effet de mémoire" lors du développement de la reconnexion magnétique.

Chapitre 4

Impact des ions froids magnétosphériques sur la reconnexion magnétique

Sommaire

4.1	Introduction	105
4.2	Normalisations, modèle numérique, conditions initiales communes	107
4.3	Le champ électrique de Larmor	109
4.4	Effet de la température des ions froids sur la reconnexion magnétique	114
4.4.1	Modélisation des ions froids	114
4.4.2	Comparaison des simulations avec et sans ions froids	116
4.4.3	Dynamique cinétique des ions froids à proximité de la ligne X	117
4.4.4	Dynamique cinétique avec et sans ions froids loin de la ligne X	120
4.5	Résumé et discussion	127

4.1 Introduction

Les ions froids magnétosphériques jouent un rôle majeur dans le couplage de la magnétosphère avec le vent solaire, comme nous l'avons vu dans la Sec.1.4. En particulier, les plumes plasmasphériques, du fait de la quantité de matière qui les composent, ont un impact important sur la reconnexion magnétique à la magnétopause du côté jour. Cependant, outre une densité élevée, les ions plasmasphériques

sont aussi caractérisés par une température très faible. La plupart des populations magnétosphériques froides, bien moins denses que les plumes (voir Sec.1.4.1), ne modifient pas radicalement le rapport de densité, comme le fait l'arrivée d'une plume plasmasphérique. Ce qui change est davantage la composition du plasma.

Dans un environnement spatial, l'absence de collisions permet à différentes populations avec des énergies très différentes de coexister. La présence d'ions magnétosphériques chauds et froids conduit à la formation d'échelles intrinsèques de la reconnexion magnétique associées aux ions froids et aux ions chauds (André et al. 2010; Toledo-Redondo et al. 2015; Toledo-Redondo et al. 2016a). D'un point de vue cinétique, leur différence de températures entraîne un comportement dynamique différent, avec notamment des régions où les ions froids seront magnétisés mais pas les ions chauds (André et al. 2010; Lee et al. 2014; Toledo-Redondo et al. 2016a). Jusqu'à présent, notre connaissance de la dynamique des ions froids et leur rôle dans la reconnexion à la magnétopause repose principalement sur des observations satellites (Lee et al. 2014; Wang et al. 2015; Toledo-Redondo et al. 2016b). Borovsky & Hesse (2007) ont bien étudié l'effet de l'apport de masse sur la reconnexion magnétique, mais il ont utilisé des simulations MHD (voir Sec.2.2.3) et ne se sont pas intéressés au rôle de la température.

Le lancement en 2015 de la mission NASA MMS, qui s'intéresse spécifiquement à la reconnexion magnétique et ses effets aux plus petites échelles, a permis de relancer le sujet des ions froids. L'étude de ces derniers était en effet souvent limitée par les caractéristiques des instruments, si bien que certains travaux en étaient alors réduits à suspecter leur présence et leurs effets, sans pouvoir vraiment étudier ces derniers (Phan et al. 2013). Dans ce chapitre, nous avons utilisé des simulations numériques afin de fournir un point de vue complémentaire, simple et reproductible de ce problème. L'utilisation de modèles numériques permet entre autre d'identifier les phénomènes propres aux ions froids et d'en anticiper les effets, afin de mieux comprendre les observations en présence de ces populations froides. En raison de la nature cinétique du problème, nous utilisons un code PIC complètement cinétique, comme présenté Sec.2.3.

Dans ce chapitre, nous nous intéresserons à l'impact des ions froids sur la reconnexion magnétique asymétrique. Nous nous intéresserons en particulier à celui de leur température, l'effet de l'apport de masse ayant déjà été étudié par ailleurs (Borovsky & Denton 2006; Borovsky et al. 2008; Walsh et al. 2014; Wang et al. 2015). Pour cela nous réaliserons des simulations numériques cinétiques de la reconnexion magnétique en présence ou non d'ions froids magnétosphériques. Ces simulations sont initialisées de manière identique pour tout ce qui concerne les paramètres macroscopiques (densité totale, champs électromagnétiques, températures, etc.) et ne diffèrent que dans les populations composant la magnétosphère. Une simulation modélisera le cas sans ions froids et la magnétosphère n'y sera constituée que d'une

seule population d'ions. L'autre simulation modélisera un cas de reconnexion magnétique avec ions froids et comportera deux populations magnétosphériques, une chaude (de type courant annulaire) et une froide. Dans le but de comprendre quels effets les ions froids, et en particulier leur faible température, peut avoir sur la reconnexion magnétique, nous étudierons dans une **première partie** un effet de rayon de Larmor fini : le champ électrique dit "de Larmor", décrit pour la première fois par Malakit et al. (2013). Ce champ a été observé tout d'abord à proximité de la ligne X, ce qui en a fait une signature potentielle des sites de reconnexion magnétique. Le champ électrique étant une grandeur facile à mesurer, le champ de Larmor a vite suscité des espoirs pour la recherche des sites de reconnexion magnétique dans les données, mais il s'est avéré depuis que l'apparition de cette signature n'est pas restreinte au cas de la reconnexion magnétique, comme nous le verrons dans ce chapitre. En parallèle de ce travail, Shay et al. (2016) sont arrivés aux mêmes conclusions. Le champ de Larmor apparaît au niveau d'une couche de courant asymétrique quasi-tangentielle d'une épaisseur de l'ordre de grandeur du rayon de Larmor local. Il résulte du demi-tour effectué par les ions d'une population de l'autre côté de la couche. L'intensité du champ de Larmor dépend de l'asymétrie de la couche. En tant que frontière fine et quasi-tangentielle entre le plasma dense et faiblement magnétisé de la magnétogaine et le plasma ténu mais fortement magnétisé de la magnétosphère, la région de diffusion des ions est un lieu privilégié d'apparition d'un champ de Larmor. Dans une **seconde partie**, nous observerons grâce aux simulations numériques les effets des ions froids magnétosphériques sur les champs électromagnétiques. Nous comparerons dans cette partie les simulations avec et sans ions froids magnétosphériques. Nous observons notamment que le champ électrique de Larmor, confiné à proximité de la ligne X dans le cas sans ions froids, semble s'étendre davantage le long des séparatrices dans la simulation avec ions froids. Nous expliquerons ce phénomène par le gel des ions froids dans le champ magnétique à des échelles spatiales bien plus petites que pour les autres ions, couplé à un effet de mémoire du champ électrique dans la région séparatrice. Enfin, dans une **troisième partie**, nous résumerons les résultats obtenus et discuterons de leurs implications.

4.2 Normalisations, modèle numérique, conditions initiales communes

Les données présentées dans ce chapitre sont normalisées par des unités définies aux échelles des ions, comme défini dans la Sec.3.1.4. Pour le travail de ce chapitre, nous utilisons deux simulations numériques complètement cinétiques utilisant le code PIC SMILEI (Derouillat et al. 2017). L'initialisation des deux runs correspond

à une double couche de courant dans le plan (x, y) . La taille du domaine est de $(x_{max}, y_{max}) = (320, 128)\delta_i$. Nous comptons $n_x = 6400$ cellules dans la direction x et $n_y = 5120$ cellules dans la direction y . Chaque cellule contient initialement 50 macroparticules par population. Les populations sont définies comme suit : les ions (i) et les électrons (e) dans la simulation. Les moments de la distribution du plasma et les champs électromagnétiques sont calculés par une interpolation du second ordre. Les particules sont placées dans la boîte à l'aide de distributions Maxwelliennes locales. Le pas de temps est calculé à l'aide d'une condition CFL qui conduit à $dt = 8,4 \cdot 10^{-4}$ et le temps total de simulation est $T = 160$. À partir de maintenant, nous ne considérerons qu'une seule couche. La taille de la boîte que nous traiterons est donc réduite de moitié selon y , soit $(x_m, y_m) = (320, 64)\delta_i$, avec la couche située à la position $y_0 = y_m/2$.

Les deux simulations présentent les mêmes conditions initiales de champs électromagnétiques et de densité totale. Le champ électrique \mathbf{E} est initialement fixé à zéro partout et le champ magnétique \mathbf{B} est asymétrique et antisymétrique. Il est orienté selon l'axe x tel que :

$$\mathbf{B}(x, y) = \frac{1}{B_r} \left[-\tanh\left(\frac{y - y_0}{L} - \operatorname{arctanh}\left(\frac{B_r - 1}{B_r + 1}\right)\right) \frac{B_r + 1}{2} - \frac{B_r - 1}{2} \right] \mathbf{u}_x \quad (4.1)$$

où $B_r = |B_{\text{gain}}/B_{\text{sphere}}|$ le rapport de champ magnétique entre les deux côtés de la couche et \mathbf{u}_x le vecteur unitaire dans la direction x . Dans notre cas, nous avons fixé $B_r = 0,5$. En s'appuyant sur l'hypothèse de quasi-neutralité du plasma, nous pouvons écrire pour la densité totale $n = n_i = n_e$. Cette dernière est donnée par :

$$n(x, y) = \frac{1}{n_r} \left[1 + \frac{n_r - 1}{2} \left(\tanh\left(\frac{y - y_0}{L}\right) + 1 \right) \right] \quad (4.2)$$

où $n_r = n_{\text{gain}}/n_{\text{sphere}}$ le rapport de densité entre les deux côtés de la couche. Dans notre cas, nous choisissons $n_r = 3$.

La température totale $T = T_i + T_e$ est calculée de manière à conserver l'équilibre de pression. Le ratio des températures électronique sur ionique est constant et fixé à $\theta = T_e/T_i = 0,2$. Nous en déduisons que le ratio des courants électronique sur ionique est égal à $-T_i/T_e$. Le rapport de masse m_i/m_e est de 25. La reconnexion magnétique est déclenchée grâce à une perturbation \mathbf{B}_1 sur le champ magnétique initiale (Eq.4.1) :

$$\mathbf{B}_1 = B_{1x}(x, y)\mathbf{u}_x + B_{1y}(x, y)\mathbf{u}_y \quad (4.3)$$

$$B_{1x}(x, y) = -2\delta b \frac{y - y_0}{\sigma} \exp - \frac{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}{\sigma^2} \quad (4.4)$$

$$B_{1y}(x, y) = 2\delta b \frac{x - x_0}{\sigma} \exp - \frac{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}{\sigma^2} \quad (4.5)$$

où $y_0 = y_m/2$, $x_0 = x_m/2$, $\delta b = 0.12$ et $\sigma = 1$.

4.3 Le champ électrique de Larmor

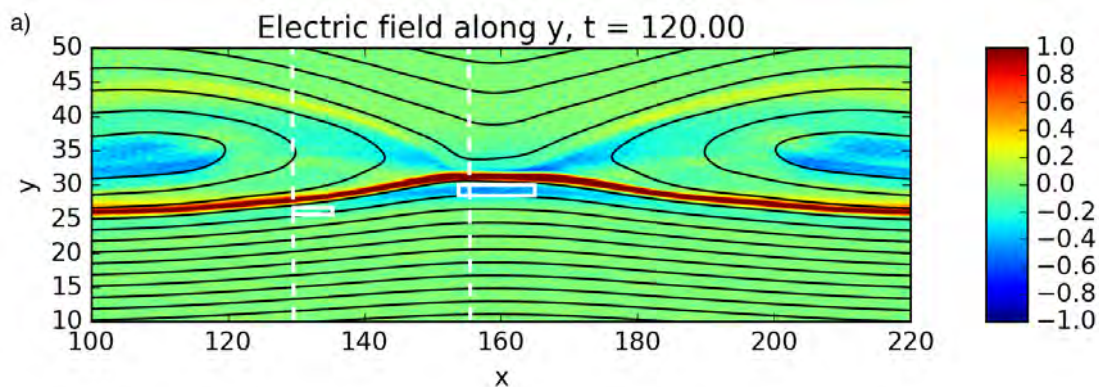


FIGURE 4.1 – Champ électrique normal E_y du run sans ions froids. La boîte blanche pour $x \in [155., 165.]$ et $y \in [27., 29.]$ indique où les particules utilisées pour former les fonctions de distributions de la Fig.4.3 et de la Fig.4.4 ont été sélectionnées. La boîte blanche pour $x \in [130., 135.]$ et $y \in [25.5, 26.5]$ indique où les particules utilisées pour former les fonctions de distributions de la Fig.4.10 ont été prises. Les lignes blanches hachurées indiquent respectivement $x = 130$ et la position en x de la ligne X. L'image est obtenue après avoir moyenné temporellement sur 20 temps différents compris entre $t = 119$ et $120 \omega_{ci}^{-1}$. Elle est ensuite soumise à un filtre gaussien de $\sigma = 0.25 \delta_i$ selon la direction x et de $\sigma = 0.125 \delta_i$ selon la direction y afin de réduire le bruit inhérent aux simulations PIC.

Le champ électrique de Larmor, identifié par Malakit et al. (2013), est un effet de rayon de Larmor fini. Cette signature consiste en un champ électrique situé proche de la ligne X et dont la composante principale, comprise dans le plan de la reconnexion magnétique (voir la Sec.1.2.4) et normale au champ magnétique, est orientée vers la magnétosphère, en opposition avec le champ électrique de Hall (voir la Sec.1.2.1), orienté vers la magnétogaine et observable tout le long des séparatrices. Nous pouvons voir ce champ sur la Fig.4.1. Le point X est situé à $(x, y) \sim (160, 32)\delta_i$, la position de la perturbation initiale. La magnétogaine est située à $y > 32 \delta_i$ et la magnétosphère à $y < 32 \delta_i$. Nous pouvons voir en rouge le champ électrique de Hall, situé tout du long des séparatrices de la magnétosphère. Du côté magnétosphère, nous observons également le champ électrique de Larmor, en bleu, situé uniquement à proximité de la ligne X et s'estompant à mesure que nous nous éloignons. Le champ électrique de Larmor a un temps été porteur de beaucoup d'espoirs car il semblait représenter une signature facile à détecter des sites de reconnexion magnétique (Malakit et al. 2013; Koga et al. 2014). Nous

verrons dans ce travail que si ce champ apparaît effectivement à proximité du site de reconnexion, il ne s’y limite pas forcément, ce qui réduit son intérêt comme marqueur de la reconnexion magnétique.

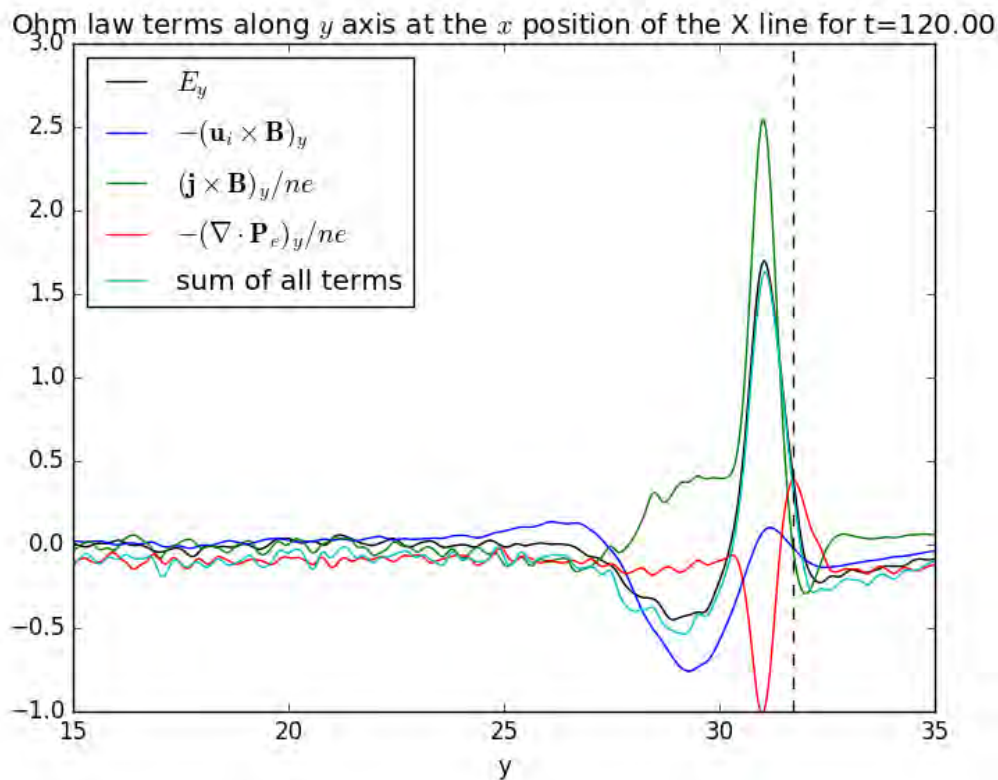


FIGURE 4.2 – Les différents termes de la loi d’Ohm à la position en x de la ligne X pour le run sans ions froids. La ligne noire verticale en pointillé donne la position en y de la ligne X. L’image est obtenue après avoir moyenné temporellement sur 20 temps différents compris entre $t = 119$ et $120 \omega_{ci}^{-1}$. Elle est ensuite soumise à un filtre gaussien de $\sigma = 2.5 \delta_i$ dans la direction x et de $\sigma = 0.125 \delta_i$ dans la direction y afin de lisser l’image.

Pour comprendre l’origine ce champ électrique, nous partons de la loi d’Ohm (Eq.2.20). La Fig.4.2 montre les principaux termes de la loi d’Ohm selon la direction y . Comme l’a montré Malakit et al. (2013), nous pouvons voir que le champ électrique à $y \approx 29$, c’est-à-dire la signature du champ de Larmor, est principalement soutenu par le terme $-\mathbf{u}_i \times \mathbf{B}$. Nous verrons que le mécanisme sous-jacent s’éloigne sensiblement de l’interprétation fluide que nous faisons généralement de ce terme. côté magnétosphère, le champ magnétique est positif. Donc pour que

ce terme soit négatif, il faut que les ions aient une vitesse moyenne hors du plan, c'est-à-dire selon z , positive. Il reste maintenant à expliquer cette vitesse hors du plan.

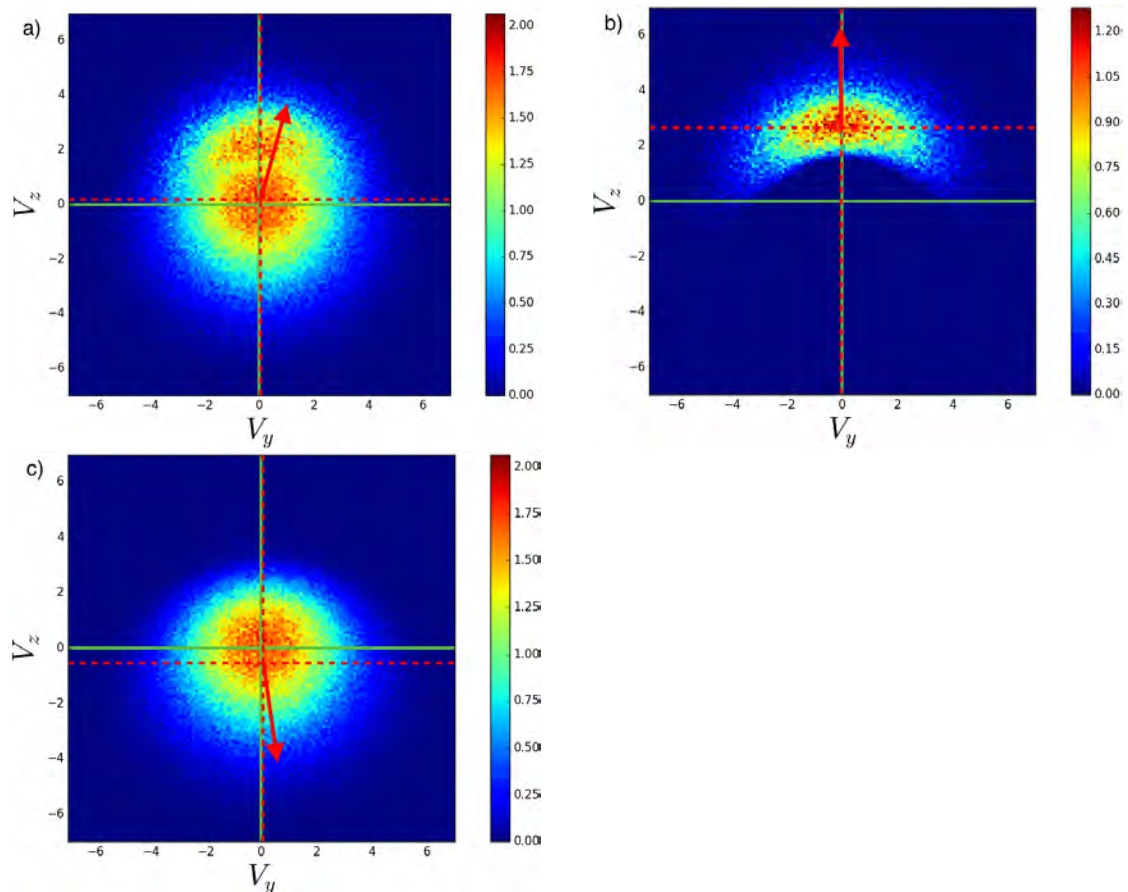


FIGURE 4.3 – Fonctions de distributions des ions à la position du champ électrique de Larmor (voir la boîte blanche de droite sur la Fig.4.1). Les distributions sont montrées pour des vitesses normales par rapport à hors du plan, c'est-à-dire le plan (v_y, v_z) . Elles sont calculées comme la somme du poids statistique de chaque particule comprises dans la boîte $(\delta v_y, \delta v_z)$ de l'espace des vitesses, avec $\delta v_y = \delta v_z = 0.1$. La ligne verte donne l'origine des vitesses. La ligne rouge hachurée donne la position de la vitesse moyenne de la distribution. La flèche rouge montre la direction de la vitesse moyenne. (a) Distribution totale des ions. (b) Distribution des ions originaires de la magnétogaine. (c) Distribution des ions originaires de la magnétosphère. Les ions originaires de la magnétogaine et magnétosphère représentent respectivement 22,84 % et 77,16 % de la densité d'ions dans la boîte.

Pour comprendre le mécanisme derrière le champ électrique de Larmor, nous

prenons tous les ions compris dans $x = [155., 165.]\delta_i$ et $y = [27., 29.]\delta_i$ (boîte blanche de droite dans la Fig.4.1) et nous représentons la fonction de distribution des particules, pour tous les ions, dans le plan (v_y, v_z) . La fonction de distribution totale des ions (Fig.4.3a) est constituée d'une population quasi-isotrope (les ions originaires de la magnétosphère, Fig.4.3c, représentant 77,16 % de la densité d'ions dans cette boîte) et une distribution en forme de croissant (les ions originaires de la magnétogaine, Fig.4.3b, représentant 22,84 % de la densité d'ions dans cette boîte). Nous pouvons remarquer que les ions de la magnétogaine ont une vitesse hors du plan clairement positive et que les ions de la magnétosphère ont une vitesse hors du plan négative, relativement faible. La forme de la distribution des ions magnétosphériques, légèrement asymétrique dans la direction v_z , peut se comprendre comme une dérive diamagnétique des ions de la magnétosphère (Sec.1.3.2). La couche frontière est un endroit où la densité des ions de la magnétosphère décroît, jusqu'à atteindre zéro du côté de la magnétogaine. La distribution des ions de la magnétogaine a une forme de croissant, semblable à celles des distributions d'électrons observées proche de la région de diffusion électronique (Hesse et al. 2014; Burch et al. 2016; Shay et al. 2016). Cette distribution en forme de croissant s'explique par leur rebond entre les lignes de champ magnétique de la magnétogaine et de la magnétosphère. Les seuls ions de la magnétogaine capables d'atteindre cette zone, côté magnétosphère, sont ceux qui font leur demi-tour à cet endroit ou plus loin. Détail intéressant, l'orbite de Speiser de la plupart des ions de la magnétogaine les conduit à faire demi-tour dans cette zone. Cela implique, d'un point de vue fluide, une composante de vitesse des ions positive dans la direction hors du plan à une échelle spatiale inférieures au rayon de Larmor. Bien qu'ils ne représentent localement que 23 % de la densité, leur vitesse moyenne positive dans la direction hors du plan contribue fortement à la vitesse d'ensemble totale des ions, la rendant malgré tout positive. Dans cette région où B_x est positif, la vitesse moyenne hors du plan positive des ions est naturellement associée à un champ électrique négatif soutenu par le terme $\mathbf{u}_i \times \mathbf{B}$. Il est important de remarquer que, bien que ce champ électrique soit soutenu par le terme dit idéal de la loi d'Ohm, il découle exclusivement de la cinétique des ions et par conséquent n'apparaît pas dans les modèles fluides. Ceci est rendu possible dans le cas présent car la taille typique du système ($L \sim \nabla \mathbf{B}/B$) est inférieure au rayon de Larmor des ions. Il ne faut donc pas interpréter ce terme de manière fluide, nous trouvant à des échelles spatiales inférieures au rayon de Larmor.

Afin d'illustrer le comportement cinétique des ions dans la zone du champ électrique de Larmor, nous prenons un ion typique de la distribution d'ions de la magnétogaine (Fig.4.3b) et nous nous en servons pour initialiser une particule test. En utilisant la configuration électromagnétique à $t = 120 \omega_{ci}^{-1}$ et une hypothèse de stationnarité des champs, nous observons le mouvement de la particule sur

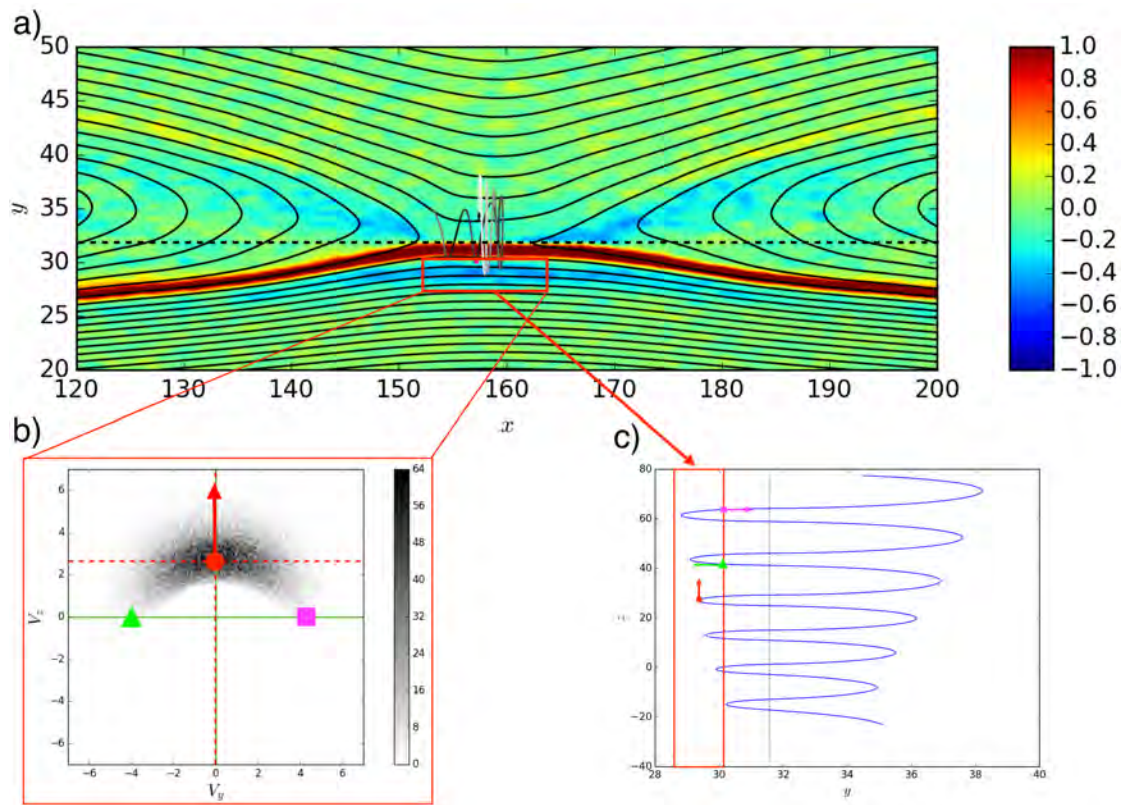


FIGURE 4.4 – (a) Composante E_y du champ électrique ainsi que la trajectoire dans le plan (x, y) d’une particule test calculée pour des champs électromagnétiques fixes à $t = 120 \omega_{ci}^{-1}$. Le champ magnétique dans le plan est représenté par les lignes noires. La ligne noire hachurée donne la position en y du point X. La boîte rouge représente la zone principale où se situe le champ électrique de Larmor. (b) Distribution de particule des ions magnétogaines situés dans le champ électrique de Larmor (voir Fig.4.3b). Les points de couleur donnent, dans l’espace des vitesses, la position associée aux flèches de vitesse montrées dans le graphe c. (c) Trajectoire de la particule test dans le plan (y, z) . Les flèches symbolisent la vitesse de la particule test à une position donnée. Chacune d’entre elle est associée à un point de la même couleur dans le graphe b.

$10 \omega_{ci}^{-1}$. Nous choisissons une particule n’ayant pas une trop grande vitesse en x , afin de pouvoir échantillonner correctement le mouvement de rebond avec une seule particule. La trajectoire de la particule est représentée sur la Fig.4.4. La trajectoire dans le plan (Fig.4.4a) montre que la particule rebondit entre les lignes de champ de la magnétogaine (au-dessus de la ligne hachurée) et de la magnétosphère (en-

dessous de la ligne hachurée). La trajectoire hors du plan (Fig.4.4c, projetée sur le plan (y, z)) montre une dérive de la particule dans la direction z . Cette dérive est la conséquence des orbites de Speiser des ions (Sec.1.3.3). Nous observons cette dérive même en l'absence de champ électrique, comme dans notre cas.

Le champ de Larmor est un bon exemple d'effet de rayon de Larmor fini. Son explication nécessite de s'écarter des descriptions fluides habituelles en physique des plasmas pour revenir aux phénomènes cinétiques et à la physique sous-jacente. En l'occurrence, en raison de l'affaiblissement du champ magnétique au niveau de la région de diffusion, l'orbite de Speiser des ions a pour conséquences que la plupart d'entre eux font leur demi-tour à un même endroit. Du mouvement des ions issus de la magnétogaine découle une vitesse moyenne de tous les ions qui, par application du principe fondamentale de la dynamique, est liée à un champ électrique : le champ électrique de Larmor.

4.4 Effet de la température des ions froids sur la reconnexion magnétique

Les ions froids, du fait de leur faible température, restent magnétisés à des échelles spatiales bien plus petites que les autres ions. Par conséquent, nous nous attendons à ce que les échelles caractéristiques de leurs signatures soient bien plus petites. Par exemple, dans le cas de la reconnexion magnétique symétrique, Divin et al. (2016) ont montré que la région de diffusion associée aux ions froids était plus petite que celle des autres ions. Le but de ce travail sera de montrer l'effet de la température des ions froids sur la reconnexion magnétique asymétrique.

4.4.1 Modélisation des ions froids

Pour les besoins de l'étude, nous avons réalisé une simulation contenant des ions froids magnétosphériques. Cette simulation est initialisée suivant le modèle décrit dans la Sec.4.2 (mêmes profils), avec pour seule différence la composition du plasma. Notre condition initiale et nos paramètres numériques sont basés sur les observations satellites de Toledo-Redondo et al. (2015). L'introduction des ions froids nécessite d'avoir simultanément deux populations d'ions différentes du côté de la magnétosphère. Pour cela, nous séparons les ions en trois populations : les ions de la magnétogaine (ish), les ions chauds magnétosphériques (ih) et les ions froids magnétosphériques (ic). Afin de conserver la densité totale identique à celle de l'Eq.4.2, nous devons avoir $n \equiv n_{ish} + n_{ih} + n_{ic}$. Pour calculer le profil de densité de chaque espèce, nous faisons l'hypothèse que chacune de ces espèces a une température constante dans son domaine de définition. Ensuite, nous fixons

arbitrairement le profil de densité des ions de la magnétogaine tel que :

$$n_{ish}(x, y) = \frac{1}{2} \left[1 + \tanh \left(\frac{y - y_0}{L} \right) \right] \quad (4.6)$$

Du côté de la magnétogaine, il n'y a qu'une seule population, donc l'Eq.4.6 tend vers la même valeur que l'Eq.4.2, c'est-à-dire 1. Du côté de la magnétosphère, il y a deux populations. Tout d'abord, nous fixons leurs rapports asymptotiques de densité et de température tels que $n_{hoc} \equiv n_{ih}/n_{ic} = 0.5$ et $T_{hoc} \equiv T_{ih}/T_{ic} = 500$. Ces valeurs sont choisies de manière à être cohérentes avec les observations de la magnétopause (Toledo-Redondo et al. 2015). Ensuite, nous utilisons les valeurs asymptotiques pour déterminer la température de chaque espèce, qui par hypothèse sera la même dans toute la boîte. L'équilibre de pression normalisé est donné par cette formule :

$$n_{ish}T_{ish} + n_{ih}T_{ih} + n_{ic}T_{ic} + n_eT_e + \frac{B^2}{2} = K \quad (4.7)$$

où K est une constante, fixée à $1/B_r^2$ dans notre cas. Comme dans la Sec.4.2, nous nommons n la densité totale et n_r le rapport de densité entre les deux côtés de la couche. côté magnétogaine, nous avons $n_{ish} = n = 1$ et $n_{ih} = n_{ic} = 0$. côté magnétosphère, nous avons $n_{ish} = 0$ et $n = 1/n_r = n_{ih} + n_{ic}$, donc $n_{ih}/n = n_{hoc}/(1 + n_{hoc})$ et $n_{ic}/n = 1/(1 + n_{hoc})$. À partir de ces valeurs asymptotiques et de l'Eq.4.7, nous pouvons déterminer la température de chaque population :

$$T_{ish} = \frac{K - 1/2}{1 + \theta} \quad (4.8)$$

$$T_{ic} = \frac{n_r}{1 + \theta} \left(K - \frac{1}{2B_r^2} \right) \frac{1 + n_{hoc}}{n_{hoc}T_{hoc} + 1} \quad (4.9)$$

$$T_{ih} \equiv T_{ic}T_{hoc} \quad (4.10)$$

En supposant que la température de chaque espèce d'ion est constante, nous pouvons utiliser ces valeurs pour déterminer les profils de densité des ions magnétosphériques. En utilisant $n = n_{ish} + n_{ih} + n_{ic}$, nous pouvons résoudre l'Eq.4.7 pour trouver n_{ic} et n_{ih} dans toute la boîte :

$$n_{ic}(x, y) = \frac{T_{hoc}}{1 + T_{hoc}} \left[\frac{1}{T_{ih}} \left(\frac{K - B^2/2}{1 + \theta} - n_{ish}T_{ish} \right) + n_{ish} - n \right] \quad (4.11)$$

$$n_{ih}(x, y) \equiv n - n_{ish} - n_{ic} \quad (4.12)$$

Le résultat du calcul de ces profils de densité est représenté sur la Fig.4.5. À partir de maintenant, le run sans ions froids sera nommé run **A** et le run avec ions froids, run **B**.

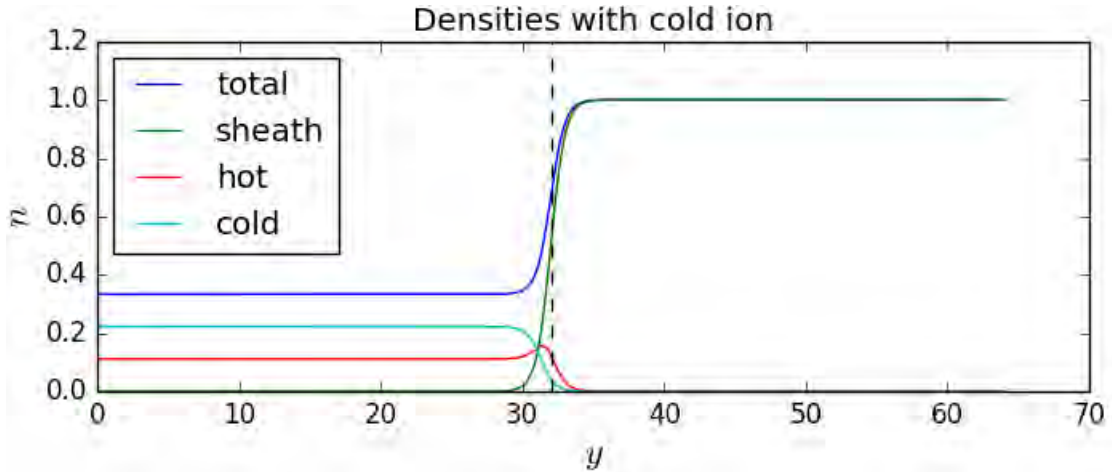


FIGURE 4.5 – Profil de densité initial de chaque espèce d’ion : les ions magnétosphériques chauds (en rouge), les ions magnétosphériques froids (en bleu clair) et les ions de la magnétogaine (en vert). La densité totale est tracée en bleu. La ligne noire verticale en pointillé donne la position en y de la perturbation initiale.

4.4.2 Comparaison des simulations avec et sans ions froids

La première chose que nous avons voulu vérifier est l’effet des ions froids en tant que population très peu énergétique (et non en tant que population très dense) sur le taux de reconnexion. Comme nous pouvons le voir sur la Fig.4.6, dans nos simulations, le taux de reconnexion ne varie pas sensiblement avec la présence d’ions froids. Autrement dit, le taux de reconnexion semble dépendre principalement des caractéristiques globales du plasma (densité totale, champ magnétique, température, etc.) et non des particularités de la distribution de vitesses des ions. De même, si nous regardons les lignes de champ magnétique dans les runs **A** (sans ions froids, Fig.4.1) et **B** (avec ions froids, Fig.4.7), nous n’observons pas de différence notable. L’évolution macroscopique de la simulation est inchangée.

La présence d’ions froids a cependant un effet sur les champs électromagnétiques. Si nous comparons le champ électrique dans la direction y dans les runs **A** et **B**, nous remarquons l’apparition d’un champ E_y négatif le long des séparatrices magnétosphériques dans le run **B**, qui semble étendre le champ électrique de Larmor au-delà de la proximité de la ligne X. Voyons maintenant si les ions froids sont liés à cette modification.

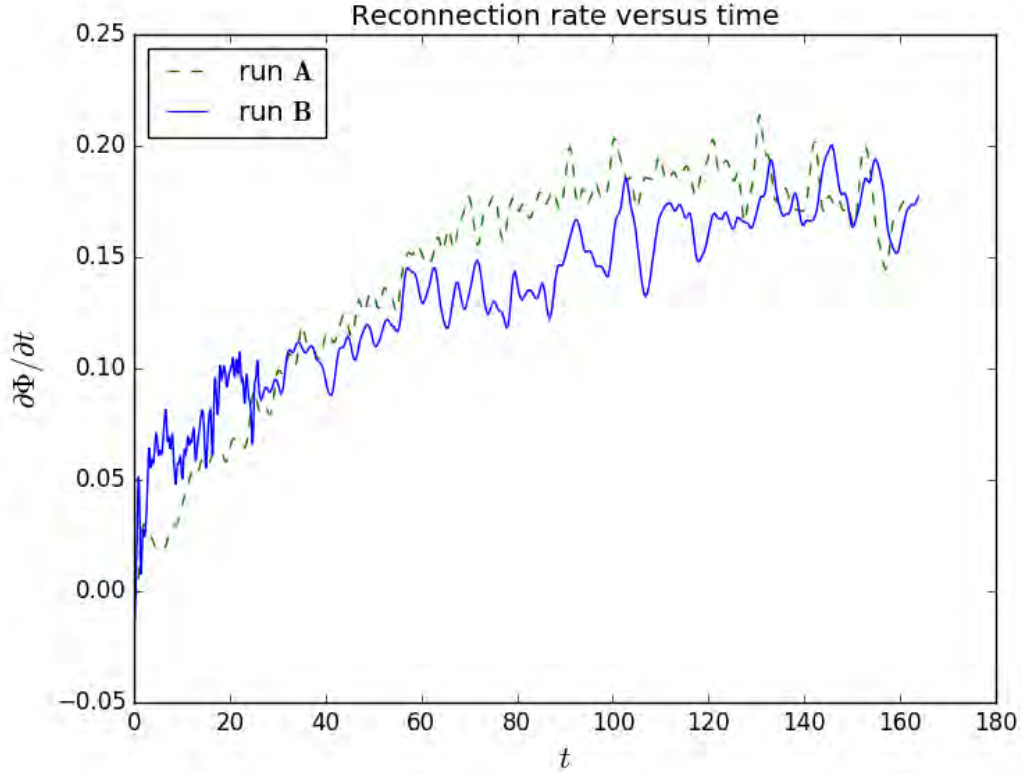


FIGURE 4.6 – Taux de reconnexion dans les deux simulations. La courbe bleue représente le run avec ions froids (run **B**) et la courbe verte en pointillé celui sans ions froids (run **A**). Le taux de reconnexion est défini comme la dérivée temporelle au point X du flux magnétique Φ .

4.4.3 Dynamique cinétique des ions froids à proximité de la ligne X

À la ligne X, tout d'abord, nous n'observons pas de différence notable entre les runs **A** et **B**. Le champ électrique de Larmor, associé aux ions de la magnétogaine, reste comparable au cas sans ions froids, ces premiers n'ayant pas connu de modifications entre les deux simulations lors de l'initialisation. Sur la Fig.4.8, nous montrons plusieurs grandeurs dans une coupe normale passant par le point X. Le graphe *a* montre la densité de chaque population. Nous pouvons voir qu'il y a des ions de la magnétogaine côté magnétosphère et des ions chauds de la magnétosphère côté magnétogaine, ce qui est cohérent avec les résultats de la Sec.4.3. Sur le graphe *b*, nous présentons la vitesse hors du plan pour chaque espèce d'ion.

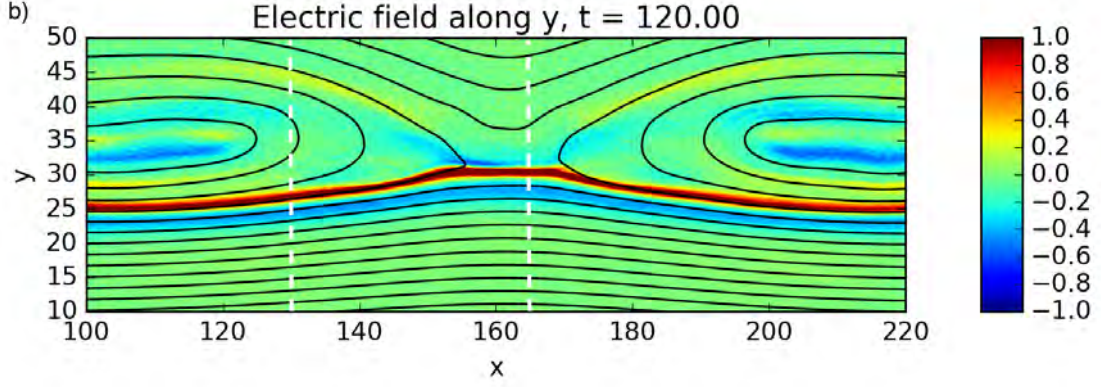


FIGURE 4.7 – Champ électrique normal E_y pour le run **B** avec ions froids. Les lignes blanches hachurées indiquent respectivement $x = 130$ et la position en x de la ligne X. L'image est obtenue après avoir moyenné le champ sur 20 temps différents compris entre $t = 119$ et $120 \omega_{ci}^{-1}$. Elle est ensuite soumise à un filtre gaussien de $\sigma = 0.25 \delta_i$ selon la direction x et de $\sigma = 0.125 \delta_i$ selon la direction y .

Comme auparavant, nous observons que la vitesse hors du plan est positive pour les ions de la magnétogaine et négative pour les ions chauds magnétosphériques dans la région du champ électrique de Larmor. Cependant, contrairement aux ions chauds magnétosphériques, les ions froids magnétosphériques ont à cet endroit une vitesse hors du plan positive. Cela est dû au fait que les ions froids sont localement gelés dans le champ magnétique et dérivent électriquement. Ceci est confirmé par le graphe *c*, qui montre la composante $-(\mathbf{u}_s \times \mathbf{B})_y$ pour chaque population. Sur ce graphe, la courbe des ions froids correspond exactement à celle du champ électrique E_y au niveau du champ de Larmor, ce qui signifie qu'ils sont gelés. Au contraire, les termes des autres populations d'ions ne correspondent pas du tout à la courbe, ce qui signifie qu'ils sont démagnétisés (voir Sec.1.3.3).

Pour étudier la contribution de chaque population au terme idéal de la loi d'Ohm, nous pouvons réécrire l'Eq.2.20 à la manière de Toledo-Redondo et al. (2015). Nous négligeons ici les variations temporelles et l'inertie des électrons :

$$\mathbf{E} = -\frac{n_{ic}}{n} \mathbf{u}_{ic} \times \mathbf{B} - \frac{n_{ih}}{n} \mathbf{u}_{ih} \times \mathbf{B} - \frac{n_{ish}}{n} \mathbf{u}_{ish} \times \mathbf{B} + \frac{1}{en} \left(\mathbf{j} \times \mathbf{B} - \nabla \cdot \vec{P}_e \right) \quad (4.13)$$

Le graphe *d* montre le terme $-n_s/n(\mathbf{u}_s \times \mathbf{B})_y$ de la loi d'Ohm pour chaque population d'ions. Nous pouvons y voir que le principal contributeur au champ électrique de Larmor (c'est-à-dire le champ électrique négatif entre les lignes pointillées) reste le terme de champ électrique idéal $\mathbf{u} \times \mathbf{B}$ associé aux ions de la magnétogaine

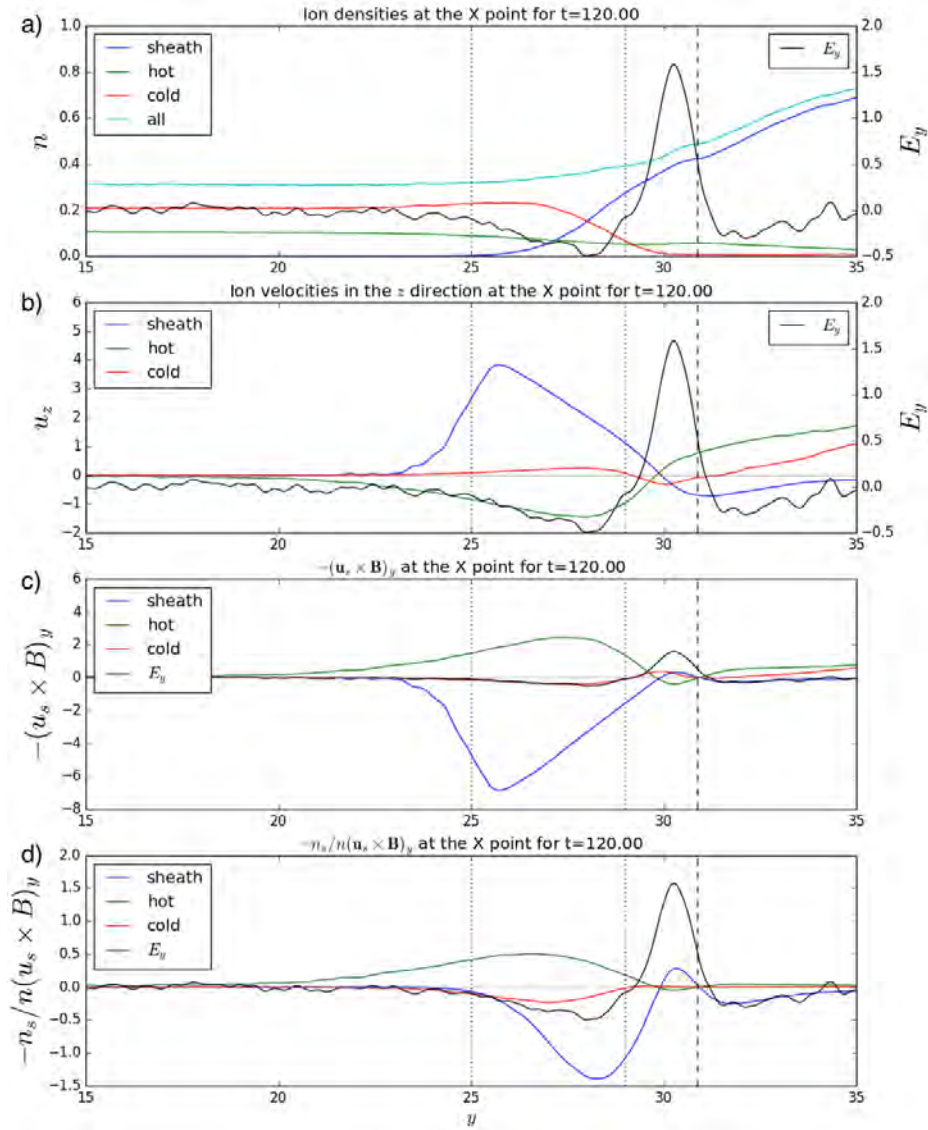


FIGURE 4.8 – Différentes grandeurs pour une coupe à la position en x de la ligne X dans le run \mathbf{B} à $t = 120 \omega_{ci}^{-1}$. Les courbes sont obtenues après lissage avec un filtre gaussien 2D de $\sigma = 1.5 \delta_i$ selon la direction x et $\sigma = 0.125 \delta_i$ selon la direction y . Le champ électrique normal E_y est tracé en noir sur chaque graphe. La ligne verticale pointillée représente la position du point X en y . Les lignes pointillées verticales donnent arbitrairement les limites du champ électrique de Larmor. (a) - Densité de chaque espèce d'ion et densité totale. (b) - Vitesse hors du plan de chaque espèce d'ion. (c) - terme $-\mathbf{u}_s \times \mathbf{B}$ de chaque espèce d'ion dans la direction normale. (d) - terme $-n_s/n \mathbf{u}_s \times \mathbf{B}$ de chaque espèce d'ion dans la direction normale.

(courbe bleue). Cependant, nous remarquons également une contribution non négligeable des ions froids (courbe rouge). En raison de leur dérive dans le champ électrique de Larmor (où ils demeurent magnétisés), ils acquièrent une contribution négative au champ électrique, qui est opposée à celle, positive, des ions chauds magnétosphériques. Pour conclure, proche de la ligne X le champ électrique de Larmor continue d'exister et découle des mêmes processus dynamiques que dans le cas sans ions froids, c'est-à-dire qu'il provient de la cinétique des ions de la magnétogaine. Les ions froids, dont la densité chute localement, ne contribuent que faiblement au champ électrique de Larmor.

4.4.4 Dynamique cinétique avec et sans ions froids loin de la ligne X

Initialement, ce qui rend le champ électrique de Larmor intéressant est sa position à proximité de la ligne X (Malakit et al. 2013), car cela implique que nous pouvons nous en servir comme signature du site de reconnexion magnétique. Cependant, comme nous pouvons le voir sur la Fig.4.7, dans le cas de la simulation avec ions froids, cette signature n'est pas située exclusivement à la ligne X. Loin de la ligne X, la magnétopause est élargie par la reconnexion, rendant impossible le rebond des ions de la magnétogaine qui, comme montré dans la Sec.4.3, créent le champ de Larmor. Il doit donc exister un autre mécanisme, lié à la présence des ions froids, qui explique la présence de ce champ le long de la séparatrice magnétosphérique. Dans ce qui suit, nous regarderons plus en détail les différences entre les cas avec et sans ions froids et nous montrerons pourquoi un champ électrique E_y négatif apparaît à proximité de la séparatrice magnétosphérique en présence d'ions froids.

Cas sans ions froids

Considérons tout d'abord le cas sans ions froids et regardons les termes de la loi d'Ohm (Eq.2.20) loin de la ligne X à $x = 130$. Pour simplifier l'analyse, nous négligerons certains termes. Le processus de reconnexion étant dans un état supposé stationnaire, le terme $\partial \mathbf{u} / \partial t$ est négligeable. De même, le terme $(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u}$ peut être négligé, à l'exception de la proximité immédiate du point X, où l'inertie des électrons permet leur découplage avec le champ magnétique (Hesse et al. 2014; Dargent et al. 2016). La loi d'Ohm simplifiée peut se réécrire ainsi :

$$\mathbf{E} = -\mathbf{u}_i \times \mathbf{B} + \frac{1}{en} \left(\mathbf{j} \times \mathbf{B} - \nabla \cdot \overrightarrow{P}_e \right) \quad (4.14)$$

La Fig.4.9 présente ces termes le long d'une coupe de la magnétopause dans la direction normale y , ainsi que le champ électrique E_y , loin de la ligne X pour $x =$

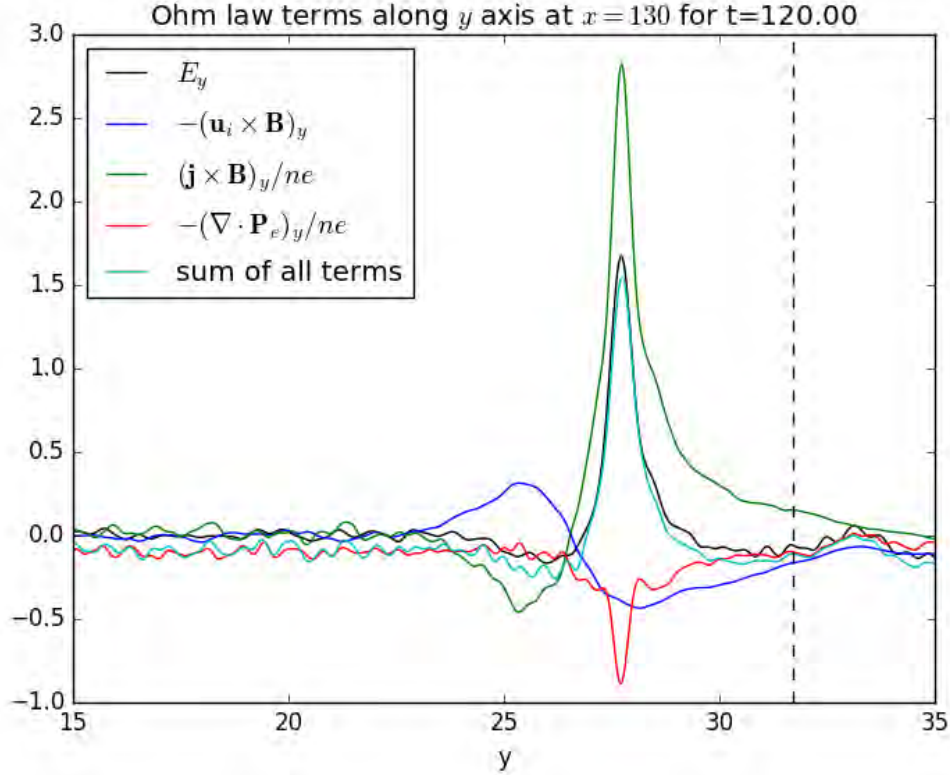


FIGURE 4.9 – Les différents termes de la loi d’Ohm à la $x = 130 \delta_i$ pour le run **A** sans ions froids. La ligne noire verticale en pointillé donne la position en y de la ligne X. L’image est obtenue après avoir moyenné les termes sur 20 temps différents compris entre $t = 119$ et $120 \omega_{ci}^{-1}$. Elle est ensuite soumise à un filtre gaussien de $\sigma = 2.5 \delta_i$ dans la direction x et de $\sigma = 0.125 \delta_i$ dans la direction y .

130. Nous notons tout d’abord que le terme de pression $\nabla \cdot \vec{P}_e/ne$ est négligeable quasiment partout. Ensuite, nous pouvons remarquer que pour $y \sim 25$ (c’est-à-dire l’emplacement juste à proximité du pic du champ électrique de Hall, côté magnétosphère) le terme $-\mathbf{u}_i \times \mathbf{B}$ est positif et n’équilibre pas le champ électrique (négatif), contrairement à ce qui se passe à la ligne X sur la Fig.4.2. Même si la distribution en forme de croissant des ions de la magnétogaine loin de la ligne X (Fig.4.10b) ressemble à celle que nous observons à la ligne X (Fig.4.3b), nous remarquerons que les ions de la magnétogaine que nous observons à cet endroit ne rebondissent pas entre des lignes de champs magnétiques antisymétriques, comme c’est le cas avec les orbites de Speiser, mais se contentent de tourner autour des

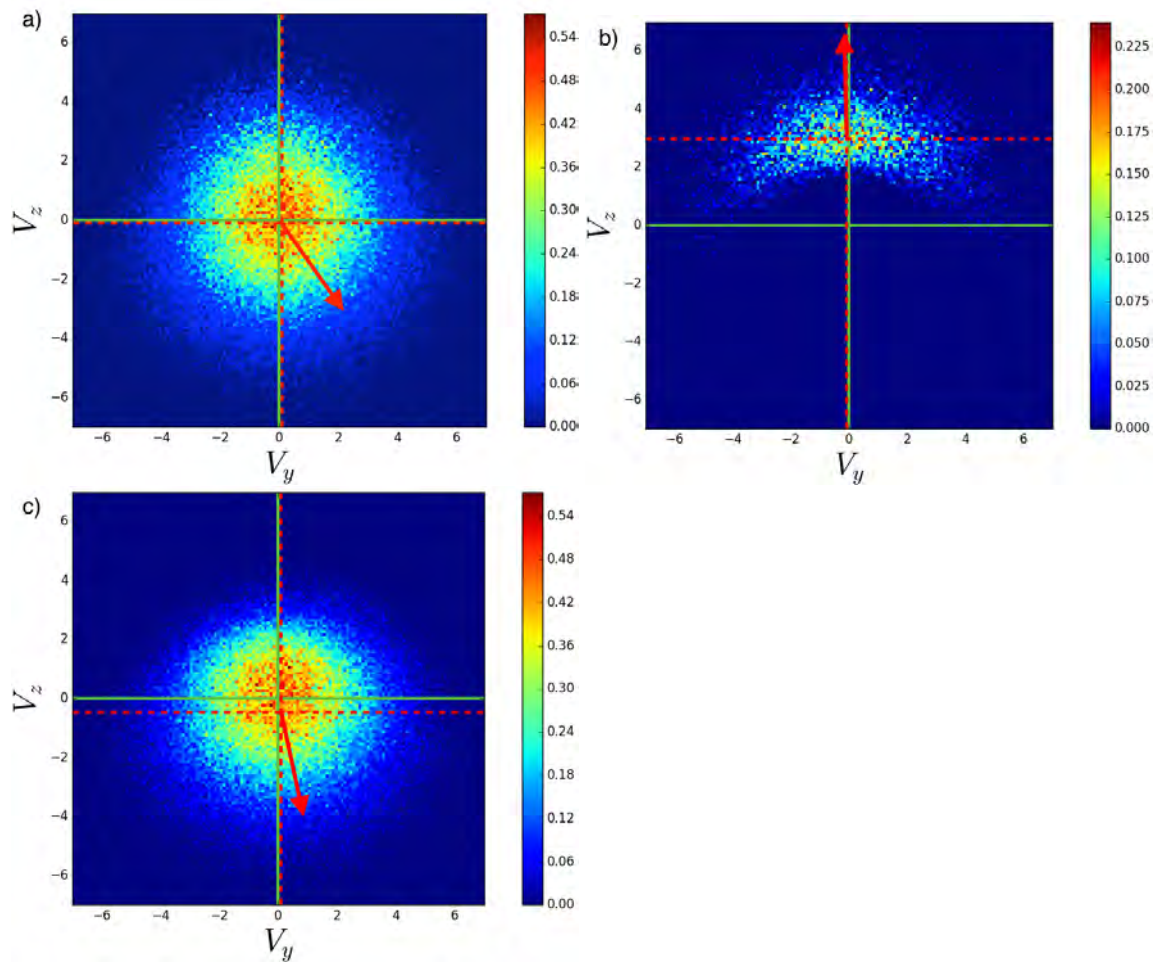


FIGURE 4.10 – Fonctions de distributions des ions proches de la séparatrice, côté magnétosphère de la couche, et loin de la ligne X (voir la boîte blanche de gauche sur la Fig.4.1). Les particules sont prises pour $x \in [130., 135.]\delta_i$ et $y \in [25.5, 26.5]\delta_i$. Les distributions sont montrées pour des vitesses normales par rapport à hors du plan, c'est-à-dire le plan (v_y, v_z) . Elles sont calculées comme la somme du poids statistique de chaque particule comprises dans la boîte $(\delta v_y, \delta v_z)$ de l'espace des vitesses, avec $\delta v_y = \delta v_z = 0.1$. Les lignes vertes donnent l'origine. Les lignes rouges pointillées donnent la position de la vitesse moyenne de la distribution. La flèche rouge montre la direction de la vitesse moyenne. (a) Distribution totale des ions. (b) Distribution des ions originaire de la magnétogaine. (c) Distribution des ions originaire de la magnétosphère. Les ions originaires de la magnétogaine et de la magnétosphère représentent respectivement 9,94 % et 90,06 % de la densité d'ions dans la boîte.

lignes de champ magnétique. Les ions originaires de la magnétogaine représentent dans ce cas une proportion moindre des ions dans la distribution (9.94% pour la Fig.4.10) en comparaison du cas à la ligne X (22.84% pour la Fig.4.3) où les orbites de Speiser permettent à davantage d'ions de la magnétogaine d'atteindre le côté magnétosphère. Au contraire, la distribution des ions magnétosphériques est sensiblement la même entre les cas à $x = 130$ (Fig.4.10c) et proche de la ligne X (Fig.4.3c). La conséquence de ces différences cinétiques est que la vitesse hors du plan est cette fois-ci dominée par les ions de la magnétosphère, est négative et $\mathbf{u}_i \times \mathbf{B}$ est localement positif, contrairement à ce qui se passe à la ligne X. Le champ électrique sous la ligne X à $y \approx 25$ est quand à lui négatif et bien plus faible qu'à la ligne X, comme nous pouvons le voir sur la Fig.4.1. Ce champ diminue à mesure que nous nous éloignons de la ligne X. En regardant la Fig.4.9, il est clair que le terme de champ électrique idéal positif ($\mathbf{u}_i \times \mathbf{B}$) est principalement contrebalancé par le terme Hall ($\mathbf{j} \times \mathbf{B}$), c'est-à-dire :

$$(\mathbf{u}_i \times \mathbf{B})_y \approx \frac{1}{en} (\mathbf{j} \times \mathbf{B})_y \quad (4.15)$$

L'Eq.4.14 peut aussi être réécrite pour les ions, en négligeant le terme d'inertie :

$$E_y = -(\mathbf{u}_i \times \mathbf{B})_y + \frac{1}{en} \left(\nabla \cdot \vec{P}_i \right)_y \quad (4.16)$$

Étant donné que $E_y \approx 0$ pour $y \sim 25$, nous obtenons de l'Eq.4.16 :

$$(\mathbf{u}_i \times \mathbf{B})_y \approx \frac{1}{en} \left(\nabla \cdot \vec{P}_i \right)_y \quad (4.17)$$

Notez que ce résultat est cohérent avec une dérive diamagnétique (Sec.1.3.2).

Dans cette région proche de la séparatrice, côté magnétosphère, le terme de champ électrique idéal ($\mathbf{u}_i \times \mathbf{B}$) équilibre à peu près le terme de pression. Nous montrerons dans la suite que les ions originaires de la magnétogaine et les ions chauds originaires de la magnétosphère ont globalement le même comportement dans le cas avec ions froids.

Cas avec ions froids

Nous regardons maintenant au même endroit dans le run \mathbf{B} , en présence d'ions froids magnétosphériques. Dans la Fig.4.11, nous pouvons voir les mêmes grandeurs que dans la Fig.4.8, toujours loin de la ligne X pour $x = 130$ δ_i . Sur le graphe 4.11a, nous pouvons voir que dans toute la zone de champ magnétique négatif (entre les lignes pointillées), les ions froids magnétosphériques représentent plus des deux tiers de la densité totale. Quant aux ions originaires de la magnétogaine, ils sont

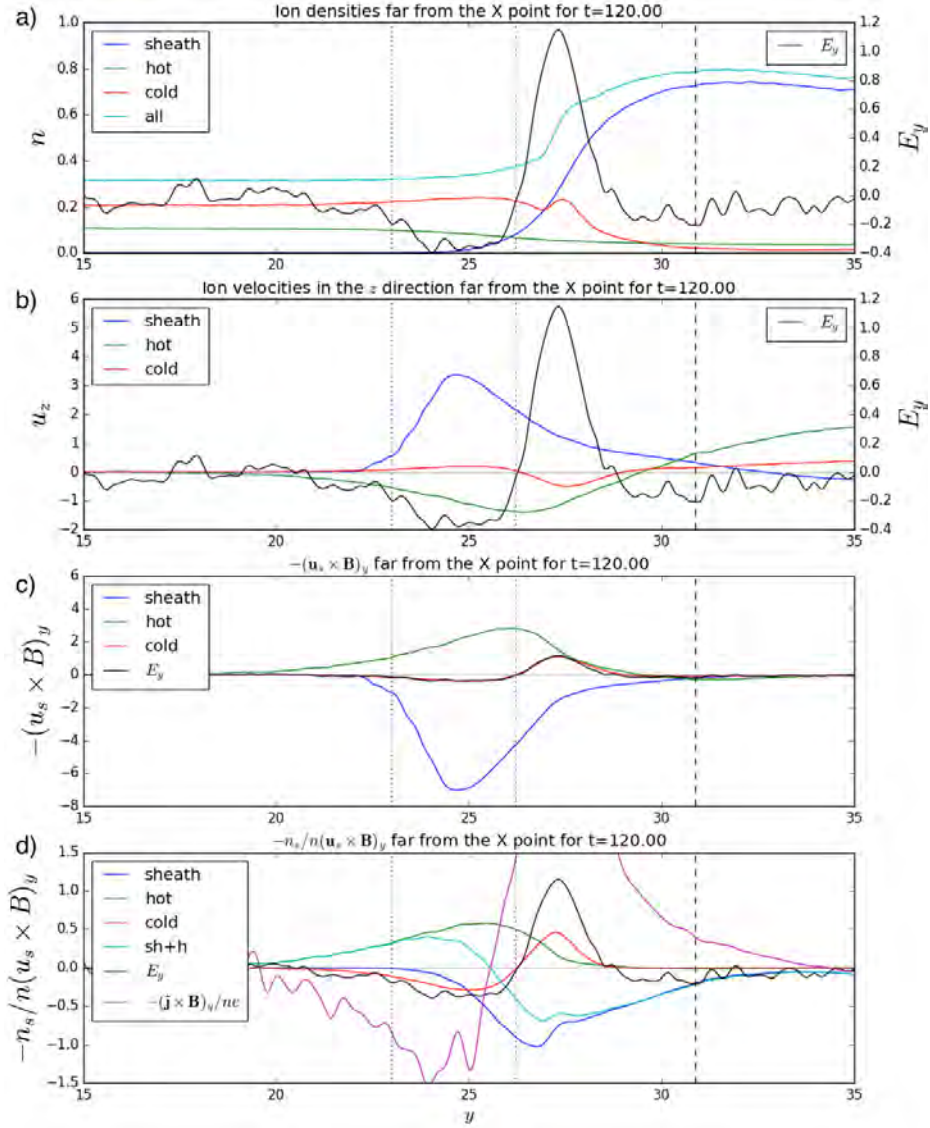


FIGURE 4.11 – Différentes grandeurs pour une coupe loin de la ligne X ($x = 130 \delta_i$) dans le run \mathbf{B} à $t = 120 \omega_{ci}^{-1}$. Les courbes sont obtenues après lissage avec un filtre gaussien 2D de $\sigma = 1.5 \delta_i$ dans la direction x et $\sigma = 0.125 \delta_i$ dans la direction y . Le champ électrique normal E_y est tracé en noir sur chaque graphe. La ligne hachurée verticale représente la position du point X en y . Les lignes pointillées verticales donnent arbitrairement les limites du champ électrique de Larmor. (a) - Densité de chaque espèce d'ion et densité totale. (b) - Vitesse hors du plan de chaque espèce d'ion. (c) - terme $-\mathbf{u}_s \times \mathbf{B}$ de chaque espèce d'ion dans la direction normale. (d) - terme $-n_s/n \mathbf{u}_s \times \mathbf{B}$ de chaque espèce d'ion dans la direction normale.

quasiment absents de cet endroit, comme déjà montré précédemment pour le run **A**. Le graphe 4.11b montre les mêmes signatures que la Fig.4.8b : les ions de la magnétogaine ont une vitesse hors du plan positive et les ions chauds magnétosphériques une vitesse hors du plan négative. Les ions froids magnétosphériques, cependant, contribuent avec une petite vitesse positive hors du plan. L'explication demeure la même qu'auparavant : comme montré dans le graphe 4.11c, les ions froids sont gelés dans le champ magnétique et y dérivent électriquement, tandis que les autres populations d'ions sont localement démagnétisées.

L'équation de la dynamique des ions peut s'écrire :

$$E_y = -\frac{n_d}{n}(\mathbf{u}_d \times \mathbf{B})_y - \frac{n_{ic}}{n}(\mathbf{u}_{ic} \times \mathbf{B})_y + \frac{1}{en} \left(\nabla \cdot \vec{P}_i \right)_y \quad (4.18)$$

où l'indice d renvoie aux ions démagnétisés de la magnétosphère comme de la magnétogaine ($d=ish+ih$). Comme montré dans l'annexe de ce chapitre, la contribution des ions froids au terme de pression des ions est négligeable, ce qui permet d'écrire :

$$\left(\nabla \cdot \vec{P}_i \right)_y = \left(\nabla \cdot \vec{P}_d \right)_y \quad (4.19)$$

Le graphe 4.11d montre la contribution relative de chaque population au champ électrique. Nous remarquons que la contribution des ions froids correspond assez bien au champ électrique dans la zone de champ électrique négative (c'est-à-dire entre les lignes pointillées). D'autre part, la contribution des ions démagnétisés (ions chauds magnétosphériques et ions de la magnétogaine, courbe bleu clair) est qualitativement la même que la contribution $-\mathbf{u}_i \times \mathbf{B}$ dans la Fig.4.9. L'Eq.4.15 est donc vérifiée, mais pour les ions démagnétisés seulement : le terme Hall (courbe violette dans la Fig.4.11d) compense la contribution des ions démagnétisés (courbe bleu clair). De même que dans le cas sans ions froids, l'Eq.4.17 est vérifiée. L'Eq.4.18 peut donc être séparée en deux équations :

$$E_y \approx -\frac{n_{ic}}{n}(\mathbf{u}_{ic} \times \mathbf{B})_y \quad (4.20)$$

$$-\frac{n_d}{n}(\mathbf{u}_d \times \mathbf{B})_y \approx \frac{1}{en} \left(\nabla \cdot \vec{P}_d \right)_y \quad (4.21)$$

L'Eq.4.20 signifie que le champ électrique est associé à la dérive des ions froids dans le champ électrique, comme le montre les courbes rouge et noire de la Fig.4.11d. L'Eq.4.21 découle alors simplement de l'Eq.4.18, de l'Eq.4.19 et de l'Eq.4.20. Quand nous la multiplions par n/n_d , elle devient identique à l'Eq.4.17, mais pour les ions démagnétisés seulement. Le fait que les ions dérivent électriquement n'explique cependant pas dans ce cas pourquoi il y a initialement un champ

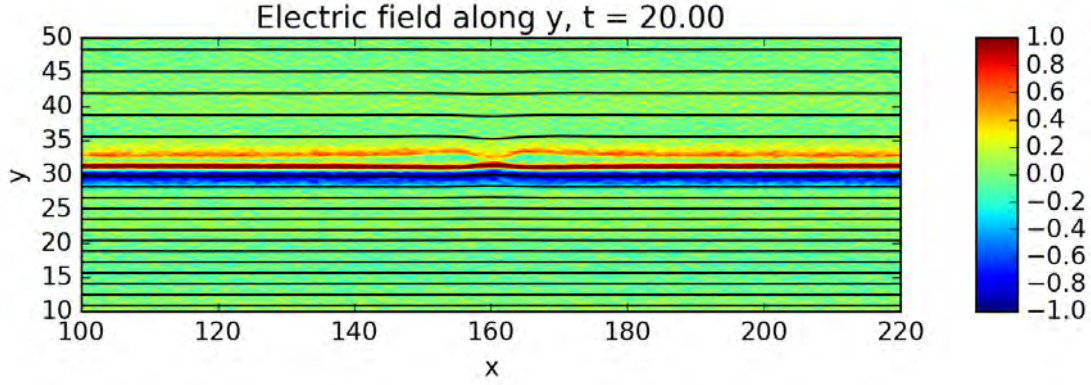


FIGURE 4.12 – Champ électrique normal E_y dans la boîte pour le run **A** sans ions froids pour un temps plus proche du début de la simulation. L’image est obtenue après avoir moyenné temporellement sur 3 fichiers compris entre $t = 19$ and $20 \omega_{ci}^{-1}$ et lissé le résultat 2D avec un filtre gaussien de $\sigma = 0.25 \delta_i$ selon la direction x et de $\sigma = 0.125 \delta_i$ selon la direction y .

électrique. Pour comprendre pourquoi nous avons un champ électrique ici et pas dans le run **A**, il faut regarder au début de la simulation. Dans les deux runs **A** et **B**, nous remarquons la présence initiale d’un champ électrique négatif tout du long de la couche, côté magnétosphère (Fig.4.12 pour $t = 20 \omega_{ci}^{-1}$). En effet, au début, la couche frontière est fine partout. Par conséquent, les ions de la magnétogaine sont capables de rebondir (façon Speiser) entre les lignes de champs de la magnétosphère et de la magnétogaine tout du long de la couche de courant. Comme expliqué dans la Sec.4.3, ces ions sont associés à une vitesse moyenne hors du plan positive et à un champ électrique négatif : le champ électrique de Larmor. Dans le run **A** sans ions froids, cette dynamique de rebond disparaît partout excepté à la ligne X, en raison de la couche de courant qui s’élargit partout sauf à cet emplacement. Dans les autres régions, les ions sont démagnétisés. Leur comportement cinétique conduit à l’Eq.4.17 d’un point de vue fluide. En conséquence, le champ électrique s’estompe partout sauf à la ligne X. Dans le run **B**, les ions chauds magnétosphériques et les ions originaires de la magnétogaine se comportent de façon similaire, ce qui signifie que leurs moments satisfont à l’Eq.4.17. Les ions froids, pour leur part, ont un rayon de Larmor bien plus petit que la largeur initiale de ce champ électrique et, par conséquent, ils dérivent à l’intérieur. Ils contribuent cependant à la loi d’Ohm à travers leur terme idéal et par conséquent maintiennent le champ électrique. Ce champ n’a pour sa part que peu d’effet sur les ions issus de la magnétogaine et les ions chauds magnétosphériques, dont le rayon de Larmor est large en comparaison. Par conséquent, ces derniers se comportent comme

dans le run **A**. Il est intéressant de noter que l'intensité de ce champ électrique dépendra fortement de la contribution des ions froids à la densité totale. En effet, sur le graphe 4.11d la principale contribution des ions froids au champ électrique vient du terme $-n_{ic}/n(\mathbf{u}_{ic} \times \mathbf{B})_y$, selon l'Eq.4.20. Mais les ions froids sont gelés dans le champ, ce qui signifie :

$$E_y = -(\mathbf{u}_{ic} \times \mathbf{B})_y \lesssim -\frac{n_{ic}}{n}(\mathbf{u}_{ic} \times \mathbf{B})_y \quad (4.22)$$

Donc pour satisfaire à la fois l'Eq.4.20 et l'Eq.4.22, il faut $n_{ic}/n \approx 1$. Nous pouvons en conclure que pour qu'un champ électrique soit maintenu loin de la ligne X, il faut une densité relative d'ions froids importante. Si $n_{ic}/n \ll 1$, nous retrouvons le cas du run **A**, sans champ électrique loin de la ligne X. Notons d'ailleurs que dans le run **A**, ledit champ E_y ne disparaît pas totalement, même loin de la ligne X (voir Fig.4.9), ce qui est probablement lié, au moins partiellement, aux ions de basse énergie. Ces derniers sont peu nombreux, mais doivent se comporter comme les ions froids du run **B**.

4.5 Résumé et discussion

Le plasma magnétosphérique à la magnétopause est un mélange de plusieurs populations. En particulier, des espèces de basse énergie venant de l'ionosphère peuvent parfois représenter une part importante de la densité, voir devenir largement dominants. Jusqu'à maintenant, l'effet des ions froids sur la reconnexion magnétique asymétrique n'a été étudié qu'à travers des observations, à l'exception de leur apport de masse qui fut également étudié via des simulations MHD (Borovsky et al. 2008).

Dans ce chapitre, nous avons présenté des simulations PIC de reconnexion magnétique asymétrique avec et sans ions froids du côté magnétosphérique. Les conditions initiales des deux simulations possèdent les mêmes densités totales, température totale et champ magnétique. Leur seule différence est la distribution de vitesse des ions magnétosphériques. Le run sans ions froids n'a qu'une seule population d'ion du côté de la magnétosphère. Le run avec ions froids est quand à lui initialisé avec deux populations du côté de la magnétosphère : une chaude et une froide, avec un rapport de température de 500 et un rapport de densité de 0,5. Nous avons observé que la présence d'ions froids a fait apparaître un champ électrique le long des séparatrices magnétosphériques semblable au champ électrique de Larmor (Malakit et al. 2013), situé uniquement à proximité de la ligne X de reconnexion magnétique.

Nous avons tout d'abord étudié les mécanismes sous-jacents au champ électrique de Larmor. Ce dernier est un champ électrique normal à la magnétopause,

situé à proximité de la ligne X du côté magnétosphère de la magnétopause. Nous avons regardé indépendamment les ions de la magnétosphère et de la magnétogaine dans la simulation sans ions froids. À l'aide de diagnostics sur des particules test et des distributions de particules, nous avons montré que l'origine de ce champ électrique était purement cinétique. Il provient du rebond des ions de la magnétogaine, dense, du côté magnétosphérique, peu dense, dans la zone de retournement du champ magnétique. Leur demi-tour apparaît sous la forme d'une vitesse moyenne hors du plan qui, couplée au champ magnétique plus intense côté magnétosphère, est associée à un champ électrique. Ce phénomène est la conséquence d'avoir une couche frontière fine séparant des plasmas asymétriques avec un retournement de champ magnétique. Le retournement, local et abrupt, du champ magnétique conduit les particules à adopter des orbites de type Speiser et, par conséquent, ces particules peuvent s'enfoncer plus loin de l'autre côté de la couche frontière. L'asymétrie fait que l'espèce la plus dense est davantage susceptible de créer une vitesse moyenne de l'autre côté de la couche (avec une distribution en forme de croissant). À l'emplacement du site de reconnexion magnétique, ces deux conditions sont remplies, ce qui en fait un l'emplacement privilégié pour trouver un champ électrique de Larmor.

Nous avons analysé la simulation avec ions froids et nous avons montré qu'il existe dans ce cas un champ électrique semblable au champ électrique de Larmor, mais présent tout du long des séparatrices et pas seulement à proximité de la ligne X. Nous avons montré que les ions froids sont responsables de l'existence de ce champ électrique allongé. En raison de leur faible température, ces ions sont gelés dans le champ électrique : ils dérivent électriquement. De plus, au début de la simulation, la couche de courant était fine partout, donc un champ électrique de Larmor est apparu tout du long des séparatrices dans les deux runs. Les ions froids dérivent électriquement dans ce champ électrique de Larmor "primitif". Grâce à leur contribution majoritaire à la densité, les ions froids sont à partir de là capable de maintenir ce champ électrique une fois que la couche est devenu trop large pour autoriser un champ électrique de Larmor issu des orbites de Speiser. Ce résultat montre que les ions froids peuvent affecter la structure du champ électrique à des échelles inférieures à celles des ions magnétosphériques et magnétogaines. Il remet également en cause l'utilité du champ électrique de Larmor pour la détection de sites de reconnexion magnétique, comme ce fut fait notamment par Koga et al. (2014).

Dans ce travail, nous nous sommes concentrés sur l'effet qu'a un plasma magnétosphérique avec deux populations, une chaude et une froide, tout en conservant les mêmes propriétés fluides que dans la simulation sans ions froids. Toutefois, dans les données, la présence d'ions froids tend généralement à augmenter la densité totale, en particulier dans le cas des plumes plasmasphériques. Des travaux

à venir s'intéresseront aux effets combinés de la température et de la densité des ions froids sur la reconnexion magnétique (voir chapitre 6).

Annexes de chapitre

Nous nous intéressons ici à la zone située entre les lignes pointillées de la Fig.4.11 et nous montrons que, localement, $\nabla \cdot \vec{P}_i = \nabla \cdot \vec{P}_d$ selon la direction y . Cette démonstration repose sur deux hypothèses qui doivent être vérifiées localement :

1. les termes d'inertie de la loi d'Ohm sont négligeables, c'est-à-dire $(\mathbf{u}_{i/e} \nabla) \cdot \mathbf{u}_{i/e} = 0$.
2. $\left(\nabla \cdot \vec{P}_e \right)_y = 0$

Dans notre cas, ces deux conditions sont remplies entre les lignes pointillées. De plus, les espèces sont gelées dans les champs avec la même vitesse perpendiculaire, donc $\mathbf{u}_e \times \mathbf{B} = \mathbf{u}_{ic} \times \mathbf{B}$.

Tout d'abord, déduisons quelques relations à partir de ces hypothèses. Sachant que $\mathbf{u}_i = (n_{ic}\mathbf{u}_{ic} + n_d\mathbf{u}_d)/n$ et $\mathbf{u}_e \times \mathbf{B} = \mathbf{u}_{ic} \times \mathbf{B}$, nous obtenons :

$$\mathbf{j} \times \mathbf{B} = en (\mathbf{u}_i - \mathbf{u}_e) \times \mathbf{B} \quad (4.23)$$

$$= en_d(\mathbf{u}_d - \mathbf{u}_e) \times \mathbf{B} \quad (4.24)$$

Grâce à ces deux suppositions, nous pouvons localement simplifier la loi d'Ohm :

$$E_y = -(\mathbf{u}_i \times \mathbf{B})_y + \frac{1}{en} \left(\nabla \cdot \vec{P}_i \right)_y \quad (4.25)$$

et

$$E_y = -(\mathbf{u}_i \times \mathbf{B})_y + \frac{1}{en} (\mathbf{j} \times \mathbf{B})_y \quad (4.26)$$

Par identification de l'Eq.4.25 et de l'Eq.4.26, nous obtenons :

$$(\mathbf{j} \times \mathbf{B})_y = \left(\nabla \cdot \vec{P}_i \right)_y \quad (4.27)$$

Dans un second temps, nous appliquons le principe fondamental de la dynamique à toutes les espèces d'ions :

$$nm_i \frac{d\mathbf{u}_i}{dt} = -\nabla \cdot \vec{P}_i + n(\mathbf{E} + \mathbf{u}_i \times \mathbf{B}) \quad (4.28)$$

$$n_d m_i \frac{d\mathbf{u}_d}{dt} = -\nabla \cdot \vec{P}_d + n_d(\mathbf{E} + \mathbf{u}_d \times \mathbf{B}) \quad (4.29)$$

$$n_{ic} m_i \frac{d\mathbf{u}_{ic}}{dt} = -\nabla \cdot \vec{P}_{ic} + n_{ic}(\mathbf{E} + \mathbf{u}_{ic} \times \mathbf{B}) \quad (4.30)$$

Grâce à une hypothèse de stationnarité et en négligeant l'inertie selon la direction y , nous obtenons :

$$0 = - \left(\nabla \cdot \vec{P}_i \right)_y + n(E_y + (\mathbf{u}_i \times \mathbf{B})_y) \quad (4.31)$$

$$0 = - \left(\nabla \cdot \vec{P}_d \right)_y + n_d(E_y + (\mathbf{u}_d \times \mathbf{B})_y) \quad (4.32)$$

$$0 = - \left(\nabla \cdot \vec{P}_{ic} \right)_y + n_{ic}(E_y + (\mathbf{u}_{ic} \times \mathbf{B})_y) \quad (4.33)$$

Nous en déduisons :

$$\left(\nabla \cdot \vec{P}_d \right)_y = \frac{n_d}{n} \left(\nabla \cdot \vec{P}_i \right)_y - n_d((\mathbf{u}_i - \mathbf{u}_d) \times \mathbf{B})_y \quad (4.34)$$

$$\left(\nabla \cdot \vec{P}_{ic} \right)_y = \frac{n_{ic}}{n} \left(\nabla \cdot \vec{P}_i \right)_y - n_{ic}((\mathbf{u}_i - \mathbf{u}_{ic}) \times \mathbf{B})_y \quad (4.35)$$

Travaillons tout d'abord avec l'Eq.4.35. Nous supposons que $\mathbf{u}_e \times \mathbf{B} = \mathbf{u}_{ic} \times \mathbf{B}$, donc, en utilisant l'Eq.4.23, nous obtenons $(\mathbf{u}_i - \mathbf{u}_{ic}) \times \mathbf{B} = (\mathbf{j} \times \mathbf{B})/n$. Si nous injectons cela dans l'Eq.4.35, nous obtenons grâce à l'Eq.4.27 :

$$\left(\nabla \cdot \vec{P}_{ic} \right)_y = \frac{n_{ic}}{n} \left(\nabla \cdot \vec{P}_i \right)_y - \frac{n_{ic}}{n}(\mathbf{j} \times \mathbf{B})_y = 0 \quad (4.36)$$

Suivant le même esprit, si nous injectons l'Eq.4.24 dans l'Eq.4.34, nous obtenons :

$$\left(\nabla \cdot \vec{P}_d \right)_y = \frac{n_d}{n} \left(\nabla \cdot \vec{P}_i \right)_y - n_d((\mathbf{u}_i - \mathbf{u}_e) \times \mathbf{B})_y + (\mathbf{j} \times \mathbf{B})_y \quad (4.37)$$

$$= \frac{n_d}{n} \left(\nabla \cdot \vec{P}_i \right)_y - \frac{n_d}{n}(\mathbf{j} \times \mathbf{B})_y + (\mathbf{j} \times \mathbf{B})_y \quad (4.38)$$

$$= (\mathbf{j} \times \mathbf{B})_y \quad (4.39)$$

$$= \left(\nabla \cdot \vec{P}_i \right)_y \quad (4.40)$$

Nous avons montré par ces calculs que tant que les hypothèses initiales sont vérifiées, le gradient de pression des ions démagnétisés est égal à celui de tous les ions. Ce résultat est confirmé par la simulation, comme nous pouvons le voir sur la Fig.4.13, où les deux gradients sont égaux dans la région d'intérêt (entre les lignes pointillées). Cela signifie que le gradient d'une population d'ions magnétisés doit être négligeable en comparaison de celui d'ions démagnétisés.

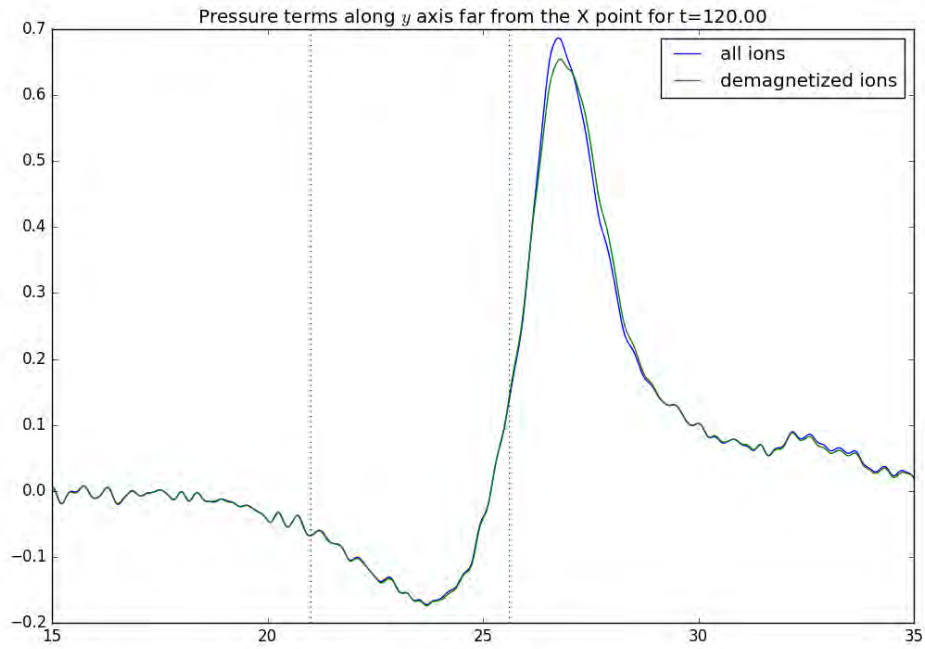


FIGURE 4.13 – Gradient de pression à $x = 130 \delta_i$ pour tous les ions (courbe bleu) et pour les seuls ions démagnétisés (c'est-à-dire les ions chauds magnétosphériques et les ions magnétogaines, courbe verte). Les lignes pointillées verticales donnent arbitrairement les limites de la région du champ électrique négatif. L'image est obtenue après avoir moyenné temporellement le gradient de pression sur 20 fichiers compris entre $t = 19$ and $20 \omega_{ci}^{-1}$ et lissé le résultat 2D avec un filtre gaussien.

Chapitre 5

Signatures des ions froids le long des séparatrices magnétosphériques

Sommaire

5.1	Introduction	132
5.2	Signatures des ions froids	133
5.2.1	Régions de raréfaction et de compression des ions froids	133
5.2.2	Effet de rayon de Larmor fini : signature en forme de croissant	135
5.2.3	Comparaison des fonctions de distributions pour les différentes populations	142
5.2.4	Chauffage parallèle des ions froids aux séparatrices	144
5.3	Discussion	150
5.4	Conclusion	151

5.1 Introduction

Du fait de leur faible température (moins de 100 eV), les ions froids sont difficiles à identifier, car souvent situés en-dessous de la limite de détection en énergie des instruments. Ils deviennent généralement observables à la magnétopause grâce au mouvement de cette dernière, qui les accélère (Sauvaud et al. 2001). Cette accélération se couple souvent à un chauffage, encore mal compris, qui les rend difficiles à distinguer des autres ions, en particulier ceux de la magnétogaine dans le jet. Au cours de ce travail, nous avons cherché à identifier avec des simulations

numériques des signatures propres aux ions froids à la magnétopause au cours du processus de reconnexion. Parce qu'ils sont présent du côté de la magnétosphère, les signatures associées aux ions froids sont principalement observées le long de la séparatrice magnétosphérique au cours de la reconnexion magnétique à la magnétopause. Grâce à la résolution temporelle des instruments FPI (Pollock et al. 2016) à bord de la mission MMS, ces signatures sont aujourd'hui potentiellement observables.

Outre l'identification de signatures, nous nous sommes également penchés dans ce travail sur le mécanisme de chauffage des ions froids à la magnétopause. Sachant que la majorité des ions froids pénètre le jet en passant non pas par la région de diffusion, mais à travers les séparatrices magnétosphériques (voir la Sec.5.2.1), il doit exister un mécanisme de chauffage apparemment quasi-systématique (Toledo-Redondo et al. 2016b; Divin et al. 2016). Nous nous sommes donc penchés sur ce mécanisme de chauffage des ions froids le long des séparatrices magnétosphériques. Pour cette étude, nous avons utilisé la simulation cinétique avec ions froids décrite dans le chapitre 4. Nous développons dans cette section plusieurs signatures et comportements particuliers propres aux ions froids. Tout d'abord, dans la Sec.5.2.1, nous présentons le comportement fluide général des ions froids à proximité de la magnétopause. Nous notons une raréfaction des ions froids proche de la région de diffusion, ainsi qu'au contraire une compression le long des séparatrices. Dans la Sec.5.2.2, nous présentons une signature inédite, associée à un effet de rayon de Larmor fini des ions froids aux séparatrices. Dans la Sec.5.2.3, nous effectuons une comparaison des fonctions de distributions des ions froids avec celles des autres populations d'ions, pour différentes positions à travers la séparatrice. Dans la Sec.5.2.4, enfin, nous étudions le chauffage parallèle des ions froids observé à la séparatrice.

5.2 Signatures des ions froids

5.2.1 Régions de raréfaction et de compression des ions froids

Du fait de leur très faible température, les ions froids obéissent à une dynamique différente des autres ions au niveau des couches de courant. En effet, ils demeurent gelés dans les champs à des endroits où tous les autres ions sont démagnétisés. Cette spécificité nous autorise à les considérer de manière fluide. Regarder les lignes d'écoulement des ions froids conserve ainsi tout son sens tant que nous ne pénétrons pas la région du champ de Hall (voir Sec.1.2.1). À cet endroit, en effet, des processus de chauffage permettent aux ions froids de se découpler du champ magnétique.

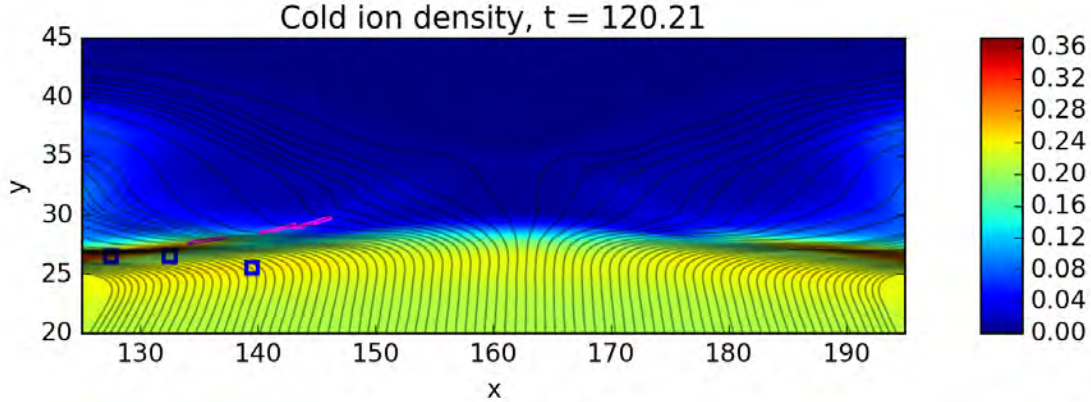


FIGURE 5.1 – Densité des ions froids. Les 100 lignes noires transparentes représentent des lignes d’écoulement fluide des ions froids, calculées à partir de positions initiales distribuées à intervalles réguliers selon l’axe $y = 20$. La signification des contours mauves (resp. bleus) est expliquée dans la Fig.5.2 (resp. Fig.5.6).

La Fig.5.1 présente la densité des ions froids dans la simulation, ainsi que des lignes d’écoulement des ions froids, à $t=120 \omega_{ci}^{-1}$. Le point X est situé aux alentours de $(x, y) = (160, 32)$ (voir la Fig.5.2 pour les lignes de champ magnétique). Nous observons que la distribution de densité des ions froids le long de la séparatrices est inégale : au niveau de la région de diffusion, la densité tombe très vite, avec une nette raréfaction des ions froids avant même la ligne X, tandis que le long des séparatrices, pour $x < 140$ et $x > 180$, la densité tend au contraire à augmenter. Les lignes d’écoulement, quant à elles, divergent de part et d’autre du point X à l’approche de la magnétopause, et vont se concentrer au niveau des séparatrices magnétosphériques. Cette variation de la densité est donc manifestement liée à la trajectoire des lignes d’écoulement des ions froids. Dans l’approche fluide, les ions froids obéissent à l’équation de continuité. Il existe donc une relation entre écoulement et densité telle que la convergence des écoulements provoque une compression des ions froids, tandis que leur divergence a l’effet inverse. C’est ce que nous observons dans la Fig.5.1, où la divergence des lignes d’écoulement au niveau du point X s’accompagne d’une chute de la densité, tandis que leur convergence le long des séparatrices correspond à une augmentation de la densité. La baisse de densité des ions froids au niveau de la région de diffusion a par ailleurs déjà été constatée lors d’une étude de cas par Toledo-Redondo et al. (2016a) dans des données MMS.

Nous observons (Fig.5.2) que le pic de densité des ions froids (tout comme la convergence des lignes d’écoulement) coïncide avec le champ électrique de Hall. Les

ions froids étant gelés à des échelles très petites, ils demeurent fortement magnétisés même à l'intérieur du champ de Hall. Ce dernier, composé d'un champ électrique principalement orienté selon y et d'un champ magnétique orienté selon z (direction hors du plan), induit une vitesse des particules selon x bien plus importante que la vitesse de dérive selon y du champ électrique de reconnexion. La divergence des lignes d'écoulement s'explique donc par la structure du champ de Hall (Fig.1.7). La vitesse de dérive électrique \mathbf{v}_{gel} (Eq.1.11) des ions froids, une fois ce champ pris en compte, change d'orientation, comme nous pouvons le constater avec les lignes d'écoulement.

5.2.2 Effet de rayon de Larmor fini : signature en forme de croissant

Nous avons pu voir dans la Fig.5.1 qu'il y a très peu d'ions froids dans le jet en comparaison de leur densité dans la magnétosphère. Le gradient de densité, très abrupt, se situe au niveau de la région séparatrice, du côté de la magnétosphère. En présence d'un gradient important de densité, nous pouvons nous attendre à un effet diamagnétique sur les ions froids. Dans le cas présent, ce gradient est colocalisé avec le champ électrique de Hall, ce qui va amplifier son effet et permettre l'apparition des signatures observées dans la Fig.5.2 comme nous allons le montrer par la suite.

La Fig.5.2 présente les signatures en forme de croissant observées dans les fonctions de distributions (v_y, v_z) des ions froids ainsi que leur position dans la boîte de simulation. Les fonctions de distributions sont représentées pour les seuls ions froids (panneaux b , c et d), ainsi que pour tous les ions (panneaux e , f et g), afin de montrer que cette signature y est également observable. Notons que la signature est très localisée, située dans le jet à la frontière avec le champ de Hall, et qu'elle tend à disparaître à partir d'une certaine distance de la ligne X, comme nous pouvons le voir sur les panneaux (b) et (e).

Pour expliquer cette signature, deux éléments sont nécessaires. Tout d'abord le fort gradient de densité. La conséquence d'un tel gradient est visible sur la Fig.1.12a. Si nous regardons une distribution de vitesse (v_y, v_z) des particules situées dans la couche (en rouge sur cette figure), alors la moitié de la distribution où $v_z > 0$ est produite par les particules provenant d'en-dessous de la couche, tandis que l'autre moitié, où $v_z < 0$, est produite par les particules provenant d'au-dessus. Dans le cas des séparatrices, il n'y a d'ions froids que d'un côté de la couche. Ces derniers vont donc avoir une signature en demi-lune dans la fonction de distribution, semblable à ce que nous observons dans la Fig.5.2b. Dans notre cas, cependant, nous observons une différence importante en énergie entre les ions froids de la magnétosphère (vitesse thermique $V_{th} = 0.3$) et les particules constituantes du croissant. Ce gain d'énergie des ions froids s'explique grâce au second

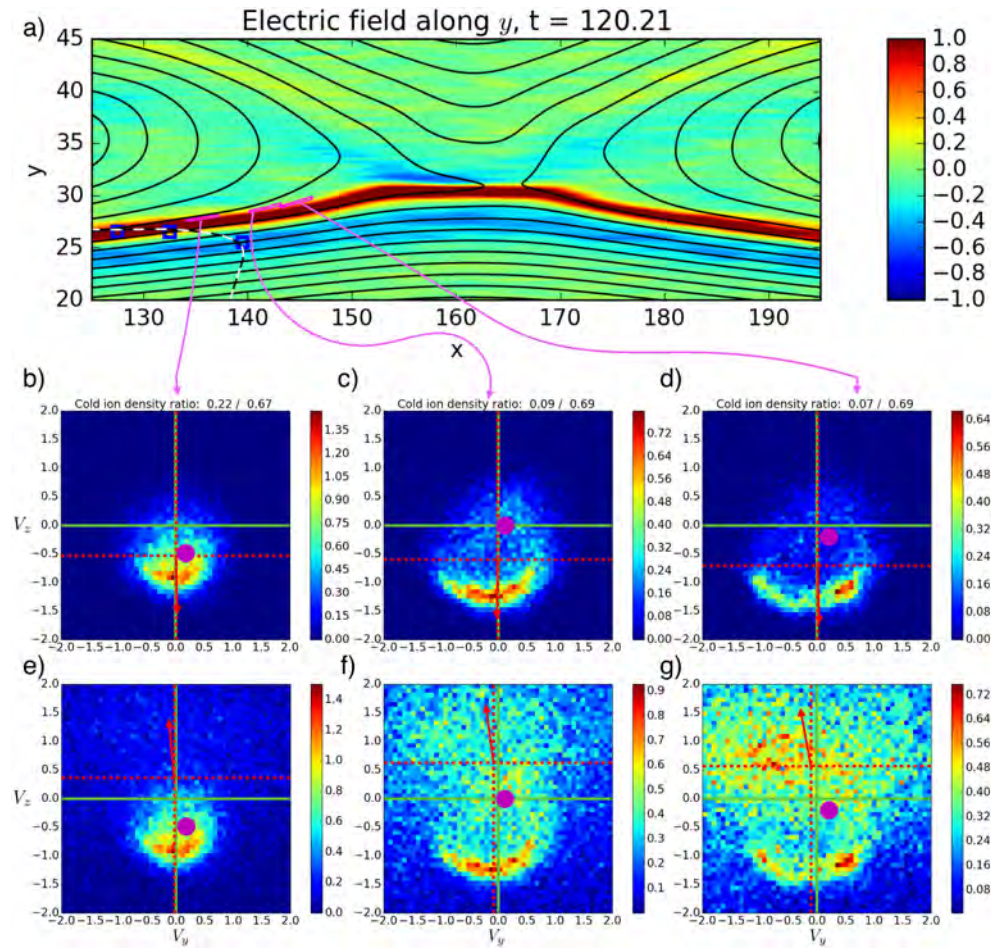


FIGURE 5.2 – (a) - Champ électrique dans la direction y . Les lignes noires représentent les lignes de champ magnétique. La ligne pointillée noire et blanche représente une ligne d'écoulement des ions froids. Les contours bleus marquent l'emplacement des fonctions de distributions de la Fig.5.6. Les contours mauves indiquent l'emplacement des fonctions de distributions (b – g). (b – d) - Fonctions de distributions des ions froids dans le plan (v_y, v_z) . (e – g) - Fonctions de distributions de tous les ions dans le plan (v_y, v_z) . Pour chaque distribution est indiquée la densité locale des ions froids par rapport à celle de tous les ions. Les distributions sont calculées comme la somme du poids statistique de chaque particule comprise dans un intervalle $(\delta v_y, \delta v_z)$. Pour ces distributions, $\delta v_y = \delta v_z = 0.08$. Les lignes vertes donnent l'origine des vitesses tandis que les lignes rouges pointillées indiquent la vitesse moyenne de la distribution. La flèche rouge montre la direction de la vitesse. Le point mauve indique la vitesse de dérive électrique.

élément : le champ électrique de Hall. Ce dernier est à l'origine d'un gain d'énergie pour les ions froids qui le traversent. Comme chaque particule gagne une quantité égale d'énergie, les distributions en demi-lune vont voir leur énergie moyenne augmenter, c'est-à-dire que ce gain d'énergie a également lieu pour les ions de plus faible énergie. Cela a pour effet de transformer les demi-lunes en croissant, comme sur les Fig.5.2c et g.

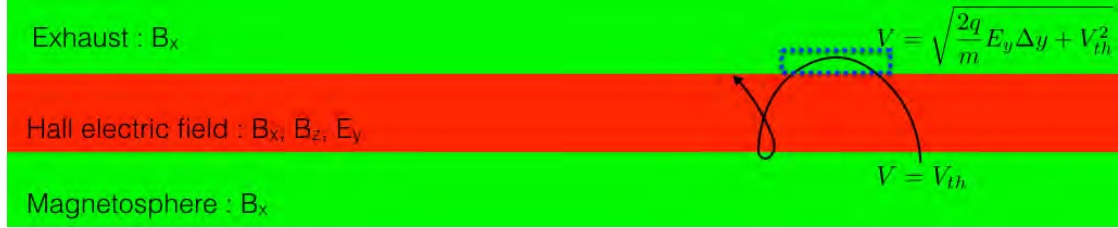


FIGURE 5.3 – Représentation schématique du champ de Hall. Le champ de Hall, représenté en rouge et de largeur Δy , se caractérise par un B_z et un E_y uniformes qui s'ajoute au B_x uniforme présent partout, y compris dans la magnétosphère et le jet, représentés en vert. La flèche noire montre une trajectoire d'ion froid. La norme de la vitesse de cette particule, telle que déterminée par le modèle, est indiquée dans la magnétosphère et dans le jet. Le carré bleu pointillé représente l'emplacement typique où les fonction de distribution auront une forme de croissant.

Pour expliquer cette signature, nous avons créé un modèle simple reposant sur une hypothèse : le croissant est composé d'ions froids de la magnétosphère ayant franchi le champ de Hall en une seule gyration. Pour les besoins du modèle, nous assimilons la couche de champ de Hall à une bande selon x de largeur Δy possédant un champ électrique E_y et un champ magnétique B_z , tous deux constants. La couche, la magnétosphère et le jet possèdent également un champ magnétique B_x constant, comme représenté sur la Fig.5.3. Nous négligeons les autres valeurs des champs. Grâce à ces simplifications, il est possible de résoudre simplement les équations du mouvement d'une particule et d'en déduire le gain d'énergie cinétique après la traversée de la couche. Le détail des calculs est exposé en annexes, mais pour cette première étape, nous pouvons également nous contenter de résoudre l'équation du travail des forces :

$$\Delta E_c = \sum W \quad (5.1)$$

où E_c l'énergie cinétique et W le travail d'une force. La seule force travaillant étant le champ électrique, nous pouvons réécrire cette équation ainsi :

$$\frac{1}{2}m(v^2 - v_{th}^2) = \int q\mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = qE_y\Delta y \quad (5.2)$$

où m et q la masse et la charge de la particule, respectivement, v sa vitesse et v_{th} la vitesse thermique des ions froids dans la magnétosphère, que nous considérons comme la valeur moyenne de la norme de la vitesse des particules. L'énergie $mv^2/2$ déduite de l'Eq.5.2 correspond assez bien à l'énergie des ions dans le croissant, comme nous pouvons le voir sur la Fig.5.4, où la valeur théorique de l'énergie est tracée en jaune. Cet effet n'est pas spécifique aux ions froids : c'est le fait que $mv_{th}^2/2 \ll qE_y\Delta y$ qui permet la création d'une signature propre aux ions froids. Dans le cas des autres population, avec des v_{th} élevés, aucune structure ne se forme car le saut de potentiel est négligeable par rapport à l'énergie de la particule.

Nous pouvons voir sur la Fig.5.4 que le croissant ne forme pas un demi-cercle complet. En effet, lorsqu'un ion froid traverse le champ de Hall, il a déjà effectué une partie de sa gyration autour de B_x avant d'atteindre le jet. Par conséquent, le croissant est borné en $|v_z|$. Pour déterminer ces bornes, nous commençons par définir la position en y (détails du calcul en annexe) :

$$y(t) = A \sin(\omega_c t + \Phi) \quad (5.3)$$

où A et Φ sont des constantes qui dépendent des champs électromagnétiques et de v_0 , la vitesse de la particule à $t = 0$. ω_c est la pulsation cyclotron. Nous pouvons également déterminer v_z :

$$v_z(t) = -\frac{q}{m} B_x A [\sin(\omega_c t + \Phi) - \sin(\Phi)] + v_{z,0} \quad (5.4)$$

$$= -\frac{q}{m} B_x [y(t) - y(0)] + v_{z,0} \quad (5.5)$$

Nous définissons maintenant $t = t_1$ tel que, à cet instant, la particule atteint le jet. Par conséquent, nous avons $\Delta y = y(t_1) - y(0)$, où Δy est la largeur de la couche de champ de Hall. Nous pouvons alors écrire $v_z(t_1) = v_{z,out}$ d'un ion froid, tel que :

$$v_{z,out} = -\frac{q}{m} B_x \Delta y + v_{z,0} \quad (5.6)$$

où $v_{z,0}$ est la vitesse selon z de la particule au moment où elle entre dans le champ de Hall depuis la magnétosphère.

Le sens de rotation d'un ion froid allant de la magnétosphère vers le jet ne dépend que de la valeur de B_x . Par conséquent, quand un ion froid pénètre le jet, sa vitesse est transférée de $|v_y|$ vers $|v_z|$. Ainsi, la valeur minimale de $|v_z|$ est atteinte quand la particule entre ou sort du jet. Il est donc possible de déterminer une vitesse critique $v_{z,crit}$ telle qu'aucune particule du croissant ne puisse avoir $|v_z| < |v_{z,crit}| = \min(|v_{z,out}|)$. Considérant v_{th} la vitesse thermique des ions froids dans la magnétosphère, la majorité des particules ont $v_{z,0} \in [-v_{th}, v_{th}]$. Nous pouvons donc en déduire $v_{z,crit}$ à partir de l'Eq.5.6 :

$$v_{z,crit} = -\frac{q}{m} B_x \Delta y + v_{th} \quad (5.7)$$

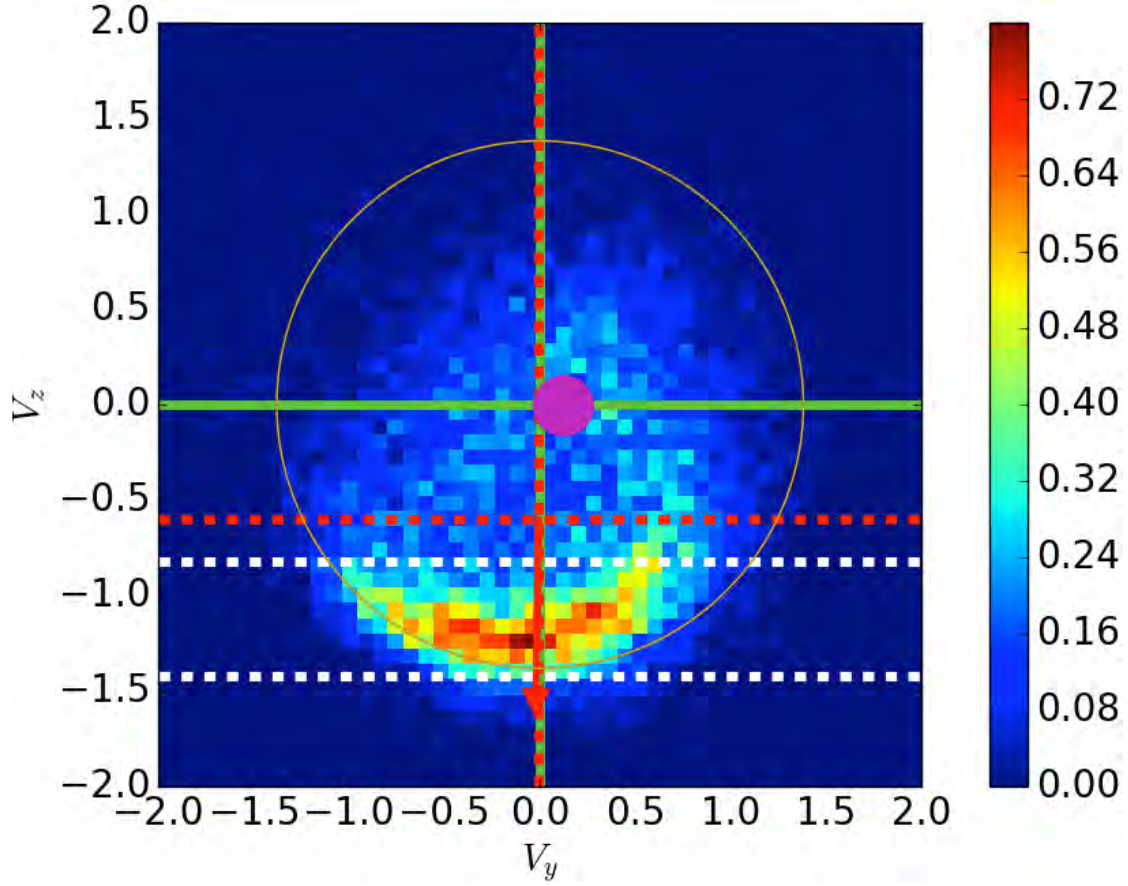


FIGURE 5.4 – Fonction de distribution de la Fig.5.2c. Le cercle jaune représente la valeur théorique de l'énergie des ions du croissant. Il est déterminé comme un cercle de centre $v = 0$ et de rayon $\sqrt{v^2 - v_x^2}$, où v la norme théorique de la vitesse calculée par le modèle et v_x la vitesse moyenne en x des particules de la distribution. Les traits blancs pointillés horizontaux représentent les valeurs maximale et minimale théoriques en v_z du croissant, telles que déterminées par le modèle.

De la même manière que nous pouvons déterminer une borne minimal à $|v_z|$, il est aussi possible de déterminer une borne supérieure. La valeur maximale de $|v_z|$ est atteinte si toute l'énergie cinétique de la particule dans le plan (y,z) est orientée selon z . Autrement dit, le $|v_z|$ maximum d'une particule entrant dans le jet est égal à :

$$|v_{z,max}| = \sqrt{v^2 - v_{x,out}^2} = \sqrt{\frac{2q}{m} E_y \Delta y + v_{th}^2 - v_{x,out}^2} \quad (5.8)$$

où v est calculé à partir de l'Eq.5.2. Il reste donc à calculer $v_{x,out}$. Le v_x (calculé

en annexe) peut s'écrire :

$$v_x(t) = \frac{q}{m} B_z A [\sin(\omega_c t + \Phi) - \sin(\Phi)] + v_{x,0} \quad (5.9)$$

$$= \frac{q}{m} B_z [y(t) - y(0)] + v_{x,0} \quad (5.10)$$

En sortie du champ de Hall, c'est-à-dire à $t = t_1$, nous avons donc :

$$v_{x,out} = \frac{q}{m} B_z \Delta y + v_{x,0} \quad (5.11)$$

avec $v_{x,0} \in] -v_{th}, v_{th}[$ ¹. De plus, comme B_z est nul en-dehors de la couche, $v_{x,out}$ demeure constant dans le jet. À nouveau, le modèle colle très bien à la pratique, comme nous pouvons l'observer sur la Fig.5.4 où les valeurs extrêmes de $v_{z,out}$ sont représentées par des traits pointillés blancs.

Le modèle présenté ici présuppose que les ions froids sont capables de traverser le champ de Hall en moins d'une gyration. Si cette condition n'est pas vérifiée, aucun croissant n'apparaîtra dans les distributions de particules. Il est donc possible, dans le cadre de ce modèle, de définir un critère d'existence pour la signature en croissant des ions froids. La vitesse thermique des ions froids dans la magnétosphère étant très faible, elle est insuffisante pour permettre à ces derniers de traverser la couche. C'est la présence d'un champ électrique normal qui, en accélérant les ions froids, leur permet de traverser la couche. À l'action du champ électrique s'oppose celle du champ magnétique qui, par la gyration qu'il impose aux particules, leur fait rebrousser chemin. Le critère d'existence de la signature dépend donc principalement du rapport d'intensité des champs électriques et magnétiques. La Fig.5.2 montre que la signature diamagnétique tend à disparaître quand nous nous éloignons de la ligne X. Nous observons par ailleurs (voir la Fig.5.5) que cette disparition est corrélée avec une diminution de l'intensité du champ électrique de Hall.

Dans le cadre de notre modèle simplifié, il est possible de résoudre les équations du mouvement. Nous pouvons donc écrire qu'une particule est capable de traverser la couche, si à un moment quelconque de sa trajectoire, sa position est y est située dans le jet. Autrement dit, si et seulement si :

$$\Delta y < \max[y(t)] - y_0 \quad (5.12)$$

où y_0 la position initiale de la particule (précédemment défini comme à la frontière entre magnétosphère et champ de Hall), Δy la largeur de la couche et $y(t)$ la position telle que définie par l'Eq.5.3. Pour définir le critère d'existence de la signature, nous allons résoudre cette inéquation.

1. En pratique, nous ne pouvons pas avoir $v_{x,0} = \pm v_{th}$, sinon la particule ne traverse pas la couche.

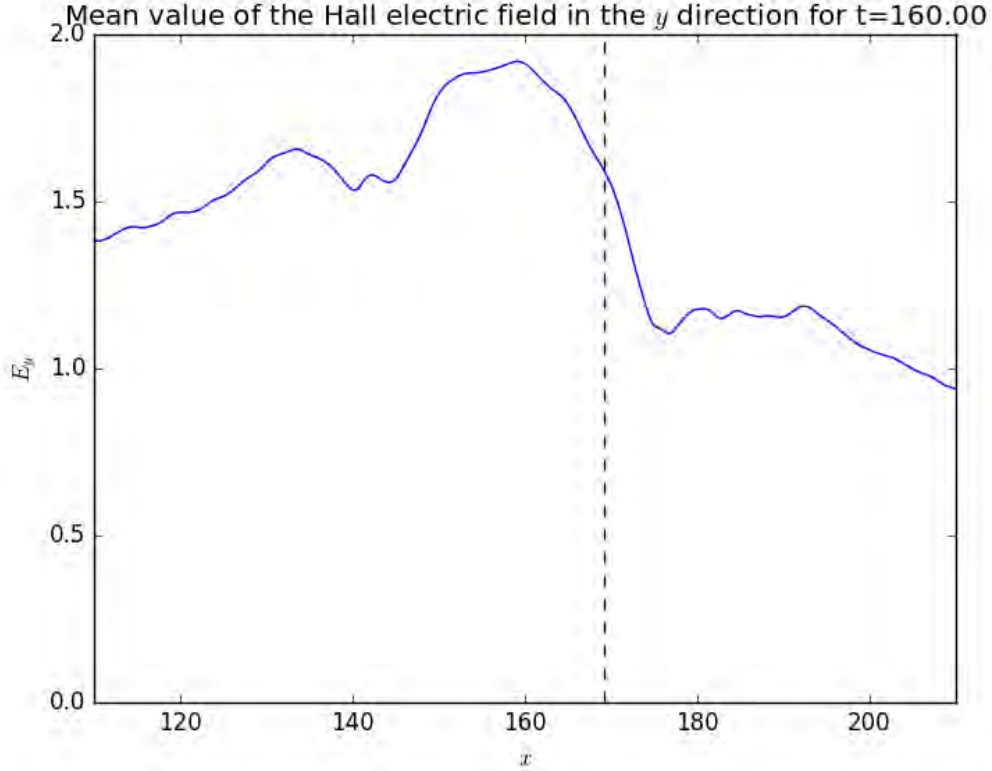


FIGURE 5.5 – Valeur moyenne du champ électrique de Hall selon y . La valeur montrée sur la figure correspond, pour chaque position en x , à la valeur moyenne du champ électrique sur une distance de $\pm 0,5 \delta_i$ selon y autour de sa valeur maximum. Le trait pointillé montre la position selon x du point X. Ce dernier est excentré par rapport à la région de diffusion, qui se remarque par le pic de champ électrique pour $x \in [145, 174]$.

La résolution de l'Eq.5.12 (voir en annexe) abouti à :

$$\Delta y < \frac{1}{\omega_c} \sqrt{v_{y,0}^2 + \frac{(E_y + B_x v_{0,z} - B_z v_{0,x})^2}{B_x^2 + B_z^2}} + \frac{1}{\omega_c^2 m} q (E_y + v_{z,0} B_x - v_{x,0} B_z) \quad (5.13)$$

Pour que le croissant existe, il suffit qu'il existe des particules capables de traverser la couche. Le critère d'existence se définit donc en maximisant le terme de droite de l'Eq.5.13. En l'occurrence, il faut prendre $\mathbf{v}_0 = v_{th} \mathbf{e}_z$. En choisissant cette valeur, nous déterminons à partir de l'Eq.5.13 qu'une particule est capable de traverser la

couche si :

$$\Delta y < \frac{2q}{m\omega_c^2}(E_y + B_x v_{th}) \quad (5.14)$$

Si nous nous rapportons à la Fig.5.2, les distributions (c) et (d) vérifient ce critère, tandis que la distribution (b) ne le vérifie plus. De la même manière, les autres résultats du modèle s'appliquent bien aux distributions (c) et (d), mais pas à la distribution (b). Une étude observationnelle permettrait de tester le modèle.

5.2.3 Comparaison des fonctions de distributions pour les différentes populations

Les ions froids ont, à la magnétopause, une dynamique différente des autres ions. Dans cette partie, nous nous intéressons au comportement des différentes populations d'ions au niveau de la région séparatrice du côté magnétosphérique. Pour cela, nous nous appuyons sur les fonctions de distributions de la Fig.5.6. Sur cette figure, nous montrons les fonctions de distributions de chaque population d'ions le long d'une ligne d'écoulement des ions froids. Ladite ligne d'écoulement est représentée sur la Fig.5.2a, ainsi que les emplacements d'où proviennent les distributions (représentés par les contours bleus).

La première ligne de fonctions de distributions correspond aux distributions d'ions froids. Étant très peu énergétiques, ils sont gelés dans le champ magnétique, au moins tant qu'ils demeurent dans la magnétosphère (Fig.5.6g). Leur fonction de distribution y est isotrope, c'est-à-dire que la forme du spectre en énergie est indépendante de la direction dans l'espace des vitesses. En entrant dans la couche courant, ces ions vont se démagnétiser et s'écarter de la vitesse de dérive électrique (point mauve sur la Fig.5.6d). Ils vont être accélérés selon x , qui est la direction se rapprochant le plus de la direction parallèle au champ magnétique, ce qui a pour effet de déformer la fonction de distribution dans cette direction. L'accélération des ions froids a pour effet d'étaler la distribution de vitesse selon v_x , comme nous le verrons à la Sec.5.2.4. Nous observons donc que l'écart-type des vitesses devient plus grand selon v_x que selon v_y . Autrement dit, la fonction de distribution devient anisotrope. Si la fonction de distribution est anisotrope, il en va de même pour la pression de la population, ainsi que pour sa température. Nous définissons une température selon x comme une température dont la composante diagonale T_{xx} du tenseur de température est plus importante que les autres composantes diagonales, c'est-à-dire si $T_{xx} > T_{yy}, T_{zz}$. En l'occurrence, la température des ions froids est selon x , qui s'avère être très proche de la direction parallèle, c'est-à-dire $T_{xx} \approx T_{//}$. L'origine de cette température parallèle sera discutée plus en détail dans la Sec.5.2.4, mais nous pouvons déjà remarquer que la fonction de distribution redevient isotrope dans la Fig.5.6a, c'est-à-dire au niveau de la région séparatrice,

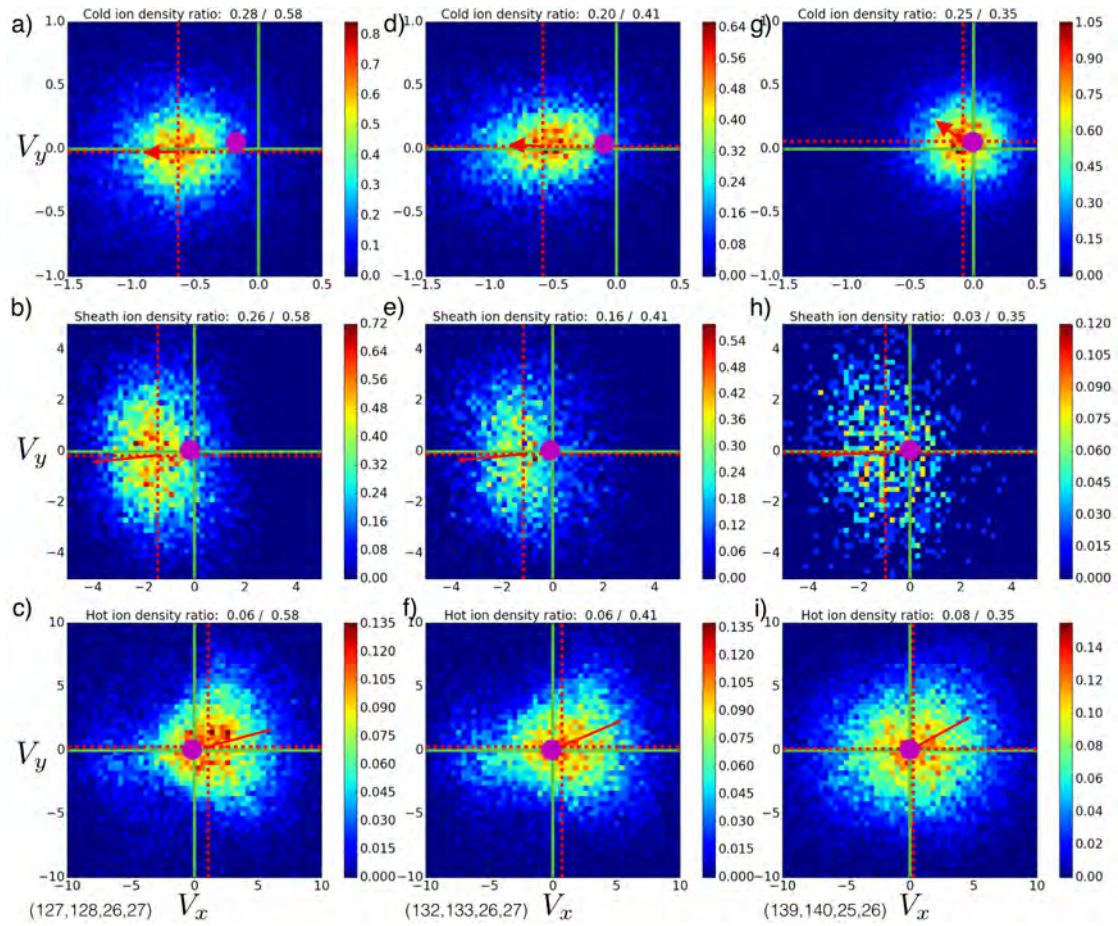


FIGURE 5.6 – Fonctions de distributions des ions dans le plan (v_x, v_y) . Chaque ligne correspond à une population d'ions : ions froids magnétosphériques (distributions (a, d, g)), ions originaires de la magnétogaine (distributions (b, e, h)) et ions chauds magnétosphériques (distributions (c, f, i)). Chaque colonne correspond à un emplacement différent, situé le long d'une ligne d'écoulement des ions froids traversant la séparatrice et symbolisés par les contours bleus sur la Fig.5.2 : contour de gauche pour les distributions $(a - c)$, contour du milieu pour les distributions $(d - f)$ et contour de droite pour les distributions $(g - i)$. Les coordonnées $(x_{min}, x_{max}, y_{min}, y_{max})$ de chacun de ces contours sont indiquées en bas de chaque colonne. La résolution de ces fonctions de distributions est $\delta v_x = \delta v_y = 0,08$.

côté jet, juste après avoir franchi le champ de Hall. Autrement dit, le long de la ligne d'écoulement, la présence d'ions froids chauffés parallèlement ne se vérifie spatialement que sur un court intervalle, situé au niveau du champ de Hall, qui

semble jouer un rôle décisif dans le chauffage global des ions froids à travers la séparatrice.

La seconde ligne de distributions de la Fig.5.6 correspond aux distributions d'ions originaires de la magnétogaine. Malgré le fait que les fonctions de distributions se situent du côté magnétosphère du jet, ces ions ont une densité similaire à celle des ions froids (Fig.5.6a et d). Une fois dans la magnétosphère (Fig.5.6g), cependant, leur densité chute. Les ions originaires de la magnétogaine sont également plus énergétiques que les ions froids, ce qui représente le meilleur moyen de les différencier. Nous observons que leur écart-type de vitesse selon v_y est environ 5 fois plus large, c'est-à-dire que l'échelle des ions de la magnétogaine est bien plus grande que celle des ions froids. Leurs fonctions de distributions, toutes semblables, sont décalées vers les v_x négatifs, avec une forme allongée semblable à un D dont le ventre serait tourné dans la direction des plus hautes vitesses. La forme en D de la fonction de distribution est une signature connue des ions de la magnétogaine le long de la séparatrice magnétosphérique (Cowley 1982). En effet, à la séparatrice, les ions issus de la magnétogaine ne circulent que dans un sens, puisque la ligne de champ est rattaché par une extrémité à la magnétosphère, d'où aucun ion de la magnétogaine ne peut provenir. La conséquence est une fonction de distribution des ions de la magnétogaine en forme de D, semblable à une demi-Maxwellienne. La Maxwellienne complète aurait été composée d'ions provenant pour moitié de la magnétogaine et pour autre moitié de la magnétosphère. Les vitesses des ions froids magnétosphériques et des ions issus de la magnétogaine sont donc orientées dans la même direction. Leur plus grande énergie est ce qui permet de mieux distinguer les ions de la magnétogaine des ions froids.

La troisième ligne de fonctions de distributions de la Fig.5.6 correspond aux distributions des ions chauds magnétosphériques. Ces ions sont bien plus énergétiques que les ions froids, comme nous pouvons le voir avec l'échelle de vitesse 10 fois plus grande pour leur fonctions de distributions. Du fait de leur grande énergie, les ions chauds magnétosphériques sont également très sensibles aux effets de rayon de Larmor fini à proximité d'une couche ou d'un gradient. Ceci explique que même la fonction de distribution située dans la magnétosphère (Fig.5.6i) n'est pas tout à fait isotrope. L'autre spécificité majeure des ions chauds est l'orientation de leur vitesse de groupe. Au contraire des ions froids et des ions originaires de la magnétogaine, les ions chauds magnétosphériques ont un v_x moyen positif à la séparatrice. Ce comportement a été observé par Gosling et al. (1990).

5.2.4 Chauffage parallèle des ions froids aux séparatrices

Nous avons remarqué dans la Sec.5.2.3 que les fonctions de distributions des ions froids sont anisotropes le long des séparatrices. Comme nous pouvons le voir sur la Fig.5.7, les ions froids sont chauffés parallèlement (en rouge) à cet endroit.

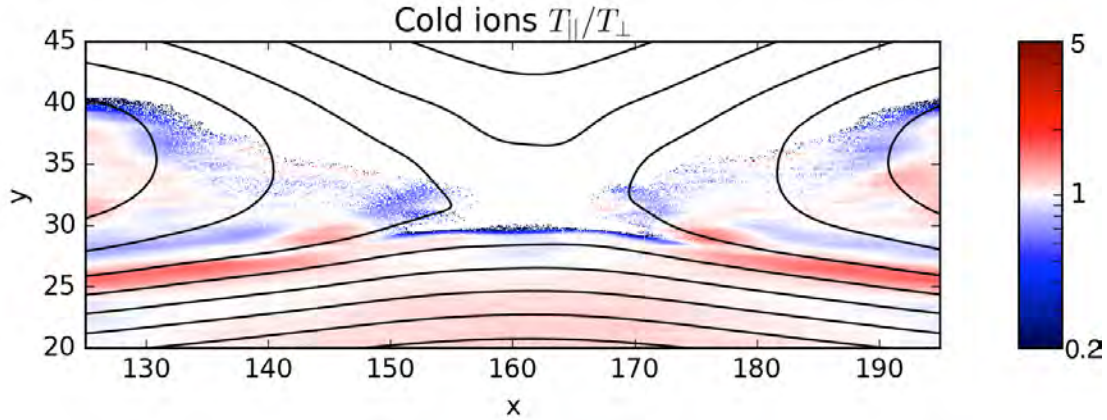


FIGURE 5.7 – Rapport des températures parallèle sur perpendiculaire. Les lignes noires représentent les lignes de champ magnétique. Un seuil a été appliqué afin de ne montrer ce rapport que lorsque la densité des ions froids est supérieure à $0,02 n_0$.

Nous notons également qu'au niveau de la région de diffusion, leur température montre au contraire une anisotropie telle que la température perpendiculaire est plus grande. Pour le reste, les températures sont globalement isotropes dans la magnétosphère, malgré une tendance légèrement "parallèle" qui s'inverse pour devenir "perpendiculaire" pour $x < 130$ et $x > 190$. L'explication de cette anisotropie découle probablement de la conservation du moment magnétique des particules. Le moment magnétique moyen d'une population peut s'écrire $\langle \mu \rangle = k_B T_{\perp} / B$ (Baumjohann & Treumann 1997). Quand le plasma froid se rapproche de la région de diffusion, le champ magnétique B diminue. Pour conserver ce moment, T_{\perp} diminue donc également, tandis que T_{\parallel} reste inchangé. À l'inverse, loin de la région de reconnexion, l'empilement des lignes de champ magnétosphérique au niveau de la séparatrice provoque une augmentation de B , et donc de T_{\perp} . Dans le jet, les ions froids ont une température perpendiculaire plus grande, à l'exception du coeur du jet, où se situe le plasma originel de la couche, c'est-à-dire celui qui n'a pas connu la reconnexion. À cet endroit, la température devient parallèle, mais étant donné la très faible densité des ions froids ($n_{ic} < 0,04$), la pertinence de ces mesures est discutable car la statistique d'ions froids y devient trop faible (moins de 7 macroparticules par cellule de la simulation). Les séparatrices magnétosphériques constituent donc le seul endroit où les ions froids ont à la fois une température anisotrope et une densité significative. Sachant depuis la Sec.5.2.1 que la plupart des ions froids pénétrant la magnétosphère le font précisément à travers ces séparatrices, nous cherchons maintenant à comprendre le lien entre l'anisotropie de

température et le chauffage des ions froids lors de la pénétration dans le jet.

Une anisotropie de la fonction de distribution, comme sur la Fig.5.6*d* peut signifier une anisotropie de température, mais peut également provenir d'un autre effet : l'aliasing. Une distribution de vitesse doit se construire en théorie pour des particules situées spatialement dans un espace de taille infinitésimale. En pratique, pour avoir suffisamment de particules, nous sélectionnons ces dernières dans une zone, qui doit être suffisamment petite pour considérer que leur fonction de distribution n'est pas modifiée à travers elle. L'aliasing est un effet qui apparaît quand l'étendue spatiale de la zone de sélection des particules est trop grande, de telle sorte que nous mélangeons des particules provenant de zones où les distributions sont physiquement différentes. Pour prendre un exemple extrême, si nous sélectionnons nos particules à cheval entre la magnétosphère et le jet pour représenter une fonction de distribution, il y aura un effet d'aliasing dû au fait que les particules dans le jet ont une vitesse d'ensemble très supérieure à celles de la magnétosphère. Cela provoquera un étalement de la fonction de distribution semblable à celui que nous observons sur la Fig.5.6*d*. Dans notre cas, les zones utilisées pour la sélection des particules sont des carrés de $1 \delta_i$ de côté, ce qui après vérification est suffisamment petit pour que l'effet de l'aliasing soit négligeable. En revanche, en raison du champ de Hall aux séparatrices, le champ magnétique varie de manière significative au travers de la zone de sélection. Autrement dit le système de coordonnées selon $(v_{//}, v_{\perp,1}, v_{\perp,2})$, que nous pouvons définir à chaque emplacement de particule, change sensiblement en fonction de la position dans la zone. Ainsi, deux particules avec strictement les mêmes vitesses dans le repère (v_x, v_y, v_z) mais situées aux deux extrémités de la zone pourraient avoir des orientations différentes dans le repère $(v_{//}, v_{\perp,1}, v_{\perp,2})$, en fonction du champ magnétique local. Cet effet peut être contourné en considérant un champ magnétique moyen identique que nous appliquons à toutes les particules sélectionnées, mais ce choix repose sur l'hypothèse de faible variation spatiale du champ magnétique. C'est pourquoi, pour la suite de ce travail, les fonctions de distributions resteront dans un repère (v_x, v_y, v_z) . Pour se faire une idée de la distribution selon le repère $(v_{//}, v_{\perp,1}, v_{\perp,2})$, il suffit de considérer que v_x se rapproche de $v_{//}$.

À partir de la Fig.5.8, nous cherchons à comprendre l'origine du chauffage parallèle des ions froids. Dans cette figure, nous avons utilisé des particules "tests" pour comprendre l'anisotropie de la fonction de distribution 5.6*d*. Pour cela, nous avons sélectionné 4 particules de la simulation, situées à diverses positions dans la fonction de distribution de la Fig.5.8*b*. Ces particules ont servi à initialiser des particules "tests" dont nous avons pu suivre la trajectoire et l'évolution de l'énergie cinétique (Fig.5.8*a* et *c* respectivement). La Fig.5.8*a* montre également le champ électrique selon x , dans un zoom sur la région d'intérêt de la boîte de simulation. Nous remarquons que la séparatrice, et plus précisément la région du champ de

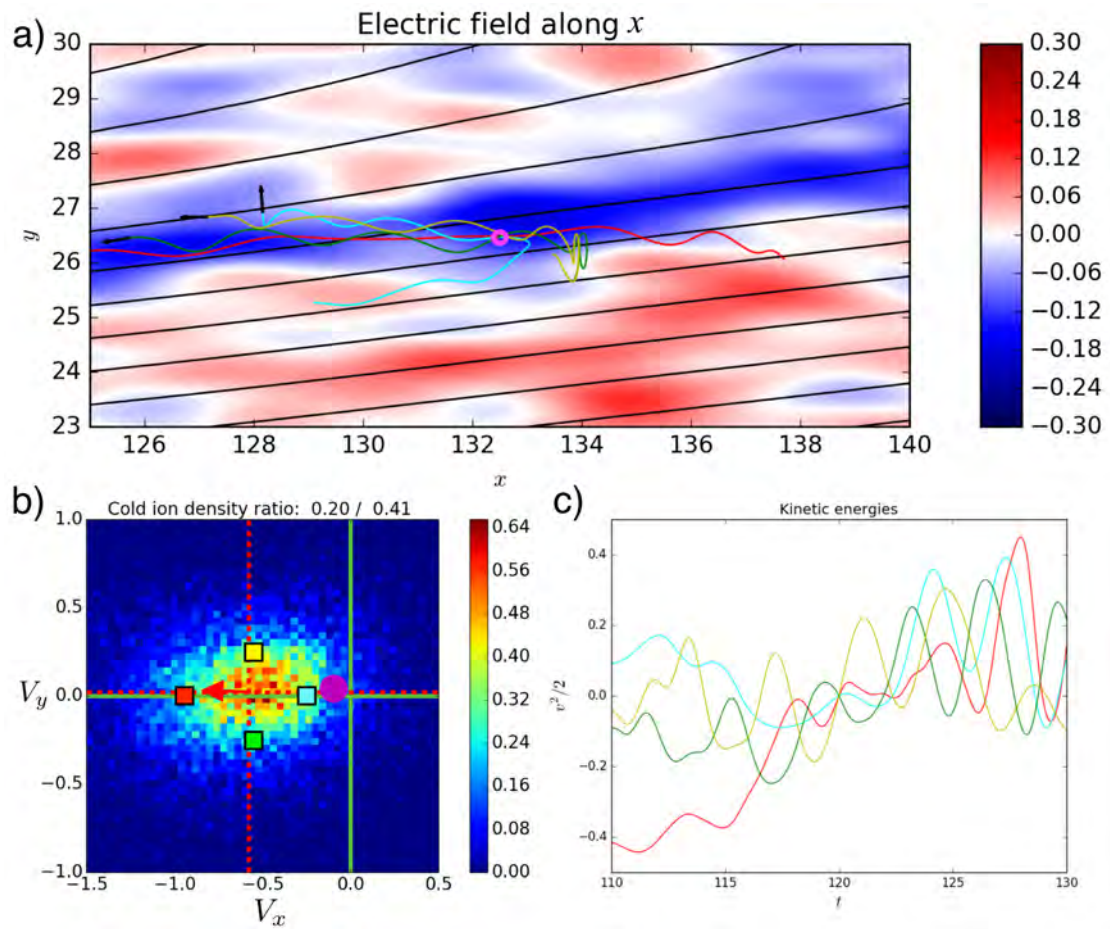


FIGURE 5.8 – (a) - Champ électrique selon x représenté pour un zoom dans la région de la boîte avec les carrés bleus dans la Fig.5.2. Sur cette image sont représentées les trajectoires de quatre particules tests initialisées avec des particules de la simulation choisies spatialement dans le rond mauve à $t = 120$. (b) - Fonction de distribution des ions froids issues de la Fig.5.6. Chaque carré représente la position de l'espace des vitesses dans laquelle ont été choisies les particules. La couleur de chaque carré est associée à la trajectoire correspondante dans les panneaux (a) et (c). (c) - Énergie cinétique de chaque particule test en fonction du temps. Les énergies cinétiques de toutes les particules sont fixées à 0 à $t = 120$.

Hall, correspond à une couche ayant un E_x négatif. Nous pouvons comprendre grâce à ce champ pourquoi la fonction de distribution s'étire selon v_x de telle sorte à créer une anisotropie. Sur la Fig.5.8, nous nous apercevons que les particules situées aux v_x les plus importants correspondent aux particules ayant passé le plus

de temps dans la région de champ E_x important, les amenant à se faire accélérer (particule rouge). En effet, en raison de leur faible vitesse perpendiculaire, elles mettent plus de temps à traverser la couche. Ceci leur donne davantage de temps pour être accélérées par le champ E_x et accumuler de l'énergie cinétique, comme nous pouvons le voir sur la Fig.5.8c. Au contraire, les particules avec une vitesse principalement perpendiculaire au champ magnétique (particules jaune et verte) mettent moins de temps pour parvenir à un emplacement donné dans la couche et sont donc moins accélérées que la particule rouge de la même distribution. Enfin, les particules ayant une vitesse opposée au champ électrique, comme la particule bleue ciel, font demi-tour en entrant dans le champ et constituent ainsi les particules de faible v_x de la distribution. Nous pouvons en conclure qu'en fonction de l'orientation par rapport à E_x de la vitesse d'une particule entrant dans la couche, son accélération sera plus ou moins longue, ce qui explique le chauffage anisotrope des ions froids. Il est important de noter que cette explication n'est valable que pour la direction parallèle au champ magnétique, qui dans cette étude est assez proche de la direction x . Si nous nous plaçons dans le repère orthonormal $(//, \perp_1, \perp_2)$, où $//$ est la direction parallèle au champ magnétique et \perp_1 la direction normal au champ située dans le repère (\mathbf{B}, \mathbf{U}) (\mathbf{U} la vitesse moyenne de tous les ions), nous pouvons écrire les vitesses ainsi :

$$v_{//}(t) = \frac{q}{m} E_{//} t + v_{//,0} \quad (5.15)$$

$$v_{\perp_1}(t) = A \cos(\omega_c + \Phi) + v_{\perp_1,0} \quad (5.16)$$

$$v_{\perp_2}(t) = A \sin(\omega_c + \Phi) + v_{\perp_2,0} \quad (5.17)$$

où A et Φ sont des constantes dépendantes de \mathbf{B} , \mathbf{E} et \mathbf{v}_0 . La vitesse d'une particule dépend par conséquent du temps qu'elle a passé dans le champ $E_{//}$, ainsi que de l'intensité de ce dernier. Plus le champ électrique est important, plus le chauffage sera rapide.

La Fig.5.9 appuie l'argumentaire présenté précédemment. Sur cette figure, panneau (a), nous pouvons voir la température le long de la ligne d'écoulement représentée sur la Fig.5.2a. Au cours de l'écoulement, nous remarquons qu'avant l'arrivée à la séparatrice (à $x \sim 140$), les trois composantes de la température sont semblables : la distribution est isotrope. Une fois à l'entrée de la couche de champ de Hall, les ions froids chauffent tout d'abord parallèlement, puis perpendiculairement et tendent ainsi à s'isotropiser. Sur le panneau (b) est représenté le champ électrique dans les directions x , y et parallèle au champ magnétique. Le champ E_y permet de localiser la présence du champ de Hall le long de la ligne d'écoulement. Nous pouvons remarquer que les champs E_x et $E_{//}$ sont bien plus faibles et assez proches l'un de l'autre. Nous remarquons aussi que les variations de $E_{//}$ semblent liées à celles de $T_{//}$: quand $E_{//}$ est positif, le chauffage parallèle est plus rapide, et inversement, quand $E_{//}$ est négatif, le chauffage parallèle devient moins efficace.

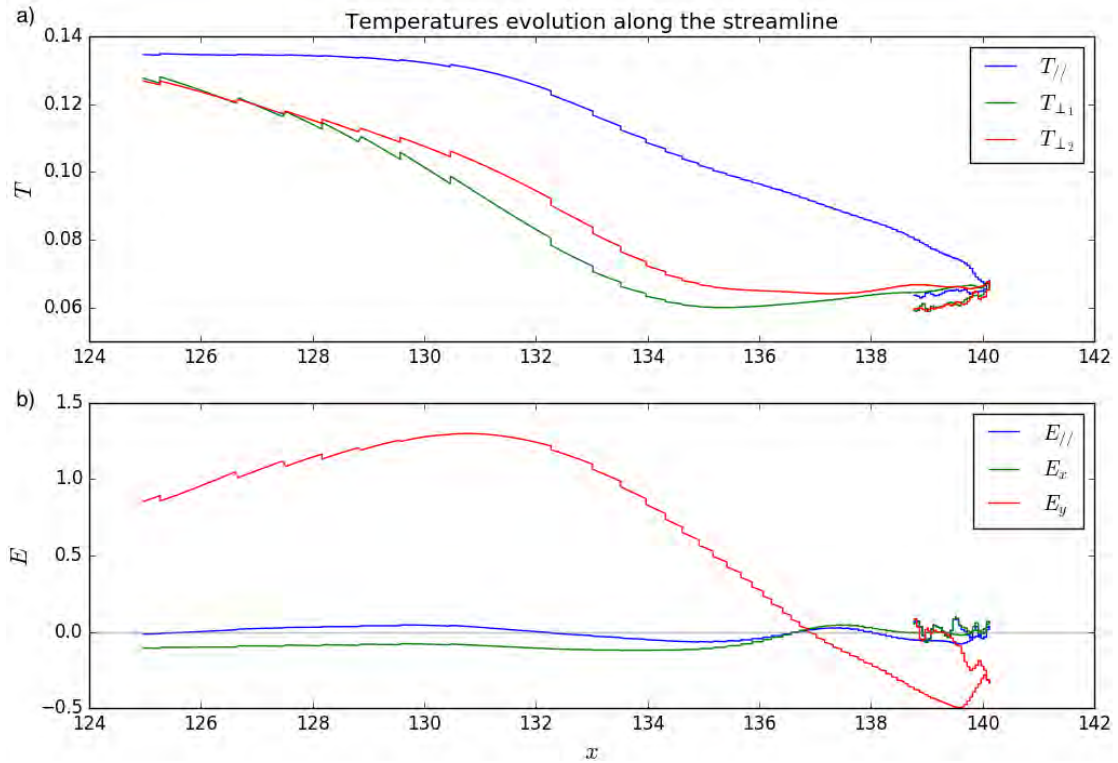


FIGURE 5.9 – Composantes de la température et du champ électrique le long de la ligne d'écoulement représentée sur la Fig.5.2 en fonction de la position selon x . (a) - Composantes diagonales du tenseur de température, présentées dans le repère ($//$, \perp_1 , \perp_2). (b) - Composante x , y et $//$ du champ électrique.

Cette relation n'est pas stricte car les particules situées à un endroit donné n'ont pas suivi strictement la ligne d'écoulement. Ce sont leurs trajectoires individuelles qui engendrent l'anisotropie. Toutefois, le résultat est cohérent avec l'explication précédente.

La présence d'un champ électrique parallèle, orienté dans le sens du jet de surcroît, peut s'expliquer par le découplage des ions et des électrons le long des séparatrices. Du fait de leur plus faible inertie, les électrons se propagent plus rapidement que les ions le long d'une ligne de champ. Cette séparation de charge le long d'une ligne de champ magnétique entraîne l'apparition d'un champ électrique parallèle au champ magnétique, appelé champ ambipolaire (Scudder et al. 2002). De plus, comme les électrons sont plus rapides que les ions, ce champ électrique est orienté selon le même sens que le jet.

5.3 Discussion

Au cours de ce travail, nous avons mis en avant grâce à des simulations trois signatures spécifiques aux ions froids. La première consiste en une raréfaction des ions froids au niveau de la région de diffusion, couplée à leur compression le long des séparatrices. La seconde correspond à une signature en forme de croissant dans la fonction de distribution des vitesses perpendiculaires au champ magnétique. Cette signature est observable le long des séparatrices magnétosphériques. La troisième signature est un chauffage parallèle au champ magnétique des ions froids le long des séparatrices. Certaines de ces signatures, comme la raréfaction des ions froids à la région de diffusion, ont déjà pu être constatées dans les données de MMS sans que leur intérêt ne soit approfondi en raison du manque de statistique (Toledo-Redondo et al. 2016b). D'autres, telles les signatures en croissant dans les fonctions de distributions, ressemblent beaucoup à d'autres signatures semblables, malgré des mécanismes différents.

Les fonctions de distributions en forme de croissant ont récemment attiré beaucoup d'intérêt en tant que signature des sites de reconnexion magnétique. Prédites sur la base de simulations de Hesse et al. (2014), la distribution en croissant des électrons a servi à identifier les régions de diffusion des électrons dans les données de la mission NASA MMS (Burch et al. 2016). Cette signature résulte des orbites de Speiser (1965) (Sec.1.2.3). Elle est donc restreinte à la région de diffusion, qui est le seul endroit où nous observons des lignes de champ magnétique antiparallèles. Ce résultat a ensuite été généralisé aux ions (Shay et al. 2016; Dargent et al. 2017), dont le rebond produit également une signature en croissant associée à un champ électrique, dit "de Larmor" (voir Sec.4.3). Wang et al. (2016) ont également montré que cette signature pouvait se dédoubler au niveau du champ de Hall, qui par la force qu'il applique aux particules agit comme un filtre. Il se forme alors localement deux croissants : celui des ions capables de franchir le champ électrique et celui de ceux qui sont réfléchis. Mais le point commun entre toutes ces signatures en forme de croissant est qu'elles résultent des orbites de type Speiser, nécessitant un retournement de champ magnétique. Par conséquent, elles ne sont observables qu'à proximité de la région de diffusion. Leur mécanisme est différent de celui développé dans ce travail.

Les différentes signatures présentées dans ce travail ont en commun de se situer au niveau des séparatrices magnétosphériques. Leur observation nécessite de résoudre les détails de la séparatrices. Grâce à l'instrument FPI de MMS (Pollock et al. 2016), ceci est désormais possible. Cet instrument est capable de mesurer la distribution des ions avec une résolution temporelle de 150 ms (20 fois mieux que Cluster, le prédécesseur de MMS), sachant qu'une traversée de séparatrice dure typiquement 5 s. C'est grâce à cette résolution que les signatures en croissant des ions commencent à être observées (Shay et al. 2016; Wang et al. 2016). Le seuil

inférieur de sensibilité en énergie de FPI est de 10 eV, ce qui suffit à détecter la plupart des ions froids au niveau de la magnétopause. Grâce à cette sensibilité, nous pouvons nous attendre à ce que les signatures décrites précédemment soient observables. L’une d’entre elle, la raréfaction des ions froids au niveau d’une région de diffusion, a d’ailleurs déjà été constatée (Toledo-Redondo et al. 2016a).

Ces signatures des ions froids, et leur observation le cas échéant, sont particulièrement intéressantes pour comprendre le processus de chauffage des ions de faible énergie le long des séparatrices. À l’heure actuelle, deux mécanismes sont mis en avant pour expliquer le chauffage des ions froids aux séparatrices : le chauffage par les ondes de plasma et le chauffage par le champ électrique de Hall (Toledo-Redondo et al. 2016b). Le chauffage par les ondes se produit quand la pulsation cyclotron des ions entre en résonance avec une onde se propageant le long de la séparatrice (Chang et al. 1986; André et al. 1994). Cependant, en l’absence de ces ondes dans notre simulation, cet effet n’y est pas observable. L’effet du champ de Hall s’y est en revanche montré primordial. Cole (1976) a proposé un modèle de chauffage des ions par un fort gradient de champ électrique perpendiculaire au champ magnétique. De son modèle, nous nous attendons à ce que le champ électrique de Hall produise un chauffage perpendiculaire des ions, contrairement à ce que nous observons dans la Sec.5.2.4. Cependant, son modèle ne prend pas en compte la présence d’un champ électrique parallèle, ni le fait que la largeur de la couche soit de l’ordre du rayon de Larmor des ions. Ce modèle a permis d’expliquer des cas de chauffages perpendiculaires des ions inexplicables par la résonance (Lindstedt et al. 2010). Suite à l’observation récente d’un chauffage perpendiculaire des ions froids à la séparatrice, tant dans les observations (Toledo-Redondo et al. 2016b) que dans une simulation de reconnexion magnétique symétrique (Divin et al. 2016), le modèle de Cole (1976) a été à nouveau avancé. La présence d’un chauffage parallèle des ions froids dans nos simulations implique donc qu’il existe un autre processus chauffant les ions froids à la séparatrice de façon parallèle au champ magnétique. Dans ce travail, ce processus s’est révélé plus efficace que le chauffage perpendiculaire. Il convient maintenant de savoir si le chauffage parallèle par le champ de Hall peut également dominer le chauffage perpendiculaire des ions froids par les ondes. Pour le déterminer, il faudra faire une étude statistique observationnelle, qui sera effectuée à l’aide de données issues de la mission MMS.

5.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié plusieurs signatures des ions froids à proximité d’un site de reconnexion de type magnétopause terrestre du côté jour. Nous avons montré qu’en raison de leur comportement fluide, les lignes d’écoulement des ions froids divergent de part et d’autre du site de reconnexion, ce qui y occasionne

une chute de leur densité. Ils convergent au contraire vers les séparatrices, où ils tendent à s'accumuler. Nous avons également identifié une signature intéressante des ions froids au niveau des séparatrices : la fonction de distribution dans le plan des vitesses perpendiculaires au champs magnétique prend une forme de croissant. Nous avons pu expliquer cette signature grâce à la combinaison d'un effet de gradient de densité avec la présence d'un fort champ électrique, le champ de Hall. Nous avons aussi défini un critère d'existence de cette signature qui permettra de faciliter son observation dans les données satellites. Nous avons ensuite comparé les fonctions de distributions de toutes les populations d'ions à travers la séparatrice, afin de voir ce qui peut distinguer les ions froids des autres populations. À cette occasion, nous avons remarqué le chauffage parallèle des ions froids dans le champ de Hall, que nous avons expliqué par l'accélération des ions froids dans un champ électrique parallèle observable aux séparatrices. Le chauffage anisotrope des ions froids constitue une autre signature observable des ions froids aux séparatrices.

Les ions froids constituent souvent une portion importante des ions magnétosphériques. Nous nous attendons par conséquent à ce qu'ils aient un impact sur la reconnexion magnétique, notamment en ce qui concerne le partitionnement de l'énergie par le processus de reconnexion. Il est cependant difficile d'étudier leur impact, en particulier dans les données, précisément car leur chauffage les rend difficilement différenciables des autres ions lors d'une traversée de magnétopause. En identifiant des signatures propres aux ions froids magnétosphériques telles que celles mise en avant dans ce chapitre, nous facilitons leur étude observationnelle.

Annexes de chapitre

Le modèle simplifié du champ de Hall représenté sur la Fig.5.3 permet de déterminer simplement la trajectoire d'une particule dans la couche de courant. Les champs électromagnétiques sont constants dans la couche et orientés tels que :

$$\mathbf{B} = B_x \mathbf{e}_x + B_z \mathbf{e}_z \quad (5.18)$$

$$\mathbf{E} = E_y \mathbf{e}_y \quad (5.19)$$

En dehors de la couche, nous prenons plus simplement :

$$\mathbf{B} = B_x \mathbf{e}_x \quad (5.20)$$

$$\mathbf{E} = \mathbf{0} \quad (5.21)$$

Nous considérons par ailleurs qu'une particule entrant dans la couche est animée d'une vitesse \mathbf{v}_0 , telle que :

$$\mathbf{v}_0 = v_{x,0} \mathbf{e}_x + v_{y,0} \mathbf{e}_y + v_{z,0} \mathbf{e}_z \quad (5.22)$$

$$v_0^2 = v_{x,0}^2 + v_{y,0}^2 + v_{z,0}^2 = v_{th}^2 \quad (5.23)$$

où v_{th} la vitesse thermique des ions froids dans la magnétosphère. Nous posons $t_0 = 0$ le temps auquel la particule entre dans la couche, à la position $y = y_0$.

Résolution des équations du mouvement

Nous résolvons maintenant les équation du mouvement dans la couche de champ de Hall. La présence d'un champ électrique E_y et d'un champ magnétique B_z viennent localement affecter la trajectoire de la particule, mais il suffit de fixer ces deux champ à 0 pour retrouver la dynamique de la particule en-dehors de la couche.

Principe fondamental de la dynamique :

$$\frac{m}{q} \frac{dv_x}{dt} = v_y B_z \quad (5.24)$$

$$\frac{m}{q} \frac{dv_y}{dt} = E_y + v_z B_x - v_x B_z \quad (5.25)$$

$$\frac{m}{q} \frac{dv_z}{dt} = -v_y B_x \quad (5.26)$$

Nous dérivons :

$$\frac{d^2 v_x}{dt^2} = \frac{q}{m} \frac{dv_y}{dt} B_z \quad (5.27)$$

$$\frac{d^2 v_y}{dt^2} = -\omega_c^2 v_y \quad (5.28)$$

$$\frac{d^2 v_z}{dt^2} = -\frac{q}{m} \frac{dv_y}{dt} B_x \quad (5.29)$$

Nous déduisons de l'Eq.5.28 la vitesse selon y et sa dérivée :

$$v_y = \omega_c A \cos(\omega_c t + \Phi) \quad (5.30)$$

$$\frac{dv_y}{dt} = -\omega_c^2 A \sin(\omega_c t + \Phi) \quad (5.31)$$

où Φ et A des constantes que nous allons déterminer.

À $t = 0$, nous obtenons en nous appuyant sur les équations précédentes et l'Eq.5.25 :

$$v_y(0) = v_{y,0} = \omega_c A \cos(\Phi) \quad (5.32)$$

$$\frac{dv_y}{dt}(0) = \frac{q}{m} (E_y + v_{z,0} B_x - v_{x,0} B_z) = -\omega_c^2 A \sin(\Phi) \quad (5.33)$$

d'où

$$\tan(\Phi) = -\frac{q}{m\omega_c v_{0,y}}(E_y + B_x v_{0,z} - B_z v_{0,x}) \quad (5.34)$$

$$\omega_c^2 A^2 = v_{y,0}^2 + \frac{(E_y + B_x v_{0,z} - B_z v_{0,x})^2}{B_x^2 + B_z^2} \quad (5.35)$$

À partir de l'Eq.5.31 puis des équations 5.24 et 5.26, nous pouvons donc déterminer toutes les vitesses :

$$v_y = \omega_c A \cos(\omega_c t + \Phi) \quad (5.36)$$

$$v_x = \frac{q}{m} B_z A [\sin(\omega_c t + \Phi) - \sin(\Phi)] + v_{x,0} \quad (5.37)$$

$$v_z = -\frac{q}{m} B_x A [\sin(\omega_c t + \Phi) - \sin(\Phi)] + v_{z,0} \quad (5.38)$$

Calcul de l'énergie cinétique des particules du croissant

En intégrant l'équation de la vitesse, nous obtenons :

$$y(t) = A(\sin(\omega_c t + \Phi) - \sin(\Phi)) + y_0 \quad (5.39)$$

Nous posons désormais Δy , la largeur selon y du champ de Hall. À partir de l'Eq.5.39, nous déduisons que pour le temps t_1 auquel la particule sort de la couche du côté du jet :

$$\Delta y = y(t_1) - y(0) = A(\sin(\omega_c t_1 + \Phi) - \sin(\Phi)) \quad (5.40)$$

À l'aide des vitesses et des Eq.5.40, 5.32 et 5.33, nous en déduisons l'énergie

cinétique d'une particule en sortie de la couche :

$$E_c = \frac{1}{2}mv^2 \quad (5.41)$$

$$= \frac{1}{2}m(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2) \quad (5.42)$$

$$= \frac{1}{2}m \left(v_{x,0}^2 + v_{z,0}^2 + A^2\omega_c^2(\cos(\omega_c t + \Phi))^2 + (\sin(\omega_c t + \Phi) - \sin(\Phi))^2 \right) \quad (5.43)$$

$$+ 2\frac{q}{m}(B_z v_{x,0} - B_x v_{z,0})A(\sin(\omega_c t + \Phi) - \sin(\Phi)) \quad (5.44)$$

$$= \frac{1}{2}m \left(v_{x,0}^2 + v_{z,0}^2 + A^2\omega_c^2(1 - 2\sin(\Phi)\sin(\omega_c t + \Phi) + \sin(\Phi)^2) \right) \quad (5.45)$$

$$+ 2\frac{q}{m}(B_z v_{x,0} - B_x v_{z,0})\Delta y \quad (5.46)$$

$$= \frac{1}{2}m \left(v_{x,0}^2 + v_{z,0}^2 + A^2\omega_c^2 - 2\omega_c^2 A \sin(\Phi) A \sin(\omega_c t + \Phi) \right) \quad (5.47)$$

$$+ A^2\omega_c^2 \sin(\Phi)^2 + 2\frac{q}{m}(B_z v_{x,0} - B_x v_{z,0})\Delta y \quad (5.48)$$

$$= \frac{1}{2}m \left(v_{x,0}^2 + v_{z,0}^2 + v_{y,0}^2 + \frac{(E_y + B_x v_{0,z} - B_z v_{0,x})^2}{B_x^2 + B_z^2} + A^2\omega_c^2 \sin(\Phi)^2 \right) \quad (5.49)$$

$$- 2\omega_c^2 A \sin(\Phi)(\Delta y + A \sin(\Phi)) + 2\frac{q}{m}(B_z v_{x,0} - B_x v_{z,0})\Delta y \quad (5.50)$$

$$= \frac{1}{2}m \left(v_{th}^2 + \frac{(E_y + B_x v_{0,z} - B_z v_{0,x})^2}{B_x^2 + B_z^2} - A^2\omega_c^2 \sin(\Phi)^2 \right) \quad (5.51)$$

$$- 2\omega_c^2 A \sin(\Phi)\Delta y + 2\frac{q}{m}(B_z v_{x,0} - B_x v_{z,0})\Delta y \quad (5.52)$$

$$= \frac{1}{2}m \left(v_{th}^2 + \frac{(E_y + B_x v_{0,z} - B_z v_{0,x})^2}{B_x^2 + B_z^2} - \frac{(E_y + v_{z,0}B_x - v_{x,0}B_z)^2}{B_x^2 + B_z^2} \right) \quad (5.53)$$

$$+ 2\frac{q}{m}(E_y + v_{z,0}B_x - v_{x,0}B_z)\Delta y + 2\frac{q}{m}(B_z v_{x,0} - B_x v_{z,0})\Delta y \quad (5.54)$$

$$E_c = \frac{1}{2}mv_{th}^2 + q\Delta y E_y \quad (5.55)$$

Les calculs sont ici développés, mais il est possible d'obtenir le même résultat de façon bien plus rapide en s'appuyant sur la conservation du travail des forces, comme fait dans la Sec.5.2.2.

Bornes selon v_z de la signature

Nous cherchons maintenant à déterminer quelles seront les vitesses minimale et maximale en v_z de la signature en sortie de la couche de courant. Pour cela, il suffit d'injecter l'Eq.5.40 dans l'Eq.5.38 à $t = t_1$. Nous en déduisons que v_z est

égal à :

$$v_z(t_1) = -\frac{q}{m}B_x\Delta y + v_{z,0} \quad (5.56)$$

avec $v_{z,0} \in [-v_{th}, v_{th}]$.

Critère d'existence

Pour que la signature en croissant apparaisse dans les fonctions de distributions, il faut que des ions froids soient capables de traverser la couche de courant en moins d'une gyration. Autrement dit, cela signifie qu'il doit exister un temps t_1 de la gyration auquel la particule a effectivement atteint l'autre côté de la couche. Ce temps existe si et seulement si :

$$\Delta y < \max[y(t)] - y_0 \quad (5.57)$$

où y_0 la position initiale de la particule (précédemment défini comme à la frontière entre magnétosphère et champ de Hall), Δy la largeur de la couche et $y(t)$ la position telle que définie par l'Eq.5.39.

À partir de l'Eq.5.39 et en nous aidant des équations 5.35 et 5.33 nous pouvons résoudre le terme de droite de l'Eq.5.57 :

$$\max[y(t)] - y_0 = A(1 - \sin(\Phi)) \quad (5.58)$$

$$= \frac{1}{\omega_c}\omega_c A + \frac{1}{\omega_c^2}[-\omega_c^2 A \sin(\Phi)] \quad (5.59)$$

$$= \frac{1}{\omega_c} \sqrt{v_{y,0}^2 + \frac{(E_y + B_x v_{0,z} - B_z v_{0,x})^2}{B_x^2 + B_z^2}} + \frac{1}{\omega_c^2} \frac{q}{m} (E_y + v_{z,0} B_x - v_{x,0} B_z) \quad (5.60)$$

Nous cherchons maintenant à déterminer si des particules sont capables de traverser la couche. Pour cela, il faut définir \mathbf{v}_0 de manière à maximiser l'Eq.5.60. En l'occurrence, il faut prendre $\mathbf{v}_0 = v_{th}\mathbf{e}_z$. En choisissant cette valeur, nous déterminons à partir des équations 5.57 et 5.60 qu'une particule est capable de traverser la couche si :

$$\Delta y < \frac{2q}{m\omega_c^2}(E_y + B_x v_{th}) \quad (5.61)$$

En pratique, nous pouvons généralement négliger la vitesse thermique des ions froids et assimiler le champ de Hall au champ électrique local total, ce qui simplifie le critère ainsi :

$$\Delta y < \frac{2q}{m\omega_c^2}E \quad (5.62)$$

Chapitre 6

Perspectives et conclusion

Sommaire

6.1 Perspectives	157
6.2 Impact d'une plume plasmasphérique sur la reconnexion magnétique	159
6.2.1 Simulation d'une plume plasmasphérique	159
6.2.2 Normalisation, modèle numérique et conditions initiales	160
6.2.3 Discussion et opportunités	163
6.3 Effet des ions froids sur le champ de Hall	166
6.3.1 Introduction à la problématique	166
6.3.2 Comparaison avec la simulation	169
6.4 Conclusion	172

6.1 Perspectives

Au cours de cette thèse, nous avons travaillé sur l'importance des ions froids magnétosphériques dans le cadre de la reconnexion magnétique à la magnétopause terrestre (et donc asymétrique). Dans un sujet actuellement fortement dominé par les observations, nous proposons une approche complémentaire à l'aide de simulations numériques cinétiques. La simulation permet de s'extraire du point de vue intrinsèquement local des observations afin de révéler les différentes implications des ions froids sur la reconnexion et la magnétopause. Nous avons ainsi pu observer dans le chapitre 4 que les ions froids permettent le maintien d'un champ électrique le long des séparatrices. De même, dans le chapitre 5, la simulation a permis d'étudier l'écoulement des ions froids à la magnétopause et de mettre en exergue la place que tient le champ électrique de Hall dans leur chauffage. Le

point de vue de la simulation permet ainsi de dévoiler certaines signatures parfois difficiles à déceler grâce aux observations.

Le sujet de l'impact des ions froids magnétosphériques sur la reconnexion magnétique et la dynamique de la magnétopause est actuellement très dynamique grâce aux données de la mission MMS, récemment lancée. Deux de ses instruments sont particulièrement adaptés à leur étude : le *Hot Plasma Composition Analyzer* (HPCA) et le *Fast Plasma Investigation* (FPI). HPCA est capable de distinguer les différentes populations de la magnétosphère en déterminant leur énergie et leur masse (Young et al. 2016). FPI est quant à lui capable de distinguer les détails structurels de la magnétopause à des échelles auxquelles des phénomènes associés aux ions froids sont attendus mais ne résout pas la composition ionique (Pollock et al. 2016). De telles échelles n'avaient auparavant jamais été résolues par des instruments plasma dans l'espace. Le regain d'intérêt récent pour ce sujet s'appuie également sur le développement de simulations numériques dédiées aux ions froids (Divin et al. 2016; Dargent et al. 2017), alors que ces dernières avaient été négligées par le passé. Le travail de cette thèse, largement dédié à la simulation numérique d'ions froids magnétosphériques, offre donc de nombreuses perspectives, tant en terme de simulations numériques inédites qu'en terme de confrontation avec les données.

Parmi les simulations numériques inédites qu'ouvre ce travail, nous pouvons penser à la prise en compte et à l'étude de l'impact sur la reconnexion magnétique des ions froids lourds, tel que l'oxygène, très présent dans le plasma d'origine ionosphérique (voir la Sec.1.4.1). Ces ions sont observés et étudiés à l'aide de données satellites (Wang et al. 2015), mais l'utilisation de simulations numériques peut permettre de développer le sujet. La possibilité de discriminer les populations dans une simulation constitue notamment un grand avantage. Un autre sujet d'étude ouvrant sur une simulation cinétique inédite est l'impact de l'arrivée d'une plume plasmasphérique à la magnétopause. À l'heure actuelle, l'étude des plumes s'appuie principalement sur des observations (Borovsky & Denton 2006; Walsh et al. 2014) et des simulations fluides (Borovsky et al. 2008), qui ne prennent pas en compte les processus cinétiques propres aux ions froids la composant. Un travail sur ce sujet a été entamé dans le cadre de cette thèse, qui repose sur une simulation numérique 2D complètement cinétique et de taille importante, afin de pouvoir observer les différentes étapes de l'arrivée de la plume à la magnétopause. Ce travail est développé dans la Sec.6.2.

Sans même réaliser de nouvelles simulations, les données produites au cours de cette thèse offrent encore de nombreuses opportunités. Par exemple, un sujet d'étude est celui de l'impact des ions froids sur le champ de Hall. En effet, le champ de Hall provient du découplage entre les ions et les électrons, ces derniers restant couplés au champ magnétique à plus petite échelle. Les ions froids étant également

couplés au champ magnétique à plus petite échelle que les autres ions, nous nous attendons à un effet de leur part sur les champs de Hall. Cette problématique n'est à l'heure actuelle abordée que d'un point de vue observationnel (Toledo-Redondo et al. 2015; André et al. 2016). En collaboration avec Sergio Toledo-Redondo (ESA/ESAC), nous avons commencé un travail sur ce sujet, afin de confronter les résultats de simulation et d'observation. L'avancée de ces travaux est discutée dans la Sec.6.3.

6.2 Impact d'une plume plasmasphérique sur la reconnexion magnétique

6.2.1 Simulation d'une plume plasmasphérique

Comme ce fut déjà évoqué dans le chapitre 1, les plumes magnétosphériques ont un impact sur la reconnexion magnétique, et en particulier sur le taux de reconnexion. Cependant, à l'heure actuelle, seuls Borovsky et al. (2008) ont entrepris de modéliser ce phénomène et cette simulation, issue d'une modèle MHD, se concentre exclusivement sur l'apport de masse, ignorant totalement les effets liés à la très faible température du plasma plasmasphérique. Pour palier à ce manque, nous avons réalisé une simulation totalement cinétique de reconnexion magnétique en présence d'une plume plasmasphérique.

La simulation que nous avons conçue a pour objectif d'étudier l'impact d'une plume plasmasphérique sur la reconnexion magnétique. Il s'agit d'une simulation PIC à deux dimensions, utilisant le code SMILEI, comme pour les chapitre 4 et 5. Elle se compose de trois phases : une phase de reconnexion magnétique asymétrique sans plume, une phase de transition correspondant à l'arrivée de la plume à la magnétopause, et une phase de reconnexion magnétique en présence d'une plume. Les phases de reconnexion avec et sans plume durent suffisamment longtemps pour que des jets long d'environ $100 \omega_{ci}^{-1}$ se développent dans chacune d'elles. De ce fait, ces deux phases peuvent être étudiées indépendamment l'une de l'autre tandis que la phase intermédiaire, totalement inédite, nous permet d'observer l'impact sur la magnétopause d'une plume magnétosphérique.

La simulation de plume plasmasphérique est particulièrement lourde, car :

- pour des raisons pratiques, la simulation possède des conditions limites périodiques pour les bords situés dans la direction du jet et doit donc être assez grande pour que le plasma éjecté d'un côté ne revienne pas de l'autre.
- afin d'étudier la magnétopause loin du site de reconnexion, nous souhaitons des jets suffisamment étendus pour chacune des deux phases stationnaires ($\sim 100 \omega_{ci}^{-1}$ de chaque côté).

- l’apport de masse de la plume ralentit le taux de reconnexion, ce qui signifie que les jets de la seconde phase stationnaire sont plus longs à se former.

Pour ces raisons, cette simulation a nécessité 14 millions d’heures de calcul sur le super-ordinateur Curie, réparties en parallèle sur 16384 processeurs. En temps réel, il a fallu compter environ 3 mois entre le début et la fin de la simulation, en prenant en compte que cette dernière tournait par tranche de 20 h et devait être relancée quotidiennement. Ce découpage du calcul permet de traiter les résultats au fur et à mesure, mais aussi d’intervenir rapidement en cas de problème. Un exemple de problème récurrent auquel nous avons été confronté dans le cadre de cette simulation est celui du manque de place pour stocker les résultats, la simulation ayant produit ~ 350 TB de données.

6.2.2 Normalisation, modèle numérique et conditions initiales

Les données présentées dans ce chapitre sont normalisées par des unités définies aux échelles des ions, comme défini dans la Sec.3.1.4. L’initialisation de la simulation correspond à une couche de courant dans le plan (x, y) . La taille du domaine est de $(x_m, y_m) = (1280, 256)\delta_i$. Nous comptons $n_x = 25600$ cellules dans la direction x et $n_y = 10240$ cellules dans la direction y . Chaque cellule contient initialement 50 macroparticules par population. Les populations sont définies comme suit : les ions froids de la plume (*ip*), les ions magnétosphériques chauds (*ih*) et les ions de la magnétogaine (*ish*), ainsi que les électrons (*e*). Les moments de la distribution du plasma et les champs électromagnétiques sont calculés par une interpolation du second ordre. Les particules sont placées dans la boîte à l’aide de distributions Maxwelliennes locales. Le pas de temps est de $dt = 8,4 \cdot 10^{-4}$ et le temps total de simulation est $T = 800 \omega_{ci}^{-1}$. La couche de courant est située à $y_0 = y_m/2$. Les ions froids de la plume plasmaphérique sont initialement situés à $dy_p = 20 \delta_i$ de la couche. Cette distance a été estimée à l’aide des lois d’échelles de Cassak-Shay (Sec.1.2.4), afin que la plume n’atteigne la couche de courant qu’après environ $300 \omega_{ci}^{-1}$. Pour cela, nous avons estimé le taux de reconnexion et nous en avons déduit la quantité de flux magnétique reconnecté à $t = 300 \omega_{ci}^{-1}$, c’est-à-dire $\Delta F = F_X(t = 0) - F_X(t = 300)$ où F_X la valeur du flux au point X. Puis nous avons déterminé la valeur du flux magnétique en tout point à $t=0$ grâce au champ magnétique initial (Eq.6.1). À partir de la quantité ΔF de flux reconnecté à $t = 300$ et de la connaissance du flux à l’instant initial, nous pouvons déterminer à quelle distance du point X le flux magnétique est égal à $F_X(t = 300)$. Cette distance correspond à dy_p .

La simulation présente un champ électromagnétique tel que le champ électrique \mathbf{E} est initialement fixé à zéro partout et le champ magnétique \mathbf{B} est asymétrique

et antisymétrique. Il est orienté selon l'axe x tel que :

$$\mathbf{B}(x, y) = \frac{B_0}{B_r} \left[-\tanh\left(\frac{y - y_0}{L} - \operatorname{arctanh}\left(\frac{B_r - 1}{B_r + 1}\right)\right) \frac{B_r + 1}{2} - \frac{B_r - 1}{2} \right] \mathbf{u}_x \quad (6.1)$$

où $B_r = |B_{\text{gain}}/B_{\text{sphere}}|$ le rapport de champ magnétique entre les deux côtés de la couche et \mathbf{u}_x le vecteur unitaire dans la direction x . Dans notre cas, nous avons fixé $B_r = 0,5$. Le champ magnétique étant normalisé à sa valeur dans la magnétogaine, $|B_{\text{gain}}| = B_0 = 1$ dans cette équation. Le ratio des températures électronique sur ionique est constant et fixé à $\theta \equiv T_e/T_i = 0,2$. Nous en déduisons que le ratio des densités de courants électronique sur ionique est égal à $-T_i/T_e$. Le rapport des températures des ions chauds magnétosphériques sur les ions froids de la plume est constant et fixé à $T_{hop} \equiv T_{ih}/T_{ip} = 500$. Le rapport de masse m_i/m_e est de 25.

L'introduction de la plume dans la simulation nécessite d'adapter les densités et températures afin de maintenir un équilibre de pression. Pour cela, nous définissons tout d'abord les valeurs asymptotiques (c'est-à-dire loin de toute variation) de densité des ions :

$$n_{ish,0} = 1 \quad (6.2)$$

$$n_{ih,0} = 0.1 \quad (6.3)$$

$$n_{ip,0} = 2 \quad (6.4)$$

Nous remarquons que tout comme pour le champ magnétique, la densité est normalisée à la densité de la magnétogaine. Nous remarquons également que le plasma de la plume est plus dense que celui de la magnétogaine, ce qui constitue un cas un peu extrême de plume plasmasphérique, bien que déjà observé (Walsh et al. 2014). Une fois les densités asymptotiques fixées, nous fixons les températures asymptotiques. Pour cela, il faut s'appuyer sur l'équation normalisée de l'équilibre de pression :

$$P_i + P_e + \frac{B^2}{2} = K \quad (6.5)$$

où K une constante que nous avons arbitrairement fixé à $(B_0/B_r)^2$. Grâce au ratio θ des températures électronique sur ionique, et en utilisant la quasi-neutralité pour définir $n \equiv n_i = n_e$, nous pouvons écrire l'Eq.6.5 dans la magnétogaine et dans la magnétosphère sans plume :

$$n_{ish,0} T_{ish,0} (1 + \theta) + \frac{1}{2} = K \quad (6.6)$$

$$n_{ih,0} T_{ih,0} (1 + \theta) + \frac{1}{2B_r^2} = K \quad (6.7)$$

De ces équations, nous déduisons les températures asymptotiques :

$$T_{ish} = \frac{1}{n_{ish,0}} \frac{K - 1/2}{1 + \theta} \quad (6.8)$$

$$T_{ih} = \frac{1}{n_{ih,0}} \frac{K - 1/2 B_r^2}{1 + \theta} \quad (6.9)$$

$$T_{ip} = \frac{T_{ih}}{T_{hop}} \quad (6.10)$$

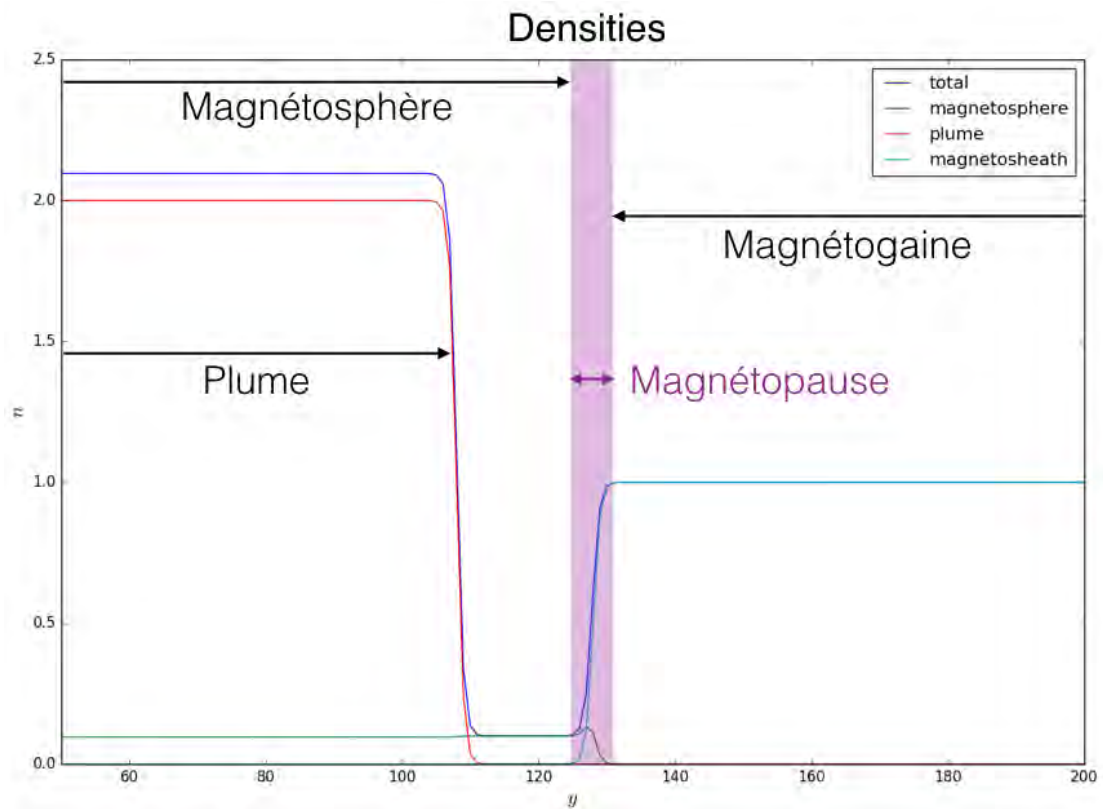


FIGURE 6.1 – Profils de densité initiaux des différentes populations d’ions dans la simulation plume.

Pour déterminer les profils de densité, nous commençons par supposer que les températures de chaque population d’ions sont uniformes. Les profils de densité des ions de la magnétogaine et des ions de la plume en fonction de la position sont

ensuite choisis arbitrairement tels que :

$$n_{ish} = \frac{n_{ish,0}}{2} \left[1 + \tanh \left(\frac{y - y_0}{L} \right) \right] \quad (6.11)$$

$$n_{ip} = n_{ip,0} \left[1 + \frac{1}{2} \left(\tanh \left(\frac{y - y_0 + dy_p}{L} \right) + 1 \right) \right] \quad (6.12)$$

Le profil de densité des ions magnétosphériques chauds est pour sa part déduit de l'Eq.6.5 :

$$n_{ih} = \frac{1}{T_{ih}} \left[\frac{1}{1 + \theta} \left(K - \frac{B^2}{2} \right) - n_{ip}T_{ip} - n_{ish}T_{ish} \right] \quad (6.13)$$

Les profils de densités sont représentés sur la Fig.6.1, sachant que par définition $n \equiv n_i = n_{ish} + n_{ip} + n_{ih}$. La température totale $T = T_i + T_e$ est calculée de manière à conserver l'équilibre de pression. La reconnexion magnétique est déclenchée grâce à une perturbation \mathbf{B}_1 (données par l'Eq.4.3) sur le champ magnétique initial (Eq.6.1).

6.2.3 Discussion et opportunités

Cette simulation de plume plasmasphérique est inédite tant par le sujet abordé que par la taille de la simulation. La simulation dure $T = 800 \omega_{ci}^1$, ce qui permet d'avoir des jets longs d'environ $100 \delta_i$ (équivalent à 10 000 km à la magnétopause) à l'arrivée de la plume, et des jets de longueur équivalente après reconnexion de la plume. La première phase de reconnexion magnétique sans ions froids, durant $300 \omega_{ci}^{-1}$, représente à elle seule une des plus longues simulation PIC de reconnexion magnétique (Drake et al. 2008; Malakit et al. 2010; Aunai et al. 2011; Karimabadi et al. 2014). Ce temps de simulation particulièrement long a pour effet de permettre le développement d'instabilités, telle que l'instabilité de firehose (Krauss-Varban et al. 1999). Cette dernière ne se développe en effet qu'à partir d'une certaine distance de la ligne X.

Les premiers résultats de la simulation ont confirmé l'impact de l'apport de masse sur la taux de reconnexion. Comme nous pouvons le voir sur la Fig.6.2, l'arrivée de la plume correspond à une chute significative du taux de reconnexion magnétique. Une étude de cette simulation devra porter sur la comparaison de ce taux de reconnexion avec les modèles à notre disposition (Cassak & Shay 2007). Cependant, le développement de plasmoides au niveau de la ligne X entraîne de fortes variations du taux de reconnexion, notamment entre $t = 200$ et $300 \omega_{ci}^1$. De manière plus générale, cette simulation offre une belle opportunité d'étudier les plasmoides. Ces derniers commencent à apparaître vers $t = 200 \omega_{ci}^1$ quand le jet devient très étirés. Nous pouvons alors observer leur impact sur le taux de reconnexion, leur fréquence d'apparition, leur taux de croissance, mais également

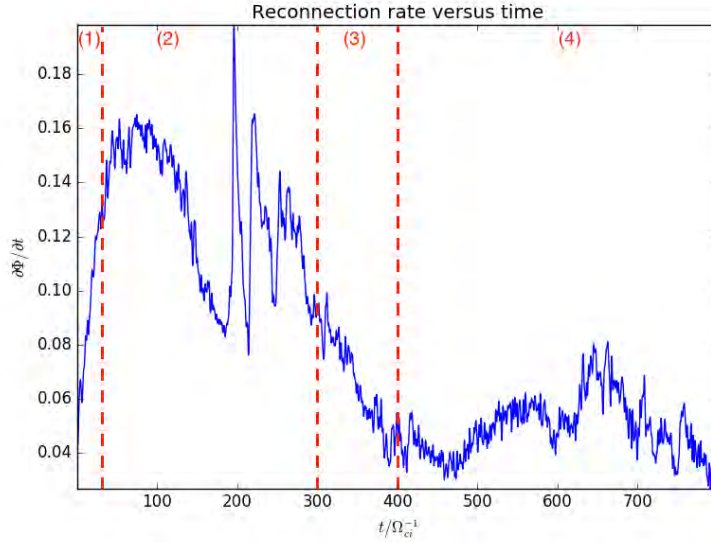


FIGURE 6.2 – Taux de reconnexion magnétique en fonction du temps. Nous pouvons diviser la simulation en quatre temps, séparés par les lignes pointillées rouges. Le temps (1) correspond au développement initial de la reconnexion magnétique. Le temps (2) correspond à la phase de reconnexion sans la plume. Le temps (3) correspond à la phase intermédiaire d’arrivée de la plume à la magnétopause. Le temps (4) correspond à la phase de reconnexion avec la plume.

l’impact qu’a la plume sur tous ces paramètres. Sur la Fig.6.3a, nous pouvons voir deux des plasmoides, dont nous savons par ailleurs qu’ils sont responsables des larges variations du taux de reconnexion pour t entre 200 et 300 ω_{ci}^{-1} . Ces plasmoides se forment et sont évacués dans le jet assez rapidement. Cependant, en présence de la plume, le jet est plus lent, ce qui se répercute sur l’évacuation des plasmoides. Alimentés par la reconnexion, ces derniers peuvent grossir plus longtemps, jusqu’à prendre des tailles importantes, comme nous pouvons le voir sur la Fig.6.3b. Ces plasmoides de grandes tailles n’ont cependant visiblement que peu d’effets sur le taux de reconnexion en comparaison avec les plasmoides de la Fig.6.3a. La variété des plasmoides observables dans cette simulation en fait une référence potentielle pour leur étude.

La taille de la simulation permet l’apparition de nombreux phénomènes qui n’ont pas le temps d’apparaître dans des simulations plus petites. Elle laisse notamment le temps aux instabilités de se développer. De fait, plusieurs instabilités apparaissent dans le jet. Nous apercevons dans le jet de la Fig.6.4 des structures probablement liées à l’instabilité de firehose (Krauss-Varban et al. 1999). La grande taille de la simulation permet également aux jets de s’étendre suffisamment pour

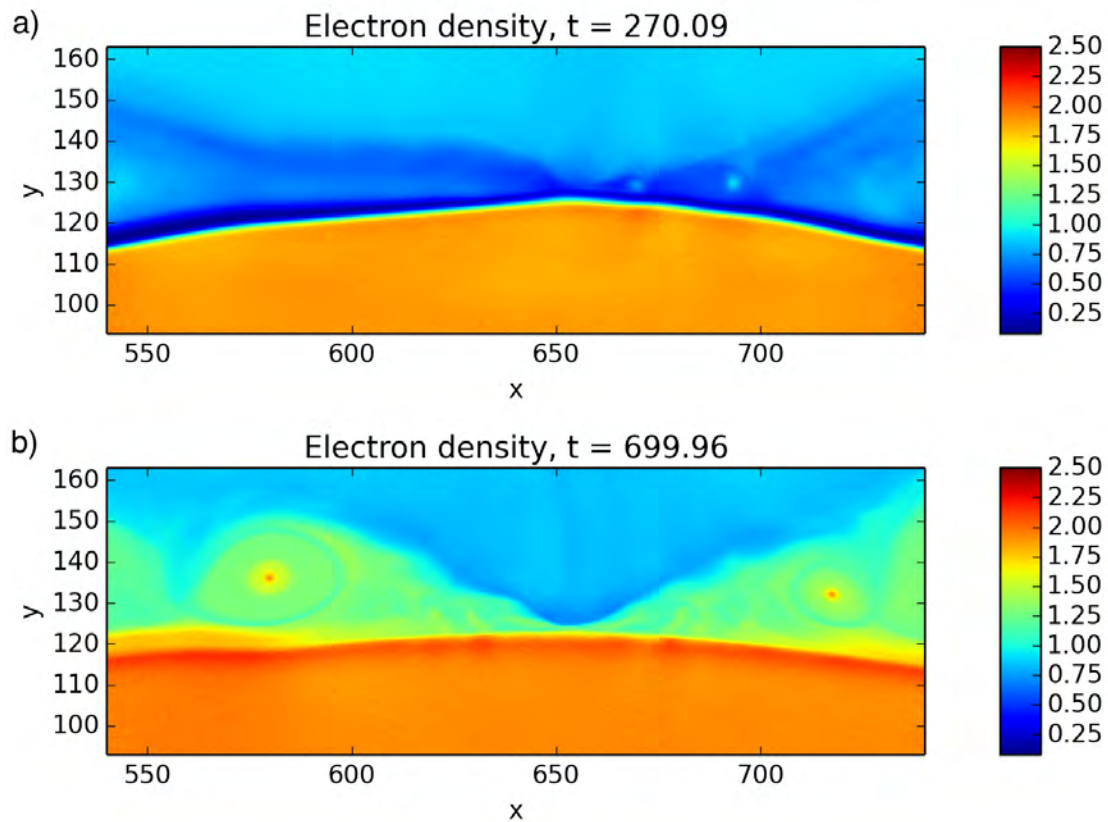


FIGURE 6.3 – Densité des électrons aux temps $t = 270$ (a) et $700 \omega_{ci}^1$ (b). La magnétogaine est en bleu ciel, la magnétosphère sans ions froids en bleu foncé et la plume apparaît en rouge orangé. Nous pouvons apercevoir deux plasmoides dans chaque figure, apparaissant comme des surdensités dans le jet. À $t = 270 \omega_{ci}^1$, la plume est quasiment arrivée au site de reconnexion, ce qui fait que, sur l'image, la magnétosphère sans ions froids est très fine.

atteindre des échelles MHD. Ce faisant, nous pouvons réaliser des comparaisons avec les prédictions fluides pour le jet, ce qui n'a encore jamais été fait pour des simulations PIC asymétriques totalement cinétiques.

Cette simulation de la magnétopause en présence d'une plume plasmasphérique constitue une source de données intéressante pouvant couvrir de nombreux sujets d'études, notamment en terme de comparaison avec les données MMS. De plus, la quantité de données la rend difficile à traiter de manière exhaustive par une personne seule (ou une petite équipe). Aussi, à l'avenir, les données ont vocations à être partagées.

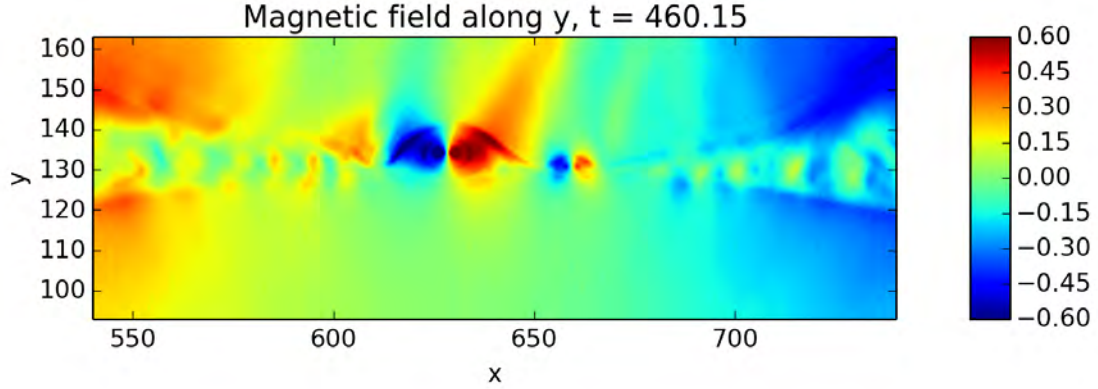


FIGURE 6.4 – Champ magnétique selon y . Nous observons que les plasmoides apparaissent ici comme des bipôles très intenses. Nous observons également la présence d’une oscillation dans le jet, signe d’une instabilité.

6.3 Effet des ions froids sur le champ de Hall

6.3.1 Introduction à la problématique

Comme nous l’avons vu dans le chapitre 1, le champ électrique de Hall découle du découplage successif des ions et des électrons vis-à-vis du champ magnétique. Ce découplage produit un courant perpendiculaire au champ magnétique qui fait apparaître un champ électrique. Cependant, une caractéristique des ions froids est de rester gelés dans le champ magnétique à plus petite échelle que les autres ions. Autrement dit, le découplage entre ions et électrons se produit en deux temps : un premier temps où seuls les ions "chauds" se découplent du champ magnétique, puis un second temps où les ions froids se découplent à leur tour. Un effet des ions froids est donc attendu sur le champ de Hall.

L’effet des ions froids sur le champ de Hall a déjà été étudié avec des observations par Toledo-Redondo et al. (2015) (avec CLUSTER), puis par André et al. (2016) (avec MMS). Ces études ont conclu que les ions froids avaient pour effet de réduire le terme Hall $\mathbf{j} \times \mathbf{B}/en$ dans la loi d’Ohm. Cependant, le champ électrique n’est pas réduit, car le terme Hall est compensé par un terme de dérive électrique idéale des ions froids. En effet, en présence d’ions froids, il est possible de scinder le terme idéal de la loi d’Ohm ainsi (en négligeant le terme d’inertie des électrons) :

$$\mathbf{E} = -\mathbf{v}_i \times \mathbf{B} + \frac{1}{en} \mathbf{j} \times \mathbf{B} - \frac{1}{en} \nabla \cdot \vec{P}_e \quad (6.14)$$

$$= -\frac{n_{ic}}{n} \mathbf{v}_{ic} \times \mathbf{B} - \frac{n_{ih}}{n} \mathbf{v}_{ih} \times \mathbf{B} + \frac{1}{en} \mathbf{j} \times \mathbf{B} - \frac{1}{en} \nabla \cdot \vec{P}_e \quad (6.15)$$

où ic représente les ions froids et ih les autres ions ("chauds"). De plus, comme nous l'avons déjà montré dans les annexes du chapitre 4 (Eq.4.24), nous pouvons développer le terme Hall ainsi :

$$\frac{1}{en} \mathbf{j} \times \mathbf{B} = (\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_e) \times \mathbf{B} = \frac{n_{ih}}{n} (\mathbf{v}_{ih} - \mathbf{v}_e) \times \mathbf{B} \quad (6.16)$$

Sachant que $n = n_{ic} + n_{ih}$, cela signifie bien que l'augmentation du nombre d'ions froids réduit d'autant le terme de Hall. Cependant, cette perte est compensée dans les observations par l'apparition du terme $-n_{ic}/n \mathbf{v}_{ic} \times \mathbf{B}$.

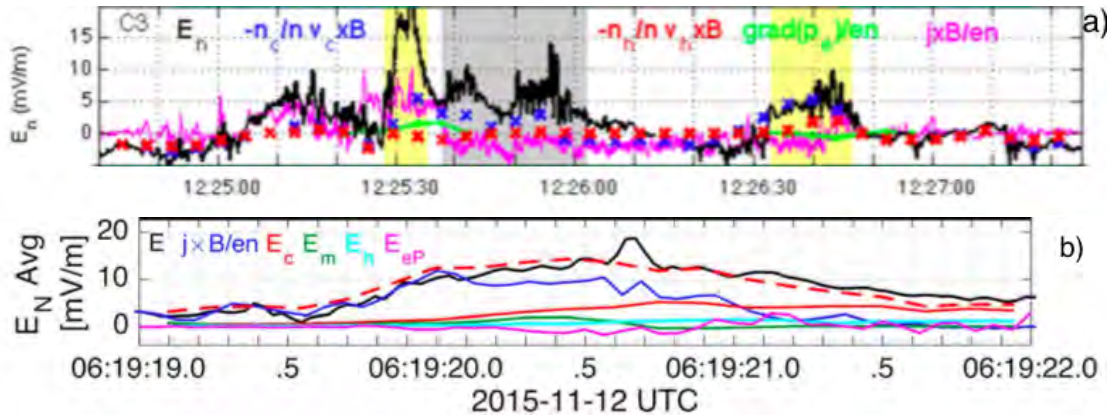


FIGURE 6.5 – Estimations des termes de la loi d'Ohm lors d'une traversée du champ de Hall par Toledo-Redondo et al. (2015) (graphe *a*) et André et al. (2016) (graphe *b*). (*a*) - Données du 8 Avril 2008 par Cluster II (satellites C3 et C4). Les zones de champ de Hall sont indiquées en jaune. La légende associant chaque courbe de couleur à un terme de la loi d'Ohm est donnée dans le graphe. Les données de champ électriques sont estimées comme peu fiables dans la région marquée en gris. (*b*) - Données du 11 Décembre 2015 par MMS (moyenne sur les quatre satellites). La légende associant chaque courbe de couleur à un terme de la loi d'Ohm est donnée dans le graphe. E_c , E_m et E_h sont les termes $-n_s/n \mathbf{v}_s \times \mathbf{B}$ associés respectivement aux ions froids (~ 50 eV dans ce cas), aux ions tièdes (de la magnétogaine, $\sim 0,8 - 1$ keV) et aux ions chauds ($7 - 25$ keV). E_{eP} représente le terme de divergence de la pression dans la loi d'Ohm. La courbe pointillée rouge montre la somme de ces différents termes.

Nous pouvons voir sur les Fig.6.5*a* et *b* les différents termes de la loi d'Ohm dans le cadre de deux événements avec ions froids observés par Toledo-Redondo et al. (2015) et André et al. (2016), respectivement. Dans la Fig.6.5*a*, tout d'abord, nous observons deux traversées du champ de Hall, marquées en jaune. Dans ces deux

zones, nous observons un pic de champ électrique (courbe noire). Chronologiquement, le satellite vient de la magnétosphère, puis entre dans le jet en franchissant le champ de Hall ($t \sim 12 :25 :30$), avant de retourner dans la magnétosphère ($t \sim 12 :26 :40$). La séparation entre les deux populations d'ions est fixée par un seuil d'énergie de 1 keV. Les ions froids sont les ions définis comme ayant entre 5 eV et 1 keV, tandis que les ions chauds ont entre 1 keV et 32 keV. Nous remarquons qu'en dehors du champ de Hall, les courbes associées au terme idéal des ions froids et chauds sont semblables : étant gelés, les vitesses perpendiculaires des deux espèces sont identiques, et de surcroît, leur différence en densité n'est pas significative. Le terme de Hall (courbe mauve) a une valeur faible partout, sauf au niveau des pics de champ électrique. Notez que le calcul du courant par Cluster ne peut pas se faire de manière fiable avec les distributions de particules. Dans ce cas, son estimation se fait avec une méthode à deux multi-satellites basée sur la loi d'Ampère stationnaire (Eq.2.18). Le gradient de champ magnétique est calculé en utilisant successivement les données de champ magnétique des satellites C3 et C4, suffisamment proches, et à l'aide d'une hypothèse sur la magnétopause, supposée plane à l'échelle de la séparation entre les satellites. Dans les régions de champ de Hall, deux termes se distinguent pour soutenir le champ électrique : le terme idéal des ions froids et le terme Hall. En l'absence d'ions froids, le terme Hall est le terme soutenant la quasi-totalité du champ électrique de Hall. En présence d'ions froids, nous observons comme dans la Fig.6.5a que le terme idéal qui leur est associé participe grandement au champ électrique. Dans le cas de la seconde traversée, c'est même lui qui supporte l'essentiel de ce champ. Ces observations confirment donc bien que la présence d'ions froids affaiblit le terme Hall (ce dernier disparaît quasiment lors de la seconde traversée), mais également que le terme idéal associé aux ions froids compense au moins partiellement cette perte.

La Fig.6.5b, issue de André et al. (2016), confirme ce résultat. Cette courbe est la moyenne des résultats obtenus indépendamment pour chaque satellite. Contrairement à Cluster, la précision de l'instrument FPI de MMS permet de calculer le courant indépendamment pour chaque satellite, ce qui rend une approche multi-satellites inutile pour ce travail et renforce la fiabilité des résultats en comparaison avec Toledo-Redondo et al. (2015). Cette courbe se concentre sur une seule traversée du champ de Hall, allant chronologiquement du jet vers la magnétosphère. Dans ce travail, André et al. (2016) distinguent les ions chauds magnétosphériques des ions "tièdes" issus de la magnétogaine. La densité des ions magnétosphériques (chauds et froids) est à peu près constante à travers cette couche, tandis que la densité des ions issus de la magnétogaine diminue à mesure que nous traversons la couche. Cela a pour effet de faire baisser la densité totale, avec pour corollaire d'augmenter les termes de champ idéal E_c et E_h , associés aux ions magnétosphériques. Cela a également pour effet d'avoir un terme Hall plus important du côté

du jet, en raison de la proportion plus grande d'ions démagnétisés (Eq.6.16), qui décroît à mesure que nous nous rapprochons de la magnétosphère et finit par se faire dépasser par la participation croissante des ions froids au champ électrique. Par cette configuration, nous observons en une seule traversée le fait que la proportion d'ions froids réduit effectivement le terme Hall, sans pour autant affecter le champ électrique de Hall, dont le maximum se situe d'ailleurs proche du temps auquel les termes Hall et E_c sont égaux. La somme de tous les termes de la loi d'Ohm est représentée en pointillée rouge et colle particulièrement bien au champ électrique, ce qui montre l'excellente précision des mesures. Les résultats de André et al. (2016) viennent donc confirmer ceux de Toledo-Redondo et al. (2015).

6.3.2 Comparaison avec la simulation

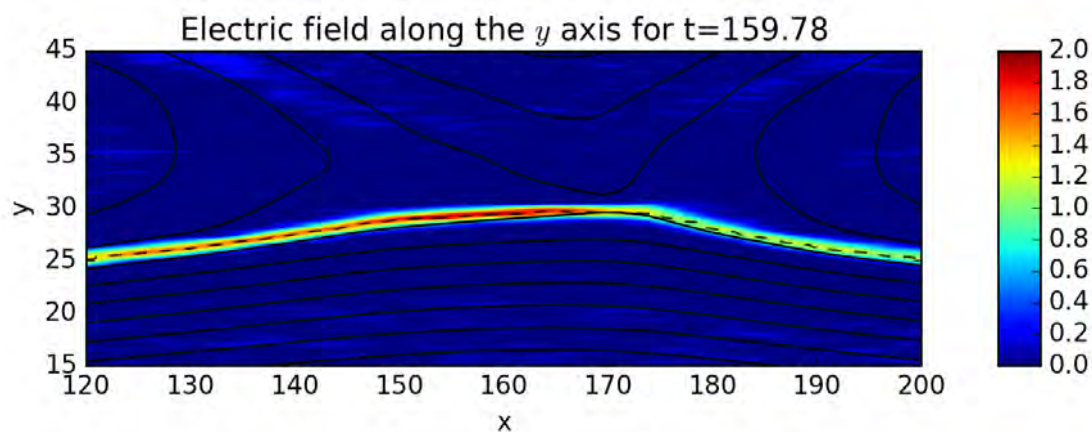


FIGURE 6.6 – Champ électrique selon y dans la simulation avec ions froids du chapitre 4. Les lignes noires représentent les lignes de champ magnétique. La ligne pointillée indique l'emplacement du maximum de champ électrique le long de la région séparatrice. L'image est obtenue après avoir lissé le résultat 2D avec un filtre gaussien de $\sigma = 0.75 \delta_i$ selon la direction x et de $\sigma = 0.125 \delta_i$ selon la direction y .

Les résultats des observations peuvent être comparés avec ceux des simulations afin de compléter cette étude. Pour ce travail, les deux simulations présentées dans le chapitre 4 sont idéales en cela qu'elles permettent de comparer deux simulations rigoureusement identiques à la différence près que l'une d'elles contient des ions froids et l'autre non. Pour ce travail, nous cherchons donc à comprendre quels termes de la loi d'Ohm (Eq.2.20) sont modifiés au niveau du pic de champ électrique en présence d'ions froids, et de quelle manière. Pour cela, nous avons à notre

disposition deux approches. Une première approche locale, qui consiste à regarder les termes de l'équation d'Ohm à travers une ou plusieurs coupes de la magnétopause. Une second approche, plus globale, consiste à regarder ces mêmes termes à l'emplacement du maximum de champ électrique le long des séparatrices magnétosphériques. La ligne le long de laquelle les mesures sont prises est représentée en pointillée sur la Fig.6.6.

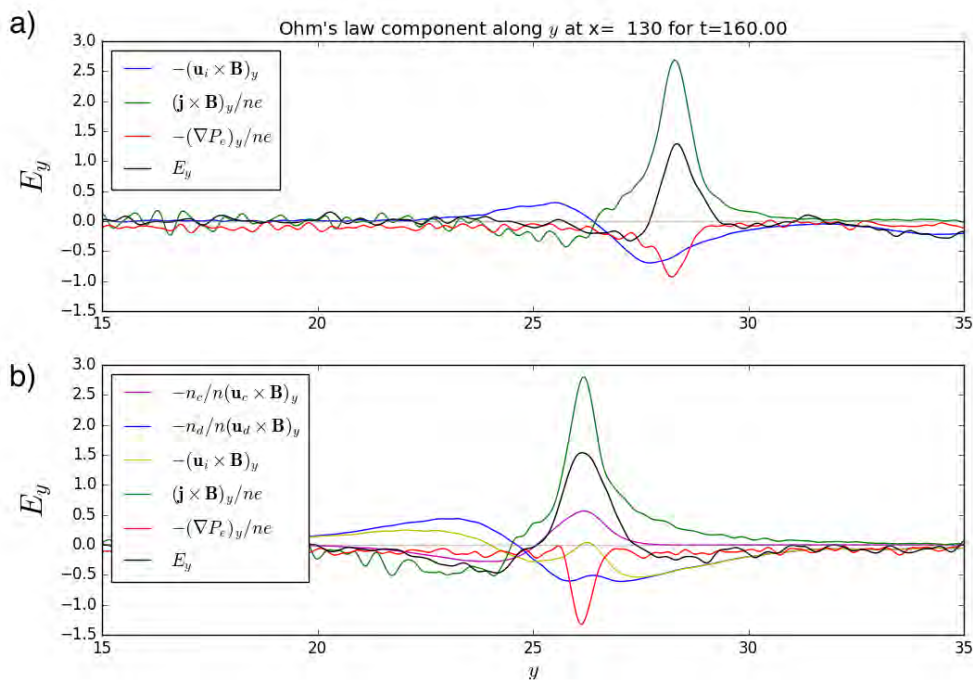


FIGURE 6.7 – Représentations des différents termes de la loi d’Ohm le long d’une coupe à travers le champ de Hall à $x = 130 \delta_i$ dans les simulations avec (b) et sans (a) ions froids. Ces courbes sont obtenues après avoir moyenné temporellement 3 fichiers compris entre $t = 159$ and $160 \omega_{ci}^{-1}$, puis nous avons lissé le résultat 2D avec un filtre gaussien de $\sigma = 0.75 \delta_i$ selon la direction x et de $\sigma = 0.125 \delta_i$ selon la direction y .

Dans la Fig.6.7, nous pouvons comparer les différents termes de la loi d’Ohm à travers une coupe de la magnétopause pour les deux simulations. À première vue, le terme de Hall (courbe verte) ne semble pas profondément modifié, pas plus que le maximum du champ magnétique qui augmente même une peu dans le cas avec ions froids ($+0,2 v_A B_0$). Le seul terme apparemment affecté par la présence d’ions froids est le terme associé au gradient de pression des électrons (courbe rouge).

Le terme idéal associé aux ions froids (courbe mauve) n'existe quant à lui que dans la Fig.6.7b. La courbe associée au courant idéal des ions dans la Fig.6.7a sans ions froids (courbe bleue) est qualitativement semblable à celle associée aux ions démagnétisés dans la Fig.6.7b (courbe bleue également). Ces résultats suggèrent que le nouveau terme apparu en raison des ions froids se trouve compensé par le terme de pression des électrons et ne compense pas lui-même le terme Hall.

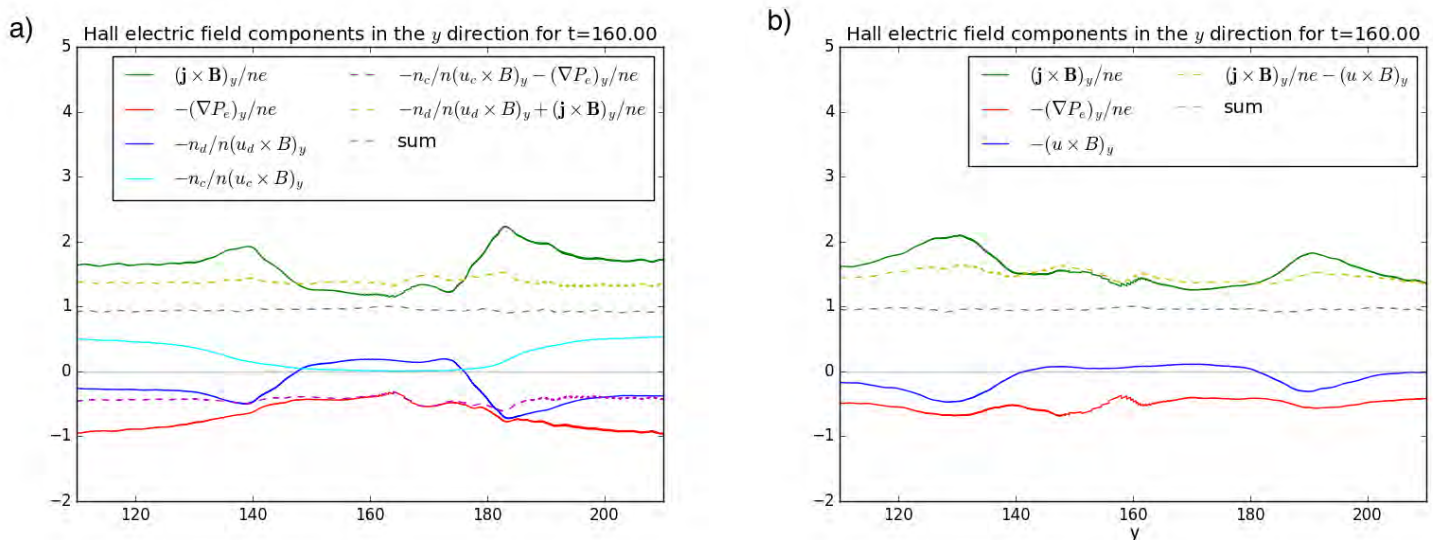


FIGURE 6.8 – Représentations des différents termes de la loi d’Ohm normalisés par le champ électrique le long du champ de Hall (courbe pointillée de la Fig.6.6) dans les simulations avec (a) et sans (b) ions froids. Ces courbes sont obtenues après avoir moyenné temporellement 32 fichiers compris entre $t = 150$ and $160 \omega_{ci}^{-1}$, afin d’effacer tout effet propre à un temps donné, puis nous avons lissé le résultat 2D avec un filtre gaussien de $\sigma = 0.75 \delta_i$ selon la direction x et de $\sigma = 0.125 \delta_i$ selon la direction y .

Afin de gommer les effets propres à un temps ou à une position donnée, nous avons ensuite regardé les différents termes de la loi d’Ohm le long du pic champ électrique (voir Fig.6.6) pour une moyenne de données réparties sur $10 \omega_{ci}^{-1}$. Les résultats ont ensuite été normalisés par l’amplitude du champ électrique local et sont représentés sur la Fig.6.8. Sur les deux figures (a et b), nous constatons deux zones : une zone centrale ($y \in [140, 180] \delta_i$ environ) dont la position correspond à la région de diffusion et une autre périphérique, correspondante aux régions séparatrices. Comme nous l’avons montré dans la Sec.5.2.1, il n’y a pas d’ions froids au niveau de la région de diffusion pour la Fig.6.8a. La principale différence

entre les deux figures réside dans ce point : dans la Fig.6.8b, sans ions froids, les différents termes normalisés de la loi d'Ohm sont égaux d'une zone à l'autre, tandis que ces mêmes termes changent avec l'apparition des ions froids dans la Fig.6.8a. Nous observons donc qu'outre l'apparition d'un terme propre aux ions froids (courbe bleue ciel), la présence de ces derniers a effectivement pour effet de diminuer le terme associé au gradient de pression des électrons (courbe rouge). Nous observons également un effet sur les valeurs relatives du terme de Hall (courbe verte), qui augmente, et du terme de champ idéal des autres ions (courbe bleue), qui diminue. Ce dernier effet est cependant probablement plus lié à la différences entre région de diffusion et régions séparatrices, étant donné que nous observons le même phénomène dans la Fig.6.8b, bien qu'à une amplitude moindre. La Fig.6.8 renforce donc l'idée que dans cette simulation, le terme de la loi d'Ohm associé aux ions froids est contrebalancé par le terme de gradient de pression des électrons. Pour appuyer ce résultat, nous observons d'ailleurs que la somme de ces deux termes est constante en tout point du champ de Hall. Nous voyons également la somme de tous les termes représentés, égale à 1, c'est-à-dire au champ électrique. Le fait que la somme soit très proche de 1 malgré l'absence du terme d'inertie des électrons, non pris en compte, confirme que ce dernier est bien négligeable.

Que ce soit dans les simulations ou les observations, nous constatons effectivement un effet des ions froids sur la physique de Hall. Pour contourner le problème de changement de référentiel entre simulations et observations, nous exprimerons la loi d'Ohm ainsi (le terme d'inertie est négligé) :

$$\mathbf{E} + \mathbf{u}_i \times \mathbf{B} = \frac{1}{en} \mathbf{j} \times \mathbf{B} - \frac{1}{en} \nabla \cdot \vec{P}_e \quad (6.17)$$

Les termes de droite de l'équation étant indépendants du référentiel, l'ensemble $\mathbf{E} + \mathbf{u}_i \times \mathbf{B}$ l'est également. Cet ensemble correspond au champ électrique non-idéal. Nous avons vu dans cette section que les ions froids diminuent l'amplitude d'un terme de droite de l'Eq.6.17. Par conséquent, le terme $\mathbf{E} + \mathbf{u}_i \times \mathbf{B}$ est plus petit en présence d'ions froids. Ces derniers diminuent donc la composante non-idéale du champ électrique. La raison pour laquelle ils affectent tantôt le terme de Hall et tantôt le terme de gradient de pression reste cependant à élucider.

6.4 Conclusion

Cette thèse porte sur l'étude de la reconnexion magnétique à la magnétopause terrestre. Elle a été principalement menée à l'aide de simulations numériques, même si l'utilisation de données d'observations satellitaire a pu être faite en parallèle. Les travaux présentés dans cette thèse se concentrent principalement sur deux sujets :

1. Les équilibres cinétiques

2. Les ions froids magnétosphériques

Un équilibre cinétique consiste en une distribution de particules stationnaires. Ce champ de la physique des plasmas n'est pas propre à l'étude de la reconnexion magnétique, mais s'y raccroche par la nécessité, dans les simulations numériques, de contrôler au mieux les conditions initiales. En effet, en l'absence d'un équilibre cinétique, le système va de lui-même se réorganiser pour trouver un pseudo-équilibre cinétique, ce qui a pour conséquence la génération d'une onde non désirée. Le problème découle du fait que le nouvel équilibre peut s'écarter significativement de l'état initial souhaité. Nous constatons en effet qu'en l'absence d'équilibre cinétique, des champs électriques se développent immédiatement le long de la couche de courant. Une telle modification de la structure initiale de la couche de courant peut-elle avoir des conséquences sur la reconnexion asymétrique et ses signatures dans son régime stationnaire ? Cette dernière ne dépend-elle que des plasmas en amont ? Mes travaux ont montré que l'utilisation d'une couche de courant initiale à l'équilibre cinétique ou fluide ne fait pas de différence pour le développement de la reconnexion magnétique. Le plasma est effectivement affecté en début de simulation, mais aucune conséquence ne se fait sentir sur la reconnexion magnétique une fois que le plasma initialement présent dans la couche a été évacué. Les résultats obtenus dans le chapitre 4 viennent cependant nuancer ce résultat. En présence d'ions froids, en effet, nous observons la persistance dans le temps d'un champ électrique découlant de l'absence initiale d'équilibre cinétique. Les ions froids, en se couplant avec ce champ, l'entretiennent. Autrement dit, les résultats de l'étude sur les équilibres cinétiques (chapitre 3) renforcent la fiabilité de la physique issue des simulations cinétiques de reconnexion magnétique utilisant une condition initiale en équilibre fluide, mais ils laissent tout de même ouverte la question d'un possible impact de la structure initiale de la couche de courant sur le reste d'une simulation. Nos résultats ne nient cependant pas l'utilité potentielle des équilibres cinétiques pour d'autres études, telles que celles portant sur le déclenchement de la reconnexion magnétique.

Une autre question abordée par notre travail sur les équilibres cinétiques est l'utilité d'en avoir un pour les électrons. Dans son modèle d'équilibre cinétique pour les ions, Belmont et al. (2012) supposent les électrons fluides. Au cours de notre travail, nous avons appliqué ce modèle à une simulation totalement cinétique. Cela nous a permis de confirmer que l'absence d'équilibre des électrons n'a aucun impact sur l'équilibre des ions. Ces derniers dictent donc la dynamique du plasma. Ce résultat s'applique en particulier aux plasmas froids.

Les ions froids magnétosphériques désignent l'ensemble des populations magnétosphériques de faibles énergies provenant des parties internes de la magnétosphère. Il existe différents moyens pour ces ions d'atteindre la magnétopause, où leur présence attestée peut fortement varier. Par la densité qu'ils apportent, mais

également en raison de leur température, les ions froids peuvent affecter la reconnexion magnétique, ainsi que la dynamique de la magnétopause. Du fait de leur très faible énergie, les ions froids sont difficilement observables par les instruments. De plus, pour les mêmes raisons, leurs échelles sont bien plus petites que celles des autres ions, et aucun satellite avant la mission MMS n'a été capable de résoudre des structures à de telles échelles. En parallèle aux études de données se développe la simulation de reconnexion magnétique en présence d'ions froids.

Bien que des simulations aient déjà servi à étudier les ions froids (Borovsky et al. 2008), les simulations présentées dans cette thèse sont les premières (avec les simulations symétriques de Divin et al. (2016)) à prendre en compte le caractère particulier des ions froids, en tant que population peu énergétique et clairement distincte des autres ions. Les études précédentes ne s'intéressaient à eux qu'à travers leur apport de densité au système. Mes travaux ont porté sur un large panel de sujets en rapport avec les ions froids. À l'aide de simulations numériques, nous avons cherché à identifier et à quantifier les effets que peuvent avoir les ions froids sur la reconnexion magnétique. Ainsi, dans le chapitre 4, nous avons pu constater l'effet des ions froids sur une signature de la reconnexion magnétique : le champ électrique dit "de Larmor". Mes travaux ont tout d'abord permis d'expliquer le mécanisme cinétique à l'origine du champ électrique de Larmor. Des travaux réalisés en parallèle par Shay et al. (2016) sont arrivés aux mêmes résultats. Nos résultats ont ensuite montré que cette signature est affectée par la présence d'ions froids, qui l'étendent bien au-delà de la région de diffusion, alors qu'elle était censée être localisée à la région de diffusion. Au-delà du champ électrique de Larmor, il découle de ces travaux que les ions froids, en restant couplés au champ magnétique à de très petites échelles, ont un effet sur les champs électriques. Nous retrouvons cette influence dans la Sec.6.3, où est étudié l'effet des ions froids sur le champ électrique de Hall. Nous nous sommes ensuite intéressés au comportement des ions froids au niveau des régions séparatrices dans le chapitre 5. Cette étude a permis de mettre à jour plusieurs comportements spécifiques aux ions froids. Elle a montré l'écoulement particulier des ions froids qui divergent de part et d'autre de la ligne X pour venir s'accumuler le long des séparatrices. Ce travail s'est également penché sur les mécanismes de chauffage des ions froids à leur entrée dans le jet. Ces derniers, au même titre que les autres ions, sont effectivement chauffés et accélérés dans le jet. Mais contrairement aux autres ions, leur rayon de Larmor est de l'ordre de grandeur de la largeur région séparatrice. C'est donc à la séparatrice que se produit principalement le chauffage des ions froids. Nous avons montré que ce chauffage repose sur le champ de Hall et nous avons observé des signatures qui lui ont été associées (croissants dans les fonctions de distributions, chauffage parallèle). Il faut cependant constater que le chauffage parallèle observé dans notre travail est encore mal compris, un chauffage perpendiculaire ayant été observé dans d'autres travaux

(Divin et al. 2016; Toledo-Redondo et al. 2016b). La question du chauffage des ions froids par la reconnexion magnétique reste donc ouverte. De nombreux autres sujets sont également à traiter numériquement en ce qui concerne les ions froids, notamment les plumes plasmasphériques (Sec.6.2) ou l'effet des ions froids lourds, tel que l'oxygène (Wang et al. 2015). Les ions froids ont un effet attendu sur tout ce qui dépend de structures de champ électromagnétique aux petites échelles.

Les travaux présentés dans cette thèse ont été réalisés dans le cadre du lancement en Mars 2015 de la mission NASA MMS, dont le but est d'observer la reconnexion magnétique, en particulier à la magnétopause, à l'échelle des électrons. La capacité d'observer ces échelles a également permis l'étude des ions froids, à une échelle intermédiaire entre les électrons et les autres ions. Dans ce contexte, la complémentarité des résultats obtenus par les simulations s'est révélée particulièrement intéressante. Les savoirs et compétences développés dans cette thèse ne sont cependant pas assujettis à une mission et offrent de nombreuses opportunités. Ainsi, les travaux effectués sur les ions froids peuvent être généralisés à d'autres cas de mélanges entre populations, tel que la reconnexion magnétique à la magnétopause de Mercure, qui voit se mélanger le plasma du vent solaire avec une exosphère riche en sodium. De tels travaux peuvent être utiles en prévisions de l'arrivée de la mission BepiColombo, qui sera lancé vers Mercure en 2018 pour en étudier notamment la magnétosphère. Ces travaux peuvent aussi être utiles dans le cadre de la mission Juice, qui partira étudier Jupiter en 2022. La magnétosphère de Jupiter est riche en ions lourds (sulfures et oxygènes), fournis par le volcanisme de Io, et interagit avec le champ magnétique de Ganymède. L'effet des ions froids sur les structures magnétiques à très petite échelle peut également constituer un sujet d'étude dans le cadre de l'étude de la turbulence, sujet de la mission THOR, proposée en mission M4 à l'ESA. L'utilisation d'équilibres cinétiques peut également s'avérer utile dans ce cadre là. L'étude des ions froids en particulier, même décorrélée de son application à la reconnexion magnétique, représente un sujet extrêmement vaste et encore peu étudié. Ce thème de recherche nécessitera à l'avenir la combinaison d'observations et simulations pour en percer les tenants et les aboutissants.

Bibliographie

- Alfvén, H. 1942, *Nature*, 150, 405
- Alfvén, H. & Fälthammar, C. 1963, *Cosmical electrodynamics : fundamental principles*, International series of monographs on physics No. vol. 1 (Clarendon Press)
- Alpers, W. 1971, *Ap&SS*, 11, 471
- André, M. & Cully, C. M. 2012, *Geophysical Research Letters*, 39, n/a, l03101
- André, M., Li, W., Toledo-Redondo, S., et al. 2016, *Geophysical Research Letters*, 43, 6705, 2016GL069665
- André, M., Norqvist, P., Vaivads, A., et al. 1994, *Geophysical Research Letters*, 21, 1915
- André, M., Vaivads, A., Khotyaintsev, Y. V., et al. 2010, *Geophysical Research Letters*, 37, n/a, l22108
- Arzner, K. & Scholer, M. 2001, *J. Geophys. Res.*, 106, 3827
- Aunai, N., Belmont, G., & Smets, R. 2011, *Physics of Plasmas*, 18, 122901
- Aunai, N., Belmont, G., & Smets, R. 2013, *Physics of Plasmas*, 20, 110702
- Aunai, N., Hesse, M., Black, C., Evans, R., & Kuznetsova, M. 2013, *Physics of Plasmas*, 20, 042901
- Baumjohann, W. & Treumann, R. 1997, *Basic Space Plasma Physics* (Imperial College Press)
- Bellan, P. 2008, *Fundamentals of Plasma Physics* (Cambridge University Press)
- Belmont, G., Aunai, N., & Smets, R. 2012, *Physics of Plasmas (1994-present)*, 19, 022108
- Bessho, N. & Bhattacharjee, A. 2005, *Phys. Rev. Lett.*, 95, 245001

- Birdsall, C. K. & Langdon, A. B. 1991, *Plasma Physics via Computer Simulation*
- Birn, J., Drake, J. F., Shay, M. A., et al. 2001, *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 106, 3715
- Biskamp, D. 1986, *The Physics of Fluids*, 29, 1520
- Biskamp, D., Schwarz, E., & Drake, J. F. 1997, *Physics of Plasmas*, 4, 1002
- Borovsky, J. E. & Denton, M. H. 2006, *Geophysical Research Letters*, 33, n/a, l20101
- Borovsky, J. E. & Hesse, M. 2007, *Physics of Plasmas*, 14
- Borovsky, J. E., Hesse, M., Birn, J., & Kuznetsova, M. M. 2008, *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 113, n/a, a07210
- Burch, J. L., Torbert, R. B., Phan, T. D., et al. 2016, *Science*
- Carrington, R. C. 1859, *MNRAS*, 20, 13
- Cassak, P. A. 2006, PhD thesis, University of Maryland
- Cassak, P. A. & Shay, M. A. 2007, *Physics of Plasmas*, 14, 102114
- Cassak, P. A. & Shay, M. A. 2009, *Physics of Plasmas*, 16, 055704
- Chang, T., Crew, G. B., Hershkowitz, N., et al. 1986, *Geophysical Research Letters*, 13, 636
- Channell, P. J. 1976, *Physics of Fluids (1958-1988)*, 19, 1541
- Chappell, C. R., Huddleston, M. M., Moore, T. E., Giles, B. L., & Delcourt, D. C. 2008, *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 113, n/a, a09206
- Cole, K. 1976, *Planetary and Space Science*, 24, 515
- Collin, H. L., Peterson, W. K., Drake, J. F., & Yau, A. W. 1988, *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 93, 7558
- Courant, R., Friedrichs, K., & Lewy, H. 1928, *Mathematische Annalen*, 100, 32
- Cowley, S. W. H. 1982, *Reviews of Geophysics*, 20, 531
- Dandouras, I. 2013, *Annales Geophysicae*, 31, 1143
- Dargent, J., Aunai, N., Belmont, G., et al. 2016, *Journal of Plasma Physics*, 82

- Dargent, J., Aunai, N., Lavraud, B., et al. 2017, *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 122, 5290, 2016JA023831
- Darrouzet, F., de Keyser, J., & Pierrard, V. 2009, *The Earth's Plasmasphere : A CLUSTER and IMAGE Perspective* (Springer New York)
- Daughton, W. & Karimabadi, H. 2007, *Physics of Plasmas*, 14, 072303
- Daughton, W., Scudder, J., & Karimabadi, H. 2006, *Physics of Plasmas*, 13, 072101
- De Keyser, J., Dunlop, M., Owen, C., et al. 2005, *Space Science Reviews*, 118, 231
- Derouillat, J., Beck, A., PÃ©rez, F., et al. 2017, *Computer Physics Communications*
- Divin, A., Khotyaintsev, Y. V., Vaivads, A., et al. 2016, *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 121, 12,001, 2016JA023606
- Dorville, N., Belmont, G., Aunai, N., Dargent, J., & Rezeau, L. 2015, *Physics of Plasmas*, 22, 092904
- Drake, J. F., Shay, M. A., & Swisdak, M. 2008, *Physics of Plasmas*, 15, 042306
- Dungey, J. 1953, *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 44, 725
- Dungey, J. W. 1961, *J. Geophys. Res.*, 66, 1043
- Esirkepov, T. 2001, *Computer Physics Communications*, 135, 144
- Fujimoto, K. & Sydora, R. D. 2008, *Geophys. Res. Lett.*, 35, 19112
- Fuselier, S. A., Burch, J. L., Cassak, P. A., et al. 2016, *Geophysical Research Letters*, 43, 1435, 2015GL067358
- Giovanelli, R. G. 1947, *MNRAS*, 107, 338
- Godfrey, B. B. & Vay, J.-L. 2013, *Journal of Computational Physics*, 248, 33
- Goldston, R. & Rutherford, P. 1995, *Introduction to Plasma Physics, Introduction to Plasma Physics No. vol. 1* (Taylor & Francis)
- Gosling, J. T., Thomsen, M. F., Bame, S. J., Elphic, R. C., & Russell, C. T. 1990, *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 95, 8073
- Harris, E. 1962, *Il Nuovo Cimento Series 10*, 23, 115

- Hesse, M., Aunai, N., Sibeck, D., & Birn, J. 2014, *Geophys. Res. Lett.*, 41, 8673
- Hesse, M., Aunai, N., Zenitani, S., Kuznetsova, M., & Birn, J. 2013, *Physics of Plasmas*, 20
- Hesse, M., Neukirch, T., Schindler, K., Kuznetsova, M., & Zenitani, S. 2011, *Space Sci. Rev.*, 160, 3
- Hesse, M., Schindler, K., Birn, J., & Kuznetsova, M. 1999, *Physics of Plasmas*, 6, 1781
- Hodgson, R. 1859, *MNRAS*, 20, 15
- Hoshino, M., Mukai, T., Yamamoto, T., & Kokubun, S. 1998, *J. Geophys. Res.*, 103, 4509
- Karimabadi, H., Krauss-Varban, D., Omid, N., & Vu, H. X. 1999, *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 104, 12313
- Karimabadi, H., Roytershteyn, V., Vu, H. X., et al. 2014, *Physics of Plasmas*, 21, 062308
- Koga, D., Gonzalez, W. D., Mozer, F. S., Silveira, M. V. D., & Cardoso, F. R. 2014, *Physics of Plasmas*, 21, 100701
- Krauss-Varban, D., Karimabadi, H., & Omid, N. 1999, *Geophysical Research Letters*, 26, 1235
- Kuznetsova, M. M., Hesse, M., & Winske, D. 1996, *J. Geophys. Res.*, 101, 27351
- Lee, S. H., Zhang, H., Zong, Q.-G., et al. 2014, *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 119, 1658
- Lemaire, J. & Burlaga, L. F. 1976, *Ap&SS*, 45, 303
- Lindstedt, T., Khotyaintsev, Y. V., Vaivads, A., et al. 2010, *Geophysical Research Letters*, 37, n/a, 109103
- Lipatov, A. S. 2002, *The hybrid multiscale simulation technology : an introduction with application to astrophysical and laboratory plasmas*
- Liu, Y.-H., Daughton, W., Karimabadi, H., Li, H., & Gary, S. P. 2014, *Physics of Plasmas*, 21, 022113
- Liu, Y.-H., Hesse, M., Guo, F., et al. 2017, *Phys. Rev. Lett.*, 118, 085101

- Lottermoser, R.-F., Scholer, M., & Matthews, A. P. 1998, *J. Geophys. Res.*, 103, 4547
- Ma, Z. W. & Bhattacharjee, A. 2001, *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 106, 3773
- Malakit, K., Shay, M. A., Cassak, P. A., & Bard, C. 2010, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 115, 10223
- Malakit, K., Shay, M. A., Cassak, P. A., & Ruffolo, D. 2013, *Phys. Rev. Lett.*, 111, 135001
- Mottez, F. 2003, *Physics of Plasmas (1994-present)*, 10, 2501
- Mozer, F. S. & Pritchett, P. L. 2011, *Space Science Reviews*, 158, 119
- Mozer, F. S., Pritchett, P. L., Bonnell, J., Sundkvist, D., & Chang, M. T. 2008, *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 113, n/a, a00C03
- Murphy, N. A., Sovinec, C. R., & Cassak, P. A. 2010, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 115, A09206
- Otto, A. 2001, *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 106, 3751
- Parker, E. N. 1957, *Journal of Geophysical Research*, 62, 509
- Parker, E. N. 1963, *ApJS*, 8, 177
- Petschek, H. E. 1964, *NASA Special Publication*, 50, 425
- Phan, T. D., Shay, M. A., Gosling, J. T., et al. 2013, *Geophysical Research Letters*, 40, 4475
- Pollock, C., Moore, T., Jacques, A., et al. 2016, *Space Science Reviews*, 199, 331
- Priest, E. & Forbes, T. 2002, *The Astronomy and Astrophysics Review*, 10, 313
- Pritchett, P. L. 2008, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 113, 6210
- Pritchett, P. L. & Mozer, F. S. 2009, *Physics of Plasmas*, 16, 080702
- Roth, M., de Keyser, J., & Kuznetsova, M. M. 1996, *Space Sci. Rev.*, 76, 251
- Sauvaud, J.-A., Lundin, R., Rème, H., et al. 2001, *Annales Geophysicae*, 19, 1523
- Schindler, K. 2006, *Physics of Space Plasma Activity (Cambridge : Cambridge Univ. Press)*

- Scudder, J. D., Mozer, F. S., Maynard, N. C., & Russell, C. T. 2002, *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 107, SMP 13, 1294
- Shay, M. A. & Drake, J. F. 1998, *Geophysical Research Letters*, 25, 3759
- Shay, M. A., Drake, J. F., Denton, R. E., & Biskamp, D. 1998, *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 103, 9165
- Shay, M. A., Drake, J. F., Rogers, B. N., & Denton, R. E. 1999, *Geophysical Research Letters*, 26, 2163
- Shay, M. A., Drake, J. F., & Swisdak, M. 2007, *Physical Review Letters*, 99, 155002
- Shay, M. A., Phan, T. D., Haggerty, C. C., et al. 2016, *Geophys. Res. Lett.*, 43, 4145
- Speiser, T. W. 1965, *J. Geophys. Res.*, 70, 4219
- Sweet, P. A. 1958, *Symposium - International Astronomical Union*, 6, 123
- Swisdak, M., Liu, Y.-H., & Drake, J. F. 2008, *The Astrophysical Journal*, 680, 999
- Swisdak, M., Rogers, B. N., Drake, J. F., & Shay, M. A. 2003, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 108, 1218
- TenBarge, J. M., Daughton, W., Karimabadi, H., Howes, G. G., & Dorland, W. 2014, *Physics of Plasmas*, 21, 020708
- Toledo-Redondo, S., André, M., Khotyaintsev, Y. V., et al. 2016a, *Geophysical Research Letters*, 43, 6759, 2016GL069877
- Toledo-Redondo, S., André, M., Vaivads, A., et al. 2016b, *Geophysical Research Letters*, 43, 58, 2015GL067187
- Toledo-Redondo, S., Vaivads, A., André, M., & Khotyaintsev, Y. V. 2015, *Geophys. Res. Lett.*, 42, 6146
- Uzdensky, D. A. 2003, *The Astrophysical Journal*, 587, 450
- Vallat, C., Dandouras, I., Dunlop, M., et al. 2005, *Annales Geophysicae*, 23, 1849
- Walsh, B. M., Phan, T. D., Sibeck, D. G., & Souza, V. M. 2014, *Geophysical Research Letters*, 41, 223
- Wang, S., Chen, L.-J., Hesse, M., et al. 2016, *Geophysical Research Letters*, 43, 7831, 2016GL069842

- Wang, S., Kistler, L. M., Mouikis, C. G., & Petrinec, S. M. 2015, *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 120, 6386, 2015JA021524
- Yau, A. W., Whalen, B. A., Peterson, W. K., & Shelley, E. G. 1984, *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 89, 5507
- Yee, K. 1966, *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 14, 302
- Young, D. T., Burch, J. L., Gomez, R. G., et al. 2016, *Space Science Reviews*, 199, 407

Résumé : La reconnexion magnétique est un processus qui permet la conversion d'énergie magnétique en énergies cinétique et thermique, et autorise le mélange de plasmas. À la magnétopause terrestre, en particulier, elle est responsable d'un transfert d'énergie et de matière du vent solaire vers la magnétosphère. L'importance de ce transfert dépend du taux de reconnexion, qui lui-même varie en fonction des conditions locales du plasma. La présence fréquente à la magnétopause de populations froides d'origine ionosphérique est donc susceptible d'influer sur les propriétés et l'efficacité du processus. Cette thèse cherche à déterminer à l'aide de simulations numériques cinétiques quels sont les effets de ces populations froides sur la reconnexion magnétique asymétrique. La première partie de ce travail s'intéresse à la structure de la couche de courant et prouve, en se servant d'un équilibre cinétique récemment développé, que l'équilibre initial n'a en fait pas d'impact sur le développement de la reconnexion magnétique. Cette dernière ne dépend que du plasma reconnectant à un moment donné. Une deuxième partie de cette thèse montre que lorsque ce plasma contient des ions froids, ces derniers peuvent modifier des signatures observationnelles des sites de reconnexion. La reconnexion magnétique chauffe et accélère également les ions froids. La troisième partie de ce travail prédit des signatures observationnelles inédites liées à cette dynamique et propose un modèle analytique pour expliquer l'une d'elles. Ces résultats pourront être confrontés aux données dans le cadre de la récente mission MMS, dont l'objectif est l'étude des sites de reconnexion à petite échelle.

Mots clés : Plasma astrophysiques - Reconnexion magnétique - Simulations numériques - Physique cinétique - Ions froids magnétosphériques

Abstract : Magnetic reconnection is a process allowing the conversion of magnetic energy into kinetic and thermal energies. It also leads to the mixing of plasmas. At the Earth's magnetopause, in particular, it allows the transfer of energy and matter from the solar wind to the magnetosphere. The importance of this transfer depends on the reconnection rate, which is itself dependent on local plasma conditions. The recurrent presence of cold plasma populations of ionospheric origin at the magnetopause is proposed to impact the properties and efficiency of the process. This thesis looks into the effects of such cold populations on asymmetric magnetic reconnection using the state-of-the-art numerical kinetic simulations. The first part of this work is interested in the current sheet structure and demonstrates, using a recently developed kinetic equilibrium, that the initial equilibrium in fact does not impact the properties of the ensuing magnetic reconnection growth. The latter only depends on the instantaneously reconnecting plasma. A second part of this thesis shows that when this plasma contains cold ions, these latter modify expected observational signatures of reconnection sites. Magnetic reconnection heats and accelerates cold ions. The third part of this work predicts original signatures due to this dynamics and offers an analytical model to explain one of them. These results are being confronted with data from the recent MMS mission, which is targeted at studying reconnection sites at small scales.

Keywords : Astrophysical plasmas - Magnetic reconnection - Numerical simulation - Kinetic physics - Magnetospheric cold ions