



HAL
open science

Simulation numérique de la reconnexion magnétique : mécanismes cinétiques sous-jacents à la description fluide des ions

Nicolas Aunai

► **To cite this version:**

Nicolas Aunai. Simulation numérique de la reconnexion magnétique : mécanismes cinétiques sous-jacents à la description fluide des ions. Autre. Université Paris Sud - Paris XI, 2011. Français. NNT : 2011PA112004 . tel-00593457

HAL Id: tel-00593457

<https://theses.hal.science/tel-00593457>

Submitted on 22 Jul 2011

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITÉ PARIS-SUD 11 - Orsay

ÉCOLE DOCTORALE
ASTRONOMIE ET ASTROPHYSIQUE

T H E S E

pour obtenir le titre de

Docteur en Sciences

de l'Université Paris 11 Sud - Orsay

Spécialité : ASTROPHYSIQUE

Présentée et soutenue par

Nicolas AUNAI

**Simulation numérique de la
reconnexion magnétique :
mécanismes cinétiques sous-jacents à la
description fluide des ions**

Thèse co-dirigée par Gérard BELMONT et Roch SMETS

préparée au Laboratoire de Physique des Plasmas, Ecole
Polytechnique

soutenue le 8 Février 2011

Jury :

<i>Rapporteurs</i>	Francesco CALIFANO	- Université de Pise (Italie)
	Xavier GARBET	- CEA Cadarache
<i>Directeur de thèse</i>	Gérard BELMONT	- CNRS
<i>Président du jury</i>	Guillaume PINEAU-DES-FORETS	- Université Paris-Sud
<i>Examineurs</i>	Jean-André SAUVAUD	- CNRS
	Guillaume AULANIER	- Astronome-Adjoint

Merci :-)

Quelques mois après avoir terminé la rédaction de ce manuscrit, un mois après avoir soutenu cette thèse, me revoilà devant "l'angoisse de la page blanche". Et quelle page! C'est celle qui doit compiler trois années de vie dans un grand merci.

Durant ces trois dernières années - et j'ignore combien d'entre vous qui ont passé leur thèse, se reconnaîtront - j'ai certainement pensé, et pire, parlé de ma thèse plus que de raison. Jamais les personnes me côtoyant de loin ou de près (Marie je pense à toi) n'auront autant entendu les mots *reconnexion*, *particules*, mais aussi *#\$@*!!%* (auto-censure). Je souhaite donc commencer par remercier toutes ces personnes pour avoir enduré dans un silence respectueux mes sauts de joie, de colère, et mes nombreuses tentatives pour leur expliquer la magnétosphère, la reconnexion magnétique, la simulation, bref, tout ce que je découvrais au quotidien et, c'est plus fort que moi, que je ne pouvais m'empêcher de partager.

Des noms! Des noms! Dans la catégorie *directeur de thèse*, les nommés sont : Gérard Belmont et Roch Smets. Je les remercie vivement tout d'abord pour leur grande disponibilité. Pendant trois ans, il m'a suffi de franchir à l'improviste la porte de leur bureau pour être accueilli avec le sourire et commencer à discuter. Que ça soit de physique des plasmas ou de simulation numérique, j'ai beaucoup appris. J'ai beaucoup apprécié la grande rigueur de Roch, notamment vis à vis de la programmation scientifique. La clarté et la transparence du code qu'il a écrit et m'a légué m'ont vraiment tout de suite motivé et séduit. Un grand merci pour ça, et j'espère que nous pourrions continuer à développer des projets de simulation ensemble! En plus de m'avoir également appris beaucoup sur la physique, Gérard, par son travail, m'a aussi donné une bonne leçon de patience et de ténacité. Passer des soirées et des weekends, guidé par un "sixième sens" (le sens physique) pour trouver une solution d'un problème où même les plus grands ce sont cassés les dents en est une belle démonstration.

Je remercie aussi sincèrement mes deux rapporteurs de thèse, Xavier Garbet et Francesco Califano. Vous avez lu mon manuscrit avec attention pendant les vacances de Noël et tout de même dit que vous aviez apprécié! Merci pour vos remarques et questions pertinentes vis à vis de mon travail et de sa présentation. Mes remerciements envers Francesco saluent également la ténacité avec laquelle il a enduré en vain une journée de galère à l'aéroport de Florence pour venir à ma soutenance. Je remercie également Jean-André Sauvaud, qui a joué le rôle d'examineur, ainsi que Guillaume Aulanier, qui a très gentiment accepté ce même rôle à peine 10 jours avant la soutenance! Je remercie vivement Guillaume Pineau-des-Forets, pour avoir suivi mon parcours du master à la fin de la thèse, et pour avoir accepté tout de suite de présider mon jury de thèse. Enfin je remercie Maha Ashour-Abdalla pour son soutien moral dans ma dernière ligne droite.

Le Laboratoire de Physique des Plasmas, et en particulier l'équipe des plasmas

spatiaux où j'ai sévit, est un endroit où il fait plutôt bon vivre pour un doctorant. Merci en particulier à Laurence Rezeau et Patrick Canu, co-directrice du LPP et responsable de l'équipe, respectivement. Considérés d'égal à égal, les doctorants sont sollicités et écoutés. Un merci en particulier l'équipe de gestion : vous avez toujours tout géré de manière transparente sans jamais râler lorsque je demandais pour la n+unième fois où était tel document de mission... Merci merci pour l'aide apportée à la préparation du pot de soutenance ! Qui ferait une thèse de simulation sans une bonne équipe informatique en amont ? Pour leur soutien continu du mail au cluster du calcul, je les remercie sincèrement. Finalement, je pars en me sentant un peu chez moi, et pour ça je remercie tout le labo. J'espère que le Journal Club dont je vantais les mérites et dont Ozgür a été le catalyseur nécessaire aura la vie longue et que le "pot du ~~vendredi~~ mardi" ne restera pas qu'un souvenir auquel nous repenserons avec nostalgie.

Le doctorat est un diplôme sanctionnant un travail de recherche, mais pas uniquement. En effet, certains, et ce fut mon cas, ont également eu une activité d'enseignement. J'ai enseigné pendant les trois dernières années à l'université de Versailles et j'y ai fait de belles rencontres. Pour la très grande liberté qu'ils m'ont laissé dans mes choix pédagogiques (travaux dirigés, examens), témoignage de leur confiance je pense, je remercie chaleureusement Hervé de Feraudy, Valérie Ciarletti et Yves Dumont, avec qui j'ai eu le plaisir d'enseigner l'électromagnétisme et la relativité restreinte. Cette première expérience d'enseignement m'a beaucoup plu.

De près ou de loin, beaucoup de personnes m'ont aidé à faire converger mon travail dont ce manuscrit en est l'illustration. Malgré la peur réelle d'oublier un nom, je vais remercier personnellement ceux avec qui j'ai le plus interagit scientifiquement et personnellement (et de manière non ordonnée) Yannis Zouganelis, Olivier Le Contel, Alessandro Retino, Thomas Chust, Dominique Fontaine, Roland Grappin, Nicole Cornilleau-Wehrin, Philippe Savoini, Matteo Faganello, Benoit Lavraud, Johnattan Eastwood, Patrick Robert, Rodrigue Piberne, Cécile Tesseidre, Alexis Jandet (dit le barbu sexy), Ronan Modolo, Vincent Génot. Un merci tout particulier à Andrea Ciardi, Jérôme Pétri, Joel Stienlet, Vincent Berionni, Rabah Ikhlef, et mon buddy Malik Mansour. Je souhaite à tout le monde d'avoir un jour des collègues amis de bureau aussi chouettes que vous ! Buddy, j'espère un jour repartager un bureau avec toi, rien que pour les petits Neil Young de fin de journée, mais pas les nuits de galère dans le canapé-lit du bureau réveillé à 5h du mat à grand coup d'aspirateur.

Bonne lecture.

Table des matières

1	Aperçu théorique de la reconnexion magnétique et modélisation numérique	1
1.1	Introduction	1
1.2	Qu'est-ce que la reconnexion magnétique?	2
1.2.1	Un champ magnétique gelé	2
1.2.2	Connectivité magnétique	4
1.2.3	Taux de reconnexion	10
1.3	La reconnexion collisionnelle	13
1.4	Reconnexion non collisionnelle	16
1.4.1	La loi d'Ohm généralisée : les échelles importantes	16
1.4.2	Le modèle Hall	19
1.5	Modélisation numérique de la reconnexion non collisionnelle	28
1.5.1	De la théorie cinétique à la modélisation fluide	29
1.5.2	Le modèle Hybride	32
1.5.3	La technique PIC-Hybride	34
1.6	Applications de la reconnexion magnétique	40
1.6.1	La reconnexion dans la magnétosphère	40
1.6.2	D'autres applications de la reconnexion	43
2	Accélération des ions : mécanismes fluides et cinétiques	45
2.1	Introduction	45
2.1.1	Problématique	45
2.1.2	Dynamique Speiser	47
2.1.3	Importance de l'effet Hall - Simulations/Observations	47
2.1.4	Signatures cinétiques - doubles faisceaux	49
2.1.5	Plan du chapitre	51
2.2	Description de la simulation	52
2.2.1	Condition initiale	53
2.2.2	Description générale et limitations de la simulation	56
2.3	Dynamique fluide	62
2.3.1	Forces fluides	62
2.3.2	Structure du tenseur de pression	68
2.4	Fonctions de distribution et dynamique des particules	69
2.4.1	Fonctions de distribution	70
2.4.2	Dynamique des particules	72
2.5	Bilan d'énergie	78
2.6	Résumé et discussion	81

3	Accélération des ions : le mécanisme de rebond observé dans la queue magnétosphérique	85
3.1	Introduction	85
3.2	Choix de l'évènement	87
3.3	Contexte macroscopique	87
3.3.1	Vent solaire : condition limite de la magnétosphère	88
3.3.2	Séries de Sous-orages - "Sawteeth"	90
3.4	Zoom sur l'évènement	95
3.4.1	Changement de repère	97
3.4.2	Corrélations "classiques"	102
3.4.3	Corrélation entre pression et flot	102
3.4.4	Fonctions de distribution	103
3.5	Conclusion	105
4	Reconnexion magnétique dans une couche de courant asymétrique	107
4.1	Introduction	107
4.1.1	Modèles fluides	108
4.1.2	Physique cinétique	109
4.1.3	Comparaison avec les observations	111
4.1.4	Plan du chapitre	112
4.2	Description de la simulation	112
4.2.1	Conditions initiales	112
4.2.2	Description générale et limitations	113
4.3	Géométrie de la zone non-idéale asymétrique	114
4.3.1	Extension spatiale	114
4.3.2	Structure interne	117
4.4	Structure du jet	119
4.4.1	Structure fluide	119
4.4.2	Dynamique	122
4.5	Bilan d'énergie	124
4.6	Région séparatrice	129
4.7	Résumé et discussion	134
5	Equilibre cinétique hybride dans une couche de courant tangentielle	137
5.1	Introduction	137
5.2	Méthode générale - Théorème de Jeans	138
5.3	L'équilibre de Harris	140
5.4	Un équilibre asymétrique hybride	143
5.4.1	Une méthode hybride	143
5.4.2	Notion d'accessibilité	144
5.4.3	Détermination de la fonction de distribution	147
5.5	Comparaison avec la simulation	151
5.6	Conclusion	153

A Schéma Hybride **159**

Bibliographie **169**

Introduction

La capacité à convertir l'énergie stockée dans le champ magnétique en énergie cinétique et thermique fait de la reconnexion magnétique un phénomène très important dans la physique des plasmas magnétisés. À l'origine développé pour la physique solaire et magnétosphérique, le phénomène joue également un rôle important dans la physique des plasmas de laboratoire confinés par un champ magnétique, et constitue un candidat intéressant dans des environnements astrophysiques lointains comme les disques d'accrétion par exemple. De manière générale, la reconnexion sera amenée à jouer un rôle important dans la plupart des environnements plasmas où le champ magnétique joue lui-même un rôle de premier plan.

Ma thèse constitue une étude du mécanisme fondamental de la reconnexion magnétique dans le régime non-collisionnel. Le travail décrit dans ce manuscrit représente les réponses à quelques-unes des nombreuses questions que j'ai pu me poser pendant ces trois années à propos de ce sujet complexe. Dans le régime non-collisionnel, la rapidité du processus est en grande partie déterminée par le caractère bi-espèces du plasma : la reconnexion magnétique à proprement parler est réalisée à une petite échelle, contrôlée par les électrons, tandis que la dynamique du phénomène est déterminée à l'échelle ionique. L'un des faits les plus remarquables concernant la reconnexion magnétique, est sans nul doute la création d'un jet de plasma. Je me suis donc en particulier intéressé à l'accélération du plasma au sein de la région proche du site de reconnexion. Les principales questions sont alors :

- Comment l'énergie magnétique est-elle transférée au fluide ?
- Par quel(s) mécanisme(s) celui-ci est-il accéléré ? chauffé ?

Lorsque les collisions sont absentes du système, la trajectoire individuelle des particules n'a dans le cas général aucune raison d'être similaire à celle du flot. La dynamique de ce dernier n'est donc pas systématiquement le fruit de processus microscopiques locaux. Dans le cas de la reconnexion antiparallèle, à laquelle nous sommes intéressés, nous verrons que comprendre comment le flot est accéléré nécessite également de comprendre la dynamique des particules qui le composent. La relation entre la dynamique individuelle des protons et celle du flot constituera le fil rouge de ce manuscrit.

Je pense que le travail effectué pendant cette thèse illustre bien la synergie entre les trois axes de la physique des plasmas spatiaux, que sont la *modélisation numérique*, *l'observation* et la *théorie*. Si la plus grande partie de mon travail a été réalisée via l'approche numérique (chapitres 2 et 4), j'ai également confronté mes résultats aux données mesurées par les satellites (chapitre 3) et participé à un travail théorique (chapitre 5) dont les applications s'étendent de la physique fondamentale

des plasmas non collisionnels aux techniques de simulation numérique cinétiques.

Descriptif des chapitres

Chapitre 1 : Aperçu théorique de la reconnexion et modélisation numérique

Ce premier chapitre constitue une introduction aux concepts fondamentaux nécessaires à la bonne compréhension du travail réalisé dans la thèse. J'ai beaucoup hésité, lors de l'écriture de ce chapitre, sur l'importance à donner dans mon texte au contexte astrophysique dans lequel la physique de la reconnexion s'est développée et joue aujourd'hui un rôle crucial. C'est généralement par ce contexte que les livres traitant de la reconnexion commencent. Pédagogiquement, je ne suis cependant pas sûr que dans le cas général, il soit préférable de présenter les choses de la manière où elles ont été comprises historiquement, ou bien de les reformuler. Préférant un choix, un jour, et changeant tout le lendemain. C'est à coup d'oscillations amorties que ce chapitre a finalement convergé vers sa forme actuelle, surmontant cet éternel dilemme. Finalement, il n'y a peut-être pas *une* pédagogie mais *des* pédagogies, chacune rencontrant un certain public. J'espère que la mienne rencontrera le sien parmi mes lecteurs.

L'histoire de la reconnexion (et certainement de beaucoup d'autres choses) me semblant bien parsemée de détours et de vocabulaire historique, il m'a finalement semblé préférable et plus efficace (lorsque le nombre de pages est limité) d'épargner au lecteur la chute malencontreuse dans ces pièges, en choisissant un plan plus... académique dirons-nous. Nous perdrons ainsi peut-être du charme entourant les diverses découvertes des cinquante dernières années de physique spatiale, mais pourrons, je l'espère, gagner en clarté sur la description du phénomène à proprement parler, qui constitue de surcroît, le thème de cette thèse d'avantage que ses applications. Ainsi nous commencerons ce chapitre par une partie un peu abstraite discutant le concept de reconnexion magnétique. Dans une première partie, intitulée simplement *Qu'est-ce que la reconnexion magnétique ?* nous discuterons de trois aspects me paraissant fondamentaux de la reconnexion que sont : la notion de *connectivité magnétique*, le concept de *flux magnétique gelé*, et la notion de *taux de reconnexion*. Mon souhait étant d'aborder chacun de ces points de manière simple et la plus qualitative possible. Ce n'est qu'après cette discussion que nous aborderons, dans une seconde partie, les deux modèles "canoniques" que sont le régime collisionnel (dit de Sweet-Parker) et le régime non-collisionnel (ou modèle de reconnexion Hall). Le lecteur averti remarquera à la lecture de ces lignes que nous ne parlerons pas de l'instabilité *tearing* ([Furth *et al.* 1963]). Souvent associée à la reconnexion, cette instabilité non-idéale m'apparaît plutôt comme liée au problème du déclenchement et de la phase initiale du phénomène. La reconnexion, au sens où je l'entends dans ce manuscrit, désigne le processus a priori stationnaire qui fait suite au déclenchement, dont nous ne parlerons donc pas. Ma thèse étant orientée vers l'étude numérique de

la reconnexion, il m'a paru naturel de présenter dans ce même chapitre le modèle numérique que nous avons utilisé. Cette seconde partie de chapitre sera en premier lieu l'occasion de poser les *hypothèses et formalismes* physiques utilisés, puis dans un second temps, de discuter de l'aspect numérique en décrivant les avantages et inconvénients de la *technique PIC-Hybride*. Par souci de clarté, j'ai choisi d'éviter au lecteur les méandres de compréhension que constituent les équations discrètes et autres algorithmes venant couramment ponctuer ce genre de discussion. Ces détails techniques (*qui en réalité n'en sont pas, et qui bien sûr occupent la plus grande partie du temps*) étant je pense inutiles en première lecture, seront accessibles en annexe de ce manuscrit. Enfin nous terminerons ce chapitre par ce qui a bien failli en être le début : *les applications de la reconnexion*. Cette partie nous emmènera brièvement dans des environnements aussi divers que variés, comme la magnétosphère terrestre, le Soleil, en passant par les dispositifs expérimentaux de confinement magnétique.

Chapitre 2 : Accélération des ions : mécanismes fluides et cinétiques

Ce deuxième chapitre traite de la problématique de l'accélération du fluide ionique dans le cadre de la reconnexion magnétique antiparallèle, symétrique et non-collisionnelle. Notre objectif est de comprendre le rôle des effets cinétiques dans la dynamique macroscopique moyenne du plasma. Nous commencerons par nous demander quelles sont les forces s'exerçant sur le flot menant à la formation du jet. Les calculs habituels supposent que l'unique force importante est la force de Laplace $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$. Nous montrerons que dans cette configuration, la force de pression joue un rôle particulièrement important. En s'opposant au champ électrique Hall, elle contribue au transfert privilégié de l'énergie électromagnétique vers l'énergie thermique, au détriment de l'énergie cinétique dirigée, expliquant ainsi l'observation d'un jet sous-Alfvénique. Si un raisonnement fluide peut à lui seul nous faire comprendre la présence d'une telle force, nous montrerons que son origine microscopique est ici reliée à la structure particulière qu'adopte la fonction de distribution dans la région de découplage. Ainsi, l'effet de la force de pression sera quantitativement différent dans un modèle cinétique ou dans un modèle fluide, où une hypothèse de fermeture est nécessaire et dont la forme n'est pas toujours justifiée. Ceci nous permettra de mieux comprendre les différences soulevées dans de précédentes études quant à la structure fluide du jet de plasma vis à vis du modèle employé. Afin de comprendre la structure particulière des fonctions de distribution dans la région de découplage, nous nous intéresserons à la dynamique individuelle des particules. Nous mettrons en évidence un mécanisme particulier d'accélération : les protons convertissent leur énergie potentielle électrique en énergie cinétique en tombant dans un puits de potentiel créé par l'effet Hall dans la région de découplage. A cause de la forme divergente du puits, les particules piégées oscillent en transférant irréversiblement leur vitesse d'une direction vers une autre. Leur mélange dans l'espace des phases crée la structure observée de la fonction de distribution. Ce mécanisme, déjà suggéré sur la base d'observations satellites dans la queue magnétosphérique sera ici démontré pour la première fois dans une simulation cinétique. Ayant montré que ce méca-

nisme est relié à la structure caractéristique du tenseur de pression dans la région de découplage, nous suggérons que cette grandeur puisse servir comme indicateur de cette région dans les données satellites.

Chapitre 3 : Accélération des ions : le mécanisme de rebond observé dans la queue magnétosphérique

J'ai toujours privilégié, par goût, le travail numérique. Cela ne doit cependant pas nous faire oublier la finalité première : comprendre ce qui se passe au dessus de nos têtes, et pas dans notre boîte de simulation. Ainsi, j'ai décidé au cours de ma thèse de donner à mon travail une tonalité légèrement hybride (sans jeu de mot) en orientant une partie de mon activité vers l'analyse de données satellite. La simulation doit rester au quotidien complémentaire au travail d'analyse des données. C'est dans cet état d'esprit que j'ai effectué le travail présenté dans ce chapitre. Concrètement, le but de ce chapitre est de vérifier les suggestions observationnelles faites au chapitre 2 :

- Le mécanisme d'accélération de rebonds des protons existe généralement lors d'un évènement de reconnexion et se produit dans la région de découplage ionique.
- Il structure la pression comme observé dans la simulation.
- Celle-ci constitue une observable pertinente indiquant la traversée d'une région de découplage ionique à proximité d'un site de reconnexion.

Nous avons donc sélectionné un évènement déjà considéré comme étant une traversée de région Hall par les satellites Cluster, mais non analysé en détail. Nous commencerons par présenter le contexte macroscopique durant lequel l'évènement s'est produit. Ensuite, nous l'analyserons en détail d'une manière éprouvée, en corrélant le signal magnétique au flot du plasma. Ceci nous permettra d'établir une interprétation quant à la structure de la zone traversée par les satellites. Dans un second temps, nous montrerons que notre hypothèse quant à la corrélation du tenseur de pression avec les autres observables semble vérifiée sur un intervalle de temps où :

- Les satellites mesurent des distributions de protons cohérentes avec le mouvement de rebond.
- L'étude à deux satellites de l'échelle spatiale de la structure explorée est cohérente avec la dimension caractéristique de la zone de découplage.

Les conclusions de la parenthèse observationnelle de cette thèse sont donc positives, et constituent donc une ouverture possible vers des travaux futurs dans cette voie. En particulier il serait intéressant d'effectuer cette analyse sur un ensemble statistique d'observations.

Chapitre 4 : Reconnexion magnétique dans une couche de courant asymétrique

La configuration symétrique dans laquelle la grande majorité des modèles se placent est loin d'être la plus générale. La reconnexion magnétique se déroule le plus souvent au sein d'une couche de courant séparant deux plasmas de densité, température différentes. Le champ magnétique lui-même peut avoir un module différent de part et d'autre de la frontière initiale. Comment notre vision de la reconnexion est-elle modifiée en présence d'asymétries ? Nous commencerons par décrire en détail comment le mélange des populations ioniques asymétriques façonne la géométrie et la structure interne de la zone Hall. Nous continuerons de suivre le fil rouge qu'est l'accélération des protons. Nous testerons en particulier les hypothèses des modèles de reconnexion asymétrique développés récemment. En particulier, nous montrerons qu'à l'instar de la configuration symétrique, la force de pression joue un rôle aussi important que la force de Laplace dans l'accélération du flot. Là encore, nous observerons que le flux d'enthalpie n'est pas négligeable, contrairement aux hypothèses de modèles récents. Nous montrerons d'ailleurs que le gain d'énergie thermique excède très largement le gain d'énergie dirigée. Du point de vue des particules, nous verrons que la géométrie du jet de plasma est liée au mélange non-collisionnel des deux populations de particules initialement séparées. Enfin, nous nous intéresserons à la région séparatrice et comparerons sa structure dans les cas asymétrique et symétrique.

Chapitre 5 : Equilibre cinétique hybride dans une couche de courant tangentielle

Ce dernier chapitre constitue les résultats obtenus dans le cadre d'un travail théorique auquel j'ai participé. L'objectif est de modéliser une couche de courant tangentielle (sans composante normale du champ magnétique et du flot) unidimensionnelle par un équilibre cinétique. Si l'exercice peut paraître simple dans le cadre d'un modèle fluide (il s'agit d'imposer un équilibre de pression), il s'avère beaucoup plus compliqué lorsque le niveau de description concerne la fonction de distribution elle-même. Le caractère universel des couches de courant tangentielles fait que ce travail a plusieurs applications importantes. Il constitue en premier lieu une avancée dans le cadre de la physique fondamentale des plasmas non-collisionnels là où peu de travaux ont jusqu'à présent été réalisés. En second lieu, il propose de répondre à une problématique inhérente à la simulation cinétique : comment initialiser ce type de simulation avec une configuration d'équilibre ? Nous proposerons au cours de ce chapitre une méthode nouvelle, que nous appelons "équilibre hybride" permettant de trouver sur la base d'un raisonnement simple, une classe d'équilibres cinétiques paramétrables. Nous expliquerons pourquoi les équilibres cinétiques existants sont contraints à être symétriques lorsque le champ magnétique s'inverse. Nous montrerons un exemple d'équilibre cinétique théorique, que nous allons comparer à une couche de courant relaxée dans une simulation initialisée à l'aide de profils fluides. La

simulation présente de grandes similitudes avec les prédictions théoriques et nous expliquerons pourquoi. Après avoir discuté de nos résultats, nous expliquerons la nature du travail restant à effectuer afin de mieux contraindre et tester la méthode.

Vous êtes ici

Avant que le lecteur ne se perde pas dans la multitudes de systèmes de coordonnées utilisés dans ce manuscrit, il peut trouver ici un bref récapitulatif des trois systèmes de repérage "usuels" et de la relation entre eux (voir la figure 1) :

- Le repère GSE, dont l'axe x est défini par l'axe Terre-Soleil et se trouve dans le plan de l'écliptique, l'axe z est perpendiculaire au plan de l'écliptique et l'axe y ferme le trièdre direct.
- Le repère de la simulation, défini arbitrairement comme se déroulant dans un plan appelé (x, y)
- Le repère local aligné avec la couche de courant, obtenu par la technique du minimum de variance LMN, où N est la direction de variance minimum, L la direction de variance maximale et M de variance intermédiaire.

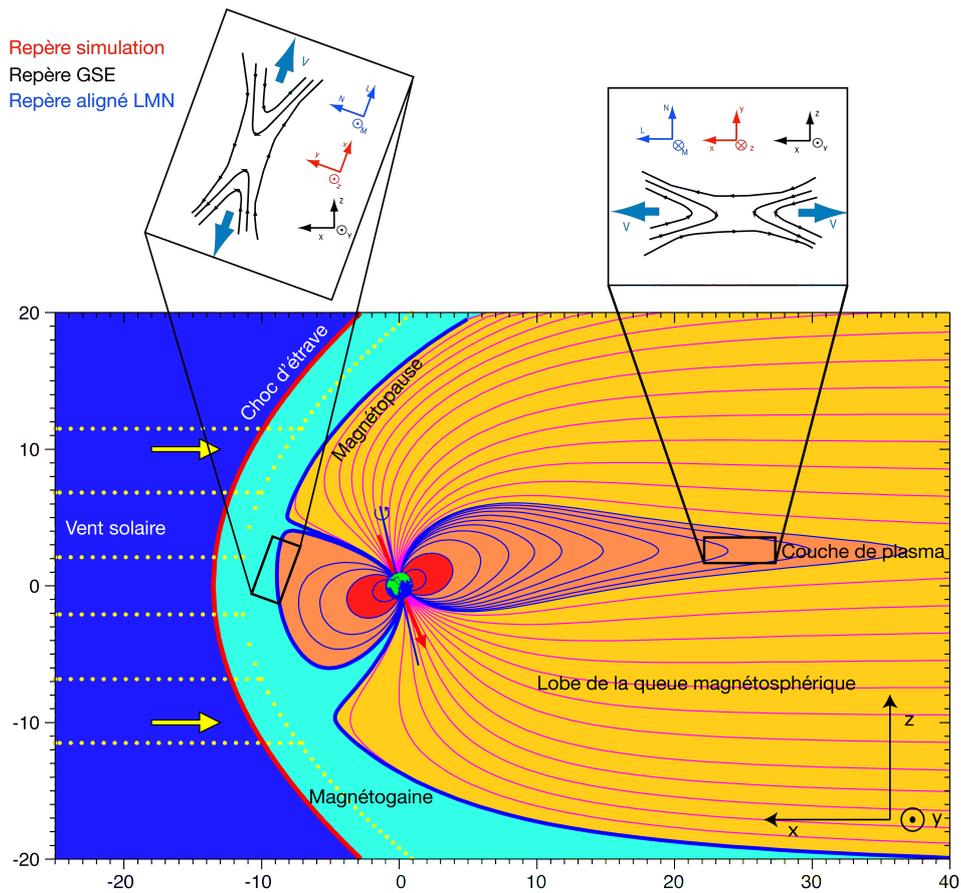


FIGURE 1: Magnétosphère terrestre représentée dans le plan méridien GSE (x, z) . Un schéma de reconnexion est placé à la magnétopause et un autre dans la queue. Pour chaque emplacement, les repères GSE, simulation et local LMN sont représentés.

Aperçu théorique de la reconnexion magnétique et modélisation numérique

Sommaire

1.1	Introduction	1
1.2	Qu'est-ce que la reconnexion magnétique ?	2
1.2.1	Un champ magnétique gelé	2
1.2.2	Connectivité magnétique	4
1.2.3	Taux de reconnexion	10
1.3	La reconnexion collisionnelle	13
1.4	Reconnexion non collisionnelle	16
1.4.1	La loi d'Ohm généralisée : les échelles importantes	16
1.4.2	Le modèle Hall	19
1.5	Modélisation numérique de la reconnexion non collisionnelle	28
1.5.1	De la théorie cinétique à la modélisation fluide	29
1.5.2	Le modèle Hybride	32
1.5.3	La technique PIC-Hybride	34
1.6	Applications de la reconnexion magnétique	40
1.6.1	La reconnexion dans la magnétosphère	40
1.6.2	D'autres applications de la reconnexion	43

1.1 Introduction

L'objet virtuel que constitue une ligne de champ magnétique est très utile et intuitif, en particulier depuis l'établissement de la théorie de la magnétohydrodynamique dans les années 40 par Alfvén. Dans un plasma, ces ficelles élastiques, couplées au gaz ionisé, constituent un objet très pratique pour la visualisation de la dynamique. La reconnexion magnétique est un phénomène dont la signification s'enracine dans l'une des propriétés de ces ficelles : leur connectivité, en particulier la façon dont elles en changent. Nous n'aborderons le contexte astro/physique dans lequel la reconnexion joue un rôle qu'à la fin de ce chapitre. Les éruptions solaires, orages magnétosphériques et autres pertes de confinement dans les tokamaks ou

à la magnétopause terrestre ont certainement déjà été rencontrés, même de loin, par le lecteur. Nous en discuterons brièvement mais j'ai trouvé préférable de les aborder avec au préalable une discussion plus technique, dont le but serait de poser des bases terminologiques claires.

La première partie de ce chapitre pose donc la question naïve : *qu'est-ce que la reconnexion magnétique ?* Et pour y répondre nous aurons besoin en premier lieu de nous familiariser avec le concept de *connectivité magnétique*, que signifie-t-elle, comment et dans quelles circonstances peut-elle être changée ? Nous verrons que cette notion de connectivité est légèrement différente mais étroitement liée à ce que l'on appelle le *gel du champ magnétique*, qui rend ces lignes de champ si pratiques. Le dernier concept théorique introduit dans cette partie est celui de *taux de reconnexion*. C'est l'observable clé de la reconnexion magnétique, la rapidité à laquelle elle se déroule. Cette section constitue en quelque sorte une transition avec la partie suivante, qui vise à décrire deux modèles estimant ce taux de reconnexion dans deux régimes asymptotiques : le régime collisionnel et le régime non-collisionnel. La troisième partie de ce chapitre traitera de la *modélisation numérique de la reconnexion magnétique*. Dans un premier temps nous décrirons sommairement la base théorique liée à la modélisation *hybride* du plasma, puis nous verrons l'aspect numérique à proprement parler. Le détail des algorithmes abordés ici sera accessibles en annexe de ce manuscrit. Enfin, la quatrième partie terminera ce chapitre par une description rapide de diverses applications de la reconnexion magnétique.

1.2 Qu'est-ce que la reconnexion magnétique ?

1.2.1 Un champ magnétique gelé

La notion de gel du champ magnétique est très importante car c'est ce gel qui va déterminer la structure des environnements magnétisés à grande échelle. Le champ magnétique et le plasma sont solidaires l'un de l'autre et leurs mouvements sont confondus. Supposons un instant que nous regardons un plasma magnétisé animé d'un mouvement moyen, dans lequel les électrons et les ions se déplacent à la même vitesse moyenne \mathbf{v} . Supposons que ce plasma, ce flot et ce champ magnétique soient uniformes. En sautant dans le référentiel comouvant avec le plasma, à la vitesse \mathbf{v} , il n'y a ni courant ni séparation de charge, mais juste un champ magnétique statique. Nous ne verrons aucun champ électrique. Dans le référentiel de départ en revanche, le champ électrique n'est pas nul, et sa valeur est exactement obtenue en faisant une transformée de Lorentz dans la limite non relativiste du champ nul présent dans le référentiel du plasma :

$$\mathbf{E} = -\mathbf{v} \times \mathbf{B} \tag{1.1}$$

injectée dans l'équation de Faraday

$$\partial_t \mathbf{B} = -\nabla \times \mathbf{E} \tag{1.2}$$

la relation (1.1) permet d'obtenir une équation d'évolution du champ magnétique.

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (1.3)$$

Cette équation traduit exactement le caractère gelé du plasma. Regardons de plus près une particule fluide se déplaçant à la vitesse \mathbf{v} , comment varie le flux magnétique la traversant ? Cette variation vaut $d_t \Phi = \partial_t \Phi - \int \mathbf{v} \times \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l}$. Or (1.3) nous dit que la différence des deux termes de droite est précisément nulle. Dit autrement, que la particule se déplace, se comprime ou se dilate, le flux la traversant reste identique. On dit que le flux magnétique est *gelé* dans le plasma¹. La figure 1.1 montre à gauche toutes les lignes de champ composant ce flux passant au travers la particule, et une seconde particule traversée par ces mêmes lignes. Comme la première, la seconde particule ne peut voir changer le flux qui la traverse. Quoi qu'il arrive donc, toutes deux seront traversées par le même *tube de flux* et se déplaceront avec lui. L'équation (1.1) est donc appelée loi d'ohm *idéale* car elle est responsable d'un mouvement défini comme idéal, sans dissipation, du champ magnétique. Notons que la vitesse \mathbf{v} n'est pas forcément, comme dans notre exemple, celle du plasma dans sa globalité. Il peut s'agir du flot d'une espèce seulement, et de manière générale, le champ magnétique est dit gelé dans tout flot \mathbf{v} satisfaisant une équation de la forme (1.1). A partir de cette équation (1.1), on définit la vitesse électromagnétique à laquelle le champ magnétique se déplace avec le plasma gelé :

$$\mathbf{v}_{EM} = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2} \quad (1.4)$$

Cette vitesse, exprimée uniquement en fonction des champs électromagnétiques est celle du référentiel du champ magnétique. Elle garde un sens même si la vitesse du plasma est différente. Si l'on fait tendre la taille de nos particules fluides vers zéro, et donc le tube de flux qui les traverse vers une seule ligne de champ, on comprend alors que tant que (1.1) est valable, deux particules initialement reliées par une ligne de champ le resteront (Fig. 1.1 à droite). Le gel du champ magnétique dans un flot quelconque assure la conservation de la *connectivité magnétique*.

Cette propriété est extrêmement importante car il se trouve (nous en verrons la raison plus tard, mais anticipons un peu) qu'à grande échelle (1.1) est valable. Cette propriété est grandement responsable de la structure des environnements magnétisés dans l'univers. A grande échelle, les champs magnétiques issus de sources différentes ne mélangent pas leur connectivité². Si l'on pousse un champ magnétique créé par une source vers une zone où le champ est créé par une seconde source, le plasma contenu dans chacune des régions de connectivité différente restera donc confiné dans

1. Ou bien que le plasma est gelé dans le champ magnétique. La relation maître-esclave n'est pas donnée par l'équation d'induction mais plutôt par le β du plasma.

2. Comme le feraient au contraire les champs magnétiques dipolaires produits par deux aimants que l'on rapprocherait l'un de l'autre dans le vide.

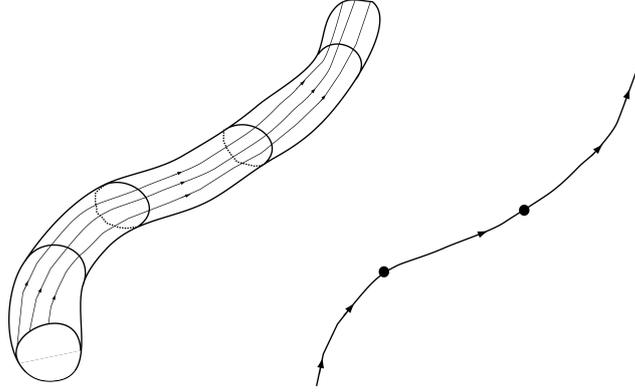


FIGURE 1.1: Illustration du gel du champ magnétique : deux particules traversées par le même flux magnétique le resteront. Le tube de flux (gauche) ne peut qu'être déformé, mais pas brisé. La connectivité (droite) de deux particules assurée par une ligne de champ ne peut être rompue.

sa région d'origine. Cette pression entre les deux zones de connectivité amènera le système à former des nappes de courant aux interfaces entre ces régions. Ces nappes sont des zones d'apparence discontinue à grande échelle, de fort gradient de connectivité, et suivant la topologie magnétique, de cisaillement magnétique plus ou moins important. Sans rentrer dans le détail que nous reverrons d'avantage dans la fin de ce chapitre, nous pouvons citer comme exemple proche de nous le cas de la magnétopause terrestre. C'est précisément la zone marquant la frontière entre un champ magnétique ayant pour origine la dynamo terrestre et un champ ayant pour origine la dynamo solaire. Ce dernier, à cause du vent solaire, vient comprimer la magnétopause. La magnétopause prend la forme d'une nappe de courant venant confiner le plasma magnétosphérique du plasma provenant du vent solaire (à grande échelle).

1.2.2 Connectivité magnétique

Si la conservation de la connectivité magnétique est généralement la règle, elle peut parfois ne pas être respectée. La reconnexion magnétique est très intéressante car c'est justement un processus qui va permettre de relâcher les contraintes dictées par le gel à grande échelle et briser la connectivité magnétique imposée par la conservation du flux. Comment peut-on briser cette connectivité, est-ce strictement équivalent à briser le gel du champ magnétique dans le plasma ?

Regardons la figure 1.2 afin de comprendre cette idée abstraite. La figure de gauche représente deux particules fluides³ A et B à un instant que nous baptiserons t_1 . Si l'on trace la ligne de champ magnétique passant par A , on observe qu'elle passe

3. Nous parlons ici de fluide au sens plasma pour fixer les idées et garder une vision intuitive, nous verrons cependant que le raisonnement peut-être fait directement pour le flot électromagnétique $\mathbf{E} \times \mathbf{B}/B^2$

exactement par B . On dit que les deux particules sont connectées magnétiquement. Une troisième particule est représentée par le point C , sur une seconde ligne de champ. Les deux lignes de champ ne sont a priori pas coplanaires, chacune d'elle peut avoir une composante hors du plan de la feuille. Supposons qu'en ces trois endroits, A , B et C , le plasma et le champ magnétique sont gelés l'un à l'autre, et donc sont transportés par le même flot. La vitesse locale se trouve représentée par les flèches bleues (ignorons le déplacement des particules le long des lignes de champ). La reconnexion magnétique, c'est la possibilité qu'a le système d'évoluer de cette configuration vers celle de l'instant t_2 représenté dans la figure de droite. A ce moment t_2 , la ligne de champ passant par la particule A rejoint maintenant la particule C alors que la particule B n'est plus connectée magnétiquement à A . On peut dire que la ligne de champ passant par A s'est déplacée (à une certaine vitesse, nous reviendrons sur ce point) de sa position à t_1 (pointillé noir) vers sa position à t_2 (trait plein noir), ce déplacement entre t_1 et t_2 est représenté par la ligne pointillée verte. Notons qu'entre t_1 et t_2 les trois particules se sont également déplacées. En particulier la particule B a bougé, cependant son mouvement est loin d'être identique à celui de la ligne de champ à laquelle elle était connectée en t_1 . Tout se passe donc comme si entre t_1 et t_2 , le mouvement de la ligne de champ passant par A n'était plus en tout point identique à celui du plasma (en particulier en B). Nous pouvons également dire qu'entre les instants t_1 et t_2 , le mouvement de la ligne de champ passant par A s'est à *certaines endroits* dissocié du mouvement du champ magnétique (V_{EM}). En effet, si la ligne de champ passant par A et B s'est déplacée rapidement par rapport à la particule B , cette dernière n'a jamais cessé d'être comouvante avec le champ magnétique. Nous pouvons voir d'ailleurs sur le cadre de droite que le champ magnétique localement autour de B n'a fait que subir une translation identique au mouvement de B . Il apparaît donc clairement que la condition nécessaire pour parler d'un changement de connexion magnétique est que la vitesse locale de déplacement d'une ligne de champ soit différente de la vitesse locale de déplacement du champ magnétique, dit autrement, la ligne de champ doit être vue en mouvement depuis le référentiel local où le champ magnétique est au repos.

Clarifions ce dernier point par une approche un peu plus formelle, schématisée sur la figure 1.3. Considérons une ligne de champ passant par un point P_1 quelconque à l'instant t_1 . Appelons P_2 un point de cette même ligne de champ au même instant, suffisamment proche de P_1 pour approximer la ligne de champ entre les deux points par un vecteur infinitésimal $\delta\mathbf{l} \equiv \mathbf{P}_1\mathbf{P}_2$. Donnons à chaque point une vitesse égale à la vitesse électromagnétique locale, $\mathbf{V}_{em}(P_1)$ et $\mathbf{V}_{em}(P_2)$. Par définition, $\delta\mathbf{l}$ est colinéaire au vecteur champ magnétique. Le vecteur \mathbf{N} défini par $\mathbf{N} = \delta\mathbf{l} \times \mathbf{B}$ est donc nul. D'après notre précédente discussion, deux futurs sont possibles. Dans l'un des futurs possibles il n'y a pas de déconnexion-reconnexion, et les points P_1 et P_2 restent connectés par la même ligne de champ. Dans l'autre futur (celui représenté sur la figure 1.3), quelque chose s'est produit et les points P_1 et P_2 ne sont plus connectés magnétiquement.

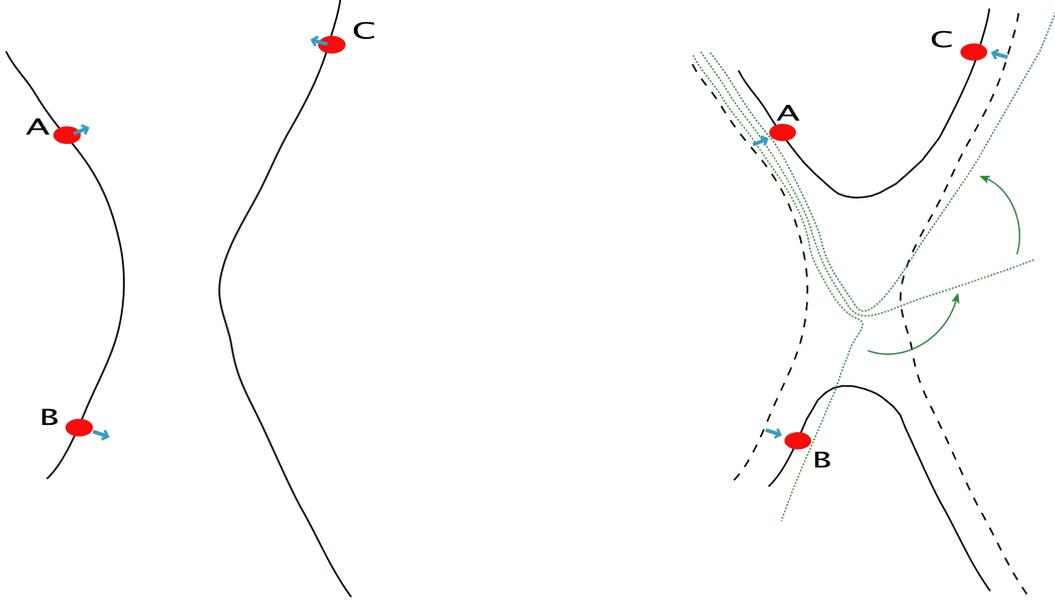


FIGURE 1.2: La connectivité magnétique est brisée entre les particules A et B car la ligne de champ les reliant cesse d'avoir en tout point une vitesse égale à la vitesse électromagnétique $\mathbf{E} \times \mathbf{B}/B^2$ locale. Les particules fluides A , B et C ne cessent jamais d'être gelées dans le champ magnétique.

Dans le premier futur $t = t_2$, le vecteur $\delta \mathbf{l}$ est resté colinéaire au champ magnétique à tout instant entre t_1 et t_2 , autrement dit nous avons à tout instant $d_t \mathbf{N} = \mathbf{0}$. Dans le second futur, $t = t'_2$, celui qui nous intéresse, les points P_1 et P_2 ne sont plus connectés magnétiquement, le vecteur $\delta \mathbf{l}$ les reliant n'est donc pas resté colinéaire à \mathbf{B} . Autrement dit, pour qu'il y ait déconnexion magnétique du point P_1 et du point P_2 entre t et $t + dt$, il faut :

$$\frac{d\mathbf{N}}{dt} \equiv \frac{d}{dt} (\delta \mathbf{l} \times \mathbf{B}) = (B d_t \delta \mathbf{l} - \delta l d_t \mathbf{B}) \times \mathbf{e}_b \neq 0 \quad (1.5)$$

Où \mathbf{e}_b est le vecteur unitaire colinéaire à \mathbf{B} à l'instant t . $d_t \delta \mathbf{l}$ est simplement donné par la différence de vitesse entre les deux extrémités de $\delta \mathbf{l}$. Chaque extrémité du vecteur va à la vitesse électromagnétique locale donc :

$$\frac{d\delta \mathbf{l}}{dt} = (\delta \mathbf{l} \cdot \nabla) \mathbf{V}_{\text{em}} \quad (1.6)$$

Quant au terme $d_t \mathbf{B}$ de (1.5), mis sous forme eulérienne, et après avoir utilisé l'équation de Faraday (1.2), on obtient :

$$\frac{d\mathbf{B}}{dt} = -\nabla \times \mathbf{E} + (\mathbf{V}_{\text{em}} \cdot \nabla) \mathbf{B} \quad (1.7)$$

L'équation (1.5) donne alors :

$$((\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{V}_{\text{em}} + \nabla \times \mathbf{E} - (\mathbf{V}_{\text{em}} \cdot \nabla) \mathbf{B}) \times \delta \mathbf{l} \neq 0$$

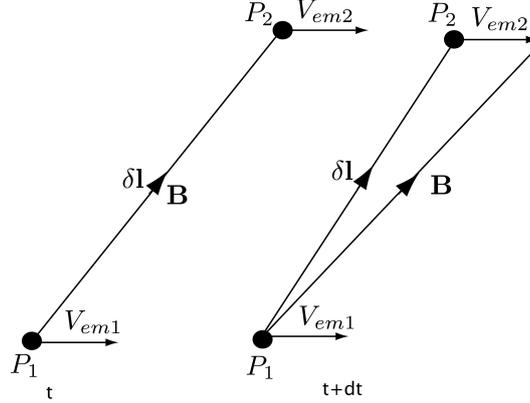


FIGURE 1.3: Deux points P_1 et P_2 sont reliés à l'instant t par une ligne de champ (\mathbf{B}) colinéaire au vecteur $\delta\mathbf{l}$. Les deux points sont animés à la vitesse électromagnétique locale $V_{em} = \mathbf{E} \times \mathbf{B} / B^2$. Pour qu'il y ait déconnexion magnétique, $\delta\mathbf{l}$ reliant P_1 et P_2 doit cesser d'être aligné à la ligne de champ passant par l'un ou l'autre des points.

que l'on peut ré-écrire après quelques manipulations vectorielles :

$$(\nabla \times (\mathbf{E} + \mathbf{V}_{em} \times \mathbf{B})) \times \mathbf{e}_b \neq 0 \quad (1.8)$$

En injectant l'expression de la vitesse électromagnétique (1.4) dans (1.8) il reste :

$$(\nabla \times \mathbf{E}_{\parallel}) \times \mathbf{e}_b \neq 0 \quad (1.9)$$

Cette dernière équation constitue une condition nécessaire et suffisante⁴. Lorsqu'aucune région le long de la ligne de champ ne satisfait plus (1.9), on peut alors à nouveau définir deux points de cette ligne arbitrairement proches l'un de l'autre qui resteront connectés magnétiquement. L'entrée et la sortie d'une partie de ligne de champ dans une région satisfaisant (1.9) peut alors se voir comme une déconnexion puis reconnexion magnétique d'éléments situés de part et d'autre de cette région (cf Fig 1.4).

Faisons à présent plusieurs remarques. Soulignons en premier lieu que ni la condition donnée par l'équation (1.9), ni le raisonnement qui y mène, ne comportent d'information liée au plasma, nous n'avons en effet pas spécifié comme dans le premier exemple que P_1 et P_2 étaient des particules fluides de plasma, mais juste qu'ils se déplaçaient à la vitesse du champ magnétique (eq. 1.4). Ceci illustre le fait que la re-connexion magnétique est avant tout une propriété électromagnétique. Le plasma que nous avons placé dans la figure 1.2 ne fait que *matérialiser* cette reconnexion,

4. Par *nécessaire et suffisant*, nous n'entendons pas qu'il y a une relation de causalité entre l'équation 1.9 et la déconnexion magnétique de deux éléments, mais juste que l'un ne peut être observé sans l'autre. pour déconnecter magnétiquement deux points initialement reliés par la même ligne de champ et comouvant avec le champ magnétique⁵

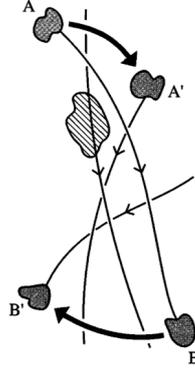


FIGURE 1.4: Changement de connectivité au passage d'une zone dans laquelle le champ électrique satisfait (1.9). Les particules fluides A et B initialement connectées ne le sont plus après le passage d'une portion de ligne de champ dans cette zone. Illustration tirée de [Priest & Forbes 2000]

dans le sens où des éléments de plasma pourront, après reconnexion, accéder à des endroits auparavant inaccessibles.

Nous comprenons également que sur la figure 1.2, aucune des trois particules n'a été "dégelée" entre t_1 et t_2 . En revanche il doit exister une zone le long de la ligne passant par A , entre A et B , où le champ électrique satisfait la condition (1.9) (voir Fig. 1.4).

Pour en finir de l'exemple donné par la figure 1.2, notons que la vitesse apparente de glissement de la ligne de champ entre l'instant t_1 et t_2 dépend fortement de la vitesse d'entrée de la ligne dans la zone satisfaisant (1.9) et de la microphysique créant cette zone, en particulier sa taille. Elle dépend également fortement de la géométrie tri-dimensionnelle du champ magnétique à grande échelle. Notons que le même exemple aurait pu être fait avec la même ligne de champ à t_1 mais en suivant la connexion du point B . Dans ce cas, cette même ligne de champ se serait découplée du mouvement du point A entre t_1 et t_2 pour rejoindre à t_2 une nouvelle connectivité. Il faut bien comprendre que parler de vitesse de ligne de champ peut ici être trompeur dans le sens où la plupart du temps cette vitesse est associée au transport du champ magnétique (et du plasma quand celui-ci lui est gelé au même flot $\mathbf{E} \times \mathbf{B}/B^2$), ce qui n'est ici précisément pas le cas. Il s'agit ici plutôt d'une vitesse apparente de changement de la connectivité d'un point, elle ne satisfait aucune équation physique locale et peut (donc) éventuellement dépasser la constante relativiste c .

Nous comprenons à présent bien pourquoi le gel du champ magnétique conserve la connectivité. En effet le champ électrique donné par (1.1) est strictement perpendiculaire au champ magnétique, et donc ne satisfait pas la condition (1.9) tout simplement parce que $\mathbf{E}_{\parallel} = 0$. Notre discussion nous permet également de comprendre que si le gel du champ magnétique dans le plasma impose la conservation

de la connectivité magnétique, l'équivalent n'est pas vrai. En effet (1.9) peut également ne pas être satisfaite si l'on imagine que $\nabla \times \mathbf{E}_{\parallel} = \lambda \mathbf{B}$ avec $\lambda \neq 0$. Dans ce cas l'équation d'induction

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) - \lambda \mathbf{B} \quad (1.10)$$

est clairement différente de (1.3). Le flux magnétique à travers une particule de plasma n'est donc plus conservé au cours du temps. Si en revanche on suppose que $\lambda = 0$ alors on peut écrire la composante parallèle du champ électrique sous la forme d'un gradient $\mathbf{E}_{\parallel} = \nabla \Phi$ et l'on retrouve (1.3) assurant la conservation du flux magnétique. Ainsi, briser la connectivité magnétique implique la non conservation du flux à travers le plasma mais l'équivalent n'est pas vrai. L'équation (1.10) est l'équation la plus générale conservant la connectivité magnétique. Dans le cas où elle est satisfaite, le plasma glisse par rapport aux lignes de champ, cependant deux points reliés par une ligne de champ et animés de la vitesse électromagnétique $\mathbf{E} \times \mathbf{B}/B^2$ le restent au cours du temps.

Dans un plasma non collisionnel, l'équation (1.9) est rarement satisfaite. En effet, la bonne mobilité des électrons le long des lignes de champ leur permet d'empêcher efficacement le développement de tout champ électrique parallèle au champ magnétique. La condition (1.9) est donc le plus souvent fautive car $\mathbf{E}_{\parallel} = 0$ et la reconnexion ne se produit ainsi pas à tous les coins de rue. La conséquence de cette remarque et de la condition mathématique (1.9) est que la reconnexion magnétique dans un plasma non-collisionnel ne peut se produire qu'en présence de variations de petite échelle, où la mobilité électronique ne peut empêcher le développement d'un \mathbf{E}_{\parallel} dont le rotationnel serait non colinéaire au champ magnétique. La majorité des structures grandes échelles sont donc fortement contraintes à garder leur connectivité, sauf dans le cas (par conséquent extrêmement intéressant) où la reconnexion en décide autrement. On peut imaginer plusieurs façons de créer ces petites échelles, comme par exemple invoquer la turbulence présente dans de nombreux environnements spatiaux. Ces petites échelles sont également créées aux interfaces de connectivité dont nous avons discuté précédemment. Les couches fines de courant sont ainsi vues comme le lieu naturel de développement de la reconnexion magnétique.

En se produisant au sein de ces cisaillements magnétiques, la reconnexion aboutit souvent à de nouvelles connectivités magnétiques plus ou moins courbées (cela dépend de l'angle entre l'orientation des lignes de champ reconnectant). Cette nouvelle situation de tension magnétique libère l'énergie libre stockée dans le cisaillement initial au profit d'une accélération et d'un chauffage du plasma (1.5). Le champ magnétique étant omniprésent dans l'univers, voici un effet secondaire de la reconnexion très intéressant vis à vis des divers phénomènes où le chauffage et l'accélération du plasma sont observés. C'est lorsque la configuration magnétique est localement ⁶ an-

6. Nous précisons ici *localement* car il n'y a de configuration antiparallèle que dans un problème

tiparallèle que les lignes reconnectées seront le plus courbées et fourniront ainsi un maximum d'énergie. Ce cas particulier est aussi le cas académique, présenté dans les livres. La recherche de tels sites fait souvent l'objet d'une attention particulière, et l'on dit souvent par abus de langage certainement, qu'ils sont le site privilégié de la reconnexion. Ce *privilège* n'a rien de trivial, et peut-être même infondé dans le cas général. S'ils libèrent plus d'énergie dans l'absolu, il n'est pas établi théoriquement que la reconnexion est plus probable dans les sites anti-parallèles, ni même établi observationnellement que la nature présenterait un biais statistique en faveur de ces sites (à la magnétopause terrestre par exemple la reconnexion se produit aussi bien dans des cas coplanaires que non-coplanaires [Paschmann 2008]). Nous en reparlerons, mais la reconnexion dans les tokamaks est un parfait exemple de reconnexion non anti-parallèle localement *C'est même une configuration où la troisième dimension joue certainement un rôle important.*

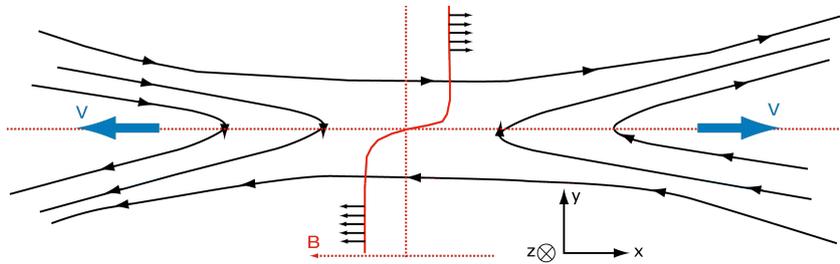


FIGURE 1.5: En se produisant dans des nappes de courant faisant l'interface entre deux connectivités magnétiques cisailées, la reconnexion magnétique crée de nouvelles connectivités courbées, propices à l'accélération du plasma.

1.2.3 Taux de reconnexion

La capacité à vaincre la forte contrainte de connectivité magnétique, et son aptitude à convertir l'énergie magnétique libre en énergie cinétique font de la reconnexion un processus séduisant dans de nombreux problèmes de physique des plasmas magnétisés. Cependant les conditions dans lesquelles se déroule le processus sont encore loin d'être évidentes, et il n'est toujours pas clair que notre compréhension actuelle de la reconnexion permette d'expliquer les phénomènes pour lesquels elle est supposée responsable. En particulier, la rapidité à laquelle le processus de reconnexion doit se produire afin de rendre compte des observations constitue une contrainte extrêmement forte sur les modèles. Ce *taux de reconnexion instantané* représente l'observable clé de la reconnexion magnétique, et résulte d'une dynamique non-linéaire impliquant un couplage multi-échelles fortement limité dans les théories et simulations actuelles. Afin de bien comprendre comment ce taux de reconnexion est

2D. La reconnexion magnétique étant un phénomène local, il est cependant raisonnable de parler, même dans le cas 3D, d'antiparallélisme *local* lorsqu'au site de reconnexion, le champ magnétique est antiparallèle.

défini, attachons-nous au cas bi-dimensionnel pour simplifier et regardons la figure 1.6. Qualitativement, les lignes de champ magnétique bleues vont changer de connectivité en traversant une zone non idéale et créer de nouvelles connexions rouges très courbées, propices à l'accélération du plasma. Tant que la matière et le flux magnétique sont disponibles en amont, et tant qu'aucune accumulation de matière et de champ ne viennent obstruer l'aval, le processus peut continuer de manière plus ou moins stationnaire à un certain rythme. Le taux de reconnexion instantané R est par définition le rythme auquel la quantité de flux magnétique reconnecté augmente au cours du temps. Sur la figure 1.6, cela revient à mesurer à chaque instant la variation du flux magnétique à travers la surface S . Cette surface est un rectangle perpendiculaire au plan de reconnexion, dont l'un des côtés passe par le site de reconnexion et l'autre est supposé infiniment loin, là où la reconnexion n'a aucun effet et où le champ électrique est supposé nul.

$$R \equiv \frac{\partial \Phi}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \int_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} \quad (1.11)$$

En utilisant le théorème de Stokes, l'intégrale dans (1.11) est égale à la circulation du champ électrique sur le contour C fermant S

$$R \equiv \frac{\partial \Phi}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \oint_C \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} \quad (1.12)$$

Le flot et le champ magnétique étant contenus dans le plan, le champ électrique est uniquement hors du plan, et donc clairement les côtés 2 et 4 ne contribuent pas à la circulation. Le côté 3 ne contribue pas plus car par hypothèse il se trouve dans une région physique où nous avons supposé le champ électrique nul. Finalement seul le côté 1 contribue et donc

$$R \equiv \frac{\partial}{\partial t} \int B_y dx = E_z \quad (1.13)$$

Le taux de reconnexion est tout simplement accessible en mesurant le champ électrique hors du plan aux alentours du site de reconnexion. Par commodité cette composante du champ électrique est souvent appelée *champ électrique de reconnexion*.

Nous pouvons, sans rentrer dans les détails microphysiques, d'ores et déjà déduire quelques propriétés intéressantes concernant le taux de reconnexion magnétique. Supposons d'une part que le processus est stationnaire et d'autre part que les variations le long d'une des trois dimensions sont négligeables. Ces deux hypothèses peuvent être contraignantes mais elles présentent l'avantage de simplifier le problème. En effet, en appelant z la direction invariante, l'équation de Faraday stationnaire devient

$$\nabla \times \mathbf{E}_z = 0 \quad (1.14)$$

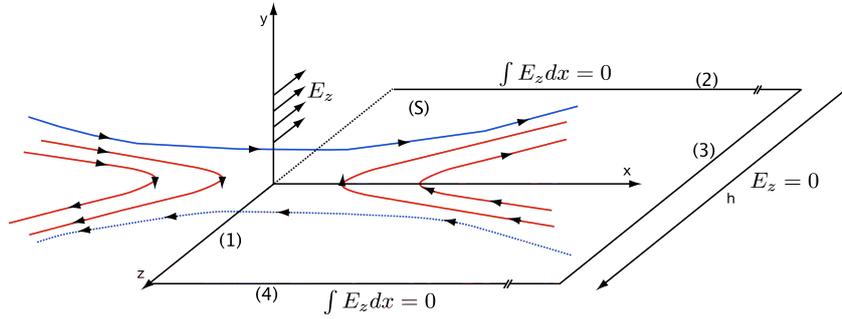


FIGURE 1.6: Le taux de reconnexion est la variation instantanée du flux magnétique traversant la surface S . La variation du flux étant égale à la circulation du champ électrique, cela revient à mesurer la composante du champ électrique hors du plan de reconnexion (xy).

ce qui, en supposant $\partial_z = 0$ revient à dire que le champ électrique de reconnexion E_z , constant dans le temps, est également uniforme dans l'espace.

Nous avons vu dans la section précédente que la reconnexion implique nécessairement une région localisée où la loi d'Ohm idéale (1.1) n'est plus valable. Par symétrie nous pouvons représenter cette zone par le rectangle bleu sur la figure 1.7. Aux bords amont de ce rectangle le champ électrique de reconnexion est donné par $E_z \sim v_i B_i$, tandis qu'au bord aval il est donné par $E_z \sim v_o B_o$. Les quantités v_i , v_o sont la vitesse d'entrée et de sortie, respectivement orientées suivant y et x . Les quantités B_i et B_o sont le champ magnétique au bord amont et aval du rectangle, respectivement orientés suivant x et y .

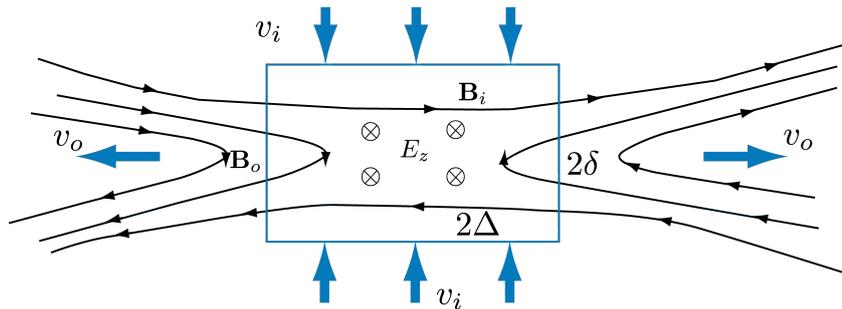


FIGURE 1.7: Schéma d'un site de reconnexion. Le rectangle bleu délimite la région non-idéale. A l'extérieur de celui-ci, la loi d'Ohm est idéale. Le phénomène étant supposé stationnaire, le champ électrique, hors du plan, est uniforme.

L'hypothèse de stationnarité nous permet d'égaliser les deux expressions :

$$E_z \sim v_i B_i \sim v_o B_o \quad (1.15)$$

Exprimons à présent la conservation de la masse dans un rectangle entourant le site de reconnexion et dont les côtés se situent dans une région où la MHD est valide. Ce rectangle est représenté sur la figure 1.7. En appelant 2δ et 2Δ le petit et le grand côté du rectangle, respectivement, l'équation stationnaire simplifiée par l'hypothèse d'incompressibilité ($\rho_1 = \rho_2 = \rho_{in} = \rho_{out} \equiv \rho$) prend la forme :

$$v_i = \frac{\delta}{\Delta} v_o \quad (1.16)$$

On a pour habitude de normaliser le champ électrique E_z aux conditions amont $V_{ai} B_i$, où $V_{ai} = B_i / \sqrt{(\mu_0 \rho)}$ est la vitesse d'Alfvén amont, alors en injectant (1.16), (1.15) devient :

$$\tilde{E} \equiv \frac{E}{V_{ai} B_i} = \frac{v_i}{V_{ai}} = \frac{v_o}{V_{ai}} \frac{\delta}{\Delta} \quad (1.17)$$

On comprend alors déjà que plus la vitesse du fluide en aval du site de reconnexion est une fraction importante de la vitesse d'Alfvén amont, plus le taux de reconnexion sera grand. Le rapport d'aspect de la zone non idéale est également capital et va dépendre de la microphysique que l'on choisira pour modéliser la reconnexion. Le rectangle doit être en effet le plus large possible et le plus court possible. En particulier, la dépendance de ce rapport d'aspect aux dimensions caractéristiques du système est un problème critique, une dépendance même faible peut s'avérer avoir des conséquences importantes lorsque des nombres réalistes sont considérés. Par stationnarité, tout ceci revient à regarder à quelle vitesse le flux magnétique est amené dans la zone non idéale. Finalement, le taux de reconnexion est avant tout une histoire de débit et le jeu est de trouver ce qui peut le limiter et à quelle valeur.

1.3 La reconnexion collisionnelle

La modélisation de la reconnexion a commencé dans la fin des années 50 lorsque Sweet et Parker ([Sweet 1958], [Parker 1957]) se proposent d'évaluer l'efficacité d'un processus de reconnexion stationnaire au sein d'une fine couche de courant résistive. Leur modèle, appliqué à l'interaction de boucles magnétiques dans l'atmosphère solaire, aboutit à un taux de reconnexion beaucoup trop faible en comparaison à la dynamique temporelle observée. Ces calculs d'ordre de grandeur restent cependant la base encore utilisée aujourd'hui dans les modèles récents, et bien qu'ils aient été depuis vérifiés par des simulations numériques, aucun traitement théorique complet n'a été fait dans le cadre de la MHD résistive. L'échec (relatif) de leur modèle vient du fait que le plasma soit contraint de passer dans une couche de courant extrêmement fine et longue. La largeur étant donnée par un taux de collision proche de zéro et la longueur, non contrainte par le modèle, est supposée être de l'ordre des

grandeurs caractéristiques du système au sein duquel la reconnexion se produit. Le rapport δ/Δ devient alors minuscule⁷.

Dans le milieu des années 60, H. Petschek ([Petschek 1964]) solutionne en partie le problème en proposant que l'accélération du plasma soit séparée du mécanisme de reconnexion à proprement parler. Il montre alors qu'une zone de diffusion microscopique⁸ aussi bien en largeur qu'en longueur peut suffire pourvu qu'elle soit la source de deux paires de chocs lents s'échappant de ses quatre coins, et pouvant assurer l'accélération et le chauffage du plasma. Dans ce modèle, la présence des chocs permet d'assurer le maintien d'une géométrie ouverte qui ne contraint plus l'écoulement aussi fortement que dans le cas de Sweet-Parker. Les ions, accélérés par les chocs ne sont plus contraints à passer dans le goulot résistif de Sweet-Parker et le taux de reconnexion est beaucoup plus grand. Ce fut une petite révolution et il fallut "attendre" une vingtaine d'année avant que les simulations numériques ([Biskamp 1986]) ne viennent montrer que la reconnexion de type Petschek n'était observée que dans le cas où la résistivité était inhomogène et accrue au site de reconnexion, ce qui n'était pas inclus dans le modèle de base. Lorsque la résistivité est supposée uniforme, c'est la reconnexion de type Sweet-Parker qui se produit. L'inhomogénéité de la résistivité au site de reconnexion étant difficilement justifiable (dans le régime collisionnel mais également non collisionnel), le modèle de Petschek fut abandonné et c'est la raison pour laquelle nous n'aborderons que le mécanisme de Sweet-Parker dans cette section. Notons cependant que le modèle de Petschek est encore souvent mentionné de nos jours car le régime non collisionnel sépare justement le mécanisme de déconnexion de l'accélération du plasma et montre ainsi une ressemblance phénoménologique intéressante avec le mécanisme de Petschek.

Plaçons-nous dans le cadre de la magnétohydrodynamique (MHD) résistive. La loi d'Ohm est alors supposée ne comporter qu'un seul terme non idéal donné par la résistivité Joule,

$$\mathbf{E} = -\mathbf{v} \times \mathbf{B} + \eta \mathbf{j} \quad (1.18)$$

dans lequel le courant est donné par la loi d'Ampère

$$\mathbf{j} = \frac{\nabla \times \mathbf{B}}{\mu_0} \quad (1.19)$$

de sorte qu'en combinant (1.18), (1.19), l'équation de Faraday stationnaire,

$$0 = -\nabla \times \mathbf{E} \quad (1.20)$$

et le fait que $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$, on obtient l'équation d'induction du champ magnétique (où la résistivité est supposée uniforme)

$$0 = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \frac{\eta}{\mu_0} \nabla^2 \mathbf{B} \quad (1.21)$$

⁷. mais l'échelle de temps de Sweet et Parker est tout de même infiniment plus rapide qu'une simple diffusion

⁸. dont la physique n'est pas décrite par le modèle, il s'agit donc d'une (petite) boîte noire non-idéale.

Enfin, il reste l'équation stationnaire gouvernant le mouvement du plasma

$$\rho (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\nabla P + \mathbf{j} \times \mathbf{B} \quad (1.22)$$

où les forces dominantes sont la force magnétique et la force de pression (supposée scalaire), et l'équation stationnaire de conservation de la masse sous l'hypothèse simplificatrice d'incompressibilité :

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad (1.23)$$

Le modèle de Sweet-Parker suppose une couche de courant diffusive de longueur 2Δ et de largeur 2δ au sein de laquelle des lignes de champ magnétique sont advectées à la vitesse v_i , reconnectées et éjectées à la vitesse v_o dans un régime stationnaire. L'équation d'induction (1.21) donne

$$\begin{aligned} \frac{v_i B_i}{\delta} &\sim \frac{\eta B_i}{\mu_0 \delta^2} \\ v_i &\sim \frac{\eta}{\mu_0 \delta} \end{aligned} \quad (1.24)$$

Éliminons δ de (1.24) à l'aide de (1.23) que l'on peut écrire sous forme d'ordre de grandeur $\delta \sim v_i \Delta / v_o$, divisons le résultat par V_{ai} pour obtenir une expression de (1.17)

$$\tilde{E} \sim \frac{v_i}{V_{ai}} \sim \sqrt{\left(\frac{v_o / V_{ai}}{\mathcal{R}_{mi}} \right)} \quad (1.25)$$

avec $\mathcal{R}_{mi} = \eta / \mu_0 \Delta V_{ai}$ le nombre de Reynolds magnétique du système macroscopique.

Il nous faut maintenant déterminer le rapport v_o / V_{ai} , à l'aide de l'équation (1.22). Supposons que la force de pression soit négligeable en comparaison à la force magnétique⁹, et remplaçons \mathbf{j} par $B_i / (\delta \mu_0)$ à l'aide de (1.19),

$$\rho \frac{v_o^2}{\Delta} \sim \frac{B_o B_i}{\delta \mu_0}$$

en utilisant (1.15,1.16) on peut éliminer B_o pour finalement obtenir :

$$v_o^2 \sim \frac{B_i^2}{\mu_0 \rho} \equiv V_{ai}^2 \quad (1.26)$$

en injectant ce résultat dans (1.25), et en reprenant le résultat de (1.17), on trouve finalement :

$$\tilde{E} \sim \frac{\delta}{\Delta} \sim \frac{1}{\sqrt{\mathcal{R}_{mi}}} \quad (1.27)$$

9. voir [Priest & Forbes 2000] pour un développement avec un gradient de pression, nous discuterons de ces forces dans le cadre non collisionnel au chapitre 2

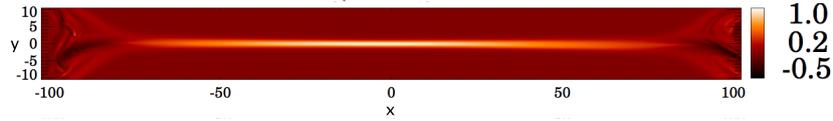


FIGURE 1.8: Figure issue de [Cassak 2006] représentant en code couleur la densité de courant hors du plan de reconnexion j_z dans le régime de Sweet-Parker. On voit aisément que la couche de courant, dans ce régime, est fine et aussi longue que le domaine de simulation.

Le taux de reconnexion donné par le modèle de Sweet-Parker est simplement le rapport d'aspect de la zone non-idéale, et celui-ci est proportionnel à l'inverse de la racine carré du nombre de Reynolds magnétique $\mathcal{R}_{mi} \equiv \eta / (\mu_0 \Delta V_{ai})$. Dans un plasma faiblement collisionnel, le modèle de Sweet-Parker souffre donc du fait que le nombre de Reynolds soit extrêmement grand, d'une part parce que la résistivité η est proche de zéro, et d'autre part parce que la longueur caractéristique Δ de la couche de courant n'est pas contrainte par le modèle, mais par le contexte géométrique macroscopique lié à l'environnement dans lequel elle est créée. Dans un contexte astrophysique, ces longueurs sont plus grandes de plusieurs ordres de grandeur que l'épaisseur résistive. La non séparation du mécanisme de reconnexion et de l'accélération du plasma force par continuité celui-ci à passer dans une zone où le débit est fortement restreint.

1.4 Reconnexion non collisionnelle

Le modèle de Sweet-Parker souffre du fait que l'échelle associée à la résistivité est très petite en comparaison aux dimensions caractéristiques des environnements spatiaux où la reconnexion est supposée se produire. Cette différence d'échelle mène à un goulot d'étranglement pour l'écoulement du plasma et limite ainsi fortement le taux de reconnexion. Ce n'est pas la fin de la reconnexion rapide pour autant. En effet, en dehors du cadre de la magnétohydrodynamique résistive apparaissent d'autres échelles caractéristiques du plasma. On observe que lorsque ces échelles sont atteintes, un nouveau régime, très différent et beaucoup plus rapide, émerge. Dans cette section, nous allons en premier lieu nous familiariser avec les petites échelles du plasma apparaissant dans la théorie bi-fluide. Cette étape est nécessaire à la compréhension du modèle stationnaire de reconnexion non collisionnelle, que nous décrirons dans une seconde partie.

1.4.1 La loi d'Ohm généralisée : les échelles importantes

La loi d'Ohm telle qu'elle est introduite dans la section précédente n'est pas universelle, elle n'est pas valide à toutes les échelles. Afin d'obtenir une expression plus générale, nous pouvons par exemple utiliser l'équation du mouvement du fluide

électronique et relier le champ électrique qui s'y trouve aux autres grandeurs du plasma.

$$\mathbf{E} = -\mathbf{v}_e \times \mathbf{B} - \frac{1}{ne} \nabla \cdot \vec{P}_e - \frac{m_e}{e} \frac{d\mathbf{v}_e}{dt} \quad (1.28)$$

En insérant dans (1.28) la définition du courant $\mathbf{j} = en(\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_e)$ (où l'on a supposé par quasi-neutralité $n = n_i \approx n_e$), on obtient :

$$\mathbf{E} = -\mathbf{v}_i \times \mathbf{B} - \frac{1}{ne} \left(\mathbf{j} \times \mathbf{B} - \nabla \cdot \vec{P}_e \right) - \frac{m_e}{e} \frac{d\mathbf{v}_e}{dt} \quad (1.29)$$

Ecrite sous cette forme, l'équation s'appelle la loi d'Ohm généralisée, et tient une place importante dans la dynamique des plasmas non collisionnels. En injectant cette loi d'Ohm dans l'équation de Faraday (1.2), on obtient en effet l'équation d'induction complète couplant l'évolution du champ magnétique au plasma. Cette équation est compliquée mais peut dans certains cas être considérablement simplifiée en remarquant que tous les termes de (1.29) ne sont pas importants à toutes les échelles. Pour s'en convaincre nous allons adimensionner l'équation pour une échelle spatiale $L = k^{-1}$ et une échelle temporelle $T = \omega^{-1}$ quelconques. Remarquons en premier lieu que d'après l'équation de Faraday l'amplitude E_0 du champ électrique peut s'écrire :

$$E_0 \sim B_0 \frac{\omega}{k} \quad (1.30)$$

De même, l'équation d'Ampère nous permet d'estimer l'amplitude j_0 de la densité de courant \mathbf{j}

$$j_0 \sim \frac{B_0 k}{\mu_0} \quad (1.31)$$

B_0 étant l'amplitude du champ magnétique et μ_0 la perméabilité du vide. Notons quelques petits raccourcis de calcul utiles :

$$\frac{\Omega_{ci}}{\Omega_{ce}} = -\frac{m_e}{m_i} \quad (1.32)$$

$$\frac{\delta_e}{\delta_i} = \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} \quad (1.33)$$

$$\frac{\rho_e^2}{\delta_e^2} = \frac{\beta_e}{2} \quad (1.34)$$

Où $\delta_{i,e}$ est la longueur d'inertie, $\Omega_{c(e,i)}$ est la pulsation cyclotronique, $\rho_{e,i}$ le rayon de Larmor et β le rapport entre pression cinétique et pression magnétique. Les indices i et e font référence aux ions et aux électrons, respectivement. A l'aide des relations (1.30), (1.31), (1.32), (1.33) et (1.34) et en dédimensionnant également les quantités suivantes : $\tilde{n}n_0 = n$, $\tilde{v}_i V_0 = v_i$, $\tilde{P}_e P_{e0} = P_e$, nous pouvons ré-écrire (1.29). Laissons tomber les tildes pour alléger la notation

$$\mathbf{E} = -\frac{V_0}{\omega/k} \mathbf{v}_i \times \mathbf{B} + \frac{V_A}{\omega/k} k\delta_i \frac{\mathbf{j} \times \mathbf{B}}{n} - \frac{\Omega_{ce}}{\omega} \rho_e^2 k^2 \nabla \cdot P_e - \frac{\omega}{\Omega_{ce}} \frac{V_0}{\omega/k} d_t \mathbf{v}_i + k^2 \delta_e^2 d_t \left(\frac{\mathbf{j}}{n} \right) \quad (1.35)$$

Afin de fixer les idées, imaginons un plasma au repos perturbé par une fluctuation grande échelle de type Alfvénique. Par grande échelle, nous entendons une longueur d'onde bien plus grande que toutes les longueurs caractéristiques du plasma, telles que la longueur d'inertie, le rayon de Larmor, et ce pour les deux espèces. L'amplitude de la vitesse des ions V_0 est alors à peu près égale à la vitesse d'Alfvén V_A qui définit également le rapport ω/k . L'équation (1.35) devient alors :

$$\mathbf{E} = -\mathbf{v}_i \times \mathbf{B} + k\delta_i \left(\frac{\mathbf{j} \times \mathbf{B}}{n} \right) - \frac{\beta_e}{2} k\delta_i \nabla \cdot P_e - k\sqrt{\mu} \delta_e d_t \mathbf{v}_i + k^2 \delta_e^2 d_t \frac{\mathbf{j}}{n} \quad (1.36)$$

en posant $\mu \equiv m_e/m_i$. En imposant une fluctuation à grande échelle, l'équation (1.36) nous montre clairement l'échelle caractéristique de chacun de ces termes. En particulier nous remarquons tout de suite que le premier terme (le terme idéal) $-\mathbf{v}_i \times \mathbf{B}$ apparaît sans facteur k . A l'échelle de la perturbation, il est donc le seul non négligeable. En magnétohydrodynamique, où l'on fait ce genre d'hypothèse de grande échelle nous comprenons alors pourquoi ce terme idéal est le seul dans la loi d'Ohm, et pourquoi (comme nous l'avions précédemment accepté) le gel est valable à grande échelle.

Le second terme $k\delta_i \mathbf{j} \times \mathbf{B}/n$ est appelé terme de Hall. Il n'apparaît que lorsque l'échelle devient comparable à la longueur d'inertie des ions. A cette échelle, les fluctuations sont trop petites et rapides pour les ions. Trop lourds ils "ratent le virage" tandis que les électrons eux suivent sans problème la dynamique du fait de leur masse beaucoup plus faible. Ce découplage¹⁰ produit un fort courant, lui-même à l'origine d'un champ magnétique. Ce terme étant perpendiculaire au champ magnétique, il est clair qu'il ne peut à lui tout seul autoriser un champ électrique parallèle à se développer, et donc ne satisfait pas (1.9). L'addition de ce terme avec le terme idéal peut s'écrire (voir (1.28)) $-\mathbf{v}_e \times \mathbf{B}$. L'ajout de l'effet Hall dans la loi d'Ohm conserve donc sa forme idéale d'Ohm (1.1) et conserve donc le flux magnétique dans le fluide électronique. Les électrons constituent donc la seule espèce gelée.

Tous les termes suivants permettent en revanche théoriquement le développement d'un E_{\parallel} . Le gradient de pression électronique $\nabla \cdot P_e$ apparaît à la même échelle que l'effet Hall, mais son importance dépend de β_e , c'est à dire du rapport entre la pression cinétique des électrons et la pression magnétique. S'il peut être à l'origine d'un champ électrique parallèle, il ne satisfait cependant pas automatiquement (1.9). En effet, si la divergence du tenseur de pression peut s'écrire sous la forme du

10. Découplage est un terme un peu fort. Même si leur mouvement peut être séparé, les deux espèces restent cependant très couplées par le champ électrique.

gradient d'un scalaire (loi polytropicque par exemple), alors son rotationnel est nul, ce qui invalide (1.9). Les deux termes suivants proviennent de l'effet d'inertie des électrons, ils apparaissent donc naturellement à une échelle environ égale à δ_e , la longueur d'inertie électronique. Le premier des deux est cependant beaucoup plus faible car multiplié par $\sqrt{\mu}$, il est bien souvent oublié.

1.4.2 Le modèle Hall

Le mécanisme de Sweet-Parker, bien que trop lent, nous apprend qu'en présence d'un infime taux de collisions, l'épaisseur de la couche de courant résistive δ_{sp} est extrêmement faible. Dans la réalité la dissipation collisionnelle se fait à une échelle pouvant même devenir plus petite que la longueur d'inertie des ions δ_i . La section précédente nous apprend qu'à cette échelle, le découplage entre les ions et les électrons est inévitable et s'en suit l'apparition du terme de Hall dans la loi d'Ohm. Dans ces conditions, rien ne garantit que la dynamique du système soit identique à celle prédite dans le mécanisme de Sweet et Parker. Certains travaux ([Cassak 2006], [Daughton *et al.* 2009a]) montrent qu'il y a effectivement un changement de régime associé à la limite $\delta_{sp} \lesssim \delta_i$. Tant que la dissipation résistive est possible à une échelle supérieure à la longueur d'inertie, le système a tendance à évoluer de la façon prédite par Sweet et Parker. Dans le cas contraire, c'est un régime différent, non collisionnel, qui est observé. [Cassak 2006] montre à l'aide de simulations bi-fluides que le seuil de transition peut ne pas être aussi net car un certain jeu de paramètres place le système dans un état bi-stable où les deux régimes peuvent être observés¹¹. A l'aide d'un code de simulation PIC auquel un opérateur de collisions de type Fokker-Plank a été adjoint¹², [Daughton *et al.* 2009b] retrouve ce seuil de transition $\delta_{sp} \lesssim \delta_i$ pour des simulations où $S \lesssim 1000$ (S étant le nombre de Lundquist¹³).

Au dessus de ce nombre critique $S_c \approx 10^{3-4}$ le régime collisionnel tel que décrit par Sweet-Parker cesse d'exister car il devient instable. On observe alors la formation spontanée et rapide (croissance super-Alfvénique) d'ilots magnétiques et la couche de courant longue et fine évoluant auparavant de façon stationnaire se fragmente en une série d'ilots secondaires (e.g. [Cassak *et al.* 2009], [Bhattacharjee *et al.* 2009]). Ce phénomène, déjà prédit théoriquement (e.g. [Biskamp 1986]) n'a pu que récemment être mis en évidence via des simulations¹⁴.

11. En partant d'un état initial résistif qu'on laisse relaxer puis en ajoutant l'effet Hall, ou en partant d'un état non collisionnel Hall et en ajoutant la même résistivité, ils obtiennent dans ce jeu de paramètre une transition équivalente de l'un à l'autre des régimes.

12. C'est une bonne méthode pour simuler les plasmas faiblement collisionnels pour lesquels une relation de fermeture fluide est difficile à maintenir.

13. Le nombre de Lundquist est un paramètre adimensionné défini comme le rapport du temps caractéristique de diffusion résistive d'une structure de dimension L , $\tau_r \sim \frac{\mu_0 L^2}{\eta}$ et le temps de parcours d'une telle structure par une onde d'Alfvén $\tau_A \sim \frac{L}{V_A}$. Il permet d'estimer la compétition temporelle entre un processus diffusif et un processus dynamique

14. Il y a deux difficultés majeures pour faire ce genre de simulations, la première est que la

La croissance de ces ilots est tellement rapide ($\tau_c > L/V_A$) qu'ils parviennent à atteindre une grande amplitude avant même d'être éjectés en aval. La couche de courant originale est ainsi fragmentée en une multitude de couches de courant résistives beaucoup plus courtes et donc beaucoup plus fines. L'accroissement des ilots, parvenant finalement à créer des couches de courant plus fines que δ_i , provoque un basculement du système vers le régime non collisionnel Hall (Fig. 1.9). Ces travaux permettent de comprendre comment une longue couche de courant pourrait basculer très rapidement vers un régime non-MHD plutôt que d'évoluer lentement d'un régime de type Sweet-Parker vers un régime non collisionnel sous l'action par exemple d'un forçage extérieur. Notons qu'il s'agit là d'une possibilité qui pré-suppose la formation de longues et fines couches de courants résistives. On pourrait également imaginer qu'un forçage extérieur affine la couche de courant à des échelles sub-MHD efficacement, dans laquelle la reconnexion serait dans un régime non collisionnel dès le début. Les possibilités sont multiples et dépendent certainement de l'environnement dans lequel la reconnexion va être amenée à se développer. La phase initiale de la reconnexion sera sans doute différente dans la couronne solaire et dans la queue magnétosphérique par exemple, où la résistivité, négligeable, ne placera jamais préalablement le système dans un régime de type Sweet-Parker.

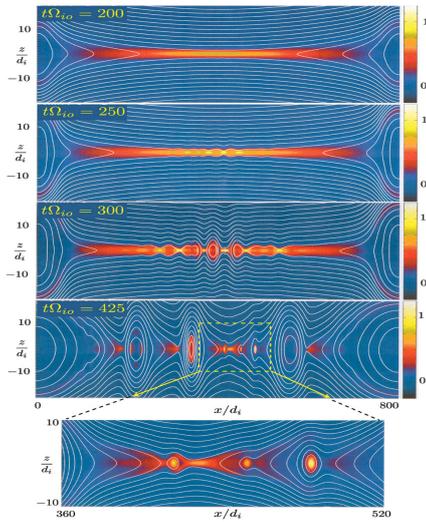


FIGURE 1.9: Fragmentation d'une couche de courant résistive dans un système de grande taille ($L_u \gg 1$) et cascade vers le régime non collisionnel. Figure tirée de [Daughton *et al.* 2009a].

Dans cette partie, nous allons décrire le régime non collisionnel sans nous préoccuper de savoir comment le système en est arrivé là, c'est à dire que nous nous préoccuperons de l'évolution non-linéaire du processus de reconnexion, sans parler de la phase initiale. Instabilités tearing, changement de régime etc. Tout ceci peut

résolution doit être suffisamment fine pour que la diffusion numérique associée au schéma de discrétisation ne soit pas à une échelle plus grande que l'échelle résistive physique que l'on se fixe. L'autre difficulté est que pour observer cette instabilité secondaire, la simulation doit durer longtemps, le domaine doit donc être très grand et même de préférence ouvert. Grand domaine et résolution très fine rendent le problème numériquement cher !

être classé dans le "problème du déclenchement" (*onset problem* en anglais), que nous n'aborderons pas. Nous supposerons, pour simplifier (ça n'est pas une simplification dans la magnétosphère!), que les collisions sont complètement absentes du plasma. C'est à dire que nous nous plaçons dans le régime purement non collisionnel. L'épaisseur résistive n'a plus aucun sens (elle est nulle). D'après la discussion de la section précédente, où nous n'avions d'ailleurs pas inclus le terme résistif dans la loi d'Ohm, rien n'interdit la reconnexion. En effet, un champ électrique parallèle peut encore exister et la condition nécessaire pour la reconnexion (1.9) peut être satisfaite.

Depuis une grosse décennie, des simulations numériques (e.g. [Birn *et al.* 2001]) se plaçant dans ce contexte "bi-espèces" montrent que non seulement la reconnexion est possible, mais également qu'elle est *beaucoup* plus rapide que dans le régime de Sweet-Parker. L'un des succès de la dernière décennie date de 2001 avec une série d'articles publiés dans une collaboration nommée "Geospace Environmental Modeling (GEM) magnetic reconnection challenge" ([Birn *et al.* 2001]), dont le but était de dégrossir le problème en identifiant le formalisme minimal avec lequel le taux de reconnexion est rapide, et d'observer les principales différences entre les modèles, apparaissant dans l'évolution du processus. Le résultat très intéressant, représenté sur la figure 1.10, montre que tous les formalismes incluant *au moins* le caractère bi-espèces (c'est à dire l'effet Hall) mènent à un taux de reconnexion rapide et dont la valeur semble être grossièrement identique (moins d'un ordre de grandeur de différence). Autrement dit, seul le formalisme monofluide souffrirait d'un taux de reconnexion lent, donné en fait par le mécanisme de Sweet-Parker.

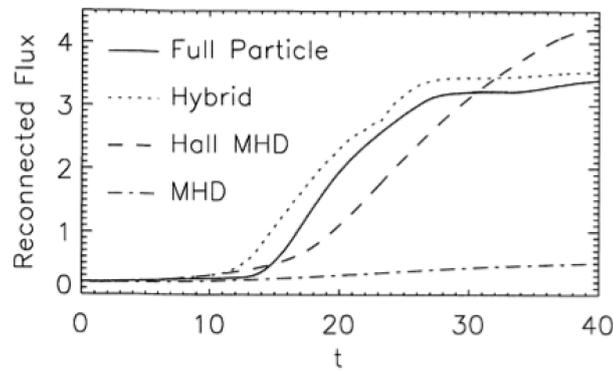


FIGURE 1.10: Evolution temporelle du flux magnétique reconnecté issu de simulations basées sur les modèles MHD, MHD Hall, Hybride-PIC et PIC [Birn *et al.* 2001].

S'il semble indiscutable que l'effet Hall joue un rôle important et que sa présence change effectivement le régime dynamique dans lequel la reconnexion se déroule, les conclusions de cette série d'articles doivent cependant être éclairées par les quelques compromis qu'imposent un tel travail. En effet, si le taux de reconnexion semble

à ce moment beaucoup plus rapide, la petite taille des domaines de simulations utilisés ($\sim 13 \times 27\delta_i$), et le temps excessivement court de simulation ($< 30\Omega_{ci}^{-1}$) impliquent des effets de bords importants et peuvent rendre sceptique quant à la valeur de ce résultat présenté comme un état stationnaire (c.f. discussion précédente sur l'instabilité résistive secondaire). Ainsi, il semble encore y avoir un débat quant à l'importance et surtout quant à la nécessité de l'effet Hall dans l'établissement d'un régime rapide. En particulier, [Karimabadi *et al.* 2004] ont réalisé une comparaison entre deux types de simulations Hybrides dont l'une d'elles se voit amputée du terme Hall (nous reverrons en détail dans la prochaine section ce qu'est une simulation hybride mais anticipons un peu en précisant qu'il s'agit d'un formalisme où la loi d'Ohm est généralisée et les ions sont traités cinétiquement). Ils ont cependant observé un régime de reconnexion rapide dans les deux cas, concluant que la prise en compte du comportement cinétique des ions suffit à l'établissement d'un régime rapide et que l'importance du terme Hall doit être ré-examinée. Quelques années plus tard, [Malakit *et al.* 2009] ont effectué trois types de simulations hybrides. Une première, dans laquelle tous les effets hybrides sont retenus, une seconde, dans laquelle l'effet Hall est artificiellement coupé, et enfin une troisième commençant comme la première mais dont le terme Hall est artificiellement coupé au milieu de temps simulé. La conclusion, représentée dans la figure 1.11, contredit [Karimabadi *et al.* 2004] et réaffirme que sans l'effet Hall, la reconnexion s'établit suivant le mécanisme de Sweet-Parker. Bien sûr, la résistivité n'étant pas physiquement présente dans un code hybride (formalisme non collisionnel) la dissipation du champ magnétique se fait à l'échelle de la grille par un coefficient de diffusion entièrement numérique imposé par le schéma de discrétisation des équations. [Malakit *et al.* 2009] avancent que [Karimabadi *et al.* 2004], par l'usage d'une résistivité artificielle non uniforme provoquant la reconnexion, se placerait dans un régime rapide de type Petschek, comme il est connu depuis [Biskamp 1986].

D'autres simulations dans lesquelles l'effet Hall est absent montrent également des régimes plus rapides que celui de Sweet-Parker. Ainsi ([Daughton & Karimabadi 2007]) ont montré dans des simulations électron-positron (dans lesquelles le rapport de masse égal à un empêche un découplage inertiel des espèces et donc l'effet Hall) que le taux de reconnexion est également rapide. Ces simulations montrent un régime rapide et non stationnaire de reconnexion contrôlé par la création rapide d'îlots magnétiques.

N'oublions pas, lorsque nous regardons les résultats du GEM challenge, et des autres simulations comparant le régime collisionnel au régime Hall, qu'utiliser de petits domaines de simulations ne permet pas de voir le déclenchement de l'instabilité secondaire se produisant à haut nombre de Lundquist et menant à la formation d'îlots magnétiques. Ce processus est également responsable d'une reconnexion magnétique rapide ([Bhattacharjee *et al.* 2009]). Physiquement, la rapidité à laquelle les îlots grossissent fait qu'ils parviennent en s'échappant le long

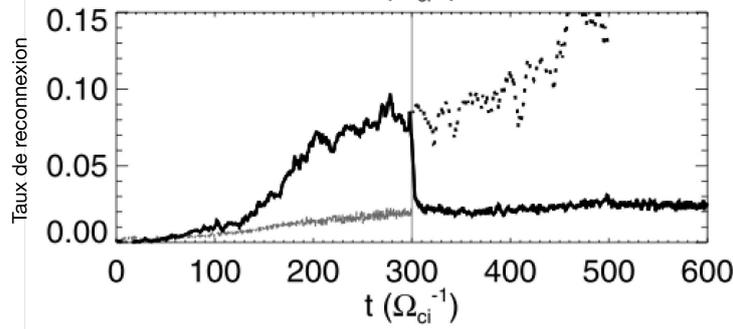


FIGURE 1.11: Figure issue de [Malakit *et al.* 2009] représentant trois simulations : Hybride (trait noir poursuivi a $t = 300$ par le trait pointillé), Hybride sans terme Hall (trait gris) et Hybride dans lequel le terme Hall est coupé à $t = 300$ (trait noir). La figure met en évidence l'importance de l'effet bi-fluide dans le régime de reconnexion.

de la couche de courant à contrer l'effet du goulot d'étranglement Sweet-Parker en emmenant de façon instationnaire beaucoup de plasma en dehors du site de reconnexion. Le taux de reconnexion ainsi obtenu est plus grand que le régime de Sweet-Parker mais sans pour autant atteindre, semblerait-il, le taux obtenu par effet Hall ([Shepherd & Cassak 2010]).

La reconnexion non collisionnelle est un processus intrinsèquement multi-échelles. En l'absence d'un autre phénomène, la dynamique à grande échelle est convenablement décrite par la MHD idéale. Un résumé schématique du modèle non collisionnel (dans le cas anti-parallèle) est représenté dans la figure 1.12. A l'instar du mécanisme de Sweet-Parker nous pouvons dessiner une zone rectangulaire en dehors de laquelle la MHD idéale rend bien compte du comportement du plasma. Les ions et les électrons, gelés au champ magnétique dérivent ensemble vers le site de reconnexion dans la région amont tandis que dans la région aval les deux espèces, également gelées ont une vitesse importante du fait de la géométrie des lignes de champ (forte courbure). Tout ce qui se passe dans la zone MHD ne concerne a priori pas vraiment la dynamique du processus de reconnexion en lui même mais plutôt les conséquences qu'il engendre au niveau global (nouvelle connectivité, transport de matière etc.). C'est également à cette échelle que les conditions initiales (cisaillement magnétique, symétries, paramètres adimensionnés...) et limites (taille du système, forçage...) sont imposées.

Contrairement au régime de Sweet-Parker, l'intérieur du rectangle non-MHD n'est pas un domaine résistif, mais marque une région où les fluides ionique et électronique sont dissociés. Dans cette région les électrons constituent la seule espèce gelée dans le champ magnétique. C'est ici que le terme Hall de la loi d'Ohm est le plus important. En amont du site de reconnexion, les électrons continuent

de dériver vers celui-ci en accélérant tandis qu'en aval on observe un fort courant électronique divergeant semblant trouver son origine au site de reconnexion. Cette structure de forts courants électroniques stationnaires est accompagnée de la création d'une composante hors du plan du champ magnétique dont la forme quadrupolaire est une grande caractéristique observationnelle du régime Hall (on appelle d'ailleurs souvent cette composante hors du plan *la composante Hall*). Si l'on suit le déplacement d'une ligne de champ de l'amont vers l'aval, nous verrons, qu'initialement contenue dans le plan de la feuille, la ligne reconnectée a subi une rotation dans la direction hors du plan. Cette rotation se fait de manière très rapide et sur une distance très courte dans une région que l'on appelle généralement (en 2D) la *région séparatrice*. Cette frontière marque la séparation virtuelle entre les lignes de champ "amont", n'ayant pas encore changé de connectivité, et les lignes de champ "aval" ayant déjà changé leur connectivité. La rotation du champ magnétique le long de son transport, imposée par le courant électronique stationnaire dans cette région, est beaucoup trop rapide et se fait sur une distance beaucoup trop petite pour que les ions, du fait de leur masse, puisse garder le cap. C'est dans ces régions séparatrices que les ions se découplent alors du mouvement magnétique.

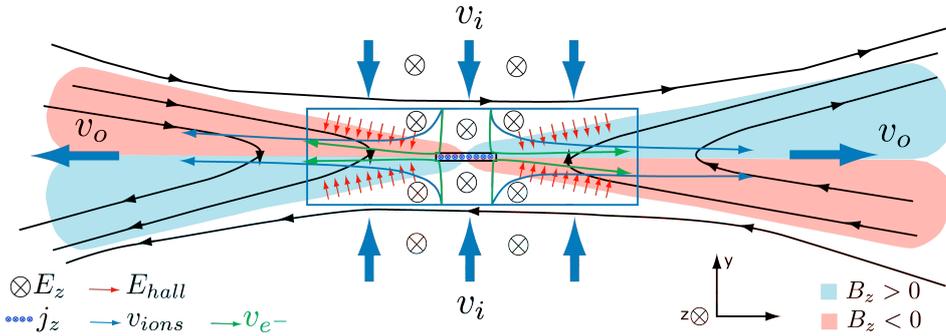


FIGURE 1.12: Schéma représentant le processus de reconnexion non-collisionnelle anti-parallèle. Le rectangle bleu représente la zone non-idéale où seuls les électrons sont gelés au champ magnétique. Le petit rectangle noir est la zone où les électrons sont dégelés. Le courant j_z est confiné dans cette région microscopique. Le champ électrique de reconnexion, E_z est uniforme tandis que la composante hall (E_x, E_y) est localisée sur les séparatrices. Le flot ionique et le flot électronique sont représentés par les flèches bleues et vertes, respectivement.

Dans le cas canonique antiparallèle (auquel nous allons rester fidèle sauf si précisé autrement), où le plan central de la couche de courant n'est que très faiblement magnétisé, les ions, désolidarisés du mouvement magnétique, sont également peu sensibles à ce champ qui devient très faible. Ils sont en revanche très sensibles au champ électrique issu de l'effet Hall. Nous y reviendrons en détail dans les deux prochains chapitres, mais précisons tout de même que dans cette ré-

gion, le potentiel électrique Hall provoque une accélération des ions vers l'aval MHD.

Remarquons que depuis un moment, le terme "site de reconnexion" s'est glissé dans nos phrases sans avoir clairement été pointé du doigt. Il s'agit en fait du minuscule rectangle noir. Dans la région bleue, la MHD n'est plus valable mais le champ magnétique a en effet une connectivité bien définie car gelé dans le fluide électronique. La reconnexion n'est donc pas possible dans cette région. C'est finalement à beaucoup plus petite échelle, lorsque le courant sera si fort que le cisaillement magnétique deviendra trop petit pour les électrons et ceux-ci seront à leur tour dissocié du champ magnétique. Dans cette région, les simulations numériques montrent que le champ électrique semble supporté de manière dominante par les termes hors diagonale du tenseur de pression électronique. Dans le cas antiparallèle, ces termes proviennent de la trajectoire non adiabatique des électrons dans le cisaillement magnétique ([Hesse *et al.* 1999]). Dans le cas non coplanaire, l'origine de ces termes proviendrait du mélange des populations électroniques entrant (lentes) et sortant (rapides) de cette région ([Hesse 2006]). Lorsque les électrons accélérés au sein de cette région se recouplent aux lignes de champ en aval, ils créent fort courant divergent que l'on observe à l'intérieur des séparatrices.

Le cadre est maintenant placé, que peut-on dire de la dynamique du processus de reconnexion ? L'idée, relativement simple, que l'on peut avoir est de reprendre les concepts généraux sur le taux de reconnexion 2D stationnaire dont nous avons discuté dans la section 1.2.3. C'est-à-dire que nous pouvons évaluer le débit stationnaire du plasma dans une région englobant le site de reconnexion, et déterminer les phénomènes physiques le limitant. Puisque plusieurs échelles se distinguent, et puisque c'est à l'échelle électronique que la reconnexion se produit, commençons par nous intéresser au débit s'écoulant au travers de la région de reconnexion à proprement parler, c'est à dire la minuscule zone électronique. Les simulations numériques montrent que sa longueur dépendrait du rapport de masse et serait inférieure à δ_i dans le cas réaliste ([Shay *et al.* 2007]) et une épaisseur d'environ δ_e ([Shay *et al.* 2001])¹⁵. Ces dimensions sont fixées par la physique à l'échelle électronique, et donc dépendent du rapport de masse. En revanche, on observe que le taux de reconnexion semble (à de quelques différences minimes près) indépendant du rapport de masse $\mu = m_e/m_i$ ([Birn *et al.* 2001] et références internes). Il semblerait donc que même si elle évolue avec μ , la géométrie de la région de découplage électronique n'intervienne pas dans le processus fixant le taux stationnaire rapide de reconnexion. L'explication que l'on est en mesure d'apporter aujourd'hui à ce fait, est que la vitesse d'éjection des électrons de leur zone de découplage est phénoménologiquement bornée par la vitesse de phase des ondes caractéristiques de cette échelle. Dans le cas antiparallèle non collisionnel, c'est le mode whistler (que nous reverrons plus en détail dans la section 1.5.3).

15. l'épaisseur est plutôt donnée par ρ_e pour des simulations non antiparallèle, ρ_e étant le rayon de Larmor basé sur le champ guide, il devient très petit lorsque ce dernier augmente, rendant ce type de simulations beaucoup plus lourdes que les cas antiparallèles.

Ce mode, de fréquence élevée ($\omega \gg \Omega_{ci}$), porté en grande partie par le terme Hall, possède une vitesse de phase linéaire en k . Si la vitesse d'évacuation des électrons est $v_e \sim k$, alors le flux fixant le débit sortant de la zone de découplage électronique d'épaisseur k^{-1} est $v_e k^{-1} \sim \text{cte}$. Autrement dit, quel que soit le rapport de masse, quelle que soit la géométrie de la région électronique, le débit la traversant semble s'adapter pour rester à peu près le même. Par conséquent, cette région agit de manière tout à fait différente de la région de dissipation du modèle de Sweet-Parker, dans laquelle la géométrie longue et fine limitait fortement le débit.

Le taux de reconnexion devant bien être fixé par quelque chose, si ce n'est pas le fluide électronique, il doit s'agir du débit ionique. L'analyse de type Sweet-Parker du débit doit donc, non pas être réalisée avec la zone noire, mais avec la bleue. Celle-ci, définie par le découplage électrons-ions a une épaisseur d'environ δ_i . Aucun argument ne vient cependant vraiment établir sa longueur. Les simulations montrent qu'elle s'étale sur une distance d'une dizaine de δ_i environ. Sur cette distance, les ions accélèrent jusqu'à atteindre une grande vitesse, dont la valeur, à l'instar du modèle de Sweet-Parker, est proportionnelle à la vitesse d'Alfvén basée sur les conditions du plasma amont ($V_A = B_i / \sqrt{m\mu_0 n_0}$). Une question importante concerne le dimensionnement de cette distance en fonction de la taille du système car une dépendance, même faible, peut s'avérer critique aux échelles réalistes des environnements où la reconnexion est supposée se produire. Les résultats de simulations numériques ([Shay *et al.* 1999], [Shay *et al.* 2007]) montrent qu'elle serait indépendante de la taille du système! Autrement dit, le débit du fluide ionique dans la région de découplage est à la fois beaucoup plus grand que celui de Sweet-Parker en raison d'une épaisseur plus large et d'une longueur beaucoup plus courte, mais le resterait indépendamment de la taille du système. La valeur typique du taux de reconnexion observée dans les simulations est environ $E_r \sim 0.1V_A B_0$.

Dans la réalité (et dans les simulations) tout n'est évidemment pas si simple et certains de ces résultats font régulièrement controverse. L'indépendance du taux de reconnexion vis à vis de l'échelle électronique a récemment été remise en question par ([Daughton *et al.* 2006]). Essayant de réduire l'impact des conditions limites périodiques généralement utilisées dans la direction aval, ils ont proposé une simulation PIC dans laquelle ils ont implémenté un modèle de conditions limites ouvertes, c'est à dire par lesquelles le champ électromagnétique et le plasma peuvent sortir, et rentrer en fonction des besoins du système simulé. Cette technique permet d'étudier le processus sur des temps plus longs car (nous le reverrons dans le prochain chapitre) les conditions limites constituent le principal facteur limitant de la durée de simulation. Les auteurs montrent alors que le régime de reconnexion n'est pas stationnaire à long terme. Si le taux de reconnexion mesuré est initialement en accord avec les simulations périodiques, il diminue sensiblement à plus long terme. Cette diminution, corrélée avec l'observation d'un allongement de la zone non idéale électronique, est interprétée par les auteurs comme le résultat d'une saturation du débit électronique. De manière quasi-périodique, la

formation de cette longue couche de courant électronique (plusieurs dizaines de δ_i !) devient instable à la production d'îlots secondaires et retrouve une taille microscopique, de manière corrélée avec l'augmentation du taux de reconnexion. D'autres travaux ([Shay *et al.* 2007]) ont montré en détail que la zone électronique possède une double structure interne, dont seule une partie s'allonge effectivement, mais ne participe pas à la régulation du débit électronique. Ils montrent également à l'aide de plusieurs simulations de tailles différentes, que le taux de reconnexion mesuré atteint un régime stationnaire identique dans tous les cas étudiés. Les différences flagrantes entre ces deux résultats restent à ce jour inexplicables.

Les bases principales du mécanisme non-collisionnel sont à présent relativement bien connues. Terminons cette partie par quelques unes des nombreuses questions ouvertes à ce jour. En premier lieu, s'il semble clair que l'effet Hall est à l'origine d'un régime rapide, son absolue nécessité n'est cependant pas encore acceptée de manière unanime. La valeur asymptotique du taux de reconnexion donnée par les simulations ($\sim 0.1V_A B_0$), et surtout son apparent manque de dépendances, reste non comprise. Il n'est pas entièrement clair de savoir si oui ou non la reconnexion Hall peut rester stable et stationnaire pendant de longues périodes, où si, à l'image des travaux de [Daughton *et al.* 2006], le processus serait intrinsèquement instationnaire. Cette problématique de la stationnarité est très liée à notre relative ignorance des effets tri-dimensionnels. Les simulations cinétiques 3D étant beaucoup plus lourdes qu'en 2D il est difficile d'obtenir des conditions où les effets de bords sont évités. Il apparaît cependant capital de savoir si la troisième dimension peut jouer un rôle qui modifierait complètement notre compréhension actuelle 2D. La stationnarité du phénomène est également sans nul doute fortement dépendante des conditions limites imposées par les grandes échelles, ainsi nous pouvons nous demander comment le processus microphysique Hall se couple avec la dynamique grande échelle des milieux où elle se produit (couronne solaire, magnétosphère). Ces couplages sont pour l'instant hors de portée de notre puissance de calcul, et sont difficiles à établir de manière observationnelle, malgré l'émergence d'études multi-points/multi-échelles satellitaires dans la magnétosphère ([Génot *et al.* 2010]). Ce point rejoint l'importante question de la dépendance de nos résultats vis à vis de la taille du système. C'est un point controversé à ce jour alimenté par un possible problème de définition couplé à la difficulté d'identifier une dépendance très faible. Nous ne sommes actuellement pas non plus en mesure de prédire théoriquement (même qualitativement) si certaines configurations magnétiques sont propices au développement de la reconnexion (dépendance envers le cisaillement magnétique, β du plasma etc.). Ce type de question permettrait une meilleure identification des sites de reconnexion solaires et magnétosphériques et une meilleure compréhension des phénomènes associés (flares, sous-orages etc.) Le modèle Hall tel qu'il est discuté aujourd'hui présente des caractéristiques essentiellement fluides (hormis pour le site électronique à proprement parler). Dans l'environnement magnétosphérique en particulier, la dynamique des espèces est complètement non collisionnelle et une telle approche peut être questionable dans de nombreuses circonstances.

De nombreux travaux ont présenté des observations "d'effets cinétiques" dans la reconnexion, même à l'échelle ionique. Peu d'études se sont véritablement consacrées à établir le lien entre ces observables cinétiques et la dynamique fluide (moyenne) du modèle. Il semble ainsi important de comprendre quel est l'impact de "l'effet" cinétique des ions dans la reconnexion et en quoi celui-ci, lorsqu'il est pris en compte, modifie-t-il notre vision "fluide" du phénomène. Une des questions les plus importantes en lien avec la reconnexion constitue également l'un des problèmes les plus importants en physique solaire : comment l'accélération de particules à des énergies supra-thermique se lie-t-elle avec la reconnexion magnétique ? Il semblerait maintenant établi qu'un seul site de reconnexion ne permette pas de rendre compte de la quantité (faramineuse) d'énergie transférée à ces particules. Certains modèles prennent maintenant en compte un ensemble statistique de sites de reconnexion dans des couches de courant macroscopiques fragmentées ([Drake *et al.* 2006a]). Enfin, l'une des questions ouvertes abordées récemment concerne l'extrapolation de nos résultats à des couches de courant asymétriques, c'est à dire séparant deux plasmas de caractéristiques différentes (gradient de densité, température, champ magnétique, vitesse moyenne etc.). Cette configuration, plus compliquée, est certainement plus réaliste dans de nombreux cas comme par exemple la reconnexion à la magnétopause et dans le vent solaire.

Dans cette thèse, nous aborderons principalement deux de ces problématiques. La première est celle de l'effet cinétique des ions et de sa comparaison avec la vision fluide du modèle Hall. Nous traiterons ce problème en grande partie de façon numérique (chapitre 2) mais également d'un point de vue observationnel (chapitre 3). Ensuite nous aborderons le problème de la reconnexion dans une couche de courant asymétrique et étudierons la conversion d'énergie électromagnétique en énergie cinétique et thermique.

1.5 Modélisation numérique de la reconnexion non collisionnelle

La reconnexion non-collisionnelle est physiquement bien plus complexe que la reconnexion collisionnelle. Sa modélisation numérique n'est pas unique mais nécessite au moins un formalisme séparant la dynamique électronique de celle des ions. Suivant les applications, le formalisme fluide de l'une ou des deux espèces peut être utilisé (forte magnétisation, reconnexion fortement non antiparallèle) ou pas (reconnexion quasi antiparallèle). Notre étude portant essentiellement sur la reconnexion magnétique non collisionnelle dans les environnements spatiaux, aucune géométrie magnétique n'est généralement imposée, il semble important dans ce cas là de choisir une approche cinétique. Cette section a pour but de décrire ce formalisme cinétique afin de comprendre, dans un second temps, comment nous modélisons numériquement la reconnexion magnétique dans les plasmas spatiaux.

1.5.1 De la théorie cinétique à la modélisation fluide

Aux échelles intéressantes (supérieures à la longueur de Debye), le nombre de particules par unité de volume est très grand, et chacune d'elles peut être considérée comme indiscernable des autres (pas de corrélations entre les particules). On peut alors décrire l'ensemble de ces particules par une fonction $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ représentant la densité statistique de particules dans l'espace des phases (\mathbf{r}, \mathbf{v}) à un instant t . La théorie cinétique de Vlasov pour les plasmas décrit l'évolution de cet ensemble statistique de particules, dont la dynamique est couplée à celle du champ électromagnétique. Elle considère de plus qu'une particule a une probabilité de collision nulle avec une autre, c'est à dire qu'elle n'est jamais sensible de manière dominante au champ électrique ou magnétique créé par la ou les particules voisines, mais plutôt par le champ créé par toutes les particules du plasma. Si c'est vrai pour une particule, c'est vrai pour toutes les autres par indiscernabilité, et donc l'évolution de la distribution statistique n'est sujette qu'au champ électromagnétique moyen. Considérons un petit élément de "volume" $d\Omega = d\mathbf{r}d\mathbf{v}$ dans l'espace des phases. Le milieu étant non collisionnel, aucune particule ne peut spontanément disparaître ou apparaître¹⁶ dans $d\Omega$, la variation du nombre de particules se trouvant dans $d\Omega$ doit donc évaluer le flux net à travers la surface entourant $d\Omega$. Autrement dit, la densité de particule doit obéir à une équation de conservation dans l'espace des phases. Il y a deux façons de sortir/entrer dans $d\Omega$. La première est de changer de position en rentrant ou sortant spatialement de $d\Omega$. Le flux de densité associé est $\nabla_{\mathbf{r}} \cdot (f\mathbf{v})$. La seconde manière est d'accélérer/ralentir des particules, le flux de densité associé est donc $\nabla_{\mathbf{v}} \cdot (f\mathbf{a})$, où \mathbf{a} est l'accélération. L'équation (1.37) traduit donc la conservation de la densité dans $d\Omega$.

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \nabla_{\mathbf{r}} \cdot (f\mathbf{v}) + \nabla_{\mathbf{v}} \cdot (f\mathbf{a}) = 0 \quad (1.37)$$

Bien sûr, comme la vitesse \mathbf{v} et la position \mathbf{r} sont deux coordonnées indépendantes, on a $\nabla_{\mathbf{r}} \cdot (f\mathbf{v}) = \mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{r}} f$. L'accélération étant donnée par la force électromagnétique divisée par la masse, $m\mathbf{a} = q\mathbf{E} + q\mathbf{v} \times \mathbf{B}$, on peut a priori penser que le second terme de (1.37) ne se simplifie pas aussi facilement car la force de Lorentz dépend de la vitesse. Cependant, à cause du produit vectoriel, la dérivée par rapport à la composante v_i de la vitesse ne dépend que des composantes v_j et v_k , si bien que l'on peut également sortir l'accélération \mathbf{a} de la divergence. L'équation finale est l'équation de Vlasov (1.38).

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{r}} f + \frac{q}{m} (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \cdot \nabla_{\mathbf{v}} f = 0 \quad (1.38)$$

Cette équation décrit l'évolution eulérienne de la densité de particule dans l'es-

16. En effet, les collisions peuvent être regardées comme des changements de vitesse importants sur une échelle de temps infiniment courte en comparaison à $\partial f / \partial t$. Dans l'espace des vitesses, tout se passe donc comme si une particule subissant une collision passait instantanément d'un endroit à un autre, i.e. disparaissait puis réapparaissait ailleurs. Les collisions sont donc un terme source pour la densité de particules dans l'espace des phases.

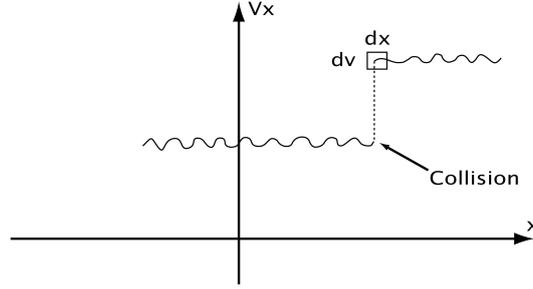


FIGURE 1.13: Une particule évoluant dans l'espace des phases subit une collision. Le temps caractéristique de collision est tellement court qu'elle semble instantanément apparaître dans le volume $d\Omega = dx dv$.

pace des phases. Ecrite sous forme lagrangienne, c'est à dire en suivant une particule, elle prend la forme simple :

$$\frac{d}{dt} f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) = 0 \quad (1.39)$$

Ce qui signifie que la fonction de distribution est une constante du mouvement d'une particule. C'est une propriété importante car dit autrement, n'importe quelle fonction des invariants du mouvement est une solution de l'équation de Vlasov stationnaire. Nous verrons une application de cette propriété dans le chapitre 5.

Le champ électrique ainsi que le champ magnétique intervenant dans l'équation de Vlasov (1.38) sont couplés à la dynamique du plasma car celui-ci apparaît dans les équations de Maxwell sous la forme de la densité de charges ρ et de la densité de courant \mathbf{j} . L'évolution auto cohérente du plasma est donc obtenue en rajoutant à l'équation (1.38) le système de Maxwell :

$$\varepsilon_0 \nabla \cdot \mathbf{E} = \rho \quad (1.40)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (1.41)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (1.42)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j} + \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (1.43)$$

Où la densité de charge et la densité de courant dans un plasma comportant plusieurs espèces s sont données par :

$$n(\mathbf{r}, t) = \sum_s \int q_s f_s(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d\mathbf{v} \quad (1.44)$$

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}, t) = \sum_s \int q_s \mathbf{v} f_s(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d\mathbf{v} \quad (1.45)$$

Le système de Vlasov-Maxwell donne une vision relativement complète de la dynamique d'un plasma non collisionnel, cependant dans la plupart des cas, la compréhension d'un phénomène ne justifie pas ce niveau de détail et de complexité. Il est alors possible de faire une analogie entre la dynamique du plasma et la mécanique des fluides en ne s'intéressant qu'à la dynamique de grandeurs macroscopiques comme la densité volumique de particules, la vitesse moyenne, la pression. Ces grandeurs ne dépendent que de la position et du temps, et ne sont donc plus sensibles à tous les détails de la distribution de particules. Mathématiquement, ils correspondent aux moments de la distribution statistique, et ne retiennent donc que certaines de ses propriétés globales, dont la nature dépend de leur ordre. Pour une espèce s du plasma, la densité de particules est donnée par l'équation (1.46), c'est le moment d'ordre zéro. La vitesse moyenne est donnée par l'équation (1.47), moment d'ordre un (divisé par la densité). On définit le tenseur de pression par l'équation (1.48). Notons que cette définition fait intervenir la vitesse moyenne de l'espèce s , et donc le tenseur de pression d'un plasma constitué de plusieurs espèces¹⁷ n'est pas la somme des tenseurs des différentes espèces.

$$n_s = \int f_s(\mathbf{r}, \mathbf{w}, t) d\mathbf{w} \quad (1.46)$$

$$\mathbf{v}_s = \frac{1}{n_s} \int \mathbf{w} f_s(\mathbf{r}, \mathbf{w}, t) d\mathbf{w} \quad (1.47)$$

$$\vec{P}_s = m_s \int (\mathbf{w} - \mathbf{v}_s) \otimes (\mathbf{w} - \mathbf{v}_s) f_s(\mathbf{r}, \mathbf{w}, t) d\mathbf{w} \quad (1.48)$$

L'intégration par rapport à la vitesse \mathbf{w} de l'équation de Vlasov (1.38) multipliée par une certaine fonction $A(\mathbf{r}, \mathbf{w}, t)$ aboutit à une équation de transport généralisée pour la quantité A , que l'on peut évaluer dans les cas particulier où $A = 1$, $\mathbf{A} = m_s \mathbf{w}$. Sans entrer dans le détail des calculs, qui ne présentent pas d'intérêt ici et qui se trouvent dans des manuels, on trouve, respectivement :

$$\frac{\partial n_s}{\partial t} + \nabla \cdot (n_s \mathbf{v}_s) = 0 \quad (1.49)$$

$$n_s m_s \frac{\partial \mathbf{v}_s}{\partial t} + n_s m_s \mathbf{v}_s \cdot \nabla \mathbf{v}_s = -\nabla \cdot \vec{P}_s + q_s n_s (\mathbf{E} + \mathbf{v}_s \times \mathbf{B}) \quad (1.50)$$

On reconnaît l'équation de continuité (1.49), et l'équation de l'impulsion (1.50) de la théorie fluide. Faisons plusieurs remarques importantes. La première remarque concerne le tenseur \vec{P}_s . Il serait possible, comme dans la théorie fluide, de scinder ce tenseur en une partie diagonale et une partie non-diagonale. En revanche ces deux parties ne pourraient pas être assimilées à leur analogue fluide. En effet, il est impossible dans le cas général, d'assimiler la partie non-diagonale du tenseur à une viscosité qui serait fonction de la vitesse moyenne \mathbf{v}_s . Ceci nous amène naturellement à la seconde remarque. Si l'on veut connaître l'évolution du

17. Il y a toujours au moins les ions *et* les électrons

tenseur de pression, il faut calculer l'équation intégrale un ordre au dessus encore, cependant, à l'instar des équation (1.49) et (1.50), cette équation d'ordre n sera reliée au moment d'ordre $n + 1$. Etant donné que les collisions sont totalement absentes du système, la distribution de particules n'a aucun moyen général pour relaxer vers un équilibre statistique local. Autrement dit, aucun argument général ne fera évoluer la distribution vers un équilibre dont le nombre de moments est fini. Dans la théorie fluide, les collisions font rapidement tendre la distribution vers une Maxwellienne, dont seuls les trois premiers moments participent aux équations fluides. Dans le cas non collisionnel, l'évolution de chaque moment fait intervenir le moment d'ordre supérieur et il n'y a pas de garantie qu'il soit nul. Le système d'équations fluide n'est donc théoriquement pas fermé.

Heureusement, l'évolution macroscopique des systèmes étudiés est bien souvent très liée à celle des premiers moments de la distribution de particules. Il est ainsi possible d'utiliser ces équations fluides et le raisonnement associé pour comprendre la dynamique de ces systèmes. Par abus de langage, on dit alors que le plasma est un fluide, sans pour autant que la microphysique à l'origine des équations fluides soit la même. Il est peut être préférable de parler de *dynamique moyenne* plutôt que de fluide. L'utilisation des équations fluides n'est cependant possible qu'après un choix de fermeture du système. Dans de nombreux cas, on considère une pression scalaire (isotropie) et l'on ferme généralement le système à l'ordre deux en reliant la pression à la densité via une loi polytropique :

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{P}{n^\gamma} \right) = 0 \quad (1.51)$$

où γ est l'indice polytropique. D'autres fermetures sont possibles, en prenant en compte une anisotropie éventuelle entre les directions parallèles et perpendiculaire au champ magnétique par exemple.

1.5.2 Le modèle Hybride

Nous l'avons vu, lorsque des échelles comparables à la longueur d'inertie des ions apparaissent, il devient important d'inclure le terme Hall dans la loi d'Ohm. Si à l'apparition de ces échelles s'ajoutent des zones où le champ magnétique devient faible, c'est à dire où le rayon de Larmor ne peut plus être négligé par rapport aux gradients magnétiques, l'approche fluide pour les ions devient alors questionable. Dans ce cas, les protons, faiblement couplés au champ magnétique, sont très sujets à l'accélération par des champs électriques. On peut alors voir se former des fonctions de distributions localement constituées de particules d'origines différentes, engendrées par des processus non locaux d'accélération. La forme de ces distributions n'a aucune raison d'être Maxwellienne. Une fermeture simple de type polytropique devient alors peu justifiable, et une loi plus réaliste peut être difficile à obtenir. Lorsque la magnétisation est forte, ce genre de mélange est relativement difficile et l'on peut supposer que les quantités macroscopiques sont le fruit d'une

dynamique microscopique locale. Les électrons quant à eux restent bien couplés au champ magnétique jusqu'à des échelles bien plus petites et on peut raisonnablement modéliser leur comportement comme celui d'un fluide. Dans ce type de cas, il est utile de modéliser les deux espèces du plasma avec deux formalismes différents, on parle alors de modèle hybride¹⁸. Le modèle hybride consiste à coupler l'évolution de la fonction de distribution des ions et du fluide électronique, avec celle des champs électromagnétiques.

La dynamique des ions étant cinétique et non collisionnelle, elle est régie par l'équation de Vlasov (1.38) que nous écrivons à nouveau ici pour la distribution ionique $f_i(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$:

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{r}} f_i + \frac{q}{m} (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \cdot \nabla_{\mathbf{v}} f_i = 0 \quad (1.52)$$

A chaque instant, la densité d'ions et leur vitesse moyenne est donnée par :

$$n_i(\mathbf{r}, t) = \int f_i(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d\mathbf{v} \quad (1.53)$$

$$\mathbf{v}_i(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{n_i} \int \mathbf{v} f_i(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d\mathbf{v} \quad (1.54)$$

Le courant est relié au champ magnétique via la loi d'Ampère statique (1.55). C'est à dire que nous négligeons le courant de déplacement $1/c^2 \partial_t \mathbf{E}$. Cette hypothèse est valable en régime non relativiste. De la même manière, nous négligeons l'écart entre la densité électronique et la densité ionique. La quasi-neutralité permet donc d'écrire $n_i(\mathbf{r}, t) = n_e(\mathbf{r}, t) \equiv n(\mathbf{r}, t)$.

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j} \quad (1.55)$$

Le champ électrique n'étant plus présent dans les équations de Maxwell, nous pouvons utiliser une loi d'Ohm, qui n'est ici rien d'autre que l'équation du mouvement du fluide électronique :

$$\mathbf{E} = -\mathbf{v}_i \times \mathbf{B} + \frac{1}{ne} \left(\mathbf{j} \times \mathbf{B} - \nabla \cdot \vec{P}_e \right) - \frac{m_e}{e} \frac{d\mathbf{v}_e}{dt} \quad (1.56)$$

Enfin, l'évolution du champ magnétique est obtenue en calculant le rotationnel de (1.56) via la loi de Faraday :

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla \times \mathbf{E} \quad (1.57)$$

Comme nous l'avons vu, la loi d'Ohm (1.56) n'est autre que l'équation du mouvement du fluide électronique, et une hypothèse de fermeture doit être faite. Par

18. Bien souvent, ce sont les ions qui commencent à avoir un comportement cinétique, alors que les électrons peuvent encore être assimilés à un fluide, c'est donc ce cas que nous traiterons ici. Cependant il est également possible d'établir un modèle hybride où ce sont les ions qui sont un fluide et les électrons un comportement cinétique ([Lipatov 2002])

mesure de simplicité nous choisissons une fermeture isotrope et isotherme. La pression des électrons peut donc être écrite comme un scalaire, et leur température doit être homogène et constante dans le temps.

$$\vec{P}_e = nk_B T_e \vec{I} \quad (1.58)$$

1.5.3 La technique PIC-Hybride

Le modèle présenté dans la section précédente représente bien la dynamique hybride du plasma, mais n'est cependant pas très bien adapté à la simulation numérique de la reconnexion. La physique statistique, et en particulier l'équation de Vlasov, a été inventée suite à l'impossibilité théorique de considérer simultanément la dynamique individuelle d'un ensemble statistique de particules. C'est précisément le contraire qui se produit en simulation numérique. En effet, si la théorie préfère passer du discret au continu, l'informatique force la discrétisation. L'équation de Vlasov est une équation aux dérivées partielles donnant l'évolution d'une fonction continue dans un espace à six dimensions. La résolution numérique d'une telle équation nécessite une discrétisation fine des opérateurs à la fois dans l'espace des vitesses et dans l'espace des positions, mais aussi dans le temps. Etant donné les très larges gammes d'échelles mises en jeu dans la plupart des phénomènes plasmas nécessitant un formalisme cinétique, cette discrétisation devient très rapidement prohibitive du point de vue consommation mémoire mais aussi du temps de calcul.

Ce problème, inhérent à la vision eulérienne du mouvement dans l'espace des phases, peut être résolu en repassant en vision lagrangienne. Il "suffit" alors non pas de discrétiser l'équation de Vlasov, mais de discrétiser la fonction de distribution elle-même ! Une vision Lagrangienne est un gage d'adaptabilité garanti que ne présentent pas les simulations à grille fixe. En particulier, les queues de distributions sont tronquées par le nombre fini de particules tandis qu'ils doivent être bien résolus dans les méthodes eulériennes. Bien sûr, simuler les N particules du plasma est théoriquement équivalent à résoudre Vlasov, cependant le nombre de particules est de la même manière hors de portée de nos ordinateurs. Il ne faut donc pas discrétiser la distribution au sens où elle l'est dans la nature, mais plutôt la découper en petites unités insécables considérées comme un échantillon statistiquement représentatif. C'est la technique *Particle-In-Cell* (PIC). Ces échantillons statistiques de la fonction de distribution sont appelés des *macro-particules*. Ce nom vient du fait qu'elles sont soumises à la même dynamique qu'une vraie particule¹⁹, mais que leur poids statistique dans la distribution est beaucoup plus grand. Cette méthode est beaucoup plus légère que la résolution de l'équation de

19. En réalité une véritable particule est soumise à l'action du champ électromagnétique total, comprenant les interactions binaires éventuelles. Une macro-particule représente une "particule de Vlasov", c'est à dire une entité dont la trajectoire est une iso-ligne de la distribution dans l'espace des phases, et dont les forces proviennent des champs *moyens*. Dans la suite, nous supposons qu'une macroparticule subit la même dynamique qu'une véritable particule du plasma et assimilerons donc ligne iso-f à trajectoire.

Vlasov, mais reposant sur une hypothèse statistique, elle est aussi intrinsèquement bruitée. Elle présente également l'avantage de pouvoir étudier la dynamique des (macro)particules, ce qui est impossible avec une simulation Vlasov.

L'équation de Vlasov (1.52) est donc remplacée par un ensemble statistique de macro-particules dont la dynamique est donnée par l'action de la force électromagnétique :

$$m_i \frac{d\mathbf{v}_{pi}}{dt} = e\mathbf{E} + e\mathbf{v}_{pi} \times \mathbf{B} \quad (1.59)$$

Où \mathbf{E} et \mathbf{B} sont les champs électromagnétiques à la position de la particule, et \mathbf{v}_{pi} est la vitesse de la particule et m_i sa masse. Les champs électromagnétiques sont calculés à partir des équations (1.55), (1.56), (1.57), et (1.58), qui sont discrétisées sur une grille couvrant le domaine de simulation. A chaque pas de temps, le jeu consiste à pousser l'ensemble des ions via l'équation (1.59) dans laquelle les champs \mathbf{E} et \mathbf{B} sont interpolés de la grille vers la position de la particule (laquelle se trouvant n'importe où entre les noeuds de la grille, à l'intérieur du domaine). La distribution (discrète) de particules ayant évolué, la densité de particules ainsi que la vitesse fluide sont interpolés de la position des particules vers la grille à l'aide d'une somme discrète équivalente aux équations (1.53) et (1.54). Connaissant $n(\mathbf{r}, t)$ et $\mathbf{v}_i(\mathbf{r}, t)$ sur la grille de simulation, on peut recommencer à résoudre (1.55), (1.56), (1.57) et (1.58) et ainsi de suite. la figure 1.14 récapitule cette boucle de simulation typique. Il est intéressant de noter que l'interpolation des moments de la distribution sur la grille revient à lisser spatialement les champs électromagnétiques à l'échelle de la cellule. Autrement dit, les particules ne subissent que l'action de champs moyens, et n'ont pas d'interaction de type binaire²⁰. Le lecteur intéressé trouvera les détails concernant les schémas numériques en annexe de ce document.

Bien que moins lourd qu'une simulation Vlasov-Hybride, le modèle PIC-Hybride nécessite tout de même une discrétisation spatiale et surtout un ensemble statistique de particules, il est donc bien plus lourd qu'une simulation fluide, ne nécessitant qu'une discrétisation spatiale. Ce genre de modèle *semi-lagrangien* hybride est donc adapté à des échelles intermédiaires. Suffisamment grandes pour négliger l'aspect cinétique des électrons, et suffisamment petites pour que les effets cinétiques des ions jouent un rôle. En revanche, la lourdeur apportée par le traitement des macro-particules rend encore difficile les simulations où il existerait un couplage entre grande et petites échelles. Ces couplages sont pourtant particulièrement présents dans les environnements (macroscopiques) où le processus (microscopique) de reconnexion joue un rôle important.

20. de rares collisions *numériques* peuvent exister et dépendent du bruit numérique et de la technique d'interpolation. Le lecteur est invité à consulter le Birdsall et Langdon pour des informations plus détaillées

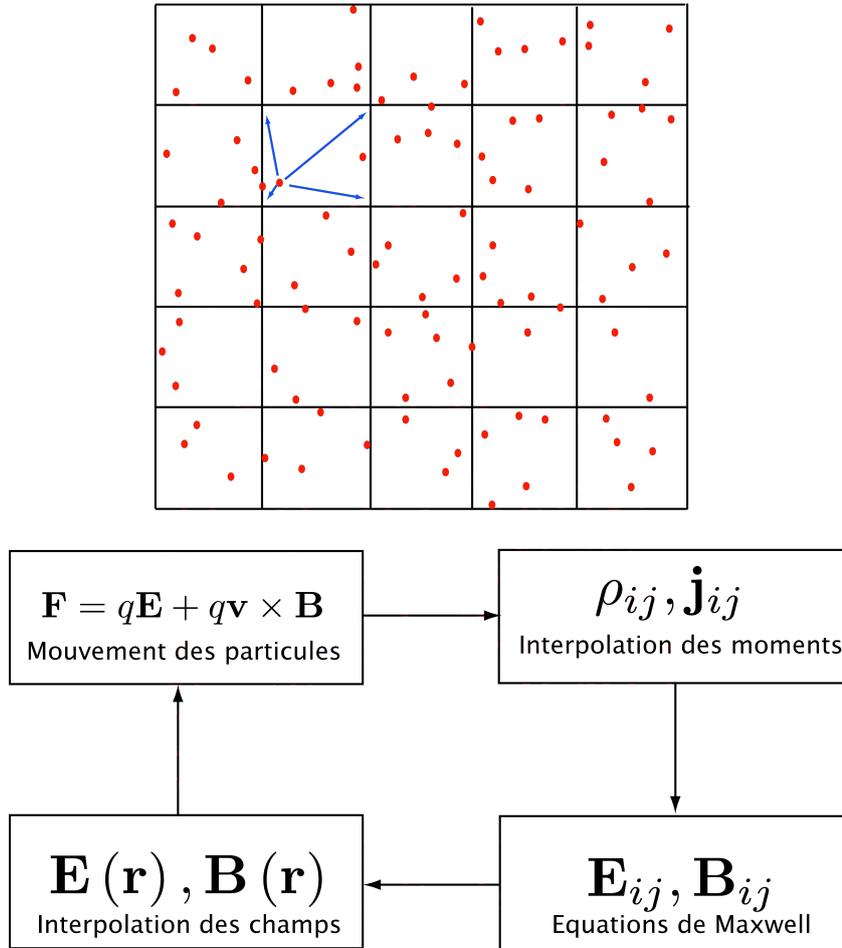


FIGURE 1.14: Les équations de Maxwell sont résolues sur une grille tandis que les macro particules (points rouges) sont libres d'évoluer de façon continue dans le domaine de simulation. Les moments de la distribution de ces particules sont interpolés sur la grille (flèches bleues).

La physique à l'échelle hybride apporte quelques difficultés numériques supplémentaires par rapport à une simulation magnétohydrodynamique. La première provient du fait que contrairement à l'échelle MHD, l'échelle hybride contient des ondes dispersives. En MHD idéale isotrope, toute perturbation peut se décomposer en seulement trois modes propres : le mode d'Alfvén, le mode magnéto-sonore lent et le mode magnéto-sonore rapide. Ces trois modes sont non dispersifs, *i.e.* la propagation d'une perturbation de ce type ne dépend pas de sa longueur d'onde. La propagation d'un paquet d'ondes est donc équivalente à la propagation indépendante de chacun des modes qui le composent, et se fait donc sans déformation. En revanche, lorsque l'on ajoute le terme de Hall dans la loi d'Ohm, nous faisons immédiatement apparaître une dépendance d'échelle, il en va de même pour tous les autres termes. On peut montrer par une analyse de Fourier que l'ajout de ces termes dans la loi d'Ohm apporte d'autres modes dont la vitesse de propagation dépend cette fois-ci de la longueur d'onde. Cette propriété est cruelle pour le simulateur, car à mesure qu'il affine sa résolution spatiale, il autorise des ondes à se propager de plus en plus rapidement. Or la convergence d'un algorithme numérique de résolution d'équation discrétisée de manière explicite²¹ n'est assurée que si la discrétisation temporelle est suffisamment fine pour qu'une onde ne puisse se déplacer de plus d'un pas de grille (Δx) en un pas de temps (Δt). Cette condition est appelée condition CFL du nom de ses inventeurs Courant-Friedrichs-Levy, qui, en posant c la vitesse de l'onde, s'écrit simplement :

$$\Delta t < \frac{\Delta x}{c} \tag{1.60}$$

A l'échelle hybride, l'onde la plus typique est appelée *onde whistler*. C'est une onde supportée en grande partie par le terme de Hall, et donc liée à un découplage inertiel entre les ions et les électrons. Cette perturbation se propage de façon dispersive et le plus rapidement parallèlement au champ magnétique. Elle oscille de façon transversale elliptiquement (dans le sens droit, celui des électrons). Sa propriété dispersive lui doit d'ailleurs son nom, qui traduit en français signifie "mode siffleur". En effet, la fréquence terrestre des perturbations whistler est environ $4kHz$, si l'on convertit le signal radio en signal sonore via un haut-parleur, il est parfaitement audible par l'oreille humaine (20Hz-200kHz). La propagation dispersive engendre l'arrivée de fréquences tout d'abord hautes puis de plus en plus basses, créant un sifflement typique, que l'on peut observer visuellement sur le spectrogramme représenté dans la fig. 1.15. A basse fréquence l'onde devient le mode d'Alfvén tandis qu'à haute fréquence sa propagation est empêchée par la giration cyclotronique des électrons. Aux fréquences intermédiaires, c'est le terme Hall qui la supporte entièrement ce qui la rend complètement indépendante de la masse des ions *et* des électrons. Dans cette gamme de fréquences, sa relation de dispersion (parallèle) est :

$$\omega = \Omega_{ci} \delta_i^2 k^2 \tag{1.61}$$

21. *i.e.* où le terme au temps $t+1$ ne dépend que du passé, par opposition à implicite où l'on fait intervenir le temps $t+1$ des deux côtés de l'égalité.

La vitesse de phase est alors donnée par

$$v_\phi \equiv \frac{\omega}{k} = \Omega_{ci} \delta_i^2 k \quad (1.62)$$

C'est à dire qu'elle augmente linéairement avec l'échelle k . Si maintenant on injecte v_ϕ à la place de c dans la condition CFL (1.60), en posant $k^{-1} \sim \Delta x$, on obtient

$$\Delta t \sim \Delta x^2 \quad (1.63)$$

Autrement dit, si l'on désire augmenter la résolution d'un facteur N , *i.e.* diviser le pas de grille Δx par N , il devient nécessaire de diviser le pas de temps Δt par N^2 ! Ceci devient *très rapidement* prohibitif et constitue une difficulté majeure des simulations aux échelles sub-MHD dont fait partie le modèle Hybride.

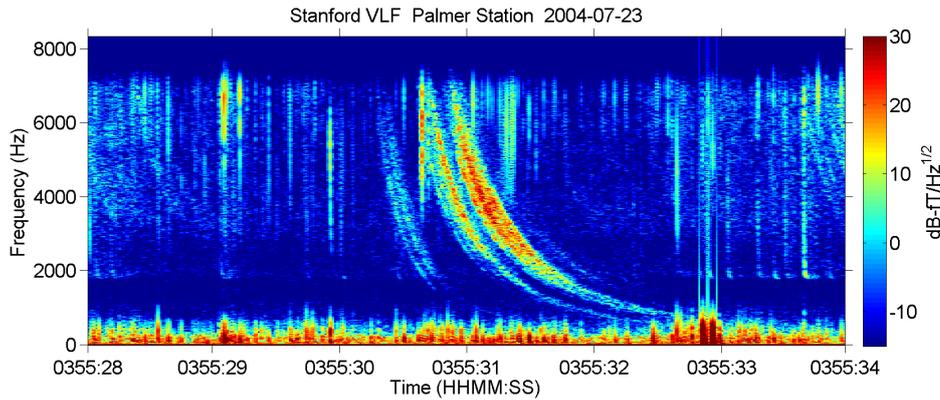


FIGURE 1.15: Diagramme temps-fréquence représentant une signature whistler. On observe clairement l'arrivée sur le détecteur d'ondes de fréquences de plus en plus faibles et l'on peut imaginer le sifflement associé.

La reconnexion magnétique non collisionnelle est un processus faisant intervenir plusieurs échelles. Si le phénomène semble dynamiquement dominé par les échelles spatiales et temporelles des ions, certaines structures, comme la couche de courant aux environs du site de reconnexion, ont une taille caractéristique donnée par les échelles électroniques (longueur d'inertie δ_e ou rayon de Lamor ρ_e selon les cas). La bonne modélisation numérique de la reconnexion implique donc de respecter autant que faire se peut le traitement physique de ces échelles. D'autre part, et nous le verrons plus en détail au chapitre 2, la nature statistique/bruitée du modèle hybride impose souvent, lors de l'extraction de l'information, d'effectuer un lissage (moyenne plus ou moins intelligente) du signal, aussi bien temporel que spatial. Il est donc nécessaire d'avoir un nombre de points important pour décrire une structure nous intéressant. Typiquement, la condition (1.63) devient trop

contraignante pour $\Delta x \lesssim 0.2\delta_i$, ce qui dans notre cas ne suffit pas.

Deux méthodes sont alors envisageables afin de limiter l'impact de (1.60). Dans certains codes hybrides on fait le choix de diviser le pas de temps mais uniquement pour la résolution de l'évolution du champ électromagnétique. Ces codes doivent donc gérer un pas de temps pour l'évolution des particules, subdivisé en n sous pas de temps pour l'évolution des champs. La seconde méthode consiste à laisser le pas de temps tel qu'il est mais à subtilement changer la physique. Dans la plupart des codes hybrides, l'inertie des électrons n'est pas prise en compte dans la loi d'Ohm. En effet, ce terme n'apparaît qu'à très petite échelle $\sim \delta_e$ soit $\sim \delta_i/40$, ce qui à cause de la condition CFL est quasiment impossible à atteindre. Sans ce terme cependant, l'effet de saturation des ondes whistler avec la gyrofréquence électronique n'est pas pris en compte (ou plutôt et se produit à $k \rightarrow \infty$). En rajoutant ce terme, nous ajoutons donc une échelle au système à partir de laquelle la vitesse des ondes whistler cesse d'augmenter. La nouvelle relation de dispersion devient :

$$\omega = \Omega_{ci}\delta_i^2 \frac{k^2}{1 + \delta_e^2 k^2} \quad (1.64)$$

Notons que (1.64) est bien équivalente à (1.61) pour $m_e \rightarrow 0$ (ou plutôt pour $k^{-1} \gg \delta_e$). On peut utiliser la relation (1.33) pour remplacer δ_e^2 par $\mu\delta_i^2$, laissant apparaître le rapport de masse $\mu \equiv m_e/m_i$. Ainsi, si l'on désire limiter les effets de (1.60), nous pouvons ajouter le terme d'inertie électronique à "l'échelle que l'on souhaite" en trichant sur le rapport de masse. Alourdir les électrons revient à diminuer leur gyrofréquence et donc diminuer le $k_{critique}$ à partir duquel, pour un pas de temps Δt fixé, la simulation diverge. Le revers de la médaille est bien sûr cette "tricherie" sur la masse des électrons, que nous devons garder en tête, afin de toujours séparer au mieux les échelles ioniques et électroniques. Cette difficulté à séparer les deux espèces est universelle, et rencontrée également dans les codes complètement cinétiques (électrons/protons) et les codes bi-fluides. Si la première méthode évite de "tricher" sur la physique de l'échelle que l'on souhaite modéliser, elle ne vient pas sans inconvénients. Il s'avère en effet que cette méthode devient inefficace au bout de quelques subdivisions, et que sa mise en oeuvre est difficile dans une code prédicteur-correcteur tel que le nôtre. Nous avons donc préféré la seconde méthode, dont l'implantation est décrite en Annexe.

Le second problème apporté par les codes hybrides est en fait inhérent à la modélisation cinétique, et provient d'une difficulté théorique : celle de l'état initial. Le plus souvent en simulation, on initialise le système en le plaçant dans un état d'équilibre, que l'on perturbe afin d'en voir la réponse. Si dans une simulation fluide, un tel équilibre concerne les grandeurs macroscopiques, telles que la densité, la vitesse et la pression, pour lesquelles un équilibre peut déjà être difficile à trouver (en 3D notamment), dans une simulation cinétique, c'est la fonction de distribution des particules qu'il convient d'initialiser à l'équilibre. Et là le problème théorique devient si compliqué qu'à ce jour et à notre connaissance, un seul équilibre cinétique

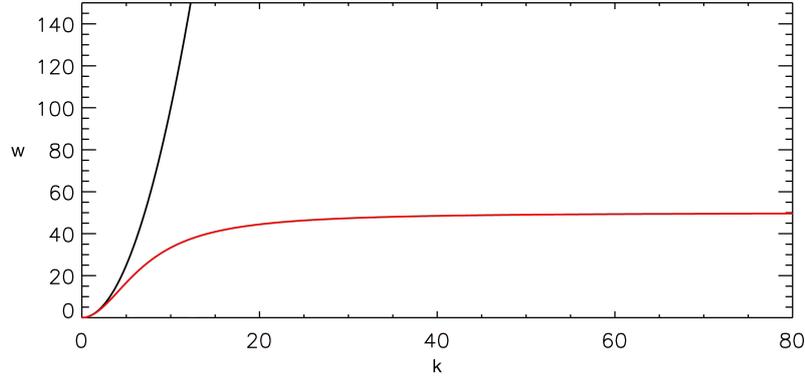


FIGURE 1.16: Relation de dispersion parallèle du mode whistler (1.61) (courbe noire) et (1.64) (courbe rouge, pour $\mu = 1/50$).

est utilisé lors de la modélisation numérique de la reconnexion magnétique. Cet équilibre, dit *de Harris*, du nom de son inventeur ([Harris 1962]), est cependant très (trop?) simpliste et par conséquent limite fortement la paramétrisation de l'état initial. Nous reviendrons sur ce point dans le dernier chapitre de ce manuscrit. Actuellement, la méthode couramment utilisée est celle *du tapis* : les particules sont déposées selon une distribution Maxwellienne dont les trois moments correspondent localement à un équilibre fluide global. Bien sûr cette distribution n'ayant aucune raison d'être stationnaire, elle n'a pas la vie longue et relaxe vers un état différent. L'énergie libérée dans cette relaxation est rayonnée sous forme d'ondes qui polluent alors le système d'une manière en général mise "sous le tapis" !

1.6 Applications de la reconnexion magnétique

La reconnexion magnétique est un phénomène intéressant car il donne lieu à de nombreuses applications, et ce pour deux raisons principalement. La première provient de son aptitude à changer la connectivité magnétique du plasma imposée à grande échelle. La seconde est qu'elle permet de libérer rapidement l'énergie stockée dans le champ magnétique sous forme d'énergie cinétique et de chaleur. Selon les environnements et les problématiques associés, l'un ou l'autre de ces deux aspects de la reconnexion est d'avantage mis en valeur. Dans cette partie nous allons aborder rapidement quelques applications diverses de la reconnexion magnétique. Nous allons principalement nous attarder sur la magnétosphère terrestre.

1.6.1 La reconnexion dans la magnétosphère

Une magnétosphère est l'environnement magnétiquement confiné et proche d'un astre magnétisé. On peut parler de magnétosphère stellaire, ou planétaire. La magnétosphère que l'on connaît le mieux est celle de la Terre, grâce à sa proximité.

La figure 1.17 est une représentation schématique de notre compréhension moderne de la magnétosphère terrestre (basée sur un modèle statistique construit à partir de données réelles.). L'image est située dans un plan méridien. Le Soleil, hors de l'image, se trouve sur la gauche et souffle un vent de la gauche vers la droite, transportant matière et champ magnétique.

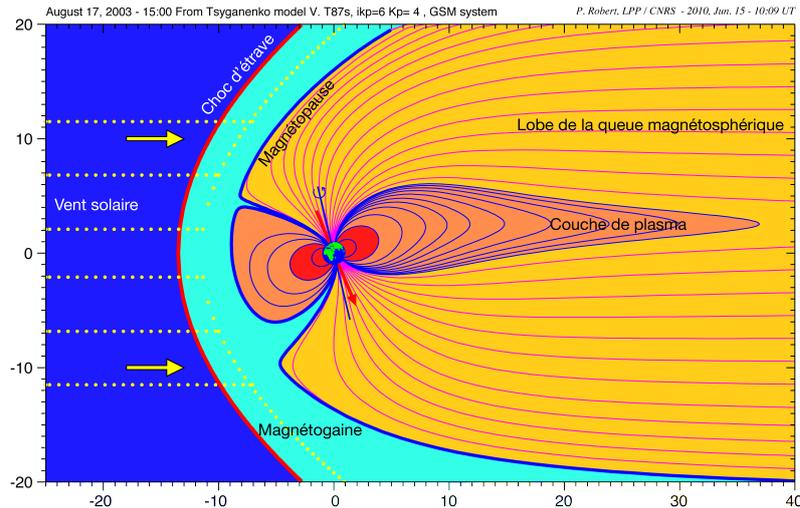


FIGURE 1.17: Magnétosphère dans un plan méridien. La représentation est obtenue par le modèle de Tsyganenko.

C'est à une vitesse comprise entre 400 et 800 km/s que le vent solaire rencontre l'obstacle magnétique qu'est la magnétosphère. Il est alors ralenti et chauffé au travers d'un choc d'étrave situé à une quinzaine de rayons terrestres (R_T). En aval de ce choc, dans la *magnétogaine*, le plasma s'écoule en contournant la magnétosphère. Le gel magnétique à grande échelle ne permet pas d'échange de connectivité entre les lignes de champ solaire et les lignes de champ terrestre. Ces dernières restent donc confinées derrière une fine interface de connectivité appelée *magnétopause*²². La pression dynamique du vent solaire choqué, accompagnée du gel magnétique à grande échelle, mènent au maintien pérenne d'une région faisant office d'interface entre le plasma du vent solaire et le plasma magnétosphérique ainsi confiné, à une distance d'environ $10 R_T$. Cette fine région (quelques rayons de Larmor ionique tout au plus) est le siège de forts gradients de connectivité magnétique et se présente sous la forme d'une nappe de courant surfacique entourant le champ magnétique terrestre. Le confinement du plasma de part et d'autre de la magnétopause en fait une région intrinsèquement asymétrique puisqu'elle sépare le plasma de la magnétogaine ($k_B T \sim 2 keV$, $n \sim 50 pp cm^{-3}$) du plasma magnétosphérique ($k_B T \sim 200 eV$, $n \sim 5 pp cm^{-3}$). Le courant qui s'y trouve est à la fois synonyme d'augmentation du module du champ magnétique et de cisaillement de sa direction.

22. *pausis* en grec signifiant "fin", la magnétopause est une "frontière magnétique"

C'est donc une région très propice à la reconnexion magnétique.

La reconnexion magnétique à la magnétopause, entre le champ solaire et le champ terrestre, est cruciale pour la dynamique de la magnétosphère. Brisant localement le confinement, elle représente un moyen efficace de transporter l'énergie, l'impulsion et la matière amenée par le vent solaire, vers l'intérieur de la cavité magnétosphérique. Elle a été observée de nombreuses fois de manière indirecte (e.g. [Aubry *et al.* 1970], [Paschmann *et al.* 1979]) et quelques fois de manière directe (e.g. [Mozer *et al.* 2002]). Cependant, Il n'existe à ce jour pas de scénario communément admis concernant le déclenchement de la reconnexion à la magnétopause. S'il semble que la reconnexion magnétique soit plus active côté jour lorsque le champ magnétique interplanétaire est orienté vers le sud (augmentant ainsi le cisaillement magnétique sur la face de la magnétosphère), nous ne savons ni où, ni comment le phénomène débute, ni dans quelle mesure ce déclenchement est relié au vent solaire. Une fois le processus entamé, les principales questions ouvertes concernent son évolution temporelle. La reconnexion à la magnétopause étant parfois observée pendant de longues périodes ([Retinò *et al.* 2005]), ou associée à des phénomènes très instationnaires de pénétration de matière/flux appelés *Flux Transfer Events* (FTEs) ([Dunlop *et al.* 2005]). Nous ignorons si les observations doivent être interprétées comme un phénomène stationnaire pouvant durer de longues heures, ou plutôt comme de multiples sites de reconnexion transférant globalement la même quantité de flux. Si la reconnexion magnétique peut apparaître à la magnétopause en tant que médiateur direct entre le vent solaire et la magnétosphère, elle peut également s'inscrire dans une suite d'évènements plus compliquée, en tant que processus secondaire mais néanmoins crucial. A titre d'exemple, les tourbillons de plasma souvent observés sur les flancs de la magnétopause à basse latitude, résultant d'une instabilité de Kelvin-Helmholtz, peuvent créer de manière auto-cohérente (*i.e.* non préparée à l'avance) les conditions propices au développement de la reconnexion ([Faganello *et al.* 2008] ou plus récemment [Califano *et al.* 2009]). Là encore, l'apparition de ce processus microphysique va dicter l'évolution macroscopique du système.

La reconnexion à la magnétopause est surtout étudiée pour son aptitude à briser le confinement magnétique. Côté nuit c'est surtout l'aspect énergétique de la reconnexion qui est important. Une fois reconnecté, le champ magnétique solaire est advecté vers le côté nuit de la magnétosphère. La petite quantité d'énergie cinétique du vent solaire ayant pénétré côté jour ($\sim 1\%$) est convertie en énergie magnétique à mesure que les lignes de champ, passant côté nuit, sont étirées dans la queue magnétosphérique. L'énergie ainsi stockée s'accumule - c'est la phase de *croissance* d'un sous-orage magnétosphérique et le courant électrique dans la queue augmente jusqu'à dépasser un certain seuil instable, provoquant la libération soudaine de l'énergie. C'est le déclenchement de la *phase d'expansion* menant à la re-dipolarisation violente de la magnétosphère. Le déclin de la phase d'expansion marque le début de la phase de *recouvrement*, durant laquelle la magnétosphère retrouve la forme qu'elle avait avant le sous-orage. A ce jour, il paraît clair que la reconnexion magnétique

joue un rôle important dans la dynamique des sous-orages, et son observation répétée dans la queue magnétosphérique reproduit en moyenne relativement bien les prédictions des modèles numériques ([Eastwood *et al.* 2010a]). Cependant, si la vision globale est relativement bien connue, le mécanisme déclencheur des sous-orages et son lien avec la reconnexion magnétique n'est toujours pas élucidé.

1.6.2 D'autres applications de la reconnexion

Dans cette section, par soucis de concision nous nous contenterons de citer quelques uns des autres domaines d'application de la reconnexion magnétique. Le lecteur intéressé pourra trouver de nombreuses autres informations par exemple dans [Priest & Forbes 2000], [Birn & Priest 2007] et [Yamada *et al.* 2010].

Une grande partie de la dynamique solaire est fortement liée au champ magnétique. A ce titre, la reconnexion joue également un rôle important dans la physique solaire et ce à plusieurs niveaux. Les boucles coronales de champ magnétique interagissent ensembles et on observe leur topologie changer sur des échelles temporelles pouvant atteindre quelques minutes pendant les phases d'éruptions, ce qui est bien plus court que le temps caractéristique prédit par le modèle de reconnexion de Sweet et Parker [Parker 1957]. L'énergie cinétique disponible dans la photosphère est transférée dans la couronne et stockée dans le champ magnétique via la formation de nappes de courant au sein desquelles le champ est cisailé. La reconnexion apparait alors comme un mécanisme séduisant pour libérer cette énergie sous forme de chaleur notamment, et fait ainsi partie des candidats pour expliquer le problème du chauffage de la couronne solaire, dont la température ($\sim 10^6 K$) est bien plus chaude que celle de la photosphère ($\sim 10^3 K$). Des observations de particules très énergétiques (allant jusqu'au GeV pour les protons et à 100 MeV pour les électrons) sont également associées à des événements de reconnexion magnétique. On estime généralement que 50% de l'énergie magnétique libérée lors d'une éruption est transférée à ces particules supra-thermiques. Ceci suggère qu'il existe des mécanismes d'accélération efficaces associés à la reconnexion magnétique, qui restent à découvrir. D'un point de vue théorique, la reconnexion magnétique solaire est principalement étudiée dans le but de comprendre la dynamique globale tri-dimensionnelle du champ magnétique de l'atmosphère solaire. Cet aspect de la reconnexion est moins étudié dans les plasmas spatiaux, où le contexte géométrique est souvent plus simple et nous permet de nous concentrer sur l'aspect fondamental du processus. Quelques parallèles existent cependant. La reconnexion à la magnétopause par exemple, offre également un contexte géométrique 3D dont les similitudes avec la physique solaire commencent à être étudiées [Dorelli *et al.* 2007].

La reconnexion magnétique est également étudiée dans la physique des plasmas de laboratoire. Elle joue un rôle important dans la stabilité du confinement magnétique des plasmas de fusion notamment. Dans les tokamaks par exemple, le

champ magnétique, généré par des bobines toriques, est principalement toroïdal. Le champ total possède également une composante poloïdale, créée par un courant toroïdal. L'enroulement de cette composante autour de l'axe toroïdal du tokamak n'est pas constant (il est décrit par le facteur de sureté q). Il donne lieu à des instabilités pouvant mener à la reconnexion magnétique qui a son tour permet la reconfiguration de la topologie magnétique via la reconnexion des composantes poloïdales. Ces phénomènes apparaissent sous la forme d'oscillations en dents de scies (sawtooth events, [Kadomtsev 1975]). Il est intéressant de remarquer que ce type d'oscillations sont également observées lors des sous-orages magnétosphériques. Nous aurons l'occasion d'en reparler lors du chapitre 3.

Enfin, la reconnexion magnétique est également un candidat pour expliquer certains phénomènes astrophysiques plus lointains, comme les éruptions stellaires (analogues des éruptions solaires pour d'autres étoiles), ou encore pour fournir la viscosité efficace nécessaire dans les disques d'accrétion et dont la source est actuellement inconnue.

Accélération des ions : mécanismes fluides et cinétiques

Sommaire

2.1 Introduction	45
2.1.1 Problématique	45
2.1.2 Dynamique Speiser	47
2.1.3 Importance de l'effet Hall - Simulations/Observations	47
2.1.4 Signatures cinétiques - doubles faisceaux	49
2.1.5 Plan du chapitre	51
2.2 Description de la simulation	52
2.2.1 Condition initiale	53
2.2.2 Description générale et limitations de la simulation	56
2.3 Dynamique fluide	62
2.3.1 Forces fluides	62
2.3.2 Structure du tenseur de pression	68
2.4 Fonctions de distribution et dynamique des particules	69
2.4.1 Fonctions de distribution	70
2.4.2 Dynamique des particules	72
2.5 Bilan d'énergie	78
2.6 Résumé et discussion	81

2.1 Introduction

2.1.1 Problématique

La reconnexion magnétique non collisionnelle (décrite par le modèle Hall) est un phénomène intrinsèquement multi-échelles. Le site de reconnexion se caractérise par le découplage du champ magnétique du fluide ionique et électronique successivement. Tandis que le fluide ionique est découplé du champ magnétique, les électrons continuent de dériver vers le site de reconnexion et accélèrent à mesure que le champ magnétique diminue. Ils sont ensuite découplés du champ magnétique, accélérés par le champ électrique de reconnexion puis recouplés au champ magnétique en aval. La dynamique électronique crée ainsi de forts courants dans la région périphérique du point X , qui vont être responsables de l'évacuation rapide du flux reconnecté. Ce

mouvement rapide des lignes de champ hors du plan a été observé dans les simulations numériques comme étant quasiment indépendant du rapport de masse m_i/m_e , et donc indépendant du mécanisme de découplage électronique ([Mandt *et al.* 1994], [Birn *et al.* 2001]). La zone d'écoulement en aval du point X est ouverte, contrairement au régime résistif, et contraint beaucoup moins le débit, et donc la dynamique du processus. Etant indépendante de la microphysique électronique, la dynamique de la reconnexion est contrainte par l'écoulement ionique et les échelles qui en résultent. Il est donc important de comprendre quelle est cette dynamique, et c'est l'objet de ce chapitre. Il n'existe à ce jour aucune étude théorique ou numérique s'intéressant au problème central de l'accélération ionique, et les arguments estimant cette vitesse ne sont généralement guère plus élaborés que le calcul de type Sweet-Parker que nous avons fait au chapitre précédent, où l'estimation de l'accélération via la force de Laplace mène à $V_{out} \sim V_a$. Nous nous limiterons ici au cas anti-parallèle ou faiblement non coplanaire. Dans ce cas là, il est généralement observé que le fluide ionique accélère jusqu'à une fraction plus ou moins importante de la vitesse d'Alfvén amont (plutôt moins que plus *c.f.* [Daughton *et al.* 2006]) sur une distance d'environ $10\delta_i$, et ce de façon indépendante de la taille du système simulé ([Shay *et al.* 1999] [Shay *et al.* 2001], [Shay *et al.* 2004]). Il est parfois avancé que cette accélération résulte de la force électrique créée sur les séparatrices par effet Hall. Quelques différences inexplicables sont visibles entre les résultats issus de simulations fluides et ceux obtenus avec les simulations cinétiques ([Shay *et al.* 2001], [Yin *et al.* 2002], [Yin & Winske 2003]). En particulier, le jet est plus lent et large dans les calculs cinétiques qu'il ne l'est dans les calculs fluides ([Shay *et al.* 2001]). Certains auteurs ([Shay *et al.* 1998], [Hoshino *et al.* 1998], [Lottermoser *et al.* 1998], [Shay *et al.* 1999], [Arzner & Scholer 2001]) montrent dans cette région des fonctions de distributions non maxwelliennes et parlent alors de caractère non fluide du plasma. En résumé, ces différentes études nous apprennent donc que l'effet Hall jouerait un rôle important dans l'accélération dirigée du plasma, et que cette région comporte d'indéniables signatures présentées comme non-fluides. Par "non-fluide" les auteurs expriment sûrement le fait que la fermeture du système d'équations fluides n'est pas triviale du fait de la présence de distributions non-maxwelliennes. Une question importante est donc de comprendre comment le point de vue fluide peut être réconcilié au point de vue cinétique. Par quel mécanisme les particules sont-elles accélérées individuellement ? Ce processus est-il responsable d'une structuration non maxwellienne de la fonction de distribution ? Et si oui, comment ces propriétés *cinétiques* impactent-elles la dynamique moyenne, fluide, du plasma ? Cette dynamique est-elle cohérente avec les hypothèses faites dans les modèles fluides simples ? Ces questions sont rarement abordées et constituent cependant une problématique fondamentale de notre compréhension du processus de reconnexion magnétique non collisionnelle.

2.1.2 Dynamique Speiser

En ignorant les effets bi-fluides¹, des simulations particule-test ([Lyons & Speiser 1982], [Smets *et al.* 1998]) et des études analytiques ([Speiser 1965]) ont fait certaines prédictions concernant la dynamique particulière des ions dans une configuration magnétique de type reconnexion (c'est à dire un champ magnétique dont la composante tangentielle se retourne et composante normale non nulle). Ces études mènent à la conclusion que des trajectoires de type Speiser ([Speiser 1965]) sont le mécanisme par lequel les ions gagnent de l'énergie cinétique. Dans ce mécanisme, les ions venant de l'extérieur de la couche de courant se découplent du champ magnétique lorsque leur rayon de Larmor devient plus grand que l'échelle de courbure magnétique. Découplés, ils se déplacent dans la direction invariante en serpentant de part et d'autre de la couche de courant à cause de la force de rappel du champ magnétique antiparallèle. Le déplacement dans la direction invariante est accéléré par le champ électrique de reconnexion tandis qu'il est en même temps dévié vers la direction aval par la force magnétique engendrée par la composante normale de \mathbf{B} . La figure 2.1 illustre ce mécanisme. Certaines caractéristiques des fonctions de distributions issues de simulations cinétiques en aval du point X ([Hoshino *et al.* 1998], [Arzner & Scholer 2001], [Lottermoser *et al.* 1998]) ainsi que l'évolution de l'énergie cinétique d'ions accélérés ([Kuznetsova *et al.* 1996]) ont été interprété comme une preuve que le mécanisme de Speiser est à l'oeuvre dans la reconnexion non collisionnelle.

2.1.3 Importance de l'effet Hall - Simulations/Observations

Cependant, lorsqu'il est question de comprendre la dynamique des ions dans la zone de découplage (*i.e.* proche du point X), les choses peuvent se dérouler de manière différente. En effet, le champ électrique Hall résultant du mouvement rapide des lignes de champ dans les régions séparatrices, est beaucoup plus important que le champ électrique de reconnexion, et donc ne peut être négligé. [Shay *et al.* 2001] affirment que ce champ électrique est la source d'accélération des ions. Ils ne précisent cependant pas dans quelle mesure cette remarque (non étayée) s'adresse aux particules ou au fluide. Ces deux points de vue ne sont cependant pas similaires et nous ignorons à ce jour comment les propriétés cinétiques observées sont reliées au mouvement d'ensemble du plasma.

Dans la magnétosphère terrestre, les données satellites ont été plusieurs fois interprétées en terme de reconnexion magnétique non collisionnelle. En particulier, un champ magnétique cohérent avec la structure Hall quadrupolaire ainsi qu'un fort champ électrique bipolaire ont été observés simultanément (exemples : [Øieroset *et al.* 2001], [Nagai *et al.* 2001], [Mozer *et al.* 2002], [Vaivads *et al.* 2004],

1. Qui se manifestent par la présence d'un champ électrique dans le plan et d'une composante magnétique hors du plan

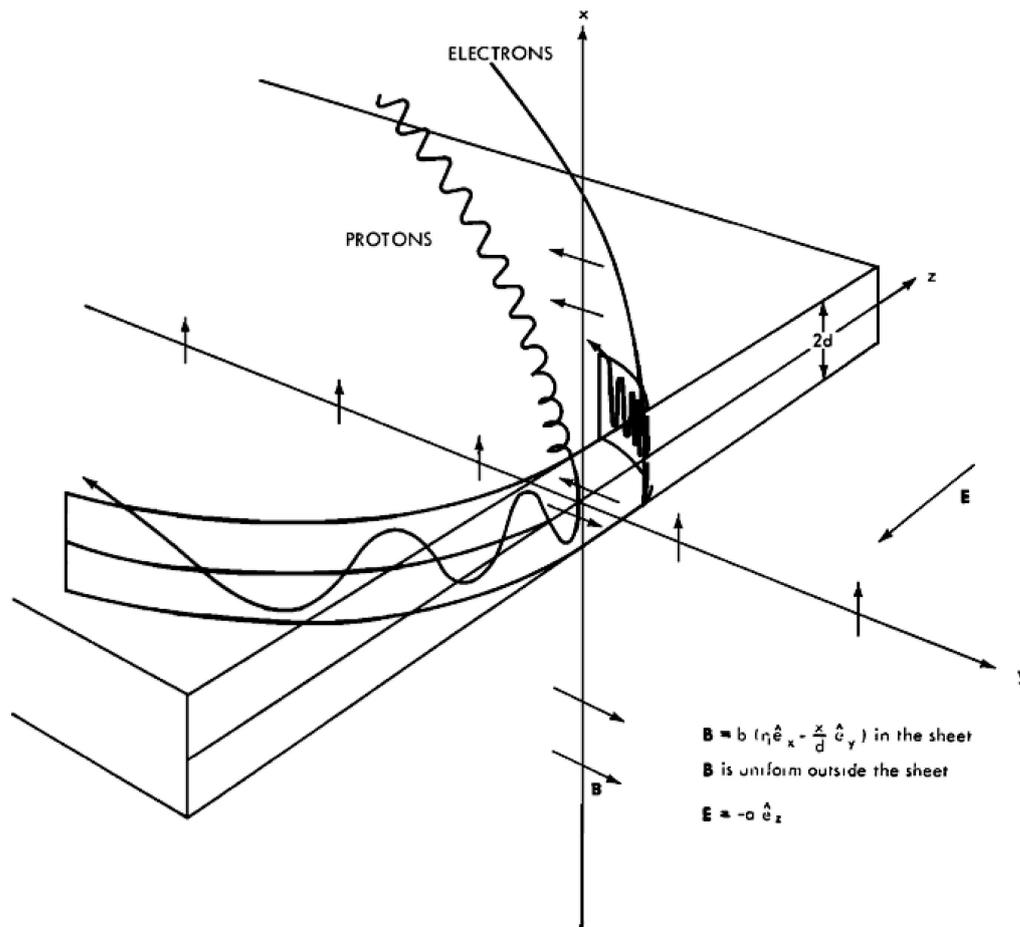


FIGURE 2.1: Schéma de la trajectoire des particules dans des champs électromagnétiques analytiques. Le champ magnétique est antiparallèle, se retourne sur une épaisseur $2d$ et possède une petite composante normale à la discontinuité. Le champ électrique est quant à lui uniforme et pointe dans la direction z . Les protons et les électrons oscillent dans la couche de courant et sont déviés par la composante magnétique qui lui est perpendiculaire. [Speiser 1965]

[Wygant *et al.* 2005], [Eastwood *et al.* 2007]). Récemment [Paschmann 2008]) a fait une revue des résultats obtenus par les observations. [Wygant *et al.* 2005] ont présenté une étude détaillée de données satellites (Cluster) interprétées comme un cas de reconnexion magnétique dans la queue de la magnétosphère. Ils discutent l'accélération des ions dans une zone assimilée à la région de découplage, à la fois du point de vue fluide et du point de vue particulaire. Dans cet événement, des ions froids d'origine ionosphériques sont vus être accélérés par un champ électrique d'origine Hall, perpendiculaire à la couche de courant et pointant vers son centre. L'oscillation des ions dans le puits de potentiel électrostatique Hall crée une distribution constituée de deux faisceaux de vitesses opposées dans la direction normale à la couche de courant. Bien que n'excluant pas que ce mécanisme ne soit pas général et puisse être différent dans d'autres régimes (par exemple la reconnexion non-coplanaire), [Wygant *et al.* 2005] expliquent que ce champ électrique est la cause principale de découplage et d'accélération des ions dans cet événement. Du point de vue fluide, des faisceaux opposés créent une pression dont le gradient s'oppose à la force électrique. Que l'on adopte la vision cinétique ou fluide, les forces discutées par [Wygant *et al.* 2005] sont perpendiculaires à la couche de courant. Il n'est donc pas évident, sur la base de ces observations, de comprendre comment les relier à la création du jet dans la direction aval. [Wygant *et al.* 2005] concluent en discutant du rôle éventuel de la composante E_x du champ électrique, liée à la divergence observée du puits de potentiel. La figure 2.2 résume cette discussion.

2.1.4 Signatures cinétiques - doubles faisceaux

Ce genre de fonctions de distribution en faisceaux de vitesses opposées ont déjà été observées dans les simulations de reconnexion magnétique ([Shay *et al.* 1998], [Hoshino *et al.* 1998], [Pei *et al.* 2001], [Arzner & Scholer 2001], [Nagai *et al.* 2001], [Drake *et al.* 2009]) ainsi que dans des événements dans la queue magnétosphérique ([Wygant *et al.* 2005]), ou même dans des cas de reconnexion dans le vent solaire ([Gosling *et al.* 2005]). Cependant, le phénomène physique à l'origine de cette caractéristique peut être différent d'un cas à l'autre et nous devons souligner qu'il n'est pas forcément relié à la région de découplage ionique. Par exemple, [Gosling *et al.* 2005], décrivant une observation de reconnexion dans le vent solaire, ont mesuré des fonctions de distribution de protons constituées de deux faisceaux froids et de vitesse opposée, qui ont été interprétés comme deux populations venues des régions amont s'interpénétrant de manière non collisionnelle dans le jet avant de rejoindre le coté opposé. Ils ont cependant estimé à partir de la traversée du jet qu'à cet endroit sa largeur excédait de loin la longueur d'inertie ou le rayon de Larmor thermique amont, indiquant que le satellite traversait la couche de courant à grande distance du point X et donc de la zone de découplage. Citons également le travail de [Drake *et al.* 2009], qui étudient le chauffage des ions en aval du site de reconnexion et observent également des faisceaux opposés qu'ils interprètent comme la conséquence de trajectoires de type Speiser (modifiée par la présence

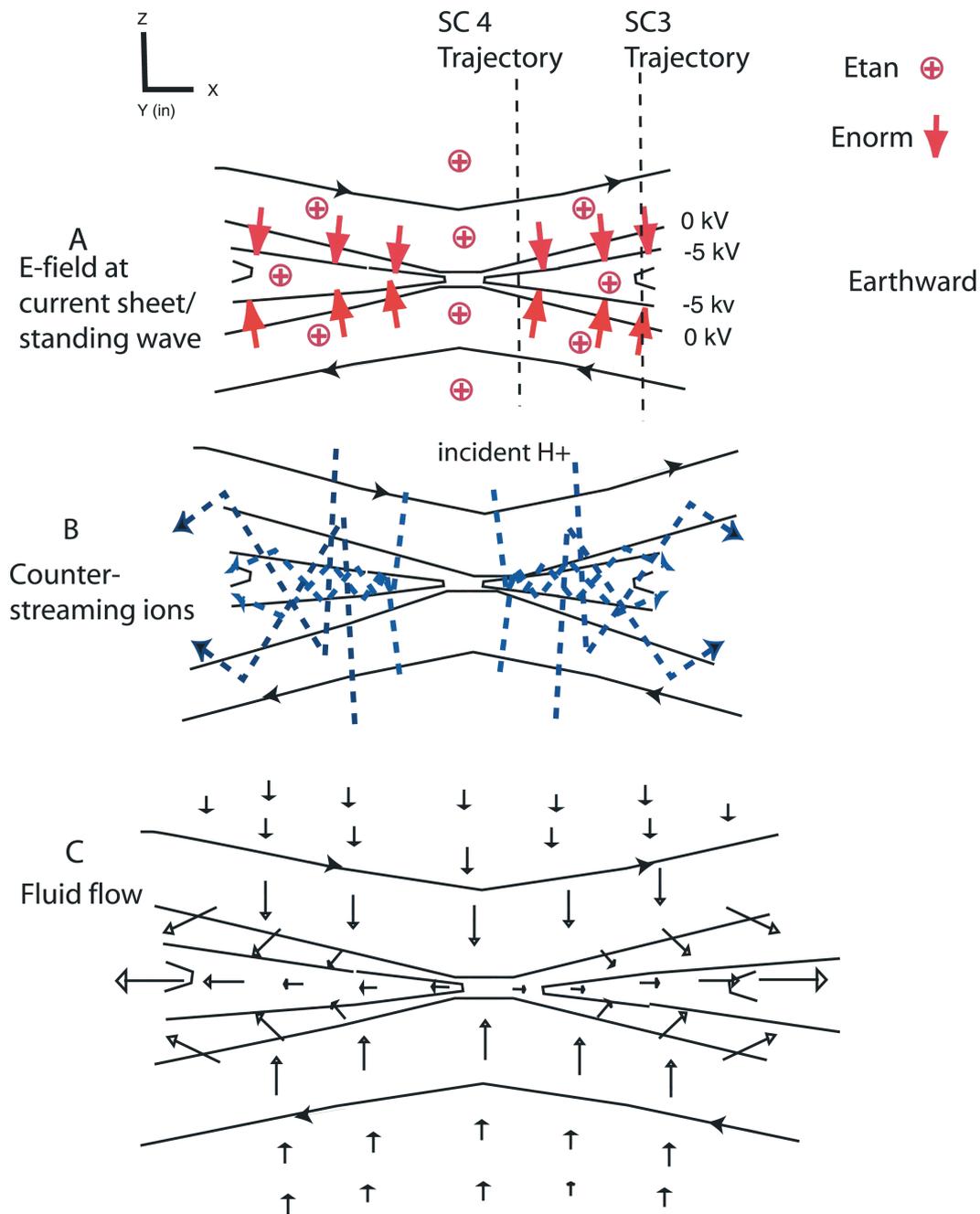


FIGURE 2.2: Mécanisme de Wygant ([Wygant *et al.* 2005]) basé sur des observations de la reconnexion magnétique dans la queue de la magnétosphère. (a) Schéma de la composante intense du champ électrique dans la direction normale à la couche de courant. (b) Trajectoire supposée des ions ballistiquement accélérés dans un puits de potentiel (4-6 KV) et formant des faisceaux de vitesse opposée. (c) Vision schématique du flot.

d'une composante magnétique hors du plan). Ces travaux discutent de phénomènes se produisant loin du site de reconnexion dans une zone idéale², et montrent encore une fois qu'il n'y a pas d'ambivalence entre région Hall et l'observation de double faisceaux. Enfin, dans la région de découplage, des faisceaux opposés ont été signalés par plusieurs auteurs ([Hoshino *et al.* 1998], [Pei *et al.* 2001], [Singh *et al.* 2010], [Shay *et al.* 1998]) et souvent *interprétés* comme la conséquence d'une interaction avec le champ électrique Hall. [Hoshino *et al.* 1998] et [Shay *et al.* 1998] expliquent de plus que les ions accélérés dans cette région se mélangent aux populations gelées plus en aval et créent là bas des distributions non maxwelliennes.

2.1.5 Plan du chapitre

Dans ce chapitre, nous nous intéresserons à l'accélération ionique dans le cas de reconnexion magnétique non collisionnelle antiparallèle, au sein de la région de découplage, et ce à l'aide de simulations hybrides bi-dimensionnelles. D'autres propriétés peuvent apparaître en dehors de cette région et ne sont pas le sujet de ce chapitre. Les résultats de simulations illustrent et étendent les observations faites par [Wygant *et al.* 2005] et se concentrent sur la relation entre l'accélération des particules et la dynamique du fluide (accélération d'ensemble et chauffage). Dans une **première partie**, nous nous attacherons à décrire la simulation. En premier lieu nous détaillerons les conditions initiales choisies, puis nous expliquerons tous les biais numériques dont il faut avoir conscience avant même d'exploiter le résultat brut de la simulation. Dans une **seconde partie**, nous calculerons les différents termes de l'équation du mouvement du fluide ionique et montrerons l'importance de la force de pression, qui est toujours oubliée dans les modèles. Nous allons montrer que la force de pression observée provient de la forme tensorielle de la pression et non pas d'une compression de densité ou d'un chauffage du plasma au sens thermodynamique. En particulier, nous décrirons la structure quadropolaire caractéristique que prend l'une des composantes du tenseur de pression autour du point X . La force associée s'oppose également à la composante E_x du champ électrique Hall (x étant la direction du jet), ce qui n'est pas décrit dans l'observation de [Wygant *et al.* 2005]. Dans la dynamique d'un plasma non collisionnel, la notion de tenseur de température (que nous introduirons plus tard) est reliée à la forme de la fonction de distribution et donc à la microphysique. Dans une **troisième partie**, nous chercherons donc l'origine microphysique de la force de pression en analysant les fonctions de distribution dans cette région. Nous montrerons par une étude détaillée de la trajectoire des ions, que les distributions, et donc la pression, proviennent d'un mouvement de rebond des ions, dans un puits de potentiel électrostatique divergeant créé par effet Hall.

2. Il convient de garder à l'esprit que la taille des domaines (périodiques) simulés par [Drake *et al.* 2009] est de beaucoup inférieure à la distance réelle au point X de la région qui les intéresse. Dans cette région éloignée, les effets cinétiques de mélange entre population locale et population accélérée au point X sont certainement négligeables, contrairement à ce qui se passe sûrement dans leur simulation, beaucoup plus petite.

En s'éloignant du point X dans la région aval, là où ce mouvement de rebond cesse d'exister, le terme non diagonal du tenseur de pression existe toujours mais est relié au mélange entre la population locale gelée et la population rapide accélérée dans la région de découplage (mélange observé par [Shay *et al.* 1998], [Hoshino *et al.* 1998]). Nos résultats quant à la dynamique ionique sont directement comparables à ce qui se produit réellement dans un événement de reconnexion non collisionnelle symétrique se produisant dans la queue de la magnétosphère ([Wygant *et al.* 2005]). Dans le cas stationnaire, le tenseur de pression étant très corrélé à la dynamique des particules, qui elle dépend fortement de la position dans le plan, nous suggérons donc ici qu'il peut donc être considérée comme une nouvelle observable de la région de découplage ionique. Nous évaluerons dans une **quatrième partie** l'efficacité du processus de reconnexion en tant que conversion d'énergie électromagnétique vers l'énergie cinétique dirigée. Nous verrons alors que dans le cas cinétique qui nous intéresse, le gain d'énergie thermique dépasse le gain d'énergie convective, contrairement au modèle fluide prédisant l'équipartition. Enfin nous résumerons et discuterons quant à la suite de ce travail dans la quatrième section.

2.2 Description de la simulation

Les observations satellites sont à présent de plus en plus nombreuses et précises dans l'environnement proche de la Terre et le système solaire. Cependant, elles sont intrinsèquement limitées par le fait qu'elles constituent une mesure locale dans un environnement géométrique compliqué, multi-échelle et dynamique. La simulation numérique se révèle alors être un incroyable atout complémentaire permettant d'une part de mieux interpréter les données mesurées, mais également d'élaborer des modèles en laissant au simulateur l'opportunité de changer "à souhait" les paramètres physiques. En revanche, la simulation est elle-même limitée par l'impossibilité de simuler la physique réelle en terme d'échelles impliquées dans le phénomène à étudier. En astrophysique, la simulation numérique s'approche de la démarche expérimentale, on parle d'*expérience numérique*. Il convient donc de garder à l'esprit que, tout comme l'expérience en astrophysique, elle ne décrit pas fidèlement le système d'étude, se place dans des régimes possiblement éloignés de la réalité, et présente de nombreux biais nécessaires à sa mise en oeuvre. Comme tout expérimentateur se doit de bien connaître le comportement de son expérience, il est important de s'attarder sur le déroulement d'une simulation. Dans cette section nous aborderons les "coulisses" d'une simulation. Du choix de la condition initiale aux conditions de bord nous verrons quelles sont les principales difficultés à avoir en tête avant même de travailler sur les résultats.

2.2.1 Condition initiale

Nous nous intéressons à l'accélération ionique, l'usage d'un code de simulation hybride est donc particulièrement adapté³. Rappelons que le code résout les équations (2.1)-(2.4), que nous avons déjà rencontrées au chapitre 1.

$$m_i \frac{d\mathbf{v}_{pi}}{dt} = e (\mathbf{v}_{pi} \times \mathbf{B} + \mathbf{E}) \quad (2.1)$$

$$\mathbf{E} = -\mathbf{v}_i \times \mathbf{B} + \frac{1}{ne} (\mathbf{j} \times \mathbf{B} - \nabla P_e) - \frac{m_e}{e} \frac{d\mathbf{v}_e}{dt} \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla \times \mathbf{E} \quad (2.3)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 n (\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_e) \quad (2.4)$$

Le schéma de résolution de ces équations est expliqué en détail dans l'annexe (A), cependant afin de faciliter la lecture de ce chapitre, rappelons tout de même la normalisation utilisée. Les distances sont normalisées à la longueur d'inertie ionique $\delta_i = c/\omega_{pi} = V_A/\Omega_{ci}$ et le temps à l'inverse de la pulsation cyclotron des ions Ω_{ci}^{-1} . Le champ magnétique et la densité sont normalisés à des valeurs arbitraires B_0 et n_0 qui sont les valeurs asymptotiques (loin de la couche de courant). Dans ces unités, le domaine de simulation est un rectangle $(x_m, y_m) = (280, 40)$ avec $n_x = 1024$ et $n_y = 512$ cellules dans la direction x et y , respectivement. Le pas de temps choisi est $dt = 0.005$. Nous initialisons une centaine de particules par cellules initialement, ce qui fait environ 4000 particules par δ_i^2 . Le rapport de masse entre les ions et les électrons est fixé à $m_i/m_e = 50$, ainsi, la longueur d'inertie électronique est $\delta_e = 0.14\delta_i$. Les bords dans la direction x sont considérés périodiques, tandis que les bords dans la direction y sont modélisés comme un conducteur parfait, rien ne rentre rien ne sort de ces murs. Encore une fois, les détails sont présentés dans l'annexe (A).

Le champ magnétique initial est anti-parallèle (sans champ guide donc) et $\mathbf{B} = \tanh((y - 0.5y_m)/\lambda) \mathbf{e}_x$, λ représente la largeur de la discontinuité et sa valeur est fixée ici à $\lambda = 1$. La densité n est uniforme et égale à un. Le β du plasma asymptotique est fixé à 0.1 et la température électronique est supposée isotherme et prend une valeur constante de 0.005. Les ions sont initialisés dans une distribution Maxwellienne locale et leur température est le seul paramètre restant pour imposer un équilibre de pression au sein de la discontinuité tangentielle⁴. Leur température asymptotique est donc $T_i = 0.045$ et la température dans la couche de courant vaut $T_i = 0.545$. Afin de faciliter la comparaison éventuelle avec les observations, notons que si l'on fixe $B_0 = 15nT$, $n = 0.25cm^{-3}$, la température des ions est 250 eV et

3. Cela fait néanmoins l'hypothèse implicite que la physique cinétique électronique n'a aucune conséquence macroscopique (à l'échelle de ce que l'on va dire sur les ions). C'est une hypothèse de travail non justifiée théoriquement. Certains résultats récents semblent à ce propos diverger quant à la validité de cette hypothèse : [Shay *et al.* 2007], [Karimabadi *et al.* 2007]

4. Nous renvoyons le lecteur au chapitre 5 pour une discussion sur la problématique de l'initialisation cinétique d'un code.

54 Chapitre 2. Accélération des ions : mécanismes fluides et cinétiques

2.4 keV dans la région asymptotique et dans la couche de courant, respectivement (ce qui est comparable aux mesures dans la queue de la magnétosphère).

Le courant initial est donné par (2.4) et doit être distribué sur les électrons et sur les ions⁵. L'équilibre MHD est donné par

$$\mathbf{j} \times \mathbf{B} = \nabla P \quad (2.5)$$

On suppose que les deux espèces sont proches de l'équilibre de pression, c'est à dire que la force électrique est négligeable pour l'équilibre des deux espèces, on a alors

$$\frac{j_i}{j_e} \sim \frac{P_i}{P_e} \quad (2.6)$$

En posant $P_{i,e} \equiv nT_{i,e}$, et en injectant la définition du courant sous l'hypothèse de quasineutralité $\mathbf{j} = en(\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_e)$, on obtient

$$\mathbf{v}_i \sim \frac{\mathbf{j}}{ne} \left(\frac{T_e}{T_e + T_i} \right) \quad (2.7)$$

Perturbation : Si l'on décide de laisser la situation telle que nous l'avons décrite, la configuration étant homogène dans la direction x , la couche de courant, instable, va se fragmenter sur toute sa longueur en un nombre de sites de reconnexion qui sera fonction du mode instable se développant le plus rapidement dans ce système périodique. Les îlots magnétiques fragmentant la couche de courant vont en premier lieu grossir linéairement. Une phase de coalescence non linéaire des îlots commencera ensuite pour finalement aboutir à un état saturé où plus rien ne se passe dans la simulation. Si cette façon de faire laisse le système évoluer librement sans forçage arbitraire initial, elle présente cependant un inconvénient majeur vis à vis de notre étude. En effet, couplé avec une condition limite périodique dans la direction x , ce genre d'initialisation ne permet jamais d'étudier la phase asymptotique et quasi-stationnaire (si elle existe) du processus de reconnexion magnétique. Une fois la phase de coalescence commencée, la périodicité du domaine va très vite fortement contraindre l'évolution du système et l'amener à une saturation artificielle. Dans un système ouvert, plus proche de la réalité, un site de reconnexion pourraient (dans le cas 2D en tout cas) prendre le dessus sur les autres, les îlots se retrouveraient éjectés du système, laissant évoluer le site de reconnexion principal. C'est la dynamique de ce site que nous souhaitons étudier.

Une autre solution, plus généralement adoptée, consiste à imposer une perturbation magnétique sinusoïdale de période égale à la taille du domaine afin de créer une topologie déjà reconnectée avec un seul site de reconnexion au centre du domaine. Cette méthode permet de s'affranchir du problème précédent, cependant elle n'est

5. En fait dans un code hybride, le courant électronique est juste la différence entre le courant total et le courant ionique et ne nécessite pas d'être *initialisé*

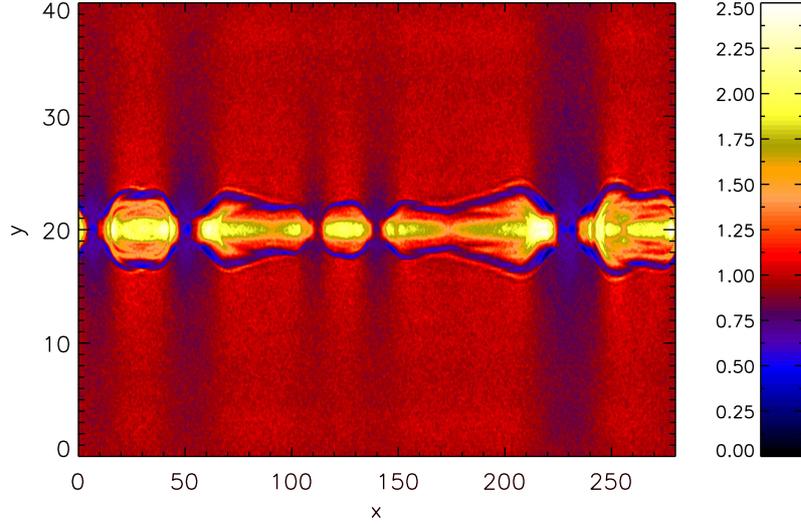


FIGURE 2.3: Exemple de simulation sans perturbation magnétique initiale. La densité de particules est représentée en code couleur. On voit que plusieurs sites de reconnexion évoluent à ce stade de façon couplée, entre eux, mais aussi avec les conditions limites périodiques.

à notre goût pas encore entièrement satisfaisante. En effet, une perturbation à l'échelle de la boîte implique que là aussi, les bords périodiques vont jouer un rôle important dans la dynamique du système, limitant ainsi fortement la durée physique de la simulation.

Une troisième solution, que nous avons adoptée, consiste à créer une topologie initialement reconnectée en imposant une perturbation magnétique dont l'étendue est limitée aux alentours du centre du domaine. Cette solution permet de placer le système rapidement dans une évolution non linéaire sans pour autant contraindre le domaine de simulation tout entier. La perturbation suivante est retenue (et préserve la nullité de la divergence du champ magnétique) :

$$dB_x = -\frac{\delta B \pi a}{2 \cosh(a(y-y_0))^2} \cos\left(\frac{4\pi}{L_x} f_1(x-x_0)\right) \sin\left(\frac{4\pi}{L_y} f_2(y-y_0)\right)$$

$$dB_y = \frac{\delta B \pi a}{2 \cosh(a(x-x_0))^2} \sin\left(\frac{4\pi}{L_x} f_1(x-x_0)\right) \cos\left(\frac{4\pi}{L_x} f_2(y-y_0)\right)$$

Où f_1 et f_2 sont définies par :

$$f_1(x) = \frac{3L_x}{8} + \frac{L_x}{8} (1 + \tanh(ax))$$

$$f_2(x) = \frac{3L_y}{8} + \frac{L_y}{8} (1 + \tanh(ax))$$

(2.8)

La constante a est fixée à 0.6 et δB à 0.4, $x_0 = 0.5L_x$, $y_0 = 0.5L_y$.

Précisons que sans doute la meilleure solution serait d'abandonner la périodicité du domaine au profit de conditions limites ouvertes. Ce type de condition limite est difficile à réaliser dans une simulation cinétique et nous avons choisi de ne pas retenir cette solution par manque de références bibliographiques, de temps de développement/test. Cependant il serait intéressant d'ajouter cette fonctionnalité à l'avenir dans notre code hybride. (voir par exemple [Daughton *et al.* 2006]).

2.2.2 Description générale et limitations de la simulation

Le but de cette section est de décrire le déroulement de l'ensemble de la simulation et de discuter des limitations du modèle numérique, ceci afin que le lecteur puisse se faire une idée la plus complète possible des conditions dans lesquelles les résultats présentés sont obtenus. Par limitations du modèle numérique, nous n'entendons pas parler des biais engendrés par le choix des équations à résoudre, ni même des inexactitudes imposées par le choix du schéma numérique permettant de les résoudre, mais plutôt des contraintes liées à la simulation en elle-même : taille finie du domaine, périodicité, initialisation irréaliste dans l'espace des phases etc. Bref toutes les limitations dont il faut avoir conscience avant même d'interpréter ce qui se passe dans la boîte de simulation. Nous n'aborderons les limitations de nos résultats quant au choix du modèle physique qu'une fois ces résultats décrits.

La première chose que l'on remarque lorsque l'on regarde le résultat de la simulation, c'est que l'équilibre tangentiel initial n'est pas stable du point de vue de l'instabilité tearing. La figure 2.4 représente la variation initiale du profil de densité, de champ magnétique et de courant.

Cette perturbation macroscopique ne détruit pas la couche de courant mais la restructure comme le montre la figure 2.4. Le courant porté par les électrons augmente considérablement au détriment du courant porté par les ions. Le courant total reste donc relativement identique. Notons néanmoins un léger raidissement du profil magnétique, cohérent avec la compression du plasma au centre de la couche de courant que nous observons sur le profil de densité. L'énergie perdue par la couche de courant lors de sa restructuration est transférée sous forme d'ondes. La très grande rapidité de cette déstabilisation ($\Delta t < \Omega_{ci}^{-1}$) suggère fortement une origine cinétique. En effet, l'équilibre initial est fixé au niveau des grandeurs macroscopiques, et la fonction de distribution est choisie comme localement Maxwellienne. Comme nous l'avons déjà vu au chapitre 1, le choix de la fonction de distribution avec laquelle les ions sont initialisés est une difficulté inhérente aux simulations cinétiques. Nous ne connaissons pas de fonction de distribution stationnaire dont les moments sont ceux que nous avons choisi dans cette configuration magnétique. La Maxwellienne, choisie arbitrairement n'est

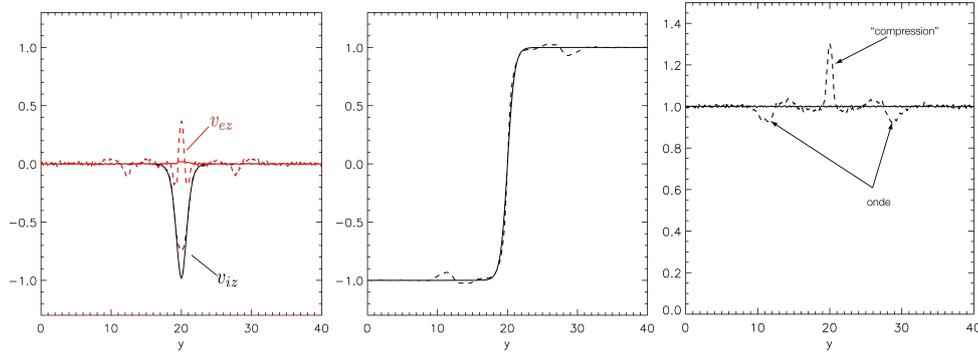


FIGURE 2.4: Modification des profils initiaux suite à la restructuration de la distribution des ions. De gauche à droite, les profils de vitesse fluide des ions et des électrons dans la direction z , du champ magnétique B_x et de la densité de particules n . Le profil initial est représenté en trait plein sur chaque graphique, tandis que le profil à $t = 10$ est représenté en pointillés.

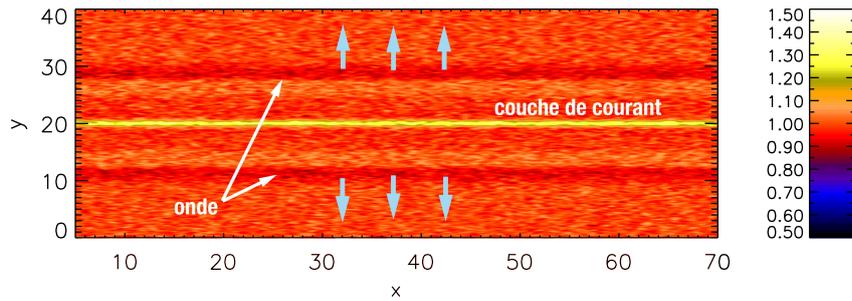


FIGURE 2.5: Densité de particules au temps $t = 10$. On voit facilement la compression du plasma au sein de la couche de courant et les deux fronts d'onde s'éloignant de part et d'autre.

pas solution de l'équation de Vlasov stationnaire, et donc initialement $\partial_t f \neq 0$. A l'instant $t + dt$, la fonction de distribution aura localement évolué vers une forme différente, modifiant ainsi légèrement la densité, le courant et la pression en particulier. En moins d'une période cyclotronique, cette perturbation maintenant macroscopique va naturellement se propager sous forme d'une onde dont la nature va être précisée dans la suite. La direction x étant une direction d'invariance initialement, et par symétrie par rapport à la couche de courant, la perturbation n'a d'autre choix que de se propager suivant la direction y , dans le sens positif ainsi que négatif. La figure 2.5 donne un aperçu de cette onde au temps $t = 10\Omega_{ci}^{-1}$.

La figure 2.6 montre de gauche à droite les éléments essentiels permettant de caractériser cette onde. En premier lieu, signalons que la direction de propagation est perpendiculaire au champ magnétique ambiant. Ensuite, remarquons sur la première

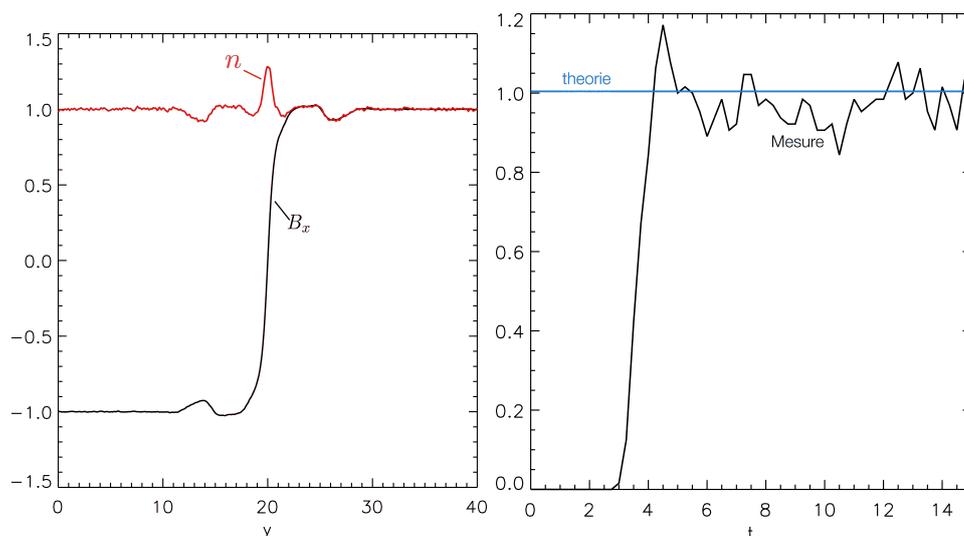


FIGURE 2.6: **A gauche** : Coupe dans la direction y de la densité de particule et de la composante B_x du champ magnétique. La perturbation de densité, visible de part et d'autre de la couche de courant, est clairement en phase avec la perturbation magnétique. **A droite** : Vitesse du front d'onde mesurée automatiquement dans la simulation (noir) et comparaison avec la valeur théorique (bleu) du mode magnétosonore rapide.

figure que la perturbation de densité et de champ magnétique sont parfaitement en phase et de même amplitude. Ceci nous suggère qu'il s'agit d'une onde magnétosonore de type rapide. La détection automatique du maximum de la perturbation au cours du temps, et ce de chaque côté de la couche de courant, nous permet de calculer sa vitesse de propagation. Le résultat obtenu est présenté dans la figure de droite. La moyenne de la vitesse de l'onde dans la partie inférieure et supérieure du domaine est comparée à la vitesse théorique du mode rapide⁶,

$$v_\phi = \sqrt{V_A^2 + \frac{\gamma P_0}{n_0}} \quad (2.9)$$

tracés en noir et bleu respectivement. Un bon accord numérique entre ces deux valeurs nous confirme qu'il s'agit bien du mode rapide. Après l'émission du front d'onde, la couche de courant cesse sa restructuration mais continue cependant d'osciller légèrement. Ces oscillations se propagent à leur tour de la même manière mais ont une amplitude beaucoup plus faible.

Phase initiale La perturbation magnétique est initialement localisée au centre du domaine. La courbure des lignes de champs engendre localement une accélération du plasma à cet endroit. Il se forme ainsi une zone de transition entre le plasma

6. c'est un mode non dispersif, la vitesse de groupe est donc égale à la vitesse de phase v_ϕ

accéléralé proche du point X et celui présent un peu plus loin "au repos" dans la couche de courant initiale. Cette zone associée à un empilement du plasma et du champ magnétique, est instationnaire au sens où elle est repoussée dans la région aval. Notre étude ne commence que lorsqu'elle se trouve à une distance raisonnable (typiquement $\sim 10 - 20\delta_i$) du site de reconnexion de sorte qu'elle est supposée ne plus influencer sa dynamique. Nous verrons dans la dernière partie de ce chapitre les effets de cette région sur le flux d'énergie évacué par la région environnant le point X . Cet effet disparaît aux alentours du temps $t = 50$. Cette région instationnaire n'est pas un artéfact de notre perturbation puisqu'elle est également observée dans le cas où la perturbation n'est initialement pas présente.

Stationnarité A priori, rien ne garantit que le processus de reconnexion magnétique atteigne une phase stationnaire. Les calculs et ordres de grandeurs étant généralement faits dans cette approximation, il est important de savoir dans quelle mesure elle est raisonnable. Nous allons dans ce paragraphe discuter des diverses sources d'instationnarité et discriminer les sources numériques (instationnarité due au modèle) des sources physiques (instationnarité intrinsèque). La reconnexion magnétique est qualitativement un processus se nourrissant d'énergie magnétique, la transformant en énergie cinétique. Il est raisonnable de penser qu'en premier lieu l'efficacité du processus va dépendre de la valeur instantanée du flux magnétique transporté vers la région de reconnexion. Un forçage non stationnaire en amont va vraisemblablement se répercuter dans une modulation temporelle du taux de reconnexion. C'est par exemple une source probablement importante d'instationnarité pour la reconnexion à la magnétopause terrestre, dans laquelle le forçage dû aux modulations du vent solaire est susceptible de jouer un rôle important. Dans notre simulation, le domaine est fermé dans la direction y , autrement dit, la quantité totale de flux magnétique à reconnecter (ou d'énergie à convertir), est limitée. Plus le processus est avancé, moins le flux magnétique transporté vers le site de reconnexion est grand. La conséquence directe est observable sur la figure 2.7, représentant le taux de reconnexion brut, c'est à dire une mesure directe (moyennée sur quelques points grille) du champ électrique E_z au site de reconnexion. Nous voyons clairement sur cette figure qu'une fois le maximum atteint le taux de reconnexion ne fait que diminuer. Cette diminution n'est en fait que la conséquence de la diminution du champ magnétique amont.

Pour en avoir le coeur net, renormalisons cette mesure du champ électrique par les paramètres instantanés caractéristiques du plasma juste en amont de la région de reconnexion : $V_{Ai}B_i$, où V_{Ai} est la vitesse d'Alfvén et B_i le champ magnétique. Ce taux de reconnexion renormalisé est représenté sur la droite de la figure 2.7. Nous voyons que le taux de reconnexion semble cette fois-ci stationnaire (en oubliant les fluctuations de haute fréquences⁷) à partir du temps $t \approx 50$. Nous avons ainsi

7. Ces fluctuations sont engendrées d'une part par les petites instationnarités du processus de reconnexion en lui même et par la détection automatique du point X qui se base uniquement sur

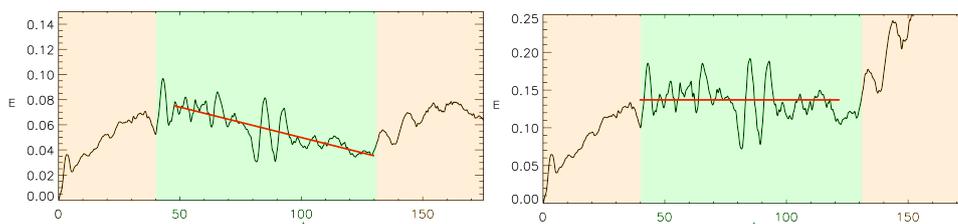


FIGURE 2.7: Taux de reconnexion brut (gauche) et renormalisé (droite). La droite rouge représente la décroissance du taux de reconnexion liée à l'épuisement du réservoir d'énergie, corrigée par la renormalisation. Les périodes oranges représentent la phase de développement et la phase pouvant être couplée aux conditions limites, respectivement. La période verte est notre intervalle de "confiance" dans lequel le processus semble stationnaire.

éliminé l'instationnarité engendrée par la limitation du réservoir d'énergie.

Un second facteur limitant pour l'établissement d'un processus stationnaire dans notre simulation vient du fait que la condition limite aval soit topologiquement fermée. Cette fermeture amènera tôt ou tard, selon l'étendue du domaine dans la direction aval, à une accumulation de plasma et de flux magnétique et viendra obstruer l'écoulement normal du plasma en aval du site de reconnexion, stoppant à son tour l'écoulement amont et donc le processus de reconnexion dans son ensemble. L'usage de conditions limites périodiques nécessite donc un domaine de simulation le plus étendu possible dans cette direction. Dans les grands domaines, la gêne occasionnée par cette périodicité parvient même avant que la recirculation du fluide ne sature la reconnexion. En effet, la composante du champ magnétique hors du plan, créée dans la région de reconnexion, se propage rapidement dans la direction aval. C'est cette perturbation quadrupolaire et naturellement incompatible avec une condition périodique. Lorsqu'elle sera en contact avec les bords du domaine, (bien avant le gros du fluide), la condition limite commencera à se coupler à la physique simulée.

Ce type de simulation présente donc naturellement une fenêtre de temps dans laquelle les résultats peuvent être considérés comme acceptables pour étudier la reconnexion stationnaire. La borne inférieure est limitée par l'évacuation de la zone instationnaire frontière entre le jet et la couche de courant initiale ($t \approx 50$), tandis que la borne supérieure est donnée par la recirculation périodique des champs et la saturation artificielle de la reconnexion par empilement aval ($t \approx 150$). A l'intérieur de cette fenêtre, nous devons rester conscient que le processus s'opère de manière légèrement instationnaire du fait de la diminution du flux magnétique advecté vers le site de reconnexion.

Imaginons à présent un système ouvert infini, la réserve d'énergie magnétique

la propriété de géométrie en selle de ce site.

est infinie et le plasma peut s'écouler librement en aval sans jamais rencontrer d'obstacle. Dans ce cas idéal, rien ne garantit encore que le processus soit stationnaire. En effet, il ne faut pas exclure qu'hormis les conditions limites, le processus de reconnexion en lui-même puisse être à l'origine d'instationnarités macroscopiques. Récemment [Drake *et al.* 2006b], [Daughton *et al.* 2006] ont montré que la génération d'ilôts magnétiques rapide pourrait rendre le processus instationnaire. Ces ilôts magnétiques ont été observés dans la queue de la magnétosphère selon l'interprétation de [Eastwood *et al.* 2007]. Nous observons la création quasi-périodique de tels ilôts magnétiques dans notre simulation. Trois sont en effet créés proche du point X durant la durée de simulation. Après leur création ceux-ci sont éjectés en aval où ils sont ré-absorbés. En traversant la zone de découplage Hall, ils changent localement la structure des champs telle qu'elle est décrite dans le chapitre 1 et compliquent les observations. A ce jour, nous ne comprenons pas le mécanisme de création de ces ilôts magnétiques dans notre simulation⁸. Les résultats de [Drake *et al.* 2006b] et [Daughton *et al.* 2006] menant à la formation de ces plasmoides se basent sur deux mécanismes différents et complémentaires mais ayant le point commun d'être gouvernés par la physique électronique cinétique, que nous n'avons pas dans notre simulation.

Couplage multi-échelles Il est clair que si la reconnexion est un processus microscopique, elle a des conséquences sur la dynamique globale des environnements dans laquelle elle se produit. Notre simulation locale ne peut bien sûr pas s'intéresser directement à la question de l'impact du microscopique sur le macroscopique. Inversement, le processus n'étant pas isolé, la dynamique grande échelle peut très bien intervenir de façon importante dans le processus. D'une part la topologie globale tridimensionnelle du champ magnétique viendra peut-être (d'une façon qui reste à ce jour très peu claire) privilégier certains endroits pour le déclenchement de la reconnexion, fixant ainsi non seulement des conditions initiales particulières (dans le sens où il n'y a pas de condition initiale générale) mais influençant également l'évolution à plus long terme. A ce jour, aucune simulation ne permet encore d'effectuer ce genre d'étude multi-échelle. Notons à titre d'exemple que c'est ce genre de contrainte qui rend par exemple impossible toute étude directe portant sur le mécanisme d'accélération de particules à des énergies supra-thermiques dans les éruptions solaires, nécessitant sur de grandes échelles la création de structures de petite échelle.

Résolution Enfin, une limitation plus technique mais néanmoins importante, provient de la puissance de calcul et de la capacité de stockage des résultats d'une simulation. Dans ce chapitre, nous allons étudier l'impact de la microphysique sur l'écoulement et l'accélération fluide du plasma. Ce genre d'étude nécessite, en

8. Nous ignorons en particulier s'ils sont reliés à la condition initiale (perturbation, onde émise), à un manque de résolution numérique, ou à un véritable phénomène physique. Ils apparaissent de manière beaucoup moins dynamique que ceux observés par [Daughton *et al.* 2006], [Drake *et al.* 2006b], [Bhattacharjee *et al.* 2009]

plus d'un domaine suffisamment grand au regard des précédentes limitations, une résolution relativement fine, en espace et en temps. Dans un premier temps, nous évaluerons les différents termes de l'équation du mouvement du fluide. Pour ce faire, nous aurons en particulier besoin de calculer à chaque instant, le tenseur de pression complet de la population ionique à partir de la fonction de distribution locale et de la formule (1.48). C'est un moment d'ordre deux dont la valeur quantifie la forme et les éventuelles asymétries de la fonction de distribution dans l'espace des vitesses. Comme nous l'avons vu au cours du chapitre 1, la technique PIC-Hybride est intrinsèquement bruitée, et les fluctuations statistiques se font d'autant plus sentir que l'on cherche à regarder des moments d'ordre élevé ($\gtrsim 1$ dans la pratique) de la fonction de distribution. En particulier, le tenseur de pression, moment d'ordre deux, commence à être très sensible à la statistique locale. Les courbes présentées dans la section suivante doivent être lissées sur quelques points de la grille. (lissage par moyenne pondérée glissante). La taille de la maille doit donc être suffisamment petite devant les gradients du tenseur de pression en particulier ($L \sim 1\delta_i \sim 13$ points). Le nombre de particules par cellules étant fixé à 100, on ne peut se permettre d'augmenter la résolution indéfiniment, un lissage en temps est alors également adopté. Ce lissage en temps représente également un certain coût mais cette fois-ci en terme de stockage de données. En effet, il force à écrire les résultats simulés à intervalles aussi courts que possible afin d'avoir un maximum de points sur la durée de lissage. Le calcul de dérivées temporelles nous impose également d'avoir un très bon échantillonnage temporel des données ($\sim 0.05\Omega_{ci}^{-1}$). Dans un second temps, nous nous intéresserons à la dynamique des particules individuelles, il sera donc également nécessaire d'enregistrer la position/vitesse de chacune des particules plusieurs fois par période cyclotronique ($\sim 1\Omega_{ci}^{-1}$). Un tel run dure environ une bonne semaine sur huit processeurs et enregistre un peu moins de 600 Go de données sur le disque dur.

2.3 Dynamique fluide

Dans cette section nous allons présenter la structure du jet de plasma, et des forces fluides responsables de sa formation. La figure 2.8 à gauche représente le jet de plasma au temps $t = 105$ (en haut) et une coupe de la composante v_{ix} de la vitesse à $y = 20$ en fonction de x (en bas). La vitesse augmente rapidement sur une distance d'environ $\sim 5\delta_i$ et reste à peu près constante à la valeur de ~ 0.5 . Dans les modèles (e.g. [Parker 1957], [Priest & Forbes 2000], [Birn *et al.* 2010]), l'accélération fluide du plasma est souvent supposée exclusivement égale à la force de Laplace. Nous verrons ici, comment cela se passe dans le cas non collisionnel.

2.3.1 Forces fluides

Le but de cette section est de comprendre le rôle direct que joue l'effet Hall dans l'accélération des ions, du point de vue fluide. L'accélération fluide est donnée

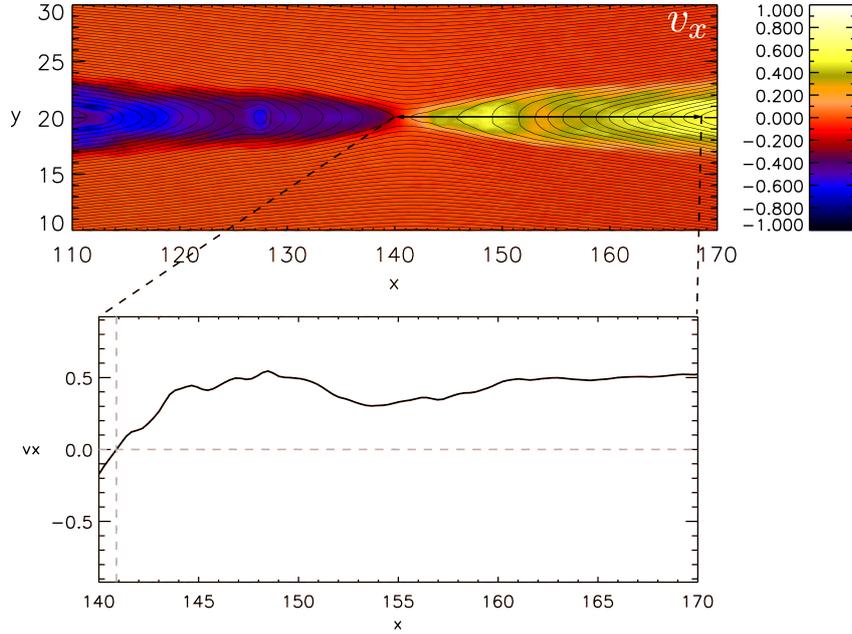


FIGURE 2.8: Jet de plasma (v_x) au temps $t = 105$ en code couleur (en haut). Le graphique du bas représente une coupe de cette vitesse indiquée par le trait horizontal noir sur la figure du haut.

par l'équation (2.10), dans laquelle \mathbf{v}_i est la vitesse fluide ionique, n est la densité, m_i la masse des ions, \mathbf{E} et \mathbf{B} le champ électrique et magnétique, enfin, \mathbf{P}_i est le tenseur de pression complet des ions.

$$m_i n \frac{\partial \mathbf{v}_i}{\partial t} + m_i n \mathbf{v}_i \cdot \nabla \mathbf{v}_i = -\nabla \cdot \mathbf{P}_i + ne\mathbf{E} + ne\mathbf{v}_i \times \mathbf{B} \quad (2.10)$$

Le champ électrique, essentiellement donné par le terme de Hall $\mathbf{j} \times \mathbf{B}/n$ est orienté majoritairement vers le centre de la couche de courant, mais possède une petite composante dirigée vers la région aval. Cette petite composante E_x , ainsi que la composante E_y , sont représentées en code couleur dans la figure 2.9. Comme le montre cette figure, la composante E_x est localisée sur les séparatrices proche du point X et prend une valeur autour de $0.1V_A B_0$. La valeur de E_y proche du point X est piquée sur les séparatrices à environ $0.7V_A B_0$. Plus loin, elle conserve sa variation bipolaire mais sa valeur devient beaucoup plus faible. Proche du point X, le champ électrique que nous voyons est principalement associé au mouvement du champ magnétique gelé dans le fluide électronique, tandis que plus loin il est associé au mouvement du champ magnétique gelé dans le plasma total ($\mathbf{E} \sim -\mathbf{v}_i \times \mathbf{B}$) (une coupe des champs dans cette région est visible dans la fin du chapitre 4 et comparée au cas asymétrique). Notons que ce champ électrique est de façon dominante de nature électrostatique, comme le montre la figure 2.10.

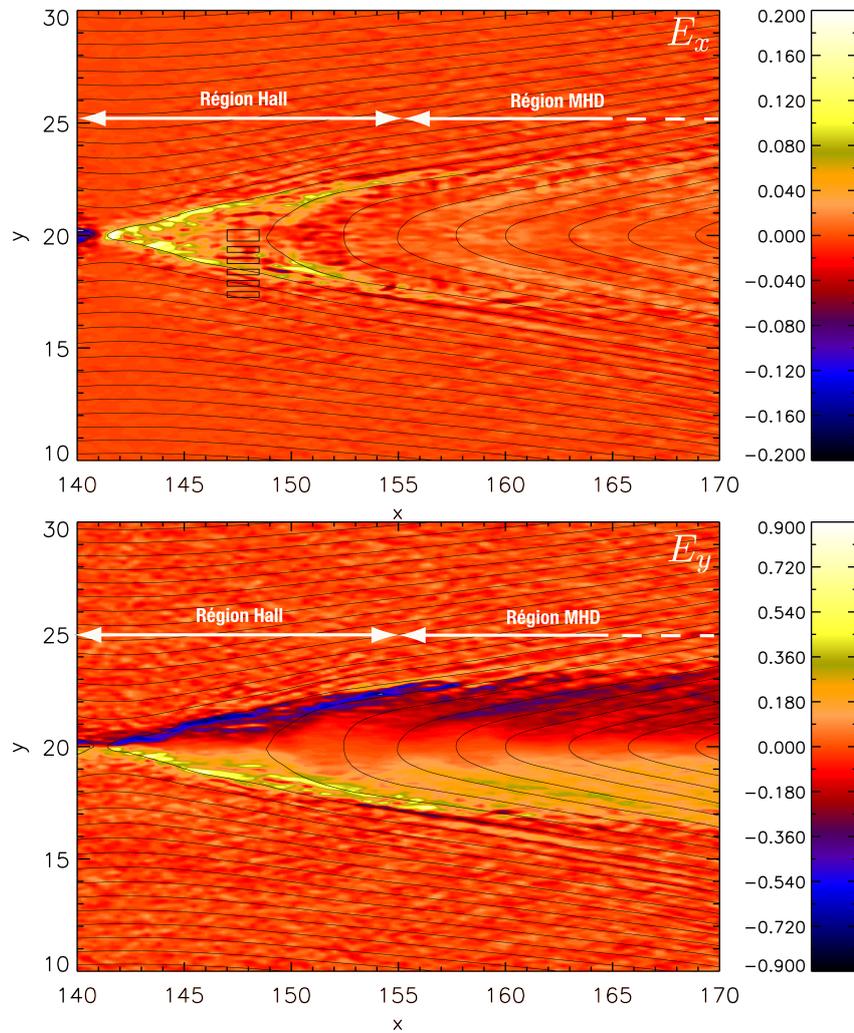


FIGURE 2.9: Composantes dans le plan du champ électrique représentées en couleur. Les lignes noires représentent la projection des lignes de champ magnétique dans le plan. Les petits rectangles noirs sont les zones dans lequel la distribution des protons sera évaluée (c.f. fig. 2.14). Sur les deux figures, on distingue la zone Hall de la zone MHD par la présence d'un champ électrique fort sur les séparatrices. Notons que les échelles de couleurs sont différentes.

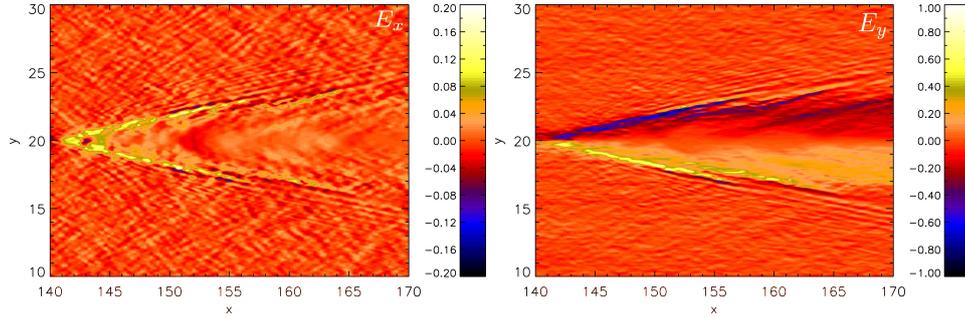


FIGURE 2.10: Composantes électrostatique du champ électrique dans le plan, E_{sx} en haut, E_{sy} en bas, à $t = 105$. La contribution électrostatique au champ électrique total est évaluée via l'équation (dans l'espace de Fourier) $\tilde{\mathbf{E}}_s = \mathbf{k}\mathbf{k} \cdot \tilde{\mathbf{E}}/k^2$. Les échelles de couleur sont différentes.

Afin d'étudier la dynamique du fluide ionique, nous allons évaluer les différents termes de l'équation des forces (2.10) le long du trajet emprunté par une particule fluide. La figure 2.11 représente quelques exemples de telles trajectoires. Elles sont obtenues en intégrant l'équation $\mathbf{r}_{n+1} = \mathbf{r}_n + \mathbf{v}\Delta t$, où \mathbf{r}_n est la position de la particule fluide à l'instant n , et \mathbf{v} le flot ionique. Pour simplifier, nous supposons que le flot est stationnaire⁹ et utilisons celui de la simulation à l'instant $t = 105\Omega_{ci}^{-1}$, moyenné localement sur un rectangle de $\delta_x = 2\delta_i$ de long sur $\delta_y = \delta_i$ de large. Ce lissage est nécessaire pour que la trajectoire calculée ne dépende pas des fluctuations petite échelle présentes dans les champs produits par la simulation. Qualitativement, nous pouvons d'ores et déjà remarquer que le fluide subit une déviation très brutale dans une région environnant les séparatrices.

La figure 2.12 (gauche) représente la projection sur l'axe x des différents termes de l'équation (2.10) à $t = 105$, évaluée sur la trajectoire marquée d'un petit rond blanc sur la figure 2.11 et tracés en fonction de l'abscisse curviligne. Les données permettant d'évaluer cette équation sont moyennées sur une durée de $10\Omega_{ci}^{-1}$. Cette moyenne est nécessaire pour s'affranchir du bruit statistique inhérent à la méthode PIC et aux fluctuations locales de grande fréquence qui ne sont pas reliées à la dynamique moyenne du fluide. Notons qu'à cet instant, une grande quantité du flux magnétique initial a déjà été reconnectée, laissant le champ magnétique et la densité en amont à des valeurs significativement plus faibles qu'à $t = 0$. La conséquence directe est que le taux de reconnexion brut est plus faible qu'au début de la simulation et diminue, comme nous l'avons vu sur la figure 2.7. Ce fait ne change cependant rien à notre discussion qualitative, ni au ratio des différentes forces présentées fig. 2.12 car le processus garde la même efficacité lorsqu'il est convenablement renormalisé par l'énergie disponible en amont. Remarquons également que de petits îlots

9. Ce qui n'est pas exact sur la durée du parcours calculé. Cette hypothèse n'est cependant pas critique car la trajectoire calculée n'en dépend pas fortement.

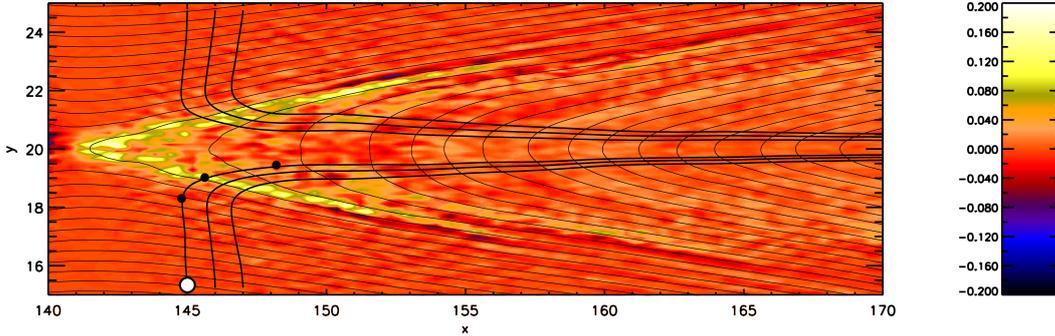


FIGURE 2.11: Quelques trajectoires de particules fluides, superposées à la composante E_x du champ électrique au temps $t = 105$. Le point blanc représente le point de "départ" de la trajectoire sur laquelle les forces représentées sur la figure 2.12 sont évaluées. Les petits points noirs symbolisent les emplacements de la trajectoire indiqués par des flèches sur la figure 2.12.

magnétiques sont régulièrement créés et éjectés de la région de découplage. Ces îlots changent localement la répartition des forces mais sont rapidement éjectés et réabsorbés en aval. Nous ne discuterons pas cet effet plus en détail car nous sommes dans cette section intéressés au comportement quasi stationnaire (en comparaison à la durée de la simulation). Dans les données satellite, selon leur taux de production, ces îlots magnétiques peuvent compliquer l'observation des structures dont nous discutons (voir [Eastwood *et al.* 2007]). Retournons à la figure 2.12. Comme nous pouvions nous y attendre, nous observons une force électrique neE_x importante localisée sur les séparatrices (courbe verte). La force magnétique $en(v_{iy}B_z - v_{iz}B_y)$ est aussi visible à cet endroit, bien que moins importante. Cette force est responsable d'une rotation du fluide autour du champ magnétique, elle ne procure aucune énergie cinétique mais transfère la vitesse d'une direction vers une autre. Nous pouvons également remarquer qu'une force de pression importante (courbe bleue en trait plein) s'exerce sur le fluide au même endroit et qu'elle effectue un travail résistant (car opposée au flot).

En écrivant le tenseur de pression \mathbf{P}_i sous la forme du produit $n\mathbf{T}_i$, nous pouvons séparer le rôle de la densité de particules n du rôle de la forme de la fonction de distribution, reliée à la dynamique des particules. Cette information est décrite par un tenseur macroscopique que l'on note \mathbf{T}_i par analogie à la notion thermodynamique de température. La force de pression ne correspond pas à un gradient de densité localisé sur les séparatrices, c'est à dire une compression du plasma, mais plutôt à un effet cinétique. En effet, la figure 2.12 nous montre que le gradient de pression est dominé par le terme non diagonal P_{ixy} du tenseur \mathbf{P}_i . Cette remarque souligne l'importance de la nature tensorielle de \mathbf{P}_i et ne pourrait donc être expliquée par un gradient de densité seul. Ceci peut être observé en comparant la courbe bleue en trait plein ($-\nabla_x \cdot P_i$) avec la courbe bleue en trait pointillé ($-\partial_y P_{ixy}$). La figure 2.12 (droite) représente les différents termes de (2.10) projetés dans la direction y le long du trajet de la même particule fluide. Une

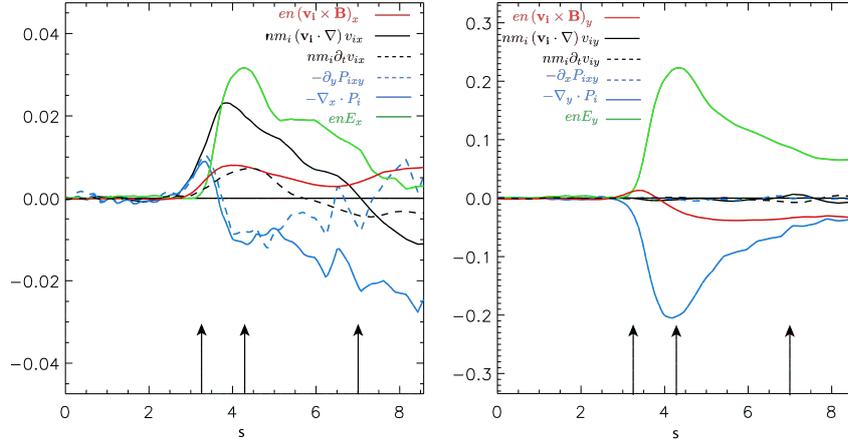


FIGURE 2.12: Forces s'appliquant sur le fluide (équation 2.10) évaluées le long du parcours de la particule fluide représentée sur la figure 2.11. A gauche : projection suivant x , à droite : projection suivant y . Les flèches noires les points noirs sur la trajectoire 2.11.

force électrique importante dirigée vers le centre de la couche apparaît clairement comme étant contre-balançée par une force de pression dominée par le terme diagonal $-\partial_y P_{iyy}$. Il apparaît sur les deux figures que l'accélération est approximativement stationnaire ($\partial_t \mathbf{v} \approx 0$, $(\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} \neq 0$) et que le rôle de la force électrique est diminué par la force de pression dans les deux directions du plan de reconnexion.

Notre simulation reposant sur le formalisme hybride, il nous sera possible d'expliquer l'origine microphysique de cette force de pression. Une force de pression sera néanmoins présente de façon plus ou moins similaire quelle que soit la modélisation fluide. Quand une ligne de champ arrive dans la région séparatrice, elle est entraînée à une très grande vitesse par un flot électronique stationnaire gelé. Ce mouvement est à l'origine du champ électrique Hall. Du point de vue des ions, le mouvement gelé prend fin à la séparatrice. Beaucoup trop lourds pour suivre la brutale accélération de la ligne de champ, ils ressentent néanmoins le champ électrique associé. Ce champ électrique pointant largement vers le centre de la couche de courant, accélère le fluide venant de part et d'autre vers le centre. Ceci a pour effet d'augmenter la pression au centre jusqu'à ce que celle-ci s'oppose en grande partie à la force électrique. L'accélération du fluide vers la sortie n'étant que ce qui reste de ce pseudo-équilibre. Cette surpression est donc entièrement cohérente avec la géométrie symétrique du champ électrique Hall, et sera donc présente dans n'importe quel modèle incluant ce terme dans la loi d'Ohm. En revanche, le mécanisme par lequel cette pression est créée va dépendre, dans un modèle fluide, de la relation de fermeture choisie. Dans le formalisme hybride, les ions sont traités comme des particules, de sorte qu'aucune hypothèse de fermeture n'est faite. Dans ce contexte, il apparaît que la structure de la fonction de distribution, c'est à dire la dynamique des particules, est l'effet

dominant pour l'établissement du pseudo équilibre de pression. Ce résultat diffère de ce qu'on pourrait obtenir dans une simulation MHD Hall, où une fermeture de type adiabatique ou isotherme (souvent employées) pourrait forcer cet équilibre dynamique à être supporté préférentiellement par un gradient de densité, et pourrait mener à changer la largeur du jet ionique, comme observé par [Shay *et al.* 2001]. Sur le plan énergétique, nous pouvons remarquer que les forces de pression observées vont transférer une grande quantité d'énergie potentielle électrique sous forme d'énergie thermique via la puissance "dissipée" par la force de pression $-(\nabla \cdot \mathbf{P}_i) \cdot \mathbf{v}_i$. Nous reviendrons sur ce point à la fin du chapitre.

2.3.2 Structure du tenseur de pression

Attardons-nous à présent un instant sur la structure du terme P_{xy} responsable de la force de pression. Cette composante est visible sur la figure 2.13 en code couleur à droite du point X au temps $t = 105$. Deux régions apparaissent, dans lesquelles P_{ixy} possède une variation bipolaire. Dans la région **A**, la signature bipolaire est cohérente avec la partie $-\partial_y P_{ixy}$ de la force observée sur la fig. 2.12. Cependant cette structure ne s'étend pas très loin dans la région aval reconnectée. En effet, le signe de cette composante s'inverse un peu plus loin et cette inversion définit le début de la région **B**. Cette observation faite au temps $t = 105$ est visible à tout temps dès que la région non stationnaire associée à la collision du jet avec le plasma initial de la couche s'est déplacée assez loin de la région de découplage et laisse une couche quasi stationnaire derrière elle ($t \sim 50$). Une région **A'** pourrait être définie à gauche du point X (non représenté sur la figure) et aurait une variation bipolaire opposée à celle de la région **A** par symétrie par rapport au point X. La raison pour laquelle cette structure quadrupolaire autour du point X s'inverse lorsque l'on s'en éloigne deviendra claire dans la prochaine section. Pour l'instant, nous pouvons d'ores et déjà faire la remarque que la structure quadrupolaire de P_{xy} est une propriété observationnelle caractéristique de la région de découplage ionique dans le cas anti-parallèle. La corrélation de cette structure avec les propriétés déjà connues de cette région (composante quadrupolaire du champ magnétique hors du plan, champ électrique hall, etc.) offre alors un moyen théoriquement accessible aux satellite pour identifier cette région dans les données. Nous reviendrons sur ce point dans le chapitre suivant.

Notons que nous parlons dans cette section de partie diagonale et non diagonale du tenseur de pression, et que le lecteur peut être amené à se demander quelle est la pertinence de la base xyz que nous avons choisie pour exprimer les composantes de ce tenseur. En effet, dans les plasmas magnétisés, s'il est une base plus pertinente que les autres, c'est celle liée au champ magnétique local. Et en général, un tenseur de pression non diagonal dans une base quelconque comme celle de notre simulation, a toutes chances d'être diagonal dans la base alignée sur le vecteur magnétique local. Si ça n'est pas le cas, on dit alors que la fonction de distribution est *agyrotrope* (non isotrope dans le plan de gyration des particules), ce qui cache un mécanisme physique intéressant. Alors pourquoi avoir exprimé ici le tenseur de pression dans la

base de la simulation plutôt qu'en terme de couplage entre les directions parallèles et perpendiculaires au champ magnétique ? Si notre discussion semble distinguer le rôle des composantes diagonales des composantes hors diagonale, elle ne donne en fait pas d'importance absolue au terme "hors diagonal". Elle vise plutôt à montrer la *différence de structure spatiale* des différentes composantes du tenseur, et ceci afin de souligner le fait que la force de pression n'est pas dominée par un effet de densité, qui au contraire affecterait toutes les composantes du tenseur de la même façon. Nous comprendrons d'ailleurs par la suite qu'ici le tenseur de pression n'a de toute façon aucune raison d'être diagonal, même dans la base magnétique locale, et que dans notre étude, la notion même de gyrotropie n'a pas vraiment de sens car le rayon de Larmor des ions à cet endroit est plus grand que les dimensions considérées.

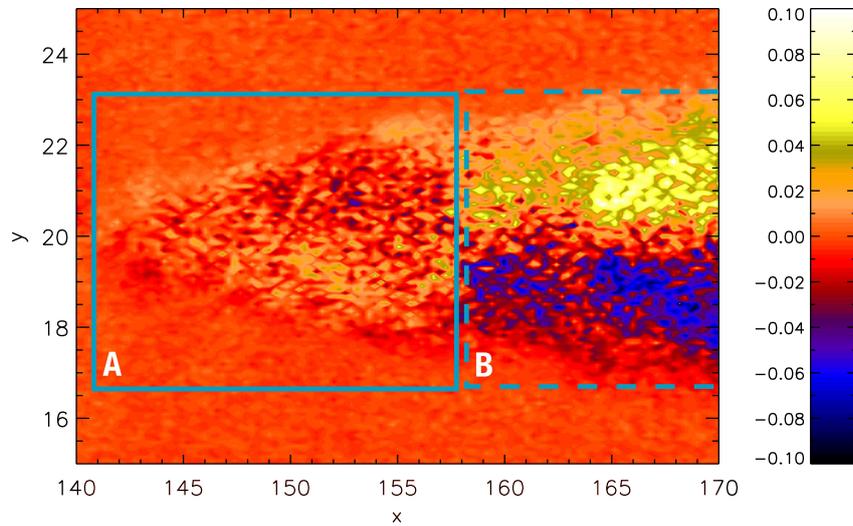


FIGURE 2.13: Composante P_{xy} du tenseur de pression ionique dans la région aval à droite du point X. Les données sont évaluées au temps $t = 105\Omega_{ci}^{-1}$ et moyennées sur une durée de $10\Omega_{ci}^{-1}$. La structure de cette composante du tenseur de pression change avec la distance au point X, et définit la limite entre la région A et la région B.

2.4 Fonctions de distribution et dynamique des particules

La surpression observée dans le jet est essentiellement supportée par la forme de la fonction de distribution. C'est à dire qu'un mécanisme cinétique stationnaire structure la distribution d'une certaine façon, cohérente avec le maintien d'un équilibre macroscopique. Dans cette section, nous allons donc nous intéresser en détail à ce mécanisme cinétique. Dans un premier temps, nous examinerons la structure des distributions dans le jet juste en aval des séparatrices, puis nous étudierons en

détail la dynamique individuelle des particules à l'origine de cette structure.

2.4.1 Fonctions de distribution

Afin de comprendre la structure de la force de pression représentée fig 2.12, il est instructif d'examiner la fonction de distribution des ions dans le plan $v_x - v_y$ à l'intérieur de chacune des petites boîtes noires visibles sur la figure 2.9 du bas vers le haut. Les distributions sont calculées en effectuant un histogramme bi-dimensionnel des particules dans l'espace $v_x - v_y$. Elles représentent donc des projections de la densité de particules dans ce plan, et non pas une coupe dans un plan $v_z = cte$, pour des raisons de statistique. Ces distributions sont représentées dans la figure 2.14. Les distributions **a**, **b** et **c** sont évaluées dans la région en amont de la séparatrice. Ce sont des Maxwelliennes froides dérivant avec le champ magnétique à la vitesse $\mathbf{E} \times \mathbf{B}/B^2$. La distribution **c** présente une légère déformation à $v_y < 0$ et $v_x > 0$. A cet endroit apparaissent donc des particules plus rapides se dirigeant vers le bas pour les unes et vers l'aval pour les autres. La vitesse fluide dans le plan, représentée par la flèche bleue, qui était jusqu'alors dirigée vers la couche de courant, s'est un peu inclinée dans la direction x . Notons que pour ces trois distributions situées en amont de la séparatrice, la vitesse moyenne dans le plan (donnée en direction par la flèche bleue et en module par la croix orange) est nettement inférieure à la vitesse d'Alfvén locale (croix bleue). La distribution **d** est localisée sur la séparatrice et n'est plus Maxwellienne. La distribution consiste ici en deux populations distinctes, une petite population ayant $v_y < 0$, et une population plus large avec $v_y > 0$. Un peu plus loin dans le jet (distribution **d**) ces deux populations sont encore plus séparées et forment deux faisceaux froids de vitesses opposées dans la direction y . Au centre de la couche (distribution **e**), les deux faisceaux sont égaux et symétriques par rapport à l'axe $v_y = 0$. Par symétrie, de l'autre côté de l'axe $B_x = 0$ ($y = 20$), la situation est inversée (non montré). A chaque emplacement, le champ magnétique et la vitesse fluide ont tourné un peu plus vers la direction normale et aval, respectivement.

Il apparaît évident d'après ces figures que l'apparition de faisceaux opposés dans la région centrale augmente effectivement la composante du tenseur de température T_{iyy} par rapport à la région amont. Cette variation est à l'origine du gradient de pression important que l'on observe sur la figure 2.12 dans la direction y . L'augmentation soudaine de la température ne peut être comparée à une compression thermodynamique se produisant habituellement dans les gaz, puisqu'aucun équilibre thermodynamique (distribution Maxwellienne) n'est atteint dans le jet. Elle participe cependant au bilan de quantité de mouvement qualitativement de la même manière que dans un plasma collisionnel, en s'opposant ici à la force électrique.

Dans les distributions **d** et **e**, situées en aval de la séparatrice, mais sous la ligne $B_x = 0$, nous pouvons remarquer que plus les particules ont une composante v_x importante, plus leur composante v_y l'est également. Autrement dit, il existe une faible corrélation positive entre v_x et v_y . Cette corrélation est exactement donnée par la composante P_{ixy} du tenseur de pression¹⁰ expliquant sa valeur positive

10. Le tenseur de pression est mathématiquement un objet tensoriel mesurant les corrélations

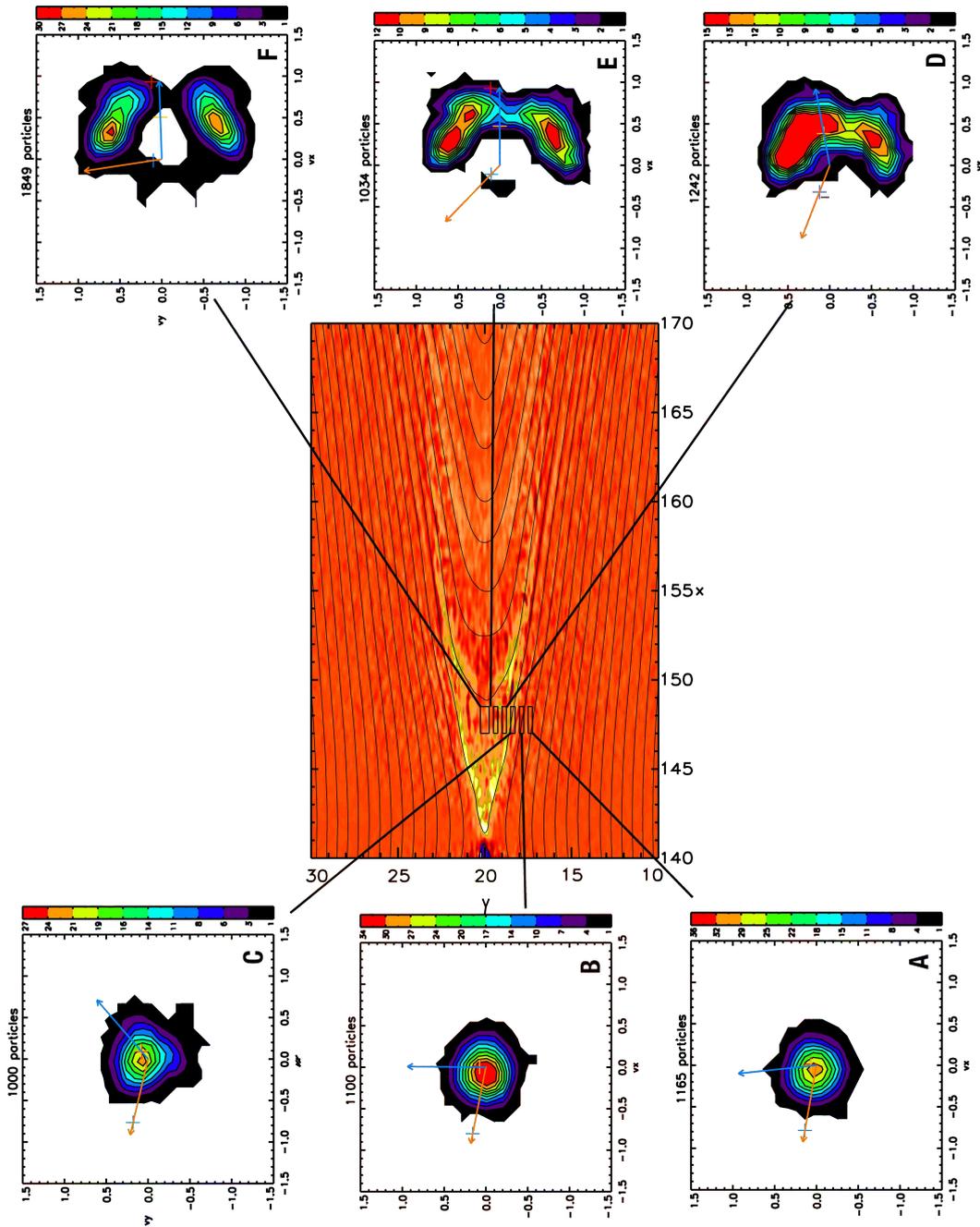


FIGURE 2.14: Fonctions de distributions des ions dans le plan $v_x - v_y$, localisées dans les petites zones rectangulaires noires. On représente, afin de servir de repère, la composante E_x du champ électrique ainsi que la projection dans le plan des lignes de champ magnétique en trait pointillé. Sur chaque distribution, la flèche bleue représente la direction de la vitesse moyenne projetée dans le plan tandis que la flèche orange représente la direction dans le plan de la vitesse d'Alfvén. Les croix bleues et oranges, représentent la valeur projetée dans le plan de la vitesse d'Alfvén et moyenne, respectivement. L'échelle de couleurs représente un nombre de particule du contour correspondant.

dans cette région. Bien sûr, $P_{ixy} = 0$ pour la distribution **a** car elle est isotrope (dans le plan $v_x - v_y$). De la position **a** à la position **e**, la dérivée $\partial_y P_{ixy}$ est donc positive, expliquant la contribution négative à la force de pression dans la direction x . Comme nous l'avons déjà noté, la distribution au centre de la couche de courant est symétrique par rapport à l'axe $v_y = 0$, donc $P_{ixy} = 0$ également. De la position **e** à la position **f** la dérivée $\partial_y P_{ixy}$ est donc négative, d'où la contribution positive à la force de pression dans la direction x . Enfin, notons que dans les distributions **e** et **f**, chaque faisceau semble lui même posséder une forme de cigare incliné. Les particules avec une faible composante v_x ayant statistiquement une plus grande composante v_y (en valeur absolue). La partie suivante nous permettra d'élucider le mécanisme particulière à l'origine de cette forme. Les différents aspects de la fonction de distribution présentés dans cette section confirment donc le caractère cinétique maintenant la force de pression. Néanmoins, notre discussion reste descriptive à ce stade. Afin d'aller plus loin, et de comprendre l'origine physique de la structure de ces distributions, nous devons étudier la dynamique des particules. C'est le but du prochain paragraphe.

2.4.2 Dynamique des particules

Afin d'élucider le mécanisme physique à l'origine des faisceaux observés et de leur structure, il est nécessaire d'étudier d'une part la dynamique individuelle des particules contribuant à ces distributions, et d'autre part comment s'organisent un ensemble de ces trajectoires dans l'espace des phases pour finalement structurer la distribution. Leur trajectoire et les forces qu'elles ressentent sont obtenues de manière auto-cohérente dans la simulation hybride¹¹. La figure 2.15 représente une trajectoire typique d'une particule choisie¹² dans la distribution **e**, superposée au champ électrique E_x évalué au temps $t = 105$. Nous pouvons y distinguer trois phases distinctes constituant cette trajectoire. La première phase consiste en un mouvement de dérive électromagnétique de la particule, "attachée" à sa ligne de champ. Une deuxième phase commence lorsque la particule atteint la région de la séparatrice, son mouvement prend l'allure d'oscillations successives entre les séparatrices à l'intérieur du jet. Finalement, dans une troisième phase, la particule dérive avec une ligne de champ reconnectée. Cette troisième phase n'est pas unique, certaines particules ont effectivement une trajectoire régulière spirale et dérivent avec une ligne de champ reconnectée et advectée vers l'aval, tandis que d'autres, plus "chaudes", ont des orbites plus exotiques "en huit" autour de l'inversion de la composante B_x . La phase

entre les différentes directions pour une distribution de vecteurs vitesse, c.f. la définition eq. 1.48

11. Les trajectoires obtenues dans la simulation sont celles des *macro*-particules et bien sûr pas celles des *vraies* particules. Néanmoins, tant que la fonction de distribution est échantillonnée par un nombre statistiquement représentatif de macro-particules, nous pouvons supposer que toutes les catégories de trajectoires dans l'espace des phases sont représentées. Autrement dit nous pouvons supposer qu'elles sont tout à fait représentatives des trajectoires de particules réelles.

12. La particule est choisie comme ayant une trajectoire à la fois représentative de l'ensemble des autres trajectoires, et suffisamment claire pour être pédagogique.

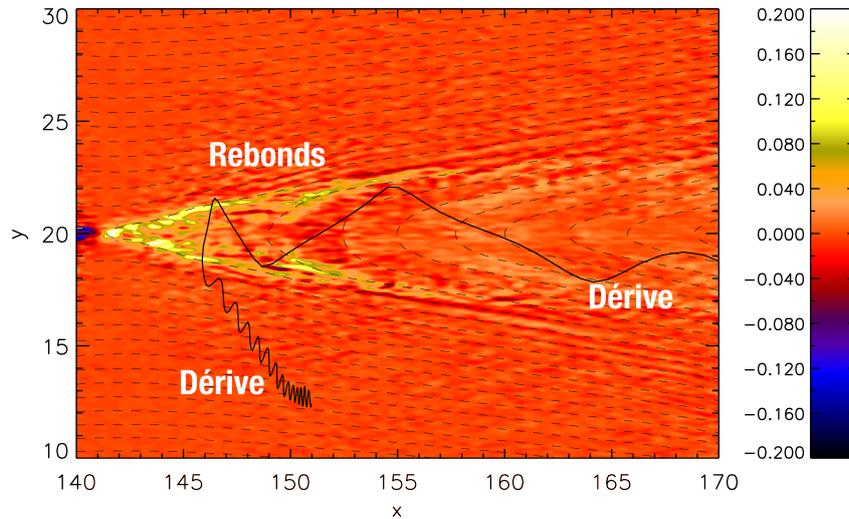


FIGURE 2.15: trajectoire d'une particule superposée au champ électrique E_x

intermédiaire est quant à elle représentative de la grande majorité des particules. Au centre de la couche, on trouve donc statistiquement très peu de particules avec une faible vitesse v_y . Nous pouvons donc imaginer facilement que de telles trajectoires soient responsables de la structure en faisceaux de la fonction de distribution.

Quelle est donc l'origine de l'oscillation des particules ? Nous pouvons penser au mécanisme de type Speiser. Les particules se déplaceraient dans la direction z et de part et d'autre de la couche de courant, seraient ramenées vers le centre par la force de rappel $v_z B_x$ (B_x s'inversant de part et d'autre). Cependant, en examinant la figure 2.15 pour beaucoup d'autres particules, il semble que les particules oscillent entre les séparatrices exactement. C'est à dire qu'elles ne rebrousse chemin ni avant d'y parvenir, ni après les avoir dépassées. Ceci suggère que ces séparatrices jouent un rôle particulier dans la dynamique des particules, ce qui n'est pas du tout le cas dans un mécanisme de type Speiser (puisque'il n'y a pas d'effet bi-fluide dans ce modèle). Afin d'y voir un peu plus clair, analysons plus en détail la trajectoire précédente. La figure 2.16 représente cette même trajectoire, mais cette fois-ci effaçons le champ électrique E_x et ajoutons à quelques instants savamment choisis, la projection dans le plan de la force électrique et magnétique. Choisissons de regarder ces forces autour des instants durant lesquels la particule rebrousse chemin. Cette fois-ci il n'y a pas de doute, nous voyons clairement le rôle important de la force électrique. C'est la force électrique, et non pas magnétique, qui fait osciller les particules. Celles-ci rebondissent sur les "murs" électriques dont nous avons déjà parlé au début de ce chapitre.

Le champ électrique dans cette région est issu de l'effet Hall, qui a, nous l'avons vu au début de ce chapitre, une origine électrostatique. Considérons cette zone du jet comme un puits de potentiel électrostatique. En amont, de part et d'autre du jet, les particules possèdent donc une certaine énergie potentielle, qu'elles vont

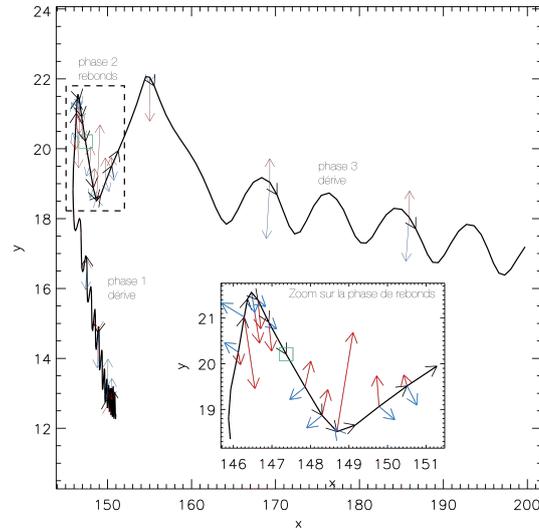


FIGURE 2.16: Trajectoire de la particule représentée sur la figure 2.15 sur laquelle nous avons placé la projection de la force électrique (flèches rouges) et magnétique (flèches bleues) dans le plan. Un zoom sur la phase intermédiaire montre que la particule rebondit électriquement sur les séparatrices. La force électrique étant en grande partie dirigée vers le centre de cette région mais possède de façon constante une inclinaison vers l’aval.

perdre au profit d’énergie cinétique en tombant dans le puits. Dans le cas d’un puits uni-dimensionnel, et en l’absence d’autres forces, la particule tombe dans le puits, et si son énergie cinétique initiale est suffisamment faible, y restera piégée en oscillant indéfiniment. Ceci explique bien les rebonds observés et la structure en faisceau de la fonction de distribution. Imaginons maintenant que le puits de potentiel s’élargisse à mesure que l’on s’éloigne du point X . Dans ce cas, chaque rebond de la particule sur les parois du puits transfère de manière *irréversible* une partie de la vitesse acquise de la direction y vers la direction x . C’est bien sûr cet effet de transfert qui couple les directions x et y et structure toute la distribution dans la couche de courant. En particulier, ce transfert est responsable de la structure inclinée de chaque faisceau. Chacun des faisceaux n’est donc pas un ensemble de particules provenant toutes du même côté de la couche de courant et ayant été accélérées par le champ électrique sur la séparatrice vers le centre de la couche (comme dans le mécanisme de [Gosling *et al.* 2005]). Leur inclinaison suggère d’avantage qu’ils sont constitués d’un mélange de particules ayant rebondi un nombre de fois différent sur les séparatrices, et se retrouvant dans une même zone spatiale à ce moment. Plus une particule a subi de rebonds avant d’arriver à cet endroit, plus nous nous attendons à ce qu’elle ait une grande composante v_x et une faible composante v_y de sa vitesse. Au contraire, si une particule n’a subi aucun rebond, mais n’a été accélérée qu’une fois vers le centre de la couche, elle apparaîtra dans l’espace des phases avec une vitesse fortement dirigée dans la direction y et

faiblement dans la direction x . C'est en quelque sorte une dispersion d'un faisceau dans l'espace des phases engendré par un mélange non collisionnel des particules.

A ce stade, notre mécanisme de mélange des particules dans l'espace des phases est en accord avec la structure de la fonction de distribution, mais nous n'avons pas montré clairement qu'il en était responsable. Un test simple va nous permettre de valider cette suggestion de manière convaincante. Pour cela il nous suffit de compter, dans la distribution centrale de la figure 2.14, le nombre de rebonds que chaque particule a effectué entre $t = 0$ et $t = 105$, temps auquel la distribution est observée. La méthode est la suivante : pour chaque particule, le rebond est trouvé comme étant la position où la particule a une distance maximale à la droite $y = 20$ entre deux temps où elle traverse cette droite. Cela ne suffit pas car pour un certain nombre de particules, on oublie un rebond. En effet, si la particule a fait son dernier rebond en restant du même côté de $y = 20$ à $t = 105$, son dernier rebond ne sera pas compté. Pour détecter cet éventuel dernier rebond il faut comparer la vitesse v_y à $t = 105$ à sa vitesse lors de la dernière traversée de $y = 20$. Si la vitesse change de signe, cela signifie que la particule a subi un rebond. La figure 2.17 montre un exemple de particule sélectionnée par notre algorithme. La figure de gauche montre la trajectoire de la particule dans le plan $x - y$, le point rouge indique sa position à l'instant $t = 105$, les deux points bleus indiquent les rebonds détectés. La figure du milieu représente la partie $v_y E_y$ de la puissance instantanée $e\mathbf{v} \cdot \mathbf{E}$ que subi la particule. Les barres verticales rouges représentent les temps où un rebond est détecté. Chaque rebond se situe clairement entre un pic négatif et un pic positif, comme il se doit pour un rebond de nature électrique.

A cet instant, dans cette distribution, une majorité de particules est trouvée avec un nombre de rebond égal à un. La figure 2.18 représente l'histogramme du nombre de rebonds pour cette distribution de particules. Les particules constituant la distribution \mathbf{e} ont en très large majorité effectué zéro, un ou deux rebonds. En d'autres termes, très peu de particules font plus de deux rebonds sur les séparatrices.

La figure 2.19 reporte l'information de l'histogramme 2.18 dans l'espace des phases, c'est à dire qu'à chaque particule est attribuée une couleur indiquant le nombre de rebonds qu'elle a effectué entre $t = 0$ et $t = 105$. Les populations de particules, triées par nombre de rebonds, se superposent plus ou moins, néanmoins nous pouvons clairement constater que les populations ayant subi le plus de rebonds se décalent bien dans l'espace des phases de la façon dont nous l'avions prédit.

Revenons sur la composante P_{ixy} du tenseur de pression. Nous pouvons maintenant expliquer la structure caractéristique qu'il possède dans une région proche autour du point X . Cependant nous n'avons pas expliqué pourquoi les signes semblent s'inverser lorsque l'on s'éloigne. Là encore, un mélange de particules structure la forme de la distribution. A mesure que l'on s'éloigne du point X , le champ électrique sur les séparatrices diminue en amplitude, il n'est plus relié au mouvement des seuls électrons, mais au mouvement du plasma dans sa globalité. Dans cette région, il y a deux populations caractéristiques. La première, et aussi la plus représentative, est constituée des ions venant de l'extérieur de la couche de courant.

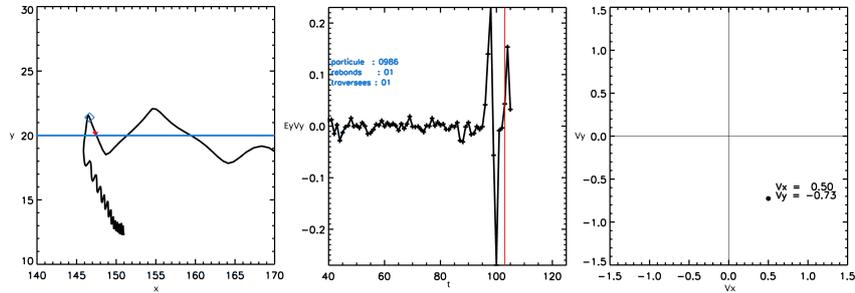


FIGURE 2.17: Résultat de la détection automatique de rebonds. A gauche la trajectoire de la particule (celle des figures 2.15 et 2.16) est affichée dans le plan $x - y$, la croix rouge indique l’instant où elle participe à la distribution \mathbf{e} de la figure 2.14 tandis que le carré bleu indique le rebond détecté. La figure du milieu représente $v_y E_y$, c’est à dire une partie de la puissance échangée avec la composante y du champ électrique, en fonction du temps. Le trait rouge indique le temps où le rebond est détecté. Celui-ci se trouve bien entre une décélération et une réaccélération. Le premier pic positif à $t \approx 97$ correspond à l’entrée de la particule dans le puits de potentiel. La figure de droite positionne cette particule dans l’espace des phase $v_x - v_y$.

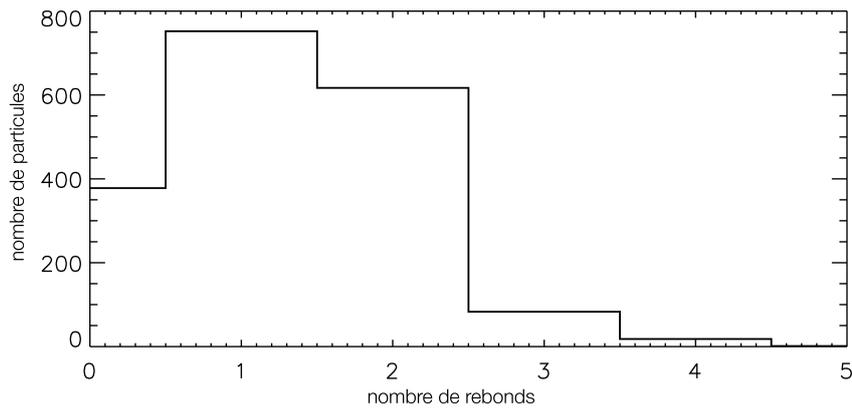


FIGURE 2.18: Histogramme du nombre de particules triées par nombre de rebonds, pour la distribution \mathbf{e} de la figure 2.14.

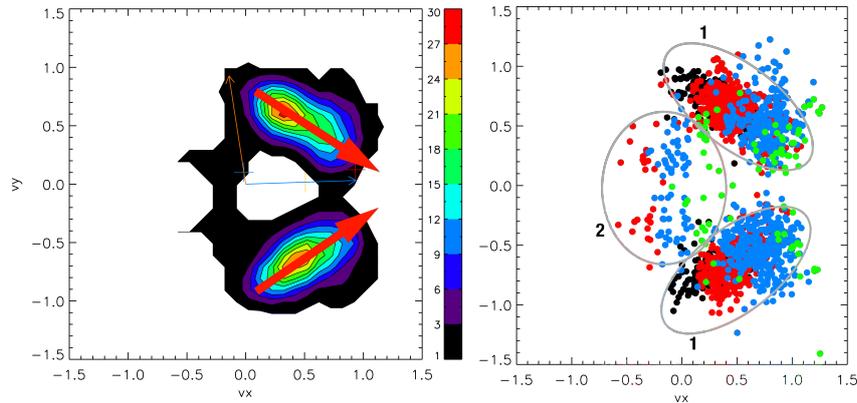


FIGURE 2.19: A gauche, la distribution e mesurée au centre du jet (déjà représentée sur la figure 2.14). Les flèches rouges représentent le transfert de v_y vers v_x qu'une particule fait lorsqu'elle subit les rebonds sur la séparatrice. A droite, les particules de cette même distribution, colorées en fonction du nombre de rebonds effectués : noir - 0 rebond, rouge - 1 rebond, bleu - 2 rebonds, vert - 3 rebonds. Les cercles gris numérotés 1 encerclent les particules faisant en effet ce mouvement. Le cercle numéroté 2 entoure les particules minoritaires ayant une dynamique différente.

C'est une population relativement froide, gelée dans le champ magnétique. La seconde population est formée par des particules ayant été accélérées dans la région de découplage proche. Etant rapides, elles ont pu parvenir à cet endroit et contribuer à la fonction de distribution dans un domaine de grande vitesse parallèle. Cette seconde population viendra ajouter une contribution non nulle à la composante P_{ixy} du tenseur de pression dont le signe dépendra du signe de la vitesse parallèle des particules accélérées (et donc du signe du champ magnétique). La figure 2.20 récapitule cette idée. Ce mélange des particules accélérées dans la région de découplage avec la population "locale" a déjà été observée par [Shay *et al.* 1998], [Hoshino *et al.* 1998]. Il paraît raisonnable de penser qu'en s'éloignant encore plus dans la direction aval, la contribution de ces particules aux distributions locales ne va faire que diminuer pour finalement devenir négligeable. En effet, la distribution regroupant ces particules accélérées va inexorablement se filamenter dans l'espace des phases. Comprenons ici que des domaines de simulation d'une taille comparable au notre, ne sont pas suffisamment grand pour voir cet effet. Ainsi sur toute la longueur de notre simulation, les effets cinétiques de mélange sont importants. Nous pensons qu'il en est donc également de même dans la simulation présentée par [Drake *et al.* 2009]. Les auteurs se proposent d'étudier le "chauffage" du plasma dans le jet via un mécanisme d'accélération local des particules, mais ne tiennent pas compte du mélange non-collisionnel présent dans leur simulation et relié à la "température" qu'ils mesurent.

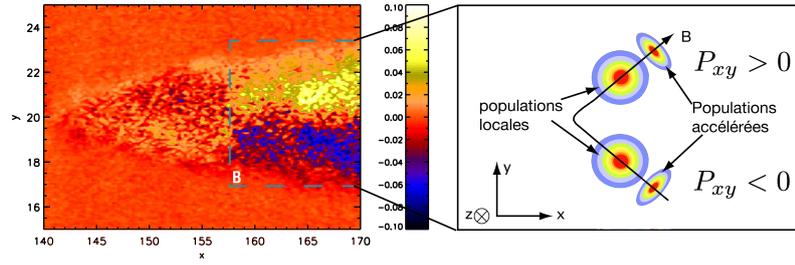


FIGURE 2.20: Gauche : la composante P_{xy} du tenseur de pression des ions, déjà représentée sur la figure 2.13. A droite : schéma représentant le mélange des populations locales et accélérées. Suivant le signe de \mathbf{B} , la corrélation est positive ou négative, expliquant le signe observé de P_{xy} .

2.5 Bilan d'énergie

L'un des grands atouts de la reconnexion magnétique tient dans son aptitude à accélérer le plasma. Le jet de plasma est si remarquable, que l'on dit souvent que l'énergie magnétique libérée lors du processus est convertie sous forme d'énergie cinétique. Ce qui n'est pas faux mais quelque peu imprécis. En effet, on oublie souvent un peu rapidement l'énergie cinétique thermique. Dans la littérature, il n'est pas rare de constater que l'intégralité de l'énergie magnétique se retrouve dans ce fameux jet. Cette idée que l'énergie thermique n'est pas affectée par la reconnexion (ou de manière négligeable) est en particulier reprise par certains auteurs lorsqu'il s'agit d'établir l'ordre de grandeur de la vitesse du jet ([Cassak & Shay 2007]). Néanmoins, le fait que le flux thermique ne soit pas négligeable est pourtant déjà suggéré dans le modèle de Sweet-Parker (voir [Priest & Forbes 2000]). En effet, l'équation (2.11) faisant le rapport entre le flux de Poynting amont et l'énergie cinétique fluide en aval montre que seulement la moitié du flux de Poynting amont se retrouve dans le flux convectif aval. L'autre partie étant transférée à l'énergie thermique, d'une part via le chauffage joule (ηj^2 présent en magnétohydrodynamique résistive) et d'autre part sous l'influence de la force de pression maintenant l'équilibre de la couche de courant ([Priest & Forbes 2000],[Birn *et al.* 2010]).

$$\frac{\frac{1}{2}\rho v_o^2 v_o \delta}{v_i B_i^2 \Delta / \mu_0} \sim \frac{\frac{1}{2}\rho v_{Ai}^2 v_o \delta}{v_i B_i^2 \Delta / \mu_0} = \frac{1}{2} \quad (2.11)$$

Si le détail de la physique collisionnelle en ce qui concerne le transfert d'énergie n'est que rarement abordé ([Birn *et al.* 2010]), il n'a, à notre connaissance, jamais fait l'objet d'une étude dans le cas non-collisionnel, malgré son importance capitale dans la dynamique de la reconnexion dans la plupart des environnements spatiaux!

Dans un plasma, trois formes d'énergies se distinguent. L'énergie électromagnétique d'une part, portée par le champ électrique et le champ magnétique. Son

évolution répond à l'équation locale (2.12) dans laquelle le premier terme représente la variation, le second terme le flux (de Poynting) et le membre de droite représente le terme source. Ce terme source est précédé d'un signe moins, ce qui se comprend facilement. Lorsque l'on remplace \mathbf{j} par $ne(\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_e)$ on remarque que $\mathbf{j} \cdot \mathbf{E}$ est en fait la somme de la puissance électromagnétique gagnée (algébriquement) par les ions et par les électrons. Si le plasma gagne cette énergie, autrement dit si $\mathbf{j} \cdot \mathbf{E} > 0$, le terme source de (2.13) doit être compté comme une perte pour l'énergie électromagnétique, par conservation de l'énergie. D'où le signe moins. Notons que l'on néglige couramment l'énergie électrique $\varepsilon_0 E^2/2$. Cette approximation reste valide en régime non relativiste dans lequel se trouve notre simulation. En effet, le rapport entre énergie électrique et énergie magnétique est $(E/B)^2/c^2$, ce qui est négligeable si l'on suppose que la vitesse c est très grande devant toutes les autres vitesses nous concernant (dont E/B représente l'ampleur).

$$\frac{\partial B^2/(2\mu_0)}{\partial t} + \nabla \cdot \left(\frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{\mu_0} \right) = -\mathbf{j} \cdot \mathbf{E} \quad (2.12)$$

$$\frac{\partial \frac{1}{2} m_s n v_s^2}{\partial t} + \nabla \cdot \left(\frac{1}{2} m_s n v_s^2 \mathbf{v}_s \right) = n q_s \mathbf{v}_s \cdot \mathbf{E} + \left(-\nabla \cdot \vec{P}_s \right) \cdot \mathbf{v}_s \quad (2.13)$$

$$\frac{\partial u_s}{\partial t} + \nabla \cdot \left(\mathbf{q}_s + u_s \mathbf{v}_s + \vec{P}_s \cdot \mathbf{v}_s \right) = \left(\nabla \cdot \vec{P}_s \right) \cdot \mathbf{v}_s \quad (2.14)$$

L'énergie cinétique d'autre part, se décline sous deux formes, l'énergie de convection $1/2 n m_s v_s^2$, associée aux mouvements d'ensemble (\mathbf{v}_s étant la vitesse fluide) et l'énergie thermique u_s , associée à "l'agitation" des particules, ou plutôt exactement dans le cas non collisionnel, à l'écart statistique entre leur vitesse et la vitesse moyenne. L'indice "s" signifiant *species* rappelle que ces quantités évoluent selon des lois identiques pour toutes les espèces du plasma. L'évolution de l'énergie convective est localement gouvernée par l'équation (2.13) dont les termes sont respectivement la variation locale, le flux, et la puissance échangée via la force électrique et la force de pression. L'équation (2.14) gouvernant le transport de l'énergie thermique est un peu plus compliquée. Le premier terme représente encore une fois la variation locale, et le second membre est le terme source provenant de la puissance de la force de pression. Le flux d'énergie thermique est composé quant à lui de trois termes. En faisant l'analogie avec la thermodynamique, les deux derniers termes du flux ($u_s \mathbf{v}_s + \vec{P}_s \cdot \mathbf{v}_s$) peuvent être assimilés à l'enthalpie du plasma, c'est à dire à l'énergie interne du gaz à laquelle on additionne le travail des forces de pression exercé par la particule fluide de plasma sur son entourage. Dans le cas non collisionnel malheureusement, ce genre d'analogie perd souvent son sens fondamental (microscopique). Le premier terme du flux (\mathbf{q}_s) s'appelle le vecteur flux de chaleur. Il est mathématiquement nul dans le cas d'un équilibre statistique, c'est à dire lorsque la fonction de distribution du plasma est Maxwellienne. Dans le cas général cependant, il n'a pas de raison d'être négligé (il est également nul

si la fonction de distribution est paire). Mathématiquement, c'est la trace du flux de chaleur total \vec{Q} , défini comme le moment centré d'ordre 3 de la distribution de particules.

Dans cette partie, nous n'aborderons que sommairement le sujet en nous contentant d'évaluer la conversion d'énergie au cours de la simulation symétrique présentée dans ce chapitre. Nous comparerons nos résultats à la prédiction simple de type Sweet-Parker (2.11). Pour cela, nous évaluons les équations (2.12, 2.13, 2.14) sous forme intégrale, sur un contour entourant la zone non-idéale. Ce contour est représenté sur la figure 2.21. On appelle Γ_{in} la partie du contour située dans la région amont, et Γ_{out} la partie située en aval. Tous les termes des équations de conservation

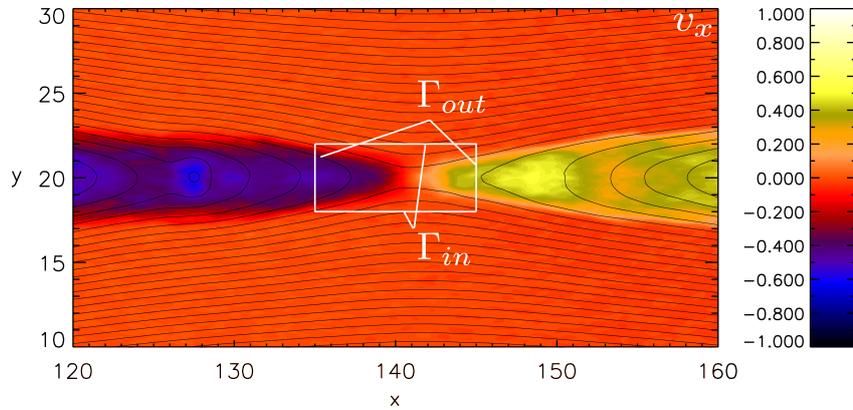


FIGURE 2.21: Contour à travers lequel le transfert d'énergie est évalué, superposé au jet à l'instant $t = 105\Omega_{ci}^{-1}$. On appelle Γ_{in} la somme des deux portions amont du contour, et Γ_{out} la somme des portions aval du contour.

sont calculés et nous vérifions (non montré) de l'exactitude du calcul en vérifiant qu'ils satisfassent bien l'égalité imposée. La première figure du panneau 2.22 représente l'évolution temporelle de l'intégrale des termes sources de l'énergie thermique et de l'énergie convective. Chaque source est normalisée au terme source de l'énergie électromagnétique. Le calcul simple MHD de type Sweet-Parker (2.11) nous indique que l'énergie convective et l'énergie thermique sont créées dans les mêmes proportions à partir de l'entrée d'énergie électromagnétique. C'est d'ailleurs ce résultat qu'obtiennent [Birn *et al.* 2010] à l'aide de simulations MHD résistives symétriques à faible β . Notre simulation hybride en revanche, ne semble pas en accord avec ce ratio puis nous trouvons ici que l'énergie électromagnétique est transférée à hauteur de $\sim 75\%$ vers l'énergie thermique, au détriment de l'énergie convective. Ceci semble confirmer le rôle important que jouent les forces de pression dans notre simulation. Notons à nouveau que d'autres simulations cinétiques montrent un jet de plasma sous-alfvénique ([Shay *et al.* 2001], [Karimabadi *et al.* 2007]). Les deux autres figures représentées dans le cadre 2.22 évaluent à tour de rôle le flux convectif et le flux thermique, en distinguant à chaque fois le flux incident et le flux sortant.

Pour chacune des figures, chaque flux est normalisé au flux du vecteur de Poynting $\mathbf{\Pi} = \mathbf{E} \times \mathbf{B}/\mu_0$ incident. La figure du milieu s'intéresse au flux d'énergie convective et montre clairement qu'il peut être totalement négligé en entrée. En sortie, le flux convectif représente environ 20% du flux électromagnétique incident. La figure du bas s'intéresse quant à elle au flux thermique. On a séparé le flux d'enthalpie $u_i \mathbf{v}_i + \vec{P}_i \cdot \mathbf{v}_i$ du vecteur flux de chaleur \mathbf{q} . Contrairement au flux convectif, le flux d'enthalpie n'est pas nul en entrée et représente ici environ 20% du flux électromagnétique incident. Le flux d'enthalpie sortant est quand à lui proche de 100% du flux électromagnétique incident, en retirant les 20% d'enthalpie qui ne font que transiter dans la région (flux incident) nous retrouvons en gros 80% d'enthalpie créée ce qui est cohérent avec le résultat de la figure du haut. Notons que le flux de chaleur, porté par le vecteur \mathbf{q} est complètement négligeable hormi au début de la simulation, c'est à dire entre $t = 0$ et $t = 50$. C'est la phase non stationnaire de développement de la reconnexion au cours du temps. Durant cette phase, une région frontière est créée, entre le jet nouvellement formé et le plasma de la couche de courant initial. Cette zone comporte des signatures fortement "non fluides", elle est transportée vers l'aval et provoque le flux de chaleur \mathbf{q} que l'on voit en sortie avant $t = 50$.

2.6 Résumé et discussion

Au cours de ce chapitre, nous avons étudié l'interaction des protons avec le champ électrique Hall au sein de la zone de découplage ionique créée par le processus de reconnexion magnétique non collisionnelle. Nous avons expliqué la relation entre la dynamique individuelle des particules et la dynamique fluide du plasma. Notre travail a montré que la présence de signatures non-Maxwellienne n'est pas incompatible avec la description fluide du plasma. En particulier nous avons mis en évidence et expliqué les propriétés :

- de l'accélération moyenne de plasma et du rôle de la **force de pression** : Notre étude montre que la force de pression ne peut être négligée comme elle l'est habituellement. Elle s'oppose en grande partie à la force électrique, localisée sur les séparatrices. L'augmentation de la pression dans le jet est une conséquence directe de la force électrique poussant le plasma venant des régions amont vers le centre de la couche de courant. Le formalisme hybride n'imposant aucune hypothèse de fermeture du système fluide ionique, nous avons trouvé que le processus supportant cette pression est de manière dominante relié à un phénomène cinétique. Dans un modèle fluide, cette pression pourrait être synonyme de compression du plasma par exemple, suivant la fermeture employée.
- des **faisceaux de vitesse opposée**, souvent observés dans les données satellites, et en particulier discutés par [Wygant *et al.* 2005] dans le cadre

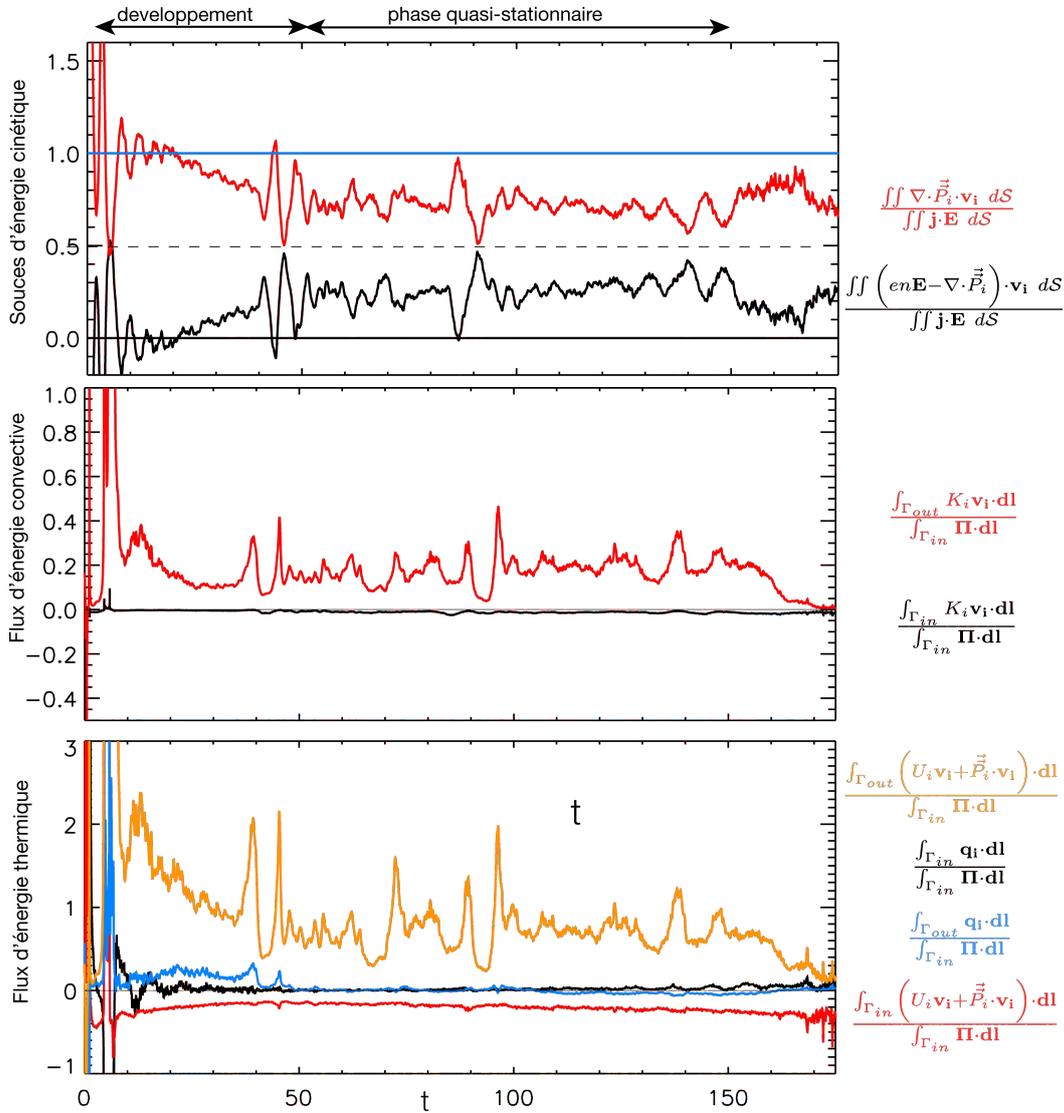


FIGURE 2.22: Conservation et transfert de l'énergie au sein de la zone non-idéale. En haut : évolution temporelle des termes sources de l'énergie convective (trait noir) et thermique (trait rouge) normalisé à la puissance électromagnétique transférée. Au milieu : évolution temporelle du flux d'énergie convective $K_i = 1/2nm_i v_i^2$ (trait rouge) sortant du contour (bords Γ_{in}) et entrant (trait noir) dans le contour (bords Γ_{out}), normalisé au flux de Poynting $\mathbf{\Pi} = \mathbf{E} \times \mathbf{B}/\mu_0$ entrant à travers Γ_{in} . En bas, évolution temporelle des divers flux thermiques entrant et sortant du contour. En rouge et jaune le flux d'enthalpie entrant et sortant, respectivement, normalisés au flux de Poynting entrant. En noir et bleu, le flux de chaleur entrant et sortant, respectivement.

d'observations de la reconnexion dans la queue de la magnétosphère. Nous avons montré sans ambiguïté comment ces structures cinétiques sont reliées à l'accélération d'ensemble et expliqué comment leur forme façonne la sur-pression observée au sein du jet.

- de la **dynamique individuelle des protons** : Nous avons montré en détail que les protons décrivent un mouvement de rebond dans le puits électrostatique divergent créé par effet Hall. Nous avons expliqué comment ce mécanisme individuel, par le biais d'un mélange dans l'espace des phases, est responsable de la structure observée de la fonction de distribution.
- **observables de la région de découplage**. Nos résultats sont en accord avec le mécanisme proposé par [Wygant *et al.* 2005]. Les fonctions de distributions étant généralement difficile à étudier dans les données satellite, notre étude faisant le lien entre l'accélération individuelle des protons et le tenseur de pression, nous avons proposé ce dernier comme une nouvelle observable de la région de découplage ionique. Le tenseur de pression étant une quantité intégrée, il est par définition moins sujet au bruit statistique dû au comptage des particules.

La généralité de nos résultats peut cependant être limitée par d'autres effets qui devraient être étudiés dans le cadre de futurs travaux.

- L'effet d'un **champ guide** : Nous savons que la présence d'un champ guide (composante magnétique hors du plan de reconnexion) va altérer la structure des champs Hall présents sur les séparatrices [Eastwood *et al.* 2010b]. En brisant la symétrie du champ électrique, nous pouvons donc penser que la composante guide du champ magnétique modifiera le mécanisme d'accélération individuelle des protons, et donc par la même occasion, la structure de la force de pression et l'accélération d'ensemble du plasma. Pour un champ guide très fort, les particules peuvent même être magnétisées (dans le sens où elles décrivent une giration cyclotron autour d'un centre guide).
- **La symétrie de la couche de courant** initialement est également une source de modification de nos résultats. Nous verrons dans le chapitre 4, que la structure du champ électrique est modifiée en présence d'un gradient de densité. Le mélange d'un plasma dense et froid avec un plasma chaud et ténu, dans le cas de la reconnexion à magnétopause terrestre par exemple, va vraisemblablement modifier la structure des fonctions de distributions.
- **La température initiale** du plasma dans les régions asymptotiques. Dans notre simulation la température est plutôt froide si bien que l'ensemble des particules se retrouvent bien piégées dans le puits de potentiel Hall. Des mécanismes d'accélération différents pourraient émerger lorsque cette

température est augmentée. La profondeur du puits de potentiel dépend en grande partie du courant dans la direction invariante z , qui lui est largement fixé par les électrons. En considérant ce puits de potentiel comme fixe donc, et en augmentant la température asymptotique, certaines particules devraient commencer à ne plus être piégées. Pour ces particules, le puits de potentiel n'étant plus critique, un mécanisme d'oscillation magnétique à la Speiser serait peut-être plus probable? Un travail futur pourrait consister à utiliser un code particule-test de type Backward-Liouville couplé aux résultats d'un run hybride. Ce type de code permettrait dans des temps raisonnables de voir évoluer de manière très précise la fonction de distribution des protons au sein du jet lorsque la distribution asymptotique voit sa température augmenter. Au cours de cette thèse, j'ai déjà écrit ce code qui est maintenant opérationnel. Son utilisation est prévue dans un avenir proche.

- Il serait intéressant de comparer nos résultats avec une simulation PIC incluant les effets cinétiques électroniques. Le champ électrique pouvant être alors modifié notamment via le rôle du tenseur de pression, que nous supposons scalaire.
- Enfin, notre modèle se limite à deux dimensions spatiales. Dans l'avenir, le rôle de la troisième dimension devra être exploré.

Accélération des ions : le mécanisme de rebond observé dans la queue magnétosphérique

Sommaire

3.1 Introduction	85
3.2 Choix de l'évènement	87
3.3 Contexte macroscopique	87
3.3.1 Vent solaire : condition limite de la magnétosphère	88
3.3.2 Séries de Sous-orages - "Sawteeth"	90
3.4 Zoom sur l'évènement	95
3.4.1 Changement de repère	97
3.4.2 Corrélations "classiques"	102
3.4.3 Corrélation entre pression et flot	102
3.4.4 Fonctions de distribution	103
3.5 Conclusion	105

3.1 Introduction

La reconnexion magnétique est depuis longtemps soupçonnée de jouer un rôle important dans la dynamique de la queue magnétosphérique ([Dungey 1961]). Depuis des années, de nombreuses observations *in-situ* présentent des propriétés pouvant s'interpréter dans le cadre de la reconnexion magnétique non-collisionnelle. Parmi les paramètres observables étayant cette thèse, les plus probants sont certainement la structure quadrupolaire du champ magnétique hors du plan de reconnexion, la présence d'un fort champ électrique d'origine Hall et dont la structure bipolaire s'oriente vers le plan médian, ainsi qu'un jet fluide de plasma symétrique. C'est en corrélant entre elles les diverses structures observées et en les comparant aux prédictions des modèles numériques que les observateurs peuvent augmenter la fiabilité de l'interprétation des données en tant que reconnexion magnétique. En moyenne, ces observations semblent effectivement correspondre aux modèles ([Eastwood *et al.* 2010a]). La grande dispersion des points présentés par [Eastwood *et al.* 2010a] trahit cependant la grande complexité des données

analysées au cas par cas. Un nombre incalculable d'éléments viennent en effet, dans la réalité, modifier, perturber, invalider, la nature édulcorée, stable et isolée de nos résultats numériques. En premier lieu, nos domaines de simulations sont beaucoup trop isolés par rapport à un site de reconnexion dans la queue de la magnétosphère, dont la dynamique est certainement couplée aux grandes échelles. De cette remarque découle naturellement la suivante. Dans la réalité, le repère dans lequel se déroule la reconnexion telle que nous l'imaginons, est couplé aux grandes échelles. Il est donc en général loin d'être évident qu'il soit simplement aligné au repère GSE ou GSM. S'il semble (pour les événements que l'on a été en mesure de détecter) n'en n'être jamais vraiment très éloigné, sa détermination est très incertaine, ce qui se répercute naturellement sur le degré de confiance que l'on peut accorder aux structures dépendant de cette projection. En second lieu, il est très difficile, dans les données, d'observer certaines quantités facilement visualisables dans une simulation numérique. La densité de courant \mathbf{j} par exemple, est dans la plupart des cas impossible à mesurer. Sa mesure nécessite en effet soit une distance entre différents satellites (dans le cas où il s'agit bien sûr d'une mission multi-satellites) appropriée pour calculer les gradients, soit une mesure précise de la densité du plasma, de la vitesse fluide ionique et électronique. Ces dernières quantités, mesurées à partir des détecteurs de particules, sont elles aussi sujettes à des biais de mesure importants. En résumé, si l'observation *in-situ* fournit d'innombrables résultats, elle n'en reste pas moins entachée d'incertitudes difficiles à estimer limitant le degré de confiance que l'on peut apporter à notre interprétation d'événements microscopiques et locaux tels que les processus fins se déroulant dans le cadre de la reconnexion non-collisionnelle.

La décade qui nous précède nous a appris que la dynamique de la reconnexion stationnaire était en grande partie gouvernée par les processus à l'oeuvre dans une région microscopique encadrant le site de reconnexion. La petite taille de cette région, en comparaison aux dimensions caractéristiques de la cavité magnétosphérique dans laquelle les satellites évoluent se traduit naturellement par une section efficace d'observation extrêmement réduite pour les satellites. La traversée de la région de découplage ionique par un satellite est donc un événement rare. Interpréter les données comme la traversée d'une telle région doit donc le plus possible se baser sur des propriétés du plasma et du champ électromagnétique n'existant pas ailleurs. Ce n'est par exemple pas le cas de la composante hors du plan du champ magnétique et sa structure quadrupolaire, ou de la structure bipolaire du champ électrique, si souvent analysés ([Nagai *et al.* 2001], [Mozer *et al.* 2002], [Vaivads *et al.* 2004], [Eastwood *et al.* 2007], [Eastwood *et al.* 2010a]) et dont la corrélation reste valable en dehors de la zone Hall. En effet, la composante magnétique hors du plan conserve sa structure quadrupolaire dans le jet à l'intérieur des séparatrices et le champ électrique dans le plan conserve sa variation bipolaire orientée vers le plan médian (voir chapitre 2 Fig 2.9). Dans ce chapitre, nous nous proposons d'analyser les données d'un événement supposé de reconnexion magnétique observé à l'aide des satellites Cluster ([Eastwood *et al.* 2010a]), notre

but étant de discuter la suggestion observationnelle du chapitre précédent. Nous avons alors montré qu'une composante du tenseur de pression ionique avait une structure fortement reliée à la dynamique individuelle des particules au sein de la région de découplage, et que cette structure disparaissait en dehors de cette région.

Ce chapitre se découpe comme suit : **dans un premier temps** nous justifierons le choix de l'événement étudié. **Dans un second temps**, nous allons situer cet événement dans son contexte macroscopique, en décrivant les conditions régnant dans le vent solaire ainsi la dynamique globale de la queue magnétosphérique pendant les quelques heures entourant l'intervalle d'étude. **Dans une troisième partie**, nous nous concentrerons sur l'intervalle d'étude, à partir duquel nous étudierons les éventuelles corrélations entre le tenseur de pression, le champ magnétique et le flot du plasma. Enfin, nous discuterons nos résultats.

3.2 Choix de l'événement

Nous nous intéressons à la corrélation entre l'une des composantes du tenseur de pression des ions, le flot du plasma et le champ magnétique dans une zone microscopique (quelques longueurs d'inertie ionique.). Nous avons donc pour cela, sélectionné un événement déjà interprété comme étant la traversée d'une zone de découplage ionique ([Eastwood *et al.* 2010a]) mais pas analysé en détail. L'événement, mesuré par les satellites Cluster, est particulièrement adapté à notre analyse car Cluster 1 et 4, se trouvent alors en mode burst. Les moments et les fonctions de distributions sont alors disponibles avec la résolution maximale de 4 secondes correspondant à la période de spin des satellites, ce qui nous permet d'avoir un maximum de points de mesure pendant la courte traversée de la région d'intérêt. L'événement étudié s'est donc produit dans la queue de la magnétosphère à une distance d'environ $17 R_T$ de la Terre, le 18 août 2002 aux alentours de 17h UT. Une description plus complète est faite dans la section 3.4 de ce chapitre.

3.3 Contexte macroscopique

Dans la suite de ce chapitre, nous nous servons du repère de coordonnées GSE sauf mention contraire. L'axe x de ce repère relie le centre de la Terre au Soleil. L'axe z , est perpendiculaire au plan de l'écliptique et dirigé vers le nord, tandis que l'axe y ferme le trièdre direct (direction matin-soir).

L'événement auquel nous nous sommes intéressés représente une mesure d'une dizaine de minutes. Certains des graphiques représentés dans le chapitre sont faits à partir de seulement 6 minutes de données. Cet échantillon, représente une mesure spatio-temporelle infime. Il est d'une certaine façon lié à une dynamique globale de la magnétosphère et de son environnement. Ce lien entre les différentes échelles n'est pas clair pour le moment. L'analyse des phénomènes physiques dont la dynamique

s'étale sur de grandes séparations d'échelles est très difficile, mais commence aujourd'hui à devenir possible observationnellement. L'environnement terrestre et interplanétaire proche étant à présent constellé d'une myriade de satellites situés sur des orbites différentes, chacun constituant un point de mesure du système. La mise en commun des données fournies par ces diverses missions, complétée par un outil de traitement de données standard tel que AMDA¹ ([Génot *et al.* 2010]) rend alors possible l'exploitation d'un tel jeu de données.

Ce chapitre se veut court, et notre ambition ici n'est pas d'étudier complètement cette relation multi-échelles. Nous souhaitons néanmoins permettre au lecteur de resituer notre étude microscopique dans son contexte macroscopique. Ainsi, à défaut de sa compréhension, nous offrons au moins une vision plus globale du système. Nous commencerons par nous intéresser au contexte interplanétaire en regardant l'activité solaire dans les jours précédant notre étude, et son interaction avec la magnétosphère terrestre. Dans un second temps, nous regarderons l'état de la magnétosphère dans les quelques heures englobant l'événement qui nous intéresse.

3.3.1 Vent solaire : condition limite de la magnétosphère

Le Soleil, par l'intermédiaire du vent solaire, est à la fois l'architecte et le moteur de notre magnétosphère. La fraction de son énergie pouvant pénétrer notre environnement magnétique, est à l'origine du cycle dynamique que l'on observe entre le côté jour et le côté nuit de la magnétosphère. Le 16 Août 2002, deux jours avant notre mesure dans la queue, une éjection de masse coronale (CME - *Coronal Mass Ejection*) est observée dans la couronne solaire aux alentours de 12h30 TU. L'éruption est déclenchée au sein d'une grosse zone active se trouvant au centre du disque solaire. Une série d'images prises par le coronographe LASCO/C3 du satellite SOHO est présentée sur la figure 3.1. Cette éruption de classe² M5 est suffisamment importante pour générer des perturbations magnétiques dans la magnétosphère.

La figure 3.2 présente (en haut) une mesure du champ magnétique, de la densité et vitesse moyenne du plasma réalisée par le satellite ACE³ le 18 août 2002 entre 8h TU et le 19 août 2002 16h TU. ACE est à environ 233 R_T en amont de la Terre, dans le vent solaire. Le satellite nous donne donc une mesure de la "condition limite" du système magnétosphérique. Le 18 août, entre 8h et 11h TU environ, la vitesse du vent solaire est d'environ 400 km/s et la densité de

1. Automated Multi Dataset Analysis, <http://cdpp-amda.cesr.fr/DDHTML/index.html>

2. Les éruptions solaires sont classées selon le flux X (100-800pm) mesuré par le satellite GOES proche de la Terre. Les classes sont A,B,C,M,X, et chacune d'elle possède un flux 10 fois plus important que la précédente. A l'intérieur d'une classe, une échelle linéaire graduée de 1 à 9 sépare les éruptions. Une éruption M5 est donc 5 fois plus intense qu'une éruption M1, et correspond à un flux X d'environ $5 \cdot 10^{-5} \text{ W/m}^{-2}$.

3. Advanced Composition Explorer, mission lancée le 15 août 1997. Le satellite est aujourd'hui en orbite au point de Lagrange 1.

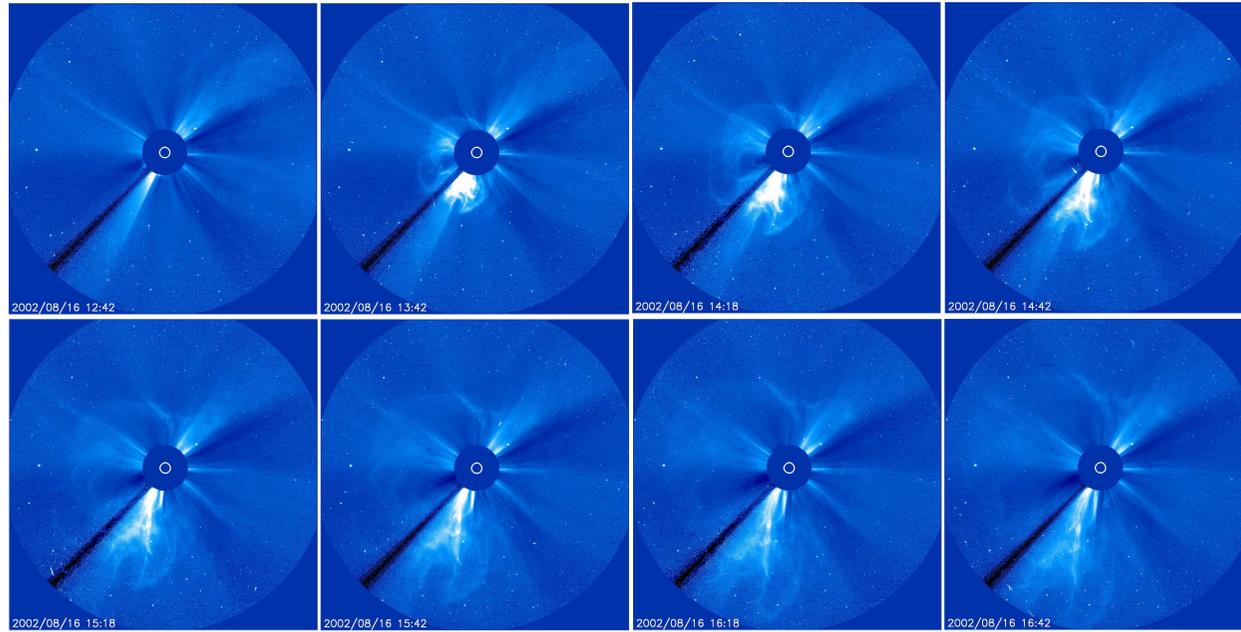


FIGURE 3.1: Ejection de masse coronale observée par le coronographe LASCO/C3 du satellite SOHO. Le coronographe C3 permet une prise de vue entre 3.5 et 32 rayons solaires en lumière visible.

particules est d'environ 4 particules par centimètre cube. Le champ magnétique a une amplitude d'environ 4 nT. Sa composante la plus importante est largement B_x ($\sim -4nT$), dont le sens est dirigé vers la Terre. Sa composante B_z , importante pour la reconnexion à la magnétopause, est négative mais relativement faible ($\sim 2nT$), tandis que sa composante B_y est négligeable.

Vers 11h TU et jusqu'à 15h environ, une série de fluctuations de la direction et du module du champ magnétique est mesurée, accompagnée de fluctuations de densité et de température (non montré).

Vers 19h15 TU, nous pouvons remarquer un saut important à la fois dans le profil de densité, de vitesse et du module de champ magnétique. Le flot mesuré par ACE est plus rapide ($\sim 600km/s$) et la densité augmente d'un facteur 5 environ. Le champ magnétique quant à lui devient en module plus important ($10 - 15nT$) et sa direction subit des fluctuations importantes. Cette discontinuité marque très certainement l'arrivée de la CME observée sur le soleil 2 jours auparavant. L'arrivée de la CME est également détectée par le satellite WIND une demi heure plus tard. Ce délai, compte tenu de leur séparation spatiale, est cohérent avec la propagation d'une structure à environ 600 km/s. Cette vitesse étant elle-même cohérente avec le délai entre l'observation de SOHO et la mesure de ACE.

3.3.2 Séries de Sous-orages - "Sawteeth"

Dirigeons-nous à présent vers l'intérieur de la magnétosphère, en particulier du côté nuit. La figure 3.2 (en bas) représente l'état de la magnétosphère mesuré par le satellite Cluster 1 sur la même période que la mesure d'ACE présentée précédemment. De haut en bas, nous pouvons voir la variation temporelle des trois composantes GSE du champ magnétique, du flot du plasma, ainsi que la variation de la température (séparée en composante parallèle et perpendiculaire au champ magnétique), et de la densité de particules. Pendant cet intervalle de temps, les 4 satellites Cluster se déplacent du lobe nord ($y \sim 7 R_T$) vers le lobe sud ($y \sim -9 R_T$) et couvrent une distance d'environ $5R_T$ dans la direction x , avec une apogée à $-18 R_T$ environ.

Les lobes magnétosphériques sont caractérisés par un plasma très ténu ($n \approx 0.01 cm^{-3}$) et très froid ($k_B T \approx 200 eV$). Dans ces régions, le champ magnétique est globalement dirigé dans la direction x , avec un sens solaire ou anti-solaire selon que l'on se trouve dans le lobe nord ou sud, respectivement. D'après ces remarques, nous voyons aisément que la formation de satellites Cluster se trouve dans le lobe nord du début de l'intervalle jusqu'à environ 10h45. A la fin de l'intervalle, aux alentours de 16h, les satellites se trouvent dans le lobe sud. Ces régions sont repérées par des zones bleues sur la figure 3.2.

Entre ces deux régions, se trouve la couche de plasma, grossièrement localisée

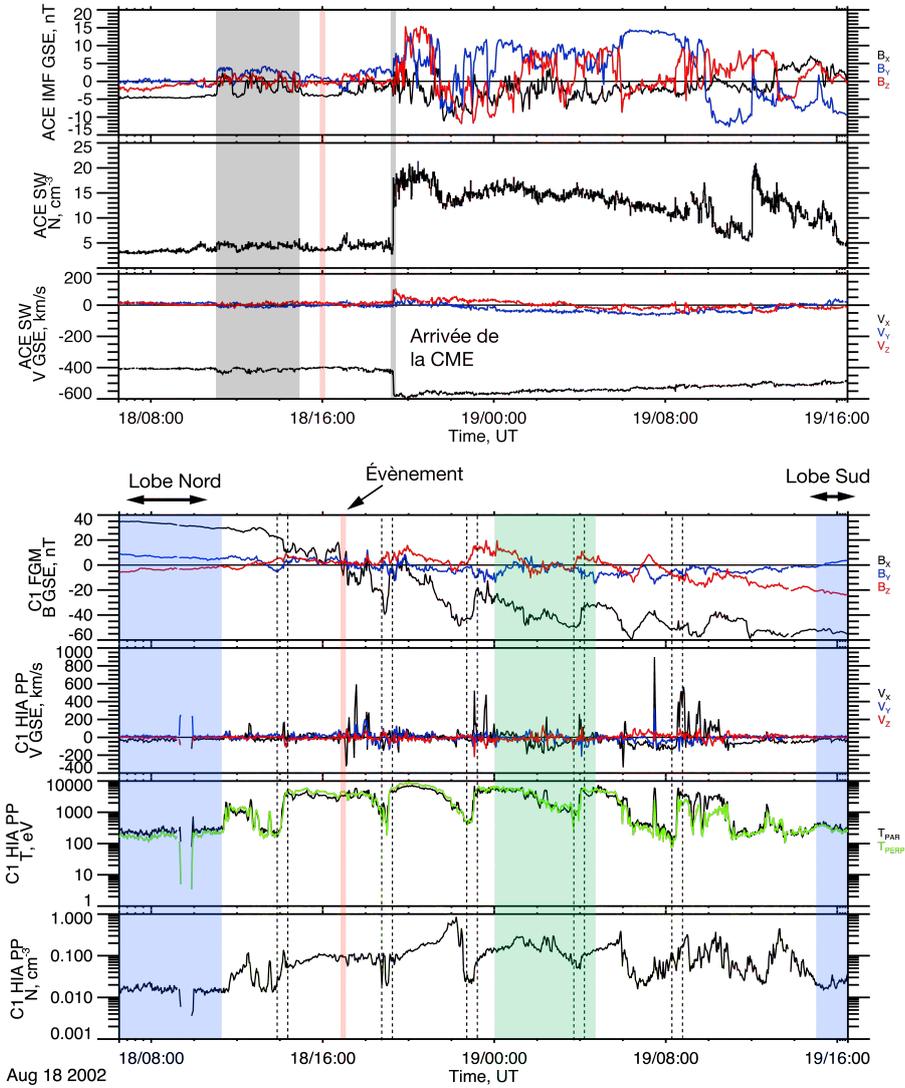


FIGURE 3.2: **Haut** : Données mesurées par le satellite ACE à $233 R_T$ en amont de la Terre : champ magnétique, densité et vitesse moyenne du plasma. **Bas** : Données mesurées par le satellite Cluster 1 durant la même période. Une série de sous-orages, aisément identifiables par succession des phases de croissance (~ 60 min) et d'expansion (~ 15 min), déforment la queue de la magnétosphère et font pénétrer les satellites dans la couche de plasma de manière quasi-périodique.

à l'équateur. Cette couche est caractérisée par l'inversion de l'orientation magnétique, de solaire à anti-solaire lorsque l'on va du nord au sud. Elle se distingue également par la présence d'un plasma plus dense et plus chaud que dans les lobes ($n \approx 0.1 \text{ cm}^{-3}$, $k_B T \approx 4 - 5 \text{ keV}$). Nous pouvons voir que Cluster traverse une fois la région d'inversion magnétique vers 17h, mais rentre de manière répétée dans la couche de plasma, comme le témoigne l'augmentation quasi-périodique de la densité et de la température. Ces longues excursions dans la couche de plasma se terminent systématiquement par une diminution graduelle de la température et de la densité sur une échelle d'environ 1h, suivie par leur ré-augmentation très rapide ($\sim 15 \text{ min}$). La diminution de température et de densité est accompagnée par une augmentation (en valeur absolue) de la composante B_x du champ magnétique et une diminution de la composante B_z . Cette variation de l'orientation magnétique est un signe que la queue de la magnétosphère s'étire dans la direction anti-solaire et que la couche de courant s'affine. En s'affinant, elle fait graduellement sortir les satellites de la couche de plasma, expliquant ainsi la diminution de température et de densité. L'augmentation brutale de la densité et de la température marque le retour violent des satellites dans la couche de plasma. Ceci montre qu'elle vient de s'élargir très rapidement. Remarquons que cet élargissement rapide est observé de manière concomitante à l'augmentation de la composante B_z du champ magnétique et une diminution de B_x , confirmant que les lignes de champ cessent d'être étirées et reprennent une forme d'avantage dipolaire. Cette dernière remarque semble écarter la possibilité d'un battement global de la queue.

Ces mesures décrivent bien ce que l'on appelle couramment *une série de sous-orages magnétosphériques*. L'étirement progressif de la queue magnétosphérique correspondant à la phase de croissance au cours de laquelle l'énergie est accumulée. L'énergie stockée dans la queue est ensuite libérée violemment pendant une phase de re-dipolarisation des lignes de champ. S'en suit alors une phase de recouvrement, pendant laquelle la magnétosphère reprend sa forme initiale. Ce cycle est répété plusieurs fois dans une série dont la forme caractéristique des mesures liées aux phases de croissance et de re-dipolarisation ne sont pas sans rappeler les dents de scie (*sawteeth*) observées dans les plasmas de fusion. La figure 3.3 est un zoom sur un des cycles observés.

L'événement de reconnexion que nous allons étudier est marqué d'un trait rouge et se situe à environ 17h TU. Cet intervalle se trouve entre la phase de recouvrement du sous-orage de 14h et une phase de croissance du sous-orage se produisant aux alentours de 19h. Pendant ce temps, la couche de courant est épaisse et s'affine, les satellites se trouvent alors dans la couche de plasma. Notons que Cluster se trouve à environ $250 R_T$ du satellite ACE, ce qui constitue un délai d'environ 1h pour une vitesse de propagation de 400 km/s . Le vent solaire tel qu'il était 1h avant l'événement est également marqué d'un trait rouge sur le graphique en haut de la figure 3.2. A cet instant, le gros de la CME n'a pas encore atteint ACE. Les perturbations magnétiques observées par ACE entre 11h et 15h, sont

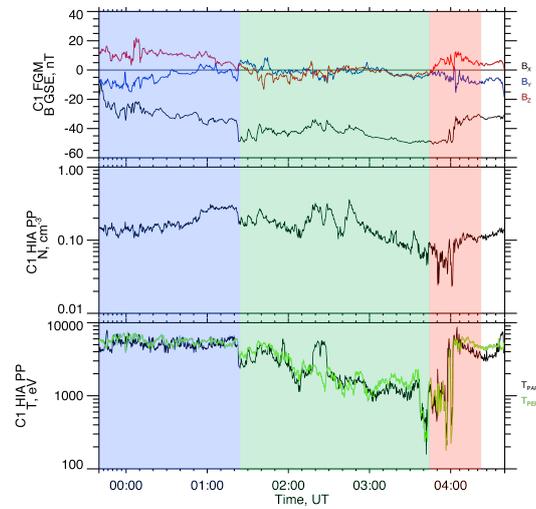


FIGURE 3.3: Mesures du satellite ACE. **En haut** : Variation temporelle des trois composantes du champ magnétique. **Au milieu** : Mesure de la densité de particule. **En bas** : température parallèle et perpendiculaire au champ magnétique. Sur les trois graphiques, on distingue trois régions. La première (bleue), où les quantités sont relativement uniformes. La seconde (verte), durant laquelle la diminution de la température, densité et l'augmentation de B_x (en module) montrent que la queue s'étire (phase de croissance). La troisième phase correspond à la re-dipolarisation du champ magnétique, associée à un élargissement rapide de la couche de plasma.

peut-être également une conséquence de la CME et ont quant à elles eu le temps d'atteindre la magnétosphère.

La figure 3.4 représente la variation de l'indice AE au cours de la journée du 18 août. Cette mesure, quantifiant la variation du champ géomagnétique au sol par rapport à la moyenne des 5 jours les plus calmes du mois, permet de donner un aperçu de l'activité dans la queue. Nous pouvons y voir clairement les sous-orages de 14h, 19h et 23h, de manière cohérente avec la figure 3.2. Chacun des sous-orages semble avoir une intensité plus grande que le précédent. L'arrivée de la CME (19h) est clairement corrélée avec l'augmentation rapide de l'indice AE et la re-dipolarisation du champ dans la queue (fig. 3.2). L'évènement de reconnexion qui nous intéresse (17h) se trouve quand à lui dans une période relativement calme, comme nous l'avions déjà vu sur la figure 3.2.

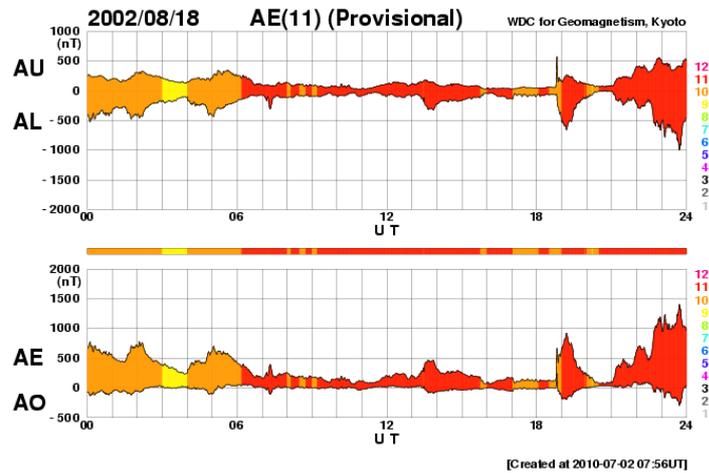


FIGURE 3.4: L'indice AE représente la variation géomagnétique dans la composante horizontale observée dans une douzaine d'observatoires situées tout au long de la zone aurorale. Chaque station soustrait à la valeur temporelle du champ, une moyenne des mesures sur les 5 jours les plus calmes du mois en cours. Les valeurs maximum et minimum de ces variations sont enregistrées et affichée chaque minute sur un intervalle d'une journée. Les lettres AL et AU représente l'enveloppe inférieure (lower) et supérieure (upper), respectivement. La différence des deux valeurs défini l'indice AE, tandis que la moyenne défini l'indice AO. Les sous-orages de 14h, 19h (arrivée de la CME) et 23h sont bien visibles et ont une intensité croissante.

Pour résumer, l'évènement de reconnexion auquel nous nous intéressons fait partie d'une période très dynamique de la magnétosphère et son interaction avec le vent solaire sur une échelle globale. La chronologie des événements ne nous permet pas de statuer clairement sur le lien causal entre la CME, les sous-orages et la reconnexion. Il semble que la queue de la magnétosphère soit déjà le siège de sous-orages (11h

et 14h) avant que le gros de la CME ne parvienne jusqu'à la magnétosphère. Les fluctuations observées par ACE entre 11h et 14h ont eu quant à elles le temps de l'atteindre. Notons que si l'évènement auquel nous nous intéressons ($\sim 17h$) correspond bien à de la reconnexion magnétique, ceci indique qu'elle n'a pas lieu uniquement dans la phase de re-dipolarisation violente mais se déroule également dans les phases de recouvrement/croissance d'un sous-orage.

3.4 Zoom sur l'évènement

Le contexte macroscopique est maintenant connu, rapprochons-nous de l'évènement microscopique nous intéressant. Celui-ci se déroule entre 17h05 TU et 17h15 TU. La figure 3.5 représente la position du tétraèdre de Cluster entre 15h TU et 18h TU. Les points entourés en rouge correspondent à la position des satellites à 17h. Cette position est reportée dans le tableau 3.1.

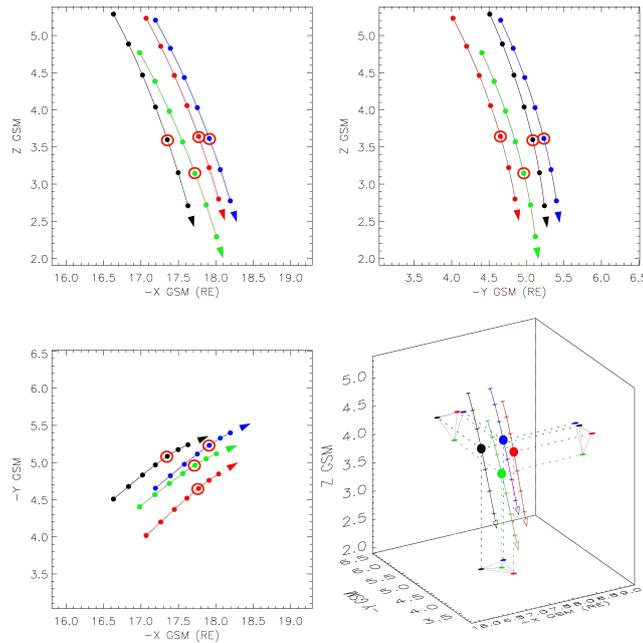


FIGURE 3.5: Orbites des satellites cluster entre 15h et 18h.

Position/Satellite	Cluster 1	Cluster 2	Cluster 3	Cluster 4
X Pos. (R_T)	-17.3	-17.7	-17.7	-17.9
Y Pos. (R_T)	-6.0	-5.6	-5.7	-6.1
Z Pos. (R_T)	1.7	1.9	1.3	1.7

TABLE 3.1: Position des satellites Cluster a 17h TU.

La position dans la direction z semble être la plus importante car Cluster 1 et Cluster 4, étant tous deux situés à $z \approx 1.7 R_T$, voient l'événement, tandis que Cluster 2 plus haut de $0.2 R_T$ et Cluster 3 plus bas de $0.4 R_T$ ne semblent pas le voir. Le champ magnétique (B_x, B_y, B_z), le flot (v_x, v_y, v_z) ainsi que la composante P_{xy} du tenseur de pression des ions, mesurés par Cluster 1 et 4 sont représentés sur la figure 3.6 sur l'intervalle d'intérêt. Les deux satellites voient à peu près le même signal, constitué d'un inversion de B_x et d'un flot v_x important changeant également de signe. Ces deux caractéristiques constituent les premiers indices cohérents avec la reconnexion magnétique. Sur le dernier graphique (en bas), nous pouvons d'ores et déjà remarquer que la composante P_{xy} du tenseur de pression change de signe à peu près en même temps que le flot v_x . La corrélation est satisfaite sur les mesures de Cluster 1 et 4.

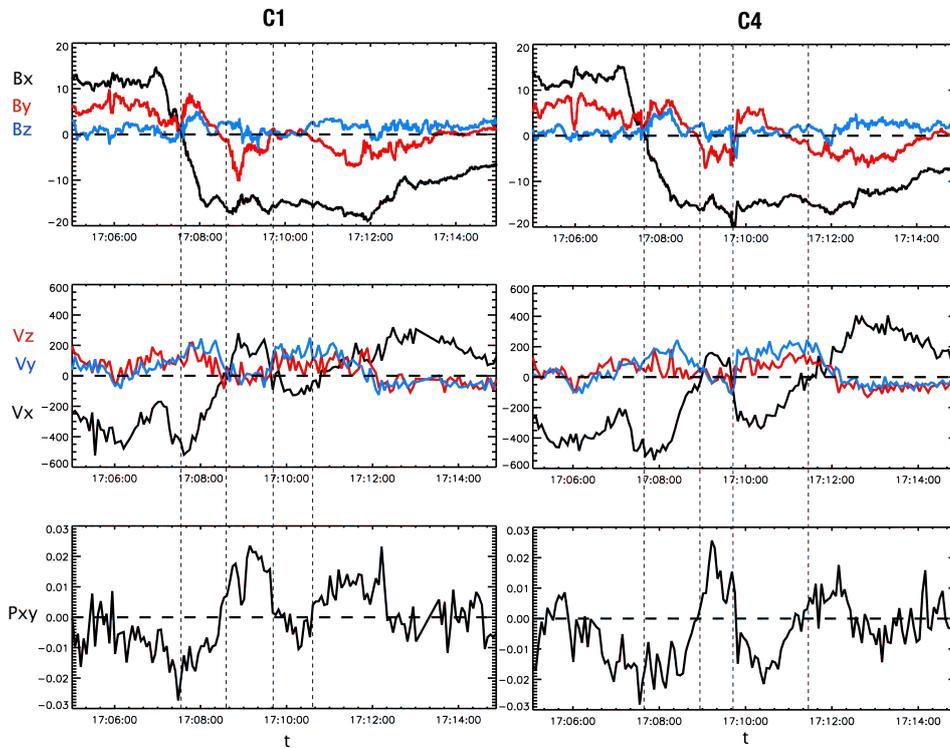


FIGURE 3.6: Données mesurées par Cluster 1 (gauche) et Cluster 4 (droite) entre 17h05m et 17h15m. De haut en bas sont représentés : le champ magnétique, le flot et la composante P_{xy} du tenseur de pression. Les traits pointillés verticaux marquent les temps où des corrélations sont observées dans le signal.

Dans le cas de reconnexion antiparallèle, la composante magnétique hors du plan B_z est théoriquement nulle lorsque la composante principale B_x s'inverse. En regardant attentivement, nous pouvons remarquer que ça n'est pas le cas dans la mesure des deux satellites. Lorsque $B_x = 0$ vers 17h07m35s, la composante

B_z n'est pas nulle et vaut environ 4nT. Nous pouvons donc penser qu'il y a un léger champ guide ayant cette valeur. Nous supposons à partir de maintenant que ce champ guide est uniforme et constant tout au long de notre intervalle d'étude.

3.4.1 Changement de repère

En supposant que la reconnexion se produise dans un plan, celui-ci n'a aucune raison d'être aligné avec le repère GSE ou GSM. Afin de comprendre au mieux les données mesurées par les satellites dans le repère GSE, il est ainsi préférable de déterminer le repère localement aligné sur la direction normale à la couche de courant ($\approx z$). Utilisons pour cela la méthode du minimum de variance⁴. (MVA - *Minimum Variance Analysis*), qui consiste, sur un intervalle de temps fixé, à déterminer la direction dans laquelle l'écart type de la composante du champ magnétique dans cette direction est minimal. Les vecteurs \mathbf{L} , \mathbf{M} et \mathbf{N} forment le trièdre orthonormé direct dont \mathbf{N} représente la normale à la frontière, \mathbf{L} le vecteur de variance maximale et \mathbf{M} celui de variance intermédiaire. Les résultats trouvés pour la traversée de Cluster 1 et celle de Cluster 4 sont notés dans le tableau 3.2. Ces bases sont relativement similaires au repère GSE.

	x	y	z
L_1	0.9708	0.2362	-0.0417
M_1	-0.2487	0.9286	0.2754
N_1	0.1006	-0.2668	0.9585
L_4	0.9949	0.0645	-0.0774
M_4	-0.1769	0.9107	0.3731
N_4	0.1142	-0.4131	0.9034

TABLE 3.2: Bases LMN de Cluster 1 ($L_1M_1N_1$) et Cluster 4 ($L_4M_4N_4$).

Projetons à présent le signal vu par les deux satellites dans leur base respective. La figure 3.8 représente ce signal, que nous avons renormalisé afin de les rendre plus lisibles. Le champ magnétique est normalisé à la valeur qu'il atteint vers 17h09, soit environ 16nT. La densité quant à elle (non montrée) vaut environ 0.25 proton par cm^{-3} et 0.01 O^+ par cm^{-3} (que nous négligerons). La vitesse d'Alfvén, basée sur un plasma de protons vaut environ 700 km/s. La pression caractéristique

4. La méthode MVA nécessite au préalable de choisir de sélectionner les données sur un intervalle de temps. Cet intervalle, devant encadrer la traversée de la frontière par le satellite, est généralement choisi sur des critères subjectifs. La méthode ne donne alors d'information que relativement à l'échelle considérée. Nous avons utilisé ici une nouvelle méthode développée au LPP appelée MSVA (pour *Multi-Scale Variance Analysis*). Cette nouvelle méthode considère l'intégralité du signal sur lequel elle réalise une analyse MVA sur des fenêtres glissantes de taille variable. Le résultat fourni ainsi la direction normale de toutes les frontières traversées et ce à toutes les échelles sans faire de choix au préalable. Nous avons choisi la base déterminée à l'échelle de la traversée observée.

vaut environ 0.1 nPa. Afin de guider notre interprétation des données, et de nous rapprocher le plus possible du modèle simulé dans le chapitre 2 (anti-parallèle), nous avons retranché 4 nT au champ magnétique dans la direction M .

Entre 17h06m et \sim 17h07m35s, la composante B_L est positive, le jet de plasma V_L est négatif, indiquant que l'on se trouve dans l'hémisphère nord et du côté queue du point X (à droite sur le schéma, points numérotés 1 et 2). Aux alentours de 17h07m35s, Cluster 1 et 4 voient la composante B_L s'inverser. De manière cohérente, ils mesurent également un inversement de la composante $B_M - 4nT$. Interprété dans le cadre de la reconnexion Hall, nous pouvons situer les satellites sur une trajectoire passant de la région 2 à la région 3 sur le schéma. Cluster 1 reste dans ce quadrant jusqu'à 17h08m30s et Cluster 4 jusqu'à \sim 17h08m50s, temps auquel ils mesurent à la fois l'inversion du flot V_L , et de $B_M - 4nT$. A cet instant, B_L est toujours négatif. Cette mesure est donc cohérente avec le passage des satellites "sous" (point 4) le site de reconnexion. Notons qu'à cet endroit, $B_M - 4nT$ varie peu et reste à peu près nul pendant environ une vingtaine de secondes. Ce palier correspond à la traversée sous le point X de la région entre les deux séparatrices. Dans cette région en effet, la composante quadrupolaire hors du plan doit être nulle par symétrie. Enfin vers 17h09m50s les deux satellites rencontrent à nouveau l'inversions corrélées de B_M , V_L , que nous avons interprété comme la possible présence d'un second site de reconnexion (entourant un îlot magnétique, points 5-6-7) se trouvant plus près de la Terre. Cette dernière interprétation n'est qu'une suggestion, car il pourrait également s'agir d'une oscillation dans la direction x d'un seul site de reconnexion, que les satellites visiteraient donc plusieurs fois.

Notons qu'une fois renormalisé, le jet de plasma a une vitesse n'excédant jamais la valeur $\sim 0.5V_A$. Cette observation est relativement en accord avec la simulation (cf chap 2), et souligne encore une fois que le jet n'est pas strictement Alfvénique. Ceci est peut-être, à l'instar de nos résultats de simulation, un signe que la force de pression joue également ici un rôle important dans l'accélération fluide.

La principale difficulté dans l'interprétation des données satellites, est qu'elles sont fonction du temps et non de l'espace. Nous ne savons en effet pas, à priori, comment la structure que nous voyons se déplace par rapport aux satellites. Par conséquent, l'échelle spatiale des structures que l'on observe n'est pas directement accessible. C'est là tout l'intérêt d'une mission multi-satellites comme Cluster. Si une grandeur possède une variation spatiale sur une échelle supérieure à l'espacement des satellites, et si la structure est relativement stationnaire pendant le temps où les satellites la traversent, alors le délai entre les mesures qu'ils effectuent permet d'estimer l'échelle des variations spatiales.

La séparation entre les deux satellites suivant les trois directions x , y , et z est représentée sur la figure 3.7. La distance est normalisée à la longueur d'inertie locale calculée à partir de la densité de protons mesurée par l'instrument CIS-CODIF. Les satellites Cluster 1 et 4 sont donc séparés d'environ $5\delta_i$ dans la direction x ,

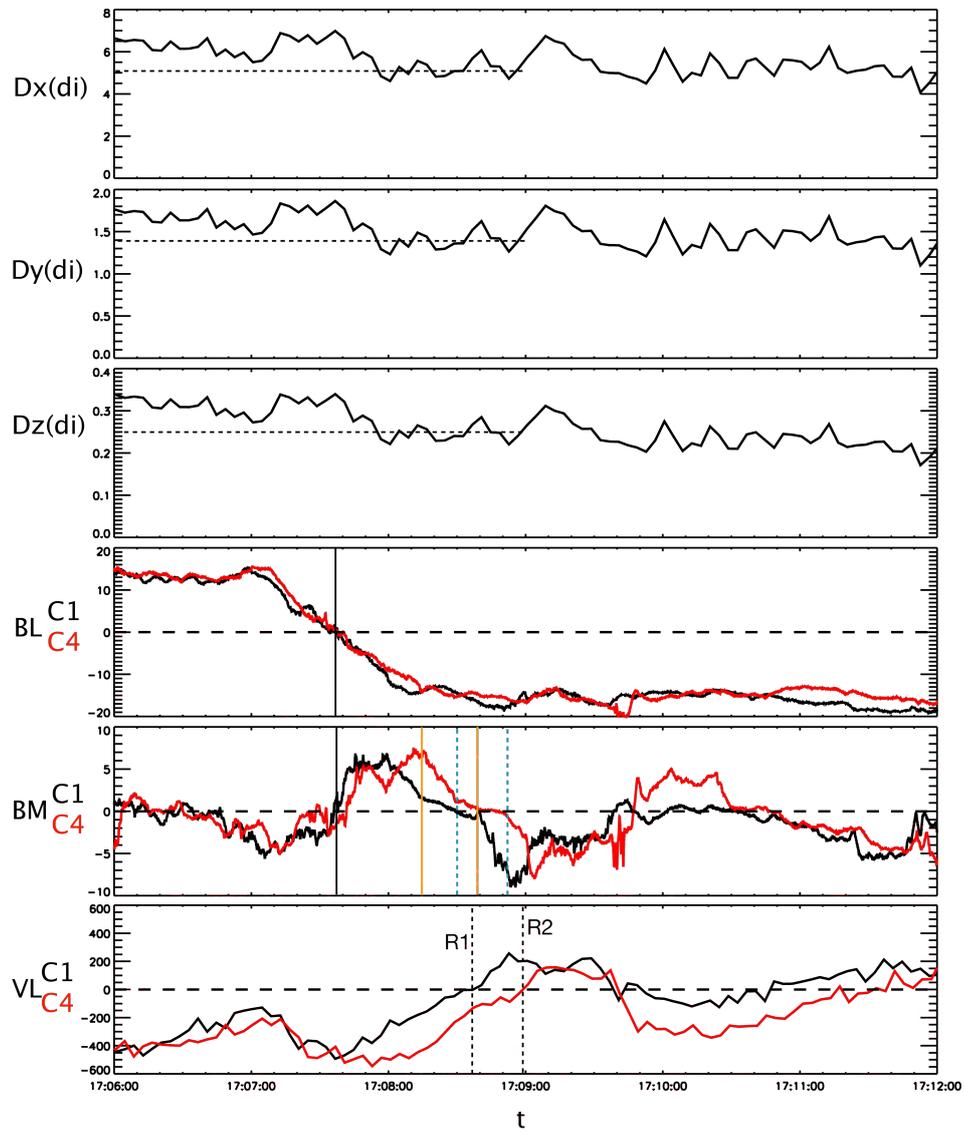


FIGURE 3.7: De haut en bas, séparation des satellites cluster 1 et 4 suivant l'axe x , y et z , normalisée à la longueur d'inertie locale basée sur la densité de protons.

$1.4\delta_i$ dans la direction y , et $0.25\delta_i$ dans la direction z . Les composantes du champ magnétique B_L et B_M sont également représentées sur cette figure. Sur chaque graphique, nous pouvons directement comparer la mesure de ces composantes par Cluster 1 et 4 à un instant donné. L'écart très faible dans la direction z des deux satellites est cohérent avec le fait qu'ils mesurent tous les deux simultanément la même valeur de la composante B_L . Celle-ci a une variation majoritairement suivant z (N) dont l'échelle est donc supérieure à $0.25\delta_i$. L'échelle de variation de B_M dans cette direction étant la même que celle de B_L , l'inversion de B_M au même moment est vu quasi simultanément par les deux satellites.

La simultanéité d'observation des structures n'est plus vraie par la suite. En effet, en passant "sous" le site de reconnexion, la mesure de B_M par Cluster 1 se décale de celle faite par Cluster 4. Il en va de même pour la mesure de V_L . Dans la région sous le point X, le palier autour de zéro de $B_M - 4nT$ est vu entre 17h08m15s et 17h08m40s pour Cluster 1 et entre 17h08m30s et 17h08m52s pour Cluster 4. Appelons ces intervalles T_{BM1} ($\approx 25s$) et T_{BM4} ($\approx 22s$) respectivement. Ces zones sont délimitées par deux traits jaunes et deux traits bleus sur la figure 3.7 pour Cluster 1 et 4, respectivement.

Prenons deux points de repère dans la structure observée, que nous supposons stationnaire dans son référentiel pendant tout l'intervalle. Le premier (R_1) est défini par le retournement du jet $V_L = 0$. Le second repère (R_2) est défini par le début du palier de B_M marquant l'entrée dans la zone où le champ magnétique n'est pas encore reconnecté. Le délai entre la mesure de R_1 par Cluster 1 et 4 est d'environ 21s. Celui entre la mesure de R_2 est d'environ 15s. Cluster 1 étant plus proche de la Terre que Cluster 4 (voir tableau 3.1), ces délais sont cohérent avec le déplacement de la structure dans la direction anti-solaire. En moyennant ces deux délais, nous obtenons un délai de 18 secondes entre les deux satellites. A cet instant, les satellites étant distants d'environ $5\delta_i$ dans la direction x (L), la vitesse de la structure est donc d'environ $0.28\delta_i/s$, ce qui correspond à environ 180 km/s pour $\delta_i \approx 650$ km (non montré).

Les intervalles T_{BM1} et T_{BM4} sont en moyenne de 23.5 secondes, ce qui correspond donc à une distance d'environ $7\delta_i$. Cette distance est donc celle séparant les deux séparatrices sous le site de reconnexion. C'est à dire la distance appelée 2Δ sur le schéma 1.7 du chapitre 1. En supposant un taux de reconnexion d'environ $E_r \approx 0.1$, nous en déduisons que la distance $\delta \approx E_r\Delta$ à laquelle les satellites se trouvent du site de reconnexion dans la direction z est $\delta \approx 0.35\delta_i \approx 15\delta_e$. Cette distance est légèrement plus grande que la séparation des deux satellites dans cette direction.

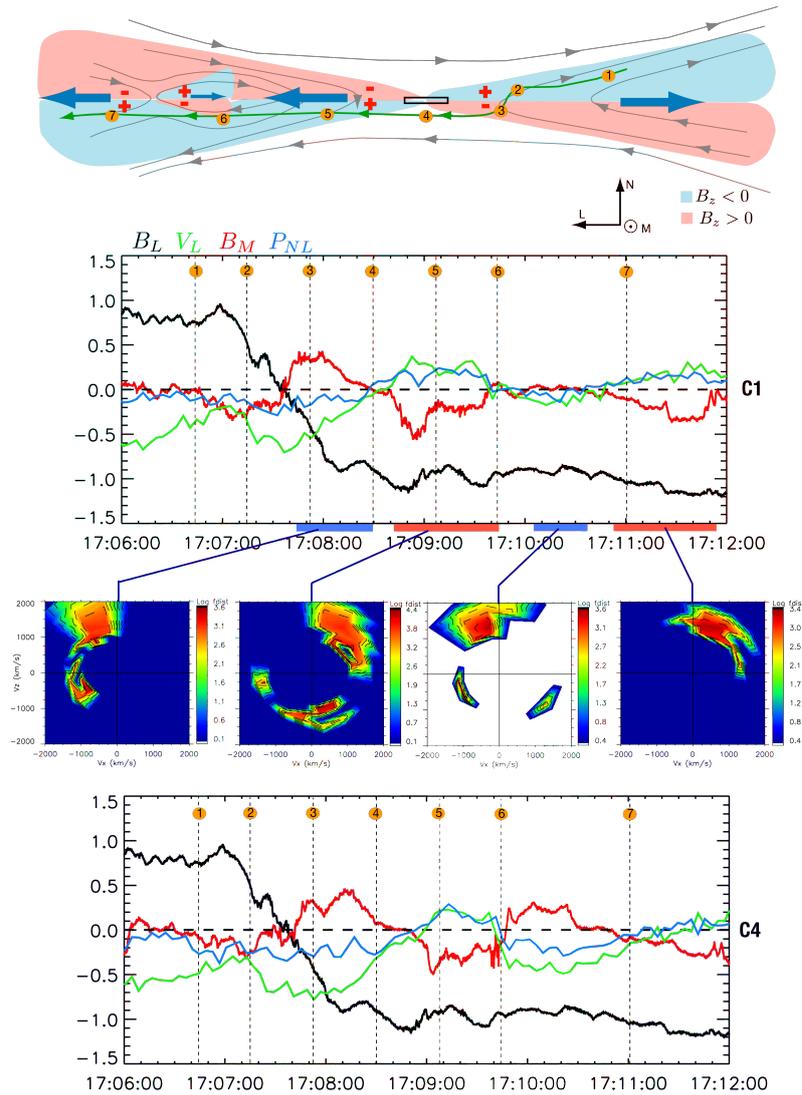


FIGURE 3.8: **Haut** : Schéma du plan de reconnexion non-collisionnelle issu de l'interprétation des simulations numériques 2D. On y voit les lignes de champ magnétique (lignes grises) dans le plan. La composante hors du plan (B_M) est indiquée par un code couleur. Les grosses flèches bleues schématisent le jet de plasma, grossièrement aligné suivant la direction L . La courbe verte représente la trajectoire des satellites reconstruite à partir des données présentées en dessous (c'est bien sûr la structure qui bouge relativement au satellite dans le référentiel terrestre). Chaque point numéroté est reporté sur les graphiques en dessous. Les signes "+" et "-" sont les prédictions théoriques du signe de la composante P_{LN} du tenseur de pression des ions. **Au milieu et en bas** : Mesure temporelle du champ magnétique B_L , $B_M - 4nT$, V_L et P_{NL} pour les satellites Cluster 1 (milieu) et 4 (bas). Les traits verticaux gris numérotés représentent les points numérotés placés sur la trajectoire supposée des satellites dans le schéma au dessus. Les bandes bleues et rouges situées sous les mesures de Cluster 1 correspondent aux intervalles sur lesquelles les fonctions de distributions ioniques présentées en dessous sont mesurées.

3.4.2 Corrélations "classiques"

Notre interprétation suggère donc que les deux satellites sont passés dans 3 des 4 quadrants représentés sur le schéma de reconnexion. Une représentation alternative des données mettant d'avantage en valeur cette interprétation est visible sur la figure 3.8. Nous y avons représenté par des cercles la valeur de $B_M - 4nT$ dans le plan V_L, B_L . L'amplitude de $B_M - 4nT$ est indiquée par le rayon des cercles tandis que leur couleur indique le signe. Nous pouvons clairement voir que trois quadrants seulement sont remplis, et chacun d'eux d'une seule couleur majoritairement. Chaque couleur étant cohérente avec le signe "théorique" de B_M représenté dans le schéma 3.8. Les points représentés sur cette figure sont sélectionnés entre 17h06m et 17h12m, pour Cluster 1 et 4.

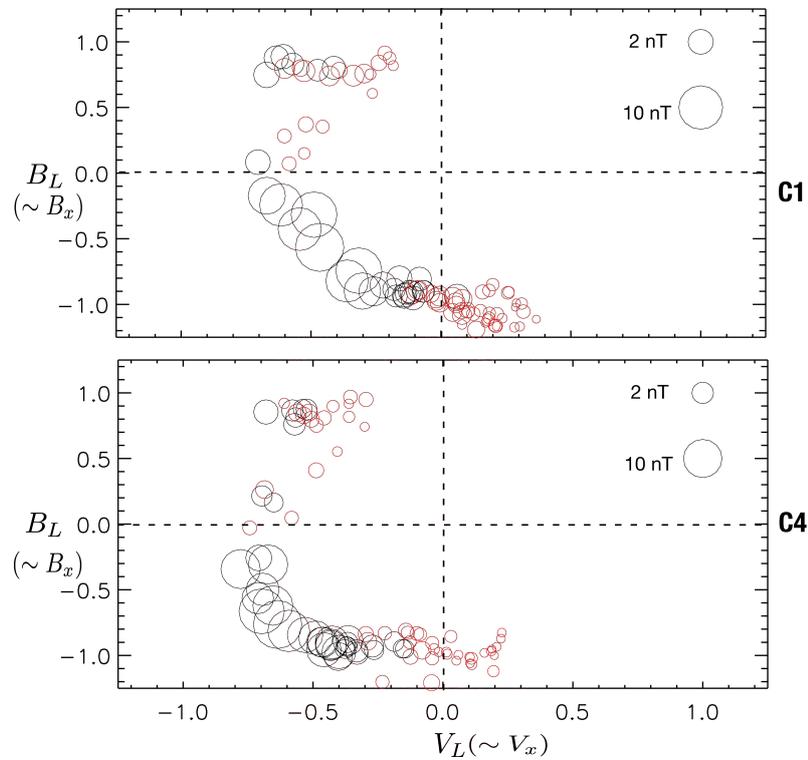


FIGURE 3.9: Corrélations entre la composante B_M du champ magnétique auquel on a retranché 4 nT, B_L et V_L . La couleur indique le signe de $B_M - 4nT$, rouge signifie négatif et noir positif. L'amplitude de $B_M - 4nT$ est représentée par le rayon des cercles.

3.4.3 Corrélation entre pression et flot

La figure 3.8 montre le signe attendu de la composante P_{NL} du tenseur de pression ionique par des symboles "+" et "-" rouges dans les régions autour du point X. Dans la région numérotée 3, le signe est négatif. Ceci vient du fait qu'à cet

endroit les particules apparaissant avec une vitesse $V_N > 0$ ont subi statistiquement plus de rebonds que les particules ayant $V_N < 0$ (cela peut se voir dans le chapitre 2 sur la distribution D de la figure 2.14). Elles ont donc statistiquement une vitesse V_L plus grande, dans le sens négatif ici à cause de l'orientation du puits de potentiel (car plus une particule fait de rebonds, plus sa vitesse V_L est grande, voir chapitre 2). Dans la région numérotée 5, la corrélation doit être positive car le champ électrique pointe vers la Terre. Nous pouvons remarquer sur la figure 3.8 qu'en passant du point 3 au point 5, P_{NL} change effectivement de signe et passe bien d'un signe négatif à un signe positif. Cette corrélation est résumée sur la figure 3.10 qui représente la valeur de P_{NL} dans le plan $V_L, B_M - 4nT$. Les points représentés sur cette figure ont été sélectionnés entre 17h07m50s et 17h10m50s. La corrélation n'est pas établie en incluant des points à l'extérieur de cet intervalle. Par exemple, avant 17h07m50s, P_{NL} est toujours négatif, alors que $B_M - 4nT$ change de signe. Ceci peut être expliqué par le fait que les satellites ne se trouvent *pas encore* dans la région de découplage. Les résultats du chapitre 2 nous indiquent alors que la corrélation de P_{NL} avec les autres structures est différente. Notre étude ayant pour but de tester la pertinence de l'observation de la corrélation de P_{NL} , nous devons trouver un autre indice nous permettant de valider ou non l'hypothèse selon laquelle les satellites seraient de dehors de la région Hall. Quelle est la distance entre la mesure de $B_L = 0$ et le site de reconnexion, repéré par la mesure de $V_L = 0$ par Cluster 1 ? Le délai temporel entre les deux points est d'environ une minute, ce qui correspond à $0.28 \delta_i/s \cdot 60s \approx 18\delta_i$. En supposant, qu'à l'instar des résultats de simulation (e.g. [Shay *et al.* 1998] ou chapitre 4 Fig. 4.2), le bord aval de la région Hall se trouve à moins de $10\delta_i$ du site de reconnexion, la mesure de $B_L = 0$ par les satellites se fait donc effectivement en dehors.

3.4.4 Fonctions de distribution

La corrélation établie précédemment entre P_{NL} est conforme à la prédiction théorique dans l'intervalle sélectionné. Intéressons-nous à présent directement à la fonction de distribution des protons dans cet intervalle de temps. Si la corrélation observée est engendrée par le mécanisme d'accélération en rebond discuté au chapitre précédent, nous devrions observer des faisceaux d'ions accélérés dans ce puits de potentiel. Les fonctions de distribution des ions sont mesurées par le spectromètre CIS-HIA de Cluster 1. Cet instrument peut mesurer la distribution 3D d'ions dont l'énergie se situe entre $5 eV/e$ et $32 keV/e$, soit des protons ayant une vitesse comprise entre $\sim 30 km/s$ et $\sim 2400 km/s$. L'intervalle est mesuré dans une période où le satellite est en mode burst. Les fonctions de distributions sont donc mesurées sur l'intervalle de spin, soit 4s. Nous décidons de sélectionner les distributions mesurées dans les 4 intervalles suivants, définis stratégiquement par rapport au profil du champ magnétique :

1. entre 17 :07 :54s et 17 :08 :22s
2. entre 17 :08 :42s et 17 :09 :45s

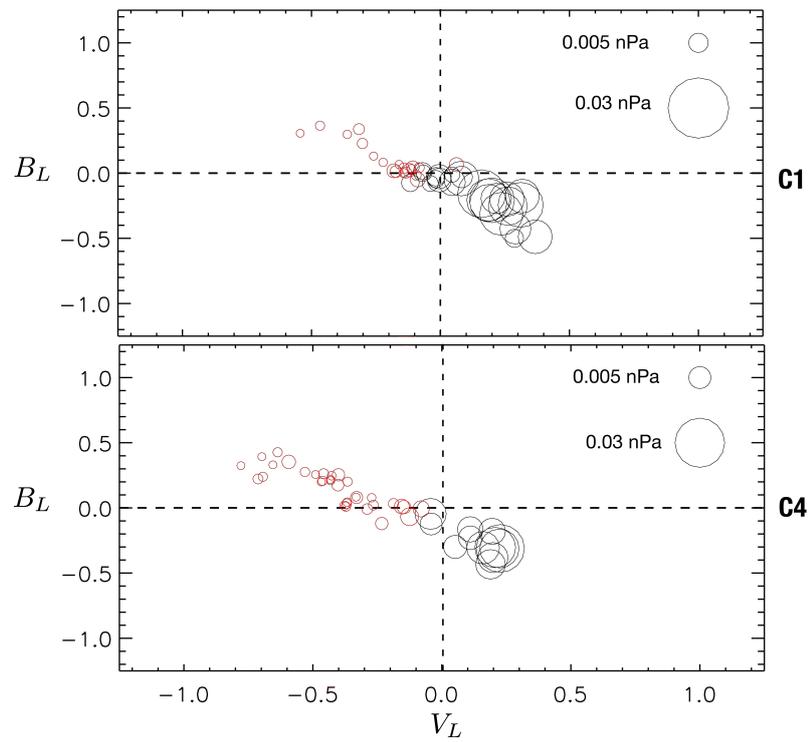


FIGURE 3.10: Corrélation entre la composante P_{NL} , la composante $B_M - 4nT$ du champ magnétique et le flot V_L . La valeur de P_{NL} est représentée par le rayon des cercles et le signe par la couleur. Rouge signifie négatif et noir positif.

3. entre 17 :10 :06s et 17 :10 :38s
4. entre 17 :10 :54s et 17 :11 :54s

Chacun des intervalles ci-dessus est représenté par une bande colorée sous le premier graphique de la figure 3.8. Dans chacune de ces régions, nous trouvons en effet des distributions présentant des faisceaux, dont l'orientation (signe de V_L et de V_N) est cohérente avec l'oscillation des protons dans le puits de potentiel Hall. Afin d'augmenter la statistique, nous décidons donc d'accumuler toutes les particules vues par l'instrument à l'intérieur de ces quatre zones. Les distributions obtenues sont présentées sous la mesure de Cluster 1 Fig. 3.8. Toutes montrent clairement une population avec une vitesse importante dans la direction \mathbf{N} et une vitesse V_L dont le signe est cohérent avec le signe théorique du champ électrique Hall. On notera de plus la forme en cigare de ces populations (en particulier sur les trois dernières), que l'on peut interpréter de la même façon que dans la simulation, comme une conséquence du mélange de particules transférant la vitesse acquise de la direction \mathbf{N} vers la direction \mathbf{L} . Aucune distribution de ce genre n'est détectée avant 17h06m55s ou après 17h11m54s, instants où les satellites se trouvent dans des régions où la dynamique des particules est certainement différente.

3.5 Conclusion

Au cours de ce chapitre, nous avons étudié l'accélération des protons au cours d'un événement de reconnexion magnétique non-collisionnelle détecté dans la queue de la magnétosphère le 18 août 2002. Notre objectif étant de vérifier si les conclusions présentées dans le chapitre précédent quant à l'accélération des particules et du flot sont en accord avec les données mesurées par les satellites. L'événement a été choisi pour deux raisons : il était déjà suspecté être une traversée de la région de découplage ([Eastwood *et al.* 2010a]), et présentait l'avantage d'être mesuré en mode burst, ce qui maximise le nombre de points de mesure. Les principaux résultats sont :

- Nous avons montré que l'événement microscopique de reconnexion se situait dans un contexte global très dynamique. La magnétosphère subit pendant plusieurs heures encadrant l'événement, une série de sous-orages, dont l'origine est certainement liée à une éjection de masse coronale produite 2 jours avant.
- Nous avons établi en détail les corrélations usuelles concernant le champ magnétique quadrupolaire, le jet du plasma et le signe de la composante cisailée du champ magnétique. Montrant ainsi d'une manière éprouvée, que les mesures des satellites Cluster sont cohérentes avec la traversée d'une région proche d'un site de reconnexion, et possiblement identifié la signature d'une seconde ligne X encadrant un îlot magnétique.

- Nous avons établi une nouvelle corrélation, conforme aux prédictions théoriques entre la composante P_{NL} du tenseur de pression des ions, le flot V_L et la composante quadrupolaire du champ magnétique B_M . L'intervalle sur lequel cette corrélation est vérifiée semble correspondre avec l'échelle spatiale de la région de découplage.
- Nous avons montré que le signe attendu de P_{NL} correspond bien à des fonctions de distributions de particules accélérées. Ce résultat est cohérent avec les observations de [Wygant *et al.* 2005] et les approfondit en montrant que la position des faisceaux dans l'espace des phases et leur forme en cigare incliné est cohérente avec le modèle de rebond des ions dans le puits de potentiel électrique divergeant.
- Ces résultats, couplés à l'observation d'un jet de plasma dont la vitesse, relativement uniforme, n'excède pas $0.5V_A$, suggère que la force de pression joue le même rôle pour l'accélération du fluide dans la réalité que dans la simulation présentée dans le chapitre précédent.

Nos résultats peuvent cependant être limités par les faits suivants qui devraient être inspectés à l'avenir.

- Nous avons mis en évidence un champ guide dont la valeur est d'environ 20% celle du champ principal. La simulation présentée au chapitre 2 est réalisée sans champ guide. Refaire l'étude présentée au chapitre 2, à partir des résultats d'une simulation initialisée avec un champ guide permettrait de montrer dans quelle mesure cela modifie notre interprétation.
- D'autres corrélations permettraient sûrement de mieux contraindre la géométrie de la région observée. Le site de reconnexion et la région séparatrice sont le siège d'une activité électronique importante qu'il serait nécessaire de caractériser.
- Cette étude reste une étude de cas. Il serait intéressant d'effectuer une étude statistique de la corrélation de P_{NL} avec les autres paramètres sur un ensemble de traversées de zone de découplage, à l'image du travail réalisé par [Eastwood *et al.* 2010a].

Reconnexion magnétique dans une couche de courant asymétrique

Sommaire

4.1 Introduction	107
4.1.1 Modèles fluides	108
4.1.2 Physique cinétique	109
4.1.3 Comparaison avec les observations	111
4.1.4 Plan du chapitre	112
4.2 Description de la simulation	112
4.2.1 Conditions initiales	112
4.2.2 Description générale et limitations	113
4.3 Géométrie de la zone non-idéale asymétrique	114
4.3.1 Extension spatiale	114
4.3.2 Structure interne	117
4.4 Structure du jet	119
4.4.1 Structure fluide	119
4.4.2 Dynamique	122
4.5 Bilan d'énergie	124
4.6 Région séparatrice	129
4.7 Résumé et discussion	134

4.1 Introduction

Le schéma devenu maintenant classique (voir chapitre 1 Fig. 1.12 ou chapitre 3 Fig. 3.8) de la reconnexion non collisionnelle représente les différentes observables et leur structure dans la région contrôlant la dynamique du processus. Il est maintenant devenu l'incontournable guide lors de notre interprétation des données issues d'expériences et d'observations de la reconnexion non collisionnelle. En dépit des grandes difficultés observationnelles (positionnement relatif du satellite par rapport aux structures plasma, estimation du courant etc.) pouvant mener à des différences substantielles entre les études de cas et le schéma canonique issu de nos simulations édulcorées, notre vision moyenne des données semble confirmer son bien-fondé ([Eastwood *et al.* 2010a]). N'oublions cependant pas que tous ces résultats s'appuient sur une hypothèse simplificatrice bien singulière : la symétrie

de la couche de courant. La quasi-totalité des études menées à ce jour sur la reconnexion font en effet la supposition initiale que la couche de courant au sein de laquelle la reconnexion se produit, sépare deux plasmas de caractéristiques identiques : même densité, même température, et même champ magnétique (en module). Dans la plupart des environnements où la reconnexion est supposée jouer un rôle, la symétrie entre les deux plasmas n'a cependant rien d'évidente, et serait même en général absente. L'exemple certainement le plus marquant de couche de courant asymétrique où la reconnexion se produit est la magnétopause. Cette région sépare la magnétogaine - constituée du plasma du vent solaire ralenti par le choc terrestre - de la magnétosphère, dont le plasma est très tenu ($n_{sp} \approx 5 \text{ cm}^{-3}$) et très chaud ($kT_{sp} \approx 2 \text{ keV}$) en comparaison ($n_{sh} \approx 50 \text{ cm}^{-3}$ et $kT_{sh} \approx 200 \text{ eV}$). La reconnexion n'a également aucune raison de se dérouler de manière symétrique dans le vent solaire (e.g. [Gosling *et al.* 2005]), dans la couronne solaire ou dans les tokamaks¹. En fait, l'asymétrie peut même être rencontrée là où on l'attend le moins : dans la queue de la magnétosphère, lorsque les deux lobes magnétosphériques ont une densité différente due à une asymétrie de pénétration de matière côté jour ([Yamada *et al.* 2010]).

4.1.1 Modèles fluides

Si aucune théorie ne prétend aujourd'hui pouvoir prédire analytiquement la valeur du taux de reconnexion, un effort particulier est fait afin de comprendre comment celui-ci évolue en fonction des paramètres du plasma de part et d'autre de la couche de courant. Dans le cas symétrique, le taux de reconnexion est simplement proportionnel au champ électrique $V_A B_0$ (V_A et B_0 étant la vitesse d'Alfvén et le champ magnétique en amont du site de reconnexion, respectivement), comme nous l'avons vu au cours des chapitres 1 et 2. Lorsque deux plasmas de densité, température et champ magnétique (en module) différents se mélangent, cette dépendance vis à vis des conditions amont va certainement se compliquer en devenant une combinaison des deux jeux de paramètres. Ce type d'étude paramétrique nécessite d'effectuer un nombre important de simulations et reste donc difficile d'accès aux simulations cinétiques, très lourdes. Les simulations fluides sont alors particulièrement adaptées.

[Cassak & Shay 2007] proposent un modèle de type Sweet-Parker pour la reconnexion asymétrique. C'est en estimant la façon dont l'énergie se transforme au sein de la zone non-idéale que les auteurs parviennent à obtenir une expression du taux de reconnexion en fonction des paramètres amont asymétriques. Par la même occasion, ils obtiennent, toujours en fonction des paramètres amont, une estimation de la vitesse fluide du jet et de la densité de particules dans ce jet.

Les prédictions de ce modèle furent testées via des simulations MHD pour une densité asymétrique ([Borovsky & Hesse 2007]), des champs magnétiques asymétriques ([Cassak & Shay 2007]), toute combinaison des deux asymétries

1. En fait dans les tokamaks il n'y a pas de variation aussi brutale de densité et température de chaque côté de la région de reconnexion mais plutôt un gradient à plus grande échelle.

([Cassak & Shay 2007], [Birn *et al.* 2008]), ainsi que dans le cadre de simulations globales de la magnétosphère ([Borovsky *et al.* 2008]). [Cassak & Shay 2008] modifient le modèle jusqu'alors résistif et le testent dans le cas bi-fluide, plus proche d'une réalité non collisionnelle. Les résultats de simulation semblent en accord raisonnable avec les prédictions théoriques. Cependant, [Birn *et al.* 2008], et par la suite [Birn *et al.* 2010], réalisent une série de simulations MHD et montrent que le flux d'enthalpie, négligé dans les hypothèses fondatrices du modèle de [Cassak & Shay 2007], est loin d'être insignifiant. Le gain d'enthalpie, par chauffage joule et compression adiabatique excède même dans certains cas le gain d'énergie cinétique convective. En montrant que, selon les asymétries, le flux de Poynting n'est pas toujours transféré au flux convectif de manière dominante, [Birn *et al.* 2010] s'oppose directement aux hypothèses faites par [Cassak & Shay 2007] et visiblement vérifiées dans leurs simulations.

Certaines prédictions théoriques sont également établies par [Cassak & Shay 2007] quant à la structure interne de la zone non-idéale asymétrique. En particulier, les auteurs prédisent la séparation relative du point de stagnation du fluide ($v = 0$) et du site de reconnexion (point X). Ces prédictions sont également testées par des simulations numériques mais ne semblent pas toutes vérifiées. Selon [Cassak & Shay 2009], l'échec des prédictions viendrait du fait que les simulations fluides ne permettent pas aux plasmas de se mélanger de manière non collisionnelle comme ils le feraient dans la réalité. Ce manque de "conductivité" dans les modèles fluides mène à une structure interne de la zone Hall erronée, ainsi que possiblement à une instabilité numérique en aval. Ce n'est que très récemment que [Malakit *et al.* 2010] ont réalisé une série de simulations PIC dans le but de tester le modèle. Les auteurs montrent que les prédictions analytiques du taux de reconnexion, de la vitesse du jet et de la densité aval en tant que fonction des plasmas amont, est bien retrouvée. Ils concluent alors que la prise en compte du comportement cinétique du plasma n'est pas critique vis à vis de ces prédictions. Les auteurs ne s'adressent cependant pas à la problématique de la structure fine de la zone Hall, à cause de fluctuations statistiques trop importantes dans leurs simulations.

Au cours de ce chapitre, nous nous intéresserons aux hypothèses de ces modèles fluides. Les résultats de [Birn *et al.* 2010] quant au transfert d'énergie semblent contredire ceux présentés par [Cassak & Shay 2007]. C'est par une simulation hybride, bien adaptée aux échelles ioniques non-collisionnelles, que nous évaluerons d'une part le mécanisme d'accélération du plasma et l'importance relative des forces mises en jeu. Et d'autre part nous quantifierons le transfert de l'énergie électromagnétique vers l'énergie cinétique et thermique.

4.1.2 Physique cinétique

La physique fondamentale de la reconnexion dans le cas asymétrique n'est cependant accessible que via les simulations cinétiques et n'a été que peu abordée.

Les conséquences de l'asymétrie de densité, de température ou de champ ma-

gnétique sur notre vision moderne, non collisionnelle, de la reconnexion, restent jusqu'à présent peu connues et un peu ignorées. [Krauss-Varban *et al.* 1999] et [Nakamura & Scholer 2000] ont réalisé des simulations hybrides bi-dimensionnelles et montrent que la structure à grande échelle ($\sim 100 - 1000\delta_i$) de la magnétopause reconnectée n'aurait rien à voir avec les prédictions des modèles MHD. Leurs résultats, basés sur la simulation de grands domaines (plusieurs centaines de δ_i) montrent la nécessité du traitement cinétique des ions à cette échelle (mélanges de populations). Si les simulations incluent l'effet Hall, elles manquent cependant cruellement de résolution ($\Delta_{x,y} \sim \delta_i$) et ne peuvent s'adresser à la problématique fine qu'est la dynamique intrinsèque de la reconnexion dont la physique est établie à des échelles comparables à δ_i . L'étendue de leur domaine de simulation reste cependant petite ($\sim 3R_e$) en comparaison à l'échelle de la magnétopause ($\sim 30R_e$). Ainsi leur étude n'inclut aucun effet géométrique, aucun effet 3D, et donc n'adresse pas la question du couplage de la reconnexion aux grandes échelles. Bien sûr, toujours pour des raisons de puissance de calcul, une étude paramétrique visant à étudier la dynamique de la reconnexion en fonction de l'asymétrie était complètement exclue.

A l'aide de simulations PIC, [Pritchett 2008] et [Pritchett & Mozer 2009] montrent comment les principales observables de la reconnexion Hall se trouvent modifiées en présence d'asymétries. Comme il avait déjà été remarqué antérieurement ([Nakamura & Scholer 2000] et références internes) ils montrent que la courbure des lignes de champ est plus importante du côté où le champ magnétique est le plus faible. La tension magnétique y étant plus faible que de l'autre côté il y est plus facile de "tordre" les lignes de champ. Les auteurs s'intéressent en particulier à la physique électronique et nous apprennent que dans le cas asymétrique le site de reconnexion (défini comme la zone microscopique englobant quatre connectivités magnétiques différentes) ne peut plus être identifié aussi simplement que dans le cas symétrique. Ainsi, les observables classiques telles que l'agyrotropie des électrons, la présence d'un champ électrique parallèle, un fort jet électronique etc. se retrouvent également dans une région beaucoup plus large que δ_e . Même la condition $(\nabla \times \mathbf{E}_{\parallel}) \times \mathbf{B} = 0$ (voir chapitre 1) semble ne plus être invalidée uniquement dans une région microscopique. Il serait alors erroné de visualiser le mouvement du champ magnétique par celui des lignes de champ même à de grandes distances (plusieurs δ_i) du site de reconnexion tel que défini par l'auteur. Cette physique cinétique électronique nous est inaccessible dans notre formalisme hybride. En se couplant aux processus à l'échelle ionique, elle représente une potentielle limitation de nos résultats. Ce couplage d'échelles n'est cependant pas observé dans les simulations de [Pritchett 2008] et [Pritchett & Mozer 2009], et tant qu'il en est ainsi, la limitation n'est pas très importante. La simulation de plus grands domaines et sur des durées plus longues à cependant déjà révélé des surprises quant au couplage entre l'échelle électronique et l'échelle ionique dans le cadre de simulations symétriques ([Daughton *et al.* 2006]), et ce genre de problématique doit être abordé dans le futur pour les couches de courant asymétriques également.

4.1.3 Comparaison avec les observations

Intéressons nous enfin à la problématique observationnelle. Les données sont alors mesurées à la magnétopause terrestre. La simulation permet de mieux comprendre les données satellites, en les situant dans un contexte spatial et temporel plus général. De ce point de vue, notons en particulier les travaux de [Mozer *et al.* 2008] et [Tanaka *et al.* 2008], dont le but est d’identifier des structures observées par satellites grâce à des simulations PIC asymétriques. Les auteurs montrent ainsi que le champ électrique Hall est plus faible dans la magnétogaine (là où la densité est plus forte). La composante hors du plan du champ magnétique aurait tendance à perdre sa caractéristique quadrupolaire pour devenir d’avantage bipolaire et plus localisée dans la magnétogaine. Cette propriété a déjà été observée (e.g. [Nakamura & Scholer 2000], [Cassak & Shay 2008]) lors de simulations asymétriques, ces travaux ne nous permettent cependant pas de séparer le rôle du gradient magnétique et du gradient de densité indépendamment l’un de l’autre. [Tanaka *et al.* 2008] refait ce genre de simulation mais en laissant le champ magnétique symétrique, il semble également observer une bipolarisation du champ magnétique hors du plan. D’autres caractéristiques observationnelles évoluent sous l’influence de l’asymétrie. Ainsi, les zones de déplétion de densité, observées dans la région séparatrice dans le cas symétrique, sont également un sujet d’intérêt pour [Tanaka *et al.* 2008] et [Mozer *et al.* 2008]. [Mozer *et al.* 2008] observent une déplétion de densité sur la séparatrice de la magnétogaine mais pas sur la séparatrice côté magnétosphère, et ce à la fois dans les données satellites et la simulation. [Tanaka *et al.* 2008], quant à eux, observent une déplétion de densité seulement du côté magnétosphère dans les données satellites, mais des deux côtés dans la simulation. Ces résultats en apparence contradiction seront discutés à la fin de ce chapitre. Enfin, le jet de plasma est souvent observé décalé du côté magnétosphérique (e.g. [Nakamura & Scholer 2000], [Tanaka *et al.* 2008], [Pritchett 2008]) ou plus généralement du côté où la vitesse d’Alfvén est la plus grande ([Birn *et al.* 2008]).

Pour conclure cette brève revue, soulignons que les résultats de physique microscopique obtenus par les précédents auteurs dans le cadre de simulations cinétiques souffrent dans la plupart des cas d’un problème commun. La taille excessivement petite des domaines de simulations employés² ne permet en effet pas (selon nous) d’explorer des temps de simulation suffisants pour voir l’établissement d’un régime stationnaire non couplé aux conditions limites. Dans ces conditions, il doit rester à l’esprit du lecteur qu’il n’est pas entièrement clair de savoir si ces résultats sont en partie biaisés par l’influence des conditions limites ou de la perturbation

2. $\sim 20\delta_i$ avec δ_i calculé à partir de la densité la plus grande. La longueur d’inertie variant comme $1/\sqrt{n}$, on se rend mieux compte de la taille minuscule des domaines, si exprimée en fonction de la densité la plus faible : $\sim 7\delta_i$ pour un rapport $n_1/n_2 \sim 10$! Les simulations sont limitées par la recirculation du champ quadrupolaire (par définition non périodique!) qui est la plus rapide du côté ténu.

initiale instationnaire. A titre d'exemple, [Tanaka *et al.* 2008] fait une comparaison simulation/observation en réalisant une mesure à une distance d'environ 6δ du bord du domaine dans une région qui nous semble dominée par la condition initiale artificielle. Le problème se pose de façon moindre en ce qui concerne les observations liées à la physique électronique abordée par [Pritchett & Mozer 2009]. Les échelles associées aux électrons étant temporellement beaucoup plus courtes et spatialement beaucoup plus petites que celles associées aux ions. [Malakit *et al.* 2010] réalisent quant à eux des simulations de domaines beaucoup plus larges ($\sim 200\delta_i$ de long sur $\sim 50\delta_i$ de large), mais ne s'adressent pas ce genre de question fine. La lourdeur des traitements imposés par le bruit intrinsèque des codes PIC les poussent même à renoncer à certaines mesures nécessaires à la vérification complète des prédictions de [Cassak & Shay 2008] quant à la structure interne de la zone Hall³.

4.1.4 Plan du chapitre

Dans ce chapitre, nous allons poursuivre notre étude de la physique de la reconnexion à l'échelle ionique entamée au cours du chapitre 2 en l'étendant donc au cas asymétrique plus général. Dans un premier temps nous décrirons le modèle utilisé comme condition initiale de nos simulations et ferons, à l'instar du chapitre 2, une brève description de la simulation effectuée afin d'en connaître les limitations. La seconde partie de ce chapitre est consacrée à l'étude de la zone non-idéale à l'intérieur de laquelle les ions se découplent du champ magnétique. Nous décrirons d'une part son extension spatiale et d'autre part sa structure interne. Dans un troisième temps, nous nous intéresserons au jet de plasma. D'un point de vue observationnel, nous détaillerons sa structure et l'expliquerons comme une conséquence du mélange non collisionnel du plasma. Nous nous attacherons ensuite à comprendre l'accélération fluide du plasma. Notre objectif étant de quantifier l'importance relative des différentes forces fluides menant à la formation du jet. Nous discuterons nos résultats en les comparant aux hypothèses généralement faites dans les modèles analytiques, ainsi qu'aux résultats récents de simulations fluides. Enfin, dans un dernier temps, nous aborderons, à l'instar du chapitre 2, la problématique du transfert d'énergie électromagnétique vers l'énergie cinétique et thermique.

4.2 Description de la simulation

4.2.1 Conditions initiales

Au cours de ce chapitre nous allons comparer les résultats obtenus à l'aide de la simulation symétrique du chapitre 2, et d'une seconde simulation, asymétrique. La condition initiale de cette nouvelle simulation est en grande partie similaire à celle présentée dans le chapitre 2. Le champ magnétique est également donné par

3. Ils font par exemple la supposition que la région de découplage a une forme rectangulaire de rapport d'aspect $\delta/L \sim 0.1$ sans le mesurer.

$\mathbf{B} = \tanh((y - 0.5y_m)/\lambda) \mathbf{e}_x$, λ représente la largeur de la couche de courant et sa valeur est fixée ici à $\lambda = 1$. La densité est cette fois-ci asymétrique, elle est fixée à 1 d'un côté de la couche de courant et à 0.25 de l'autre côté. Par analogie à la magnétopause, nous appellerons magnétosphère (*MSP*) le côté faible densité et magnétogaine (*MSH*) l'autre côté. Dans ce chapitre, les grandeurs physiques se verront généralement affectées d'un indice "sh" ou "sp", faisant référence à la magnétogaine (*magnetosheath*) ou à la magnétosphère respectivement. Le β du plasma est fixé à 1 aux asymptotes et la température électronique est supposée isotherme et prend une valeur constante fixée à 0.005. Encore une fois, la température ionique est le paramètre restant, elle est calculée de façon à imposer l'équilibre de pression MHD à travers la couche de courant. Cette température est choisie isotrope et les ions sont initialisés dans une distribution Maxwellienne locale. côté magnétosphère la température est donc $T_i = 1.995$ et côté magnétogaine elle vaut 0.495 soit $kT_i \approx 713 \text{ eV}$ dans la magnétosphère et $kT_i \approx 177 \text{ eV}$ dans la magnétogaine avec un champ de 60 nT et une densité de. Le courant supportant le cisaillement magnétique est réparti sur les ions et les électrons de la même façon qu'au chapitre 2 à l'aide de l'équation 2.7. Le système est initialement perturbé à l'aide de la perturbation (2.8). Dans la direction aval le domaine s'étend sur une longueur $L_x = 300\delta_i$ (c'est à dire $L_x = 150\delta_{isp}$) et sa largeur dans la direction amont est $L_y = 80\delta_i$ (c'est à dire $L_y = 40\delta_{isp}$). Le nombre de cellules est $n_x = n_y = 1024$ et une centaine de particules sont placées dans chacune d'elle. Le rapport de masse est fixé à $\mu = 0.02$ et la longueur d'inertie électronique est donc $\delta_e \sim 0.14\delta_i$. Les conditions limites sont les mêmes que dans le chapitre 2, les bords $y = cte$ sont des murs conducteurs parfaits tandis que le domaine est périodique dans la direction x .

4.2.2 Description générale et limitations

Cette section sera relativement courte car les biais introduits dans cette simulation sont pour la plupart les mêmes que ceux que nous avons rencontré dans le chapitre 2. En premier lieu l'équilibre initial n'est pas un équilibre cinétique, la fonction de distribution maxwellienne se modifie donc rapidement donnant naissance à une onde magnéto-sonore se propageant de part et d'autre de la couche de courant dans la direction y . Le côté MSH étant plus dense, l'onde se propage moins rapidement de ce côté (voir la relation 2.9). Les conditions limites amont étant fermées, la quantité de flux magnétique à reconnecter est donc limitée et le taux de reconnexion diminuera à mesure que le réservoir s'épuisera. La condition limite aval présente les mêmes gênes que précédemment. La périodicité impose de stopper la simulation avant que les perturbations se propageant vers l'extérieur ne recirculent dans l'intérieur du domaine. Nous observons également l'apparition de sites de reconnexion secondaires non inclus initialement. Ces sites évoluent non linéairement et finissent par interférer avec le site principal que nous étudions. La gêne occasionnée revient à simuler un domaine plus étroit. Une parade pourrait consister à l'avenir à augmenter l'épaisseur de la couche de courant initiale, afin de réduire le taux de croissance de ces sites de reconnexion secondaires. Comme dans le cas symétrique, le site de recon-

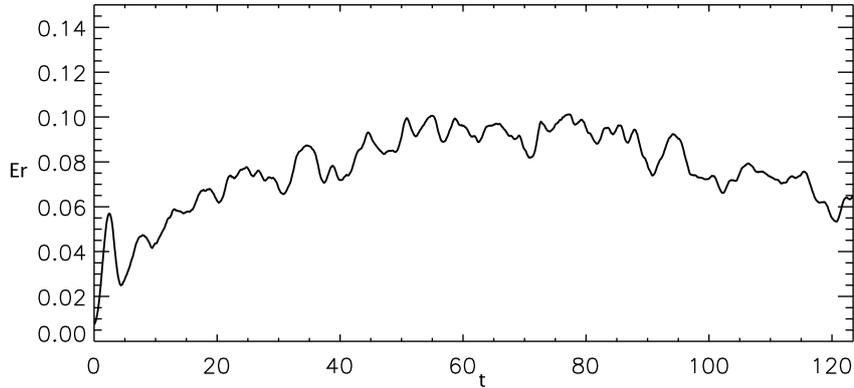


FIGURE 4.1: Taux de reconnexion mesurée à partir du champ électrique E_z au site de reconnexion.

reconnexion est relativement instationnaire au début de la simulation et l'on doit attendre un peu que cette instationnarité soit évacuée en aval. A nouveau, nous disposons d'une fenêtre de temps à l'intérieur de laquelle le régime n'est ni transitoire ni trop contraint par les conditions limites. Nous estimons à partir de l'évolution du taux de reconnexion et du flux d'énergie évacuée du site de reconnexion (voir fin du chapitre) que les conditions sont acceptables à partir de $t = 50$. Enfin la densité étant directement liée au nombre de particules par cellules, les simulations asymétriques consomment beaucoup plus de ressources (1 mois de calcul sur 16 processeurs et 1To de données).

4.3 Géométrie de la zone non-idéale asymétrique

Lorsque la reconnexion magnétique se déroule dans une couche de courant séparant deux plasmas de densité et de température différentes, la zone Hall n'a plus aucune raison de conserver la géométrie qu'on lui connaît dans le cas symétrique. D'un point de vue observationnel, il est donc capital de comprendre comment l'asymétrie initiale (ici un gradient de densité et un gradient de température) va modeler la structure de cette région. Dans un premier temps, nous allons mettre en évidence cette zone et décrire son extension spatiale. Ensuite, nous nous intéresserons à sa structure interne.

4.3.1 Extension spatiale

Dans le cas collisionnel, la physique résistive impose à la zone non-idéale d'être longue et très fine, ce qui constitue une limitation dramatique du taux de reconnexion. Dans le cas non-collisionnel symétrique, on observe une zone non idéale beaucoup plus épaisse et courte, le plasma est accéléré jusqu'à une fraction importante de la vitesse d'Alfvén amont sur une courte distance. Si le processus de

reconnexion se déroule ainsi plus rapidement, les lois d'échelle dépendent néanmoins toujours de la géométrie de cette zone, qui prend la forme d'un rectangle (par symétrie droite/gauche et haut/bas) dont le rapport d'aspect semble toujours être environ $\delta/\Delta \approx 0.1$. Lorsque les deux plasmas de part et d'autre de la couche de courant ont des propriétés différentes, et que le champ magnétique asymptotique est antiparallèle, on ne peut plus compter que sur la symétrie aval1/aval2 (c'est à dire par rapport à la droite reliant les deux régions amont et passant par le point X). En effet, la zone Hall n'a plus aucune raison d'être symétrique vis à vis de la ligne $B = 0$. Le point de stagnation et le point X ne sont a priori plus confondus, ni même au centre de la zone ([Cassak & Shay 2007]).

La figure 4.2 représente la région non-idéale issue d'une simulation symétrique (en haut) et d'une simulation asymétrique (en bas). La couleur représente la composante hors du plan du champ électrique là où sa valeur est donnée de manière dominante par le terme Hall $\mathbf{j} \times \mathbf{B}/n$. Nous avons imposé une valeur nulle partout ailleurs. Le calcul est effectué au temps $t = 105$ pour la simulation symétrique et $t = 110$ pour la simulation asymétrique. Le champ électrique est moyenné sur une durée de $2\Omega_{ci}^{-1}$ afin d'éliminer un maximum des fluctuations statistiques. Cette figure montre bien que la région de découplage est confinée dans une région microscopique autour du site de reconnexion. Elle a cependant une valeur qualitative plus que quantitative. En effet, le taux de reconnexion n'étant pas vraiment stationnaire dans l'une ou l'autre des deux simulations, la zone non-idéale ne cesse de s'allonger. L'épaisseur quant à elle n'évolue guère et reste d'environ $2\delta_i$ dans les deux cas. Lorsque la densité est asymétrique cependant, la zone Hall est décalée du côté ténu du point X. L'épaisseur de la zone Hall est également visible sur la figure 4.3 dont les graphiques du haut et du bas représentent une coupe de diverses grandeurs à travers la zone Hall symétrique et asymétrique, respectivement.

Physiquement, le terme Hall traduit un découplage des flots ioniques et électroniques. Pour le mettre en évidence, la figure 4.3 représente une coupe de la composante v_y du fluide ionique et électronique passant par le point X dans les cas symétriques et asymétriques. Dans les deux cas, nous pouvons nettement distinguer les régions amonts, où les deux espèces ont la même vitesse, de la région non-idéale, où les flots se séparent. Les ions, du fait de leur plus grande masse, évoluent sur une échelle plus grande que les électrons et se dissocient les premiers du mouvement du champ magnétique. Les électrons quant à eux, continuent d'accélérer avec le champ magnétique jusqu'à eux aussi, être déviés vers la région aval sur une échelle plus petite. La distance caractéristique de cette échelle est celle mesurée entre les deux pics de vitesse électronique. Nous la nommerons δ_{v_e} , et sa valeur au cours du temps est représentée pour le run asymétrique sur le graphique **A** de la figure 4.5. La vitesse maximale atteinte par les électrons dans cette région est représentée au cours du temps sur le graphique **B** de la figure 4.5. Cette vitesse semble légèrement plus importante du côté MSH de la couche de courant pour finalement rejoindre la valeur MSP à la fin de la simulation. La valeur maximale de la vitesse des ions est également représentée au cours du temps sur la figure 4.5 (graphique **E**). Le

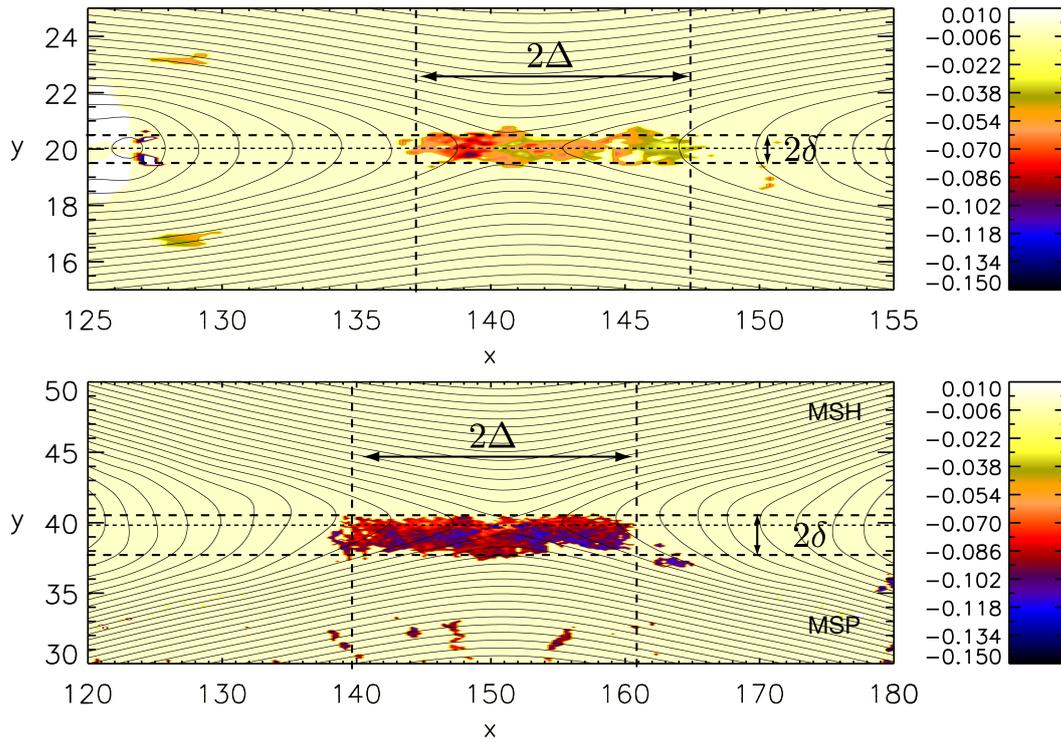


FIGURE 4.2: La zone de découplage des ions est représentée en code couleur. La zone claire représente la région où le terme idéal $(\mathbf{v} \times \mathbf{B})_z$ est plus important que le terme Hall $(\mathbf{j} \times \mathbf{B}/n)_z$. Les lignes de champ magnétique dans le plan sont dessinées en trait noir. La figure du haut est issue de la simulation symétrique au temps $t = 105$ tandis que la figure du bas provient de la simulation asymétrique au temps $t = 110$. Les traits verticaux et horizontaux délimitent la zone Hall.

flot ionique incident est relativement identique de part et d'autre de la couche de courant même s'il semble être systématiquement un peu plus rapide du côté dense.

Le caractère cinétique de la simulation nous permet de séparer la contribution à la densité des particules provenant de part et d'autre de la couche de courant. Nous remarquons ainsi que la zone non-idéale est incluse à l'intérieur d'une région où coexistent les deux populations de particules. Nous appellerons cette région la *couche de mélange*. Cette couche de mélange, visible sur la figure 4.3 est plus large que ne l'est la zone Hall. Le graphique **C** de la figure 4.5, montrant l'évolution temporelle de son épaisseur, nous apprend que celle-ci est stable au cours de la simulation. Nous pouvons même d'ores et déjà imaginer que c'est ce mélange non-collisionnel de deux populations se dirigeant en moyenne l'une vers l'autre, qui en apparence, fait diminuer la vitesse fluide (totale) dans cette région.

4.3.2 Structure interne

La structure interne de la zone Hall n'est pas très bien connue, même dans le cas symétrique. L'asymétrie de densité et de température présente l'intérêt de pouvoir briser les structures créées par le rôle indiscernable des populations de particules provenant de chaque côté de la couche de courant dans le cas symétrique. Dans cette partie nous allons nous intéresser à la structure interne de la zone Hall asymétrique. Comme dans la plupart des cas où de petites échelles non-collisionnelles sont créées, la dynamique moyenne (fluide) du plasma cesse d'être représentative de la dynamique microscopique et réelle des particules du plasma. Autrement dit, en regardant la vitesse moyenne par exemple, on ne peut plus se représenter le plasma comme un ensemble de particules allant *toutes plus ou moins* à cette vitesse là. La réalité peut être plus complexe et souvent reliée à un mélange de plusieurs populations de particules d'origines physique potentiellement très différentes. Cette dernière remarque est illustrée par la figure 4.4. La vitesse du fluide ionique que nous observons s'annuler au sein de la zone non-idéale n'est en fait pas révélatrice du comportement des populations incidentes. En effet, lorsque l'on regarde séparément la vitesse moyenne des populations issues des deux régions en amont du point X, on remarque clairement que ces deux populations ont un comportement totalement différent du plasma "moyen". En particulier, la vitesse de chaque population est loin d'être nulle au point de stagnation, les deux espèces de protons semblent s'interpénétrer de façon transparente. La moyenne de ces vitesses, pondérée par la densité de particules de chaque espèce dans cette zone de mélange, va décider du profil de la vitesse totale et de la position du point de stagnation. Comme d'autres auteurs l'ont déjà observé (e.g. [Cassak & Shay 2007], [Pritchett 2008]), le point de stagnation du fluide se sépare alors du site de reconnexion. Nous le trouvons systématiquement décalé du côté ténu du point X. Sa position, ainsi que celle du point X, au sein de la zone Hall et de la couche de mélange, est tracée au cours du temps sur le graphique **G** de la figure 4.5.

Dans le cas symétrique, chaque population voit sa vitesse moyenne diminuer avant le site de reconnexion. En revanche, dans le cas asymétrique, la vi-

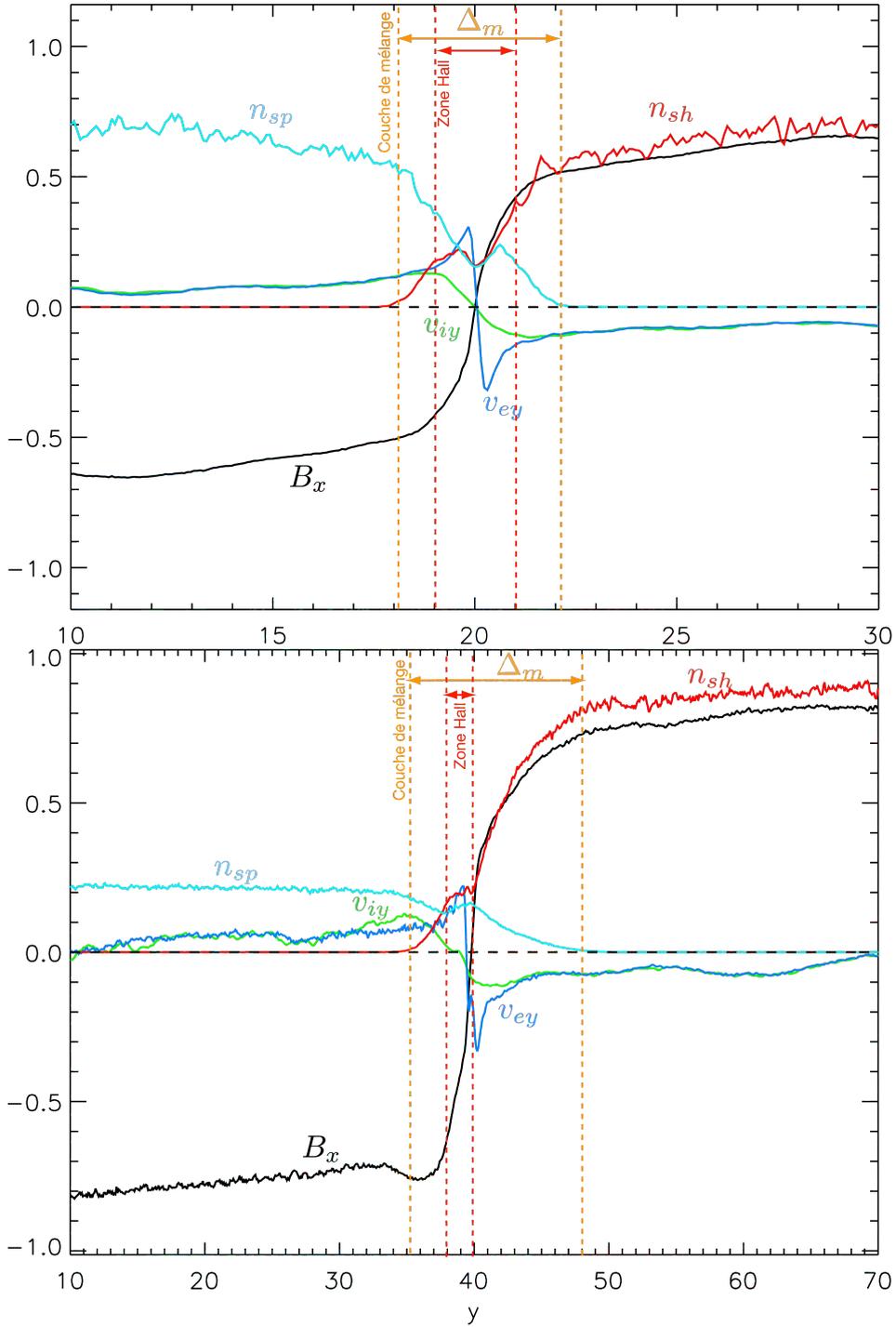


FIGURE 4.3: Le graphique représente une coupe dans la direction y et passant par le point X , de la vitesse des ions (v_{iy}) et des électrons (v_{ey}). La composante B_x du champ magnétique y est également représentée afin de pouvoir se représenter la couche de courant. On place également sur le graphique la densité de particules en séparant celles provenant du côté dense (n_{sh}) de celle provenant du côté ténu (n_{sp}). La figure est réalisée au temps $t = 105$ pour le run symétrique (en haut) et $t = 110$ pour le run asymétrique (en bas). Pour chaque figures, les données sont moyennées sur $2\Omega_{ci}^{-1}$ et moyennées spatialement pour chaque position y sur $5\Delta x \approx 1.5\delta_{ish} \approx 0.75\delta_{isp}$. Les traits verticaux en pointillés jaune représentent la limite de la couche de mélange du plasma. Les traits verticaux en pointillés rouge représentent la limite de la zone Hall.

tesse moyenne des ions originaire du côté ténu continue d'augmenter alors même que l'on se situe du côté dense du point X. Cet effet a déjà été observé par [Nakamura & Scholer 2000] au moyen de simulations hybrides et provient vraisemblablement d'un effet de filtre en vitesse. Plus l'on pénètre loin du côté dense, plus les ions MSP que nous trouvons doivent avoir une grande énergie pour parvenir à cet endroit. Ceci expliquerait à la fois l'augmentation de la vitesse moyenne et la diminution de la densité. De manière cohérente avec les résultats de [Nakamura & Scholer 2000], nous observons que les ions issus du côté ténu semblent pénétrer plus profondément au delà du point X que l'autre population. Étant issus d'une distribution plus chaude initialement, cela est cohérent avec l'effet de filtre cinétique. Une étude de la dynamique individuelle des particules serait néanmoins nécessaire pour expliquer en détail ces observations avec certitude.

4.4 Structure du jet

Nous allons à présent nous déplacer un peu en aval de la région de reconnexion, dans le jet de plasma. Cette structure est l'une des plus facilement mesurable dans les données satellites car elle est macroscopique. Du point de vue observationnel, il est donc important de bien la caractériser. D'un point de vue théorique, la vitesse du jet ionique est reliée à l'efficacité du processus de reconnexion, comme nous l'avons vu au cours des deux chapitres précédents. Il est important de comprendre les différentes forces menant à sa formation. Les modèles analytiques (e.g. [Cassak & Shay 2007], [Birn *et al.* 2010]) supposent généralement que seule la force de Laplace $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ accélère le plasma. Les simulations MHD réalisées par [Birn *et al.* 2010] nous apprennent cependant que le jet peut dans certains cas être très aligné au champ magnétique, et montrent l'importance de la force de pression dans ces cas. Nous allons, dans un premier temps décrire la structure fluide du jet de plasma. Puis nous nous intéresserons aux forces fluides responsables de l'accélération du plasma.

4.4.1 Structure fluide

La figure 4.6 représente en code couleur la composante v_x de la vitesse moyenne des ions dans la simulation asymétrique. Le jet de plasma est visiblement plus rapide du côté ténu que du côté dense. Ceci a déjà été remarqué dans des travaux précédents ([Nakamura & Scholer 2000], [Borovsky & Hesse 2007], [Pritchett 2008], [Cassak & Shay 2009], [Tanaka *et al.* 2008], [Birn *et al.* 2008], [Birn *et al.* 2010]). Dans le cas général, où à la fois la densité et le champ magnétique (en module) sont asymétriques, des résultats de simulations MHD semblent indiquer que le jet se décale du côté où la vitesse d'Alfvén est la plus grande ([Birn *et al.* 2008]). Puisque notre simulation est hybride, nous pouvons encore une fois séparer la contribution des deux populations (MSH et MSP) à la vitesse moyenne, et ainsi comprendre pourquoi, du point de vue microphysique, le jet apparaît comme décalé du côté ténu. La figure 4.7 représente une coupe à $x = 162$ de la vitesse fluide, de la densité et du champ magnétique. Nous avons séparé la contribution des deux populations

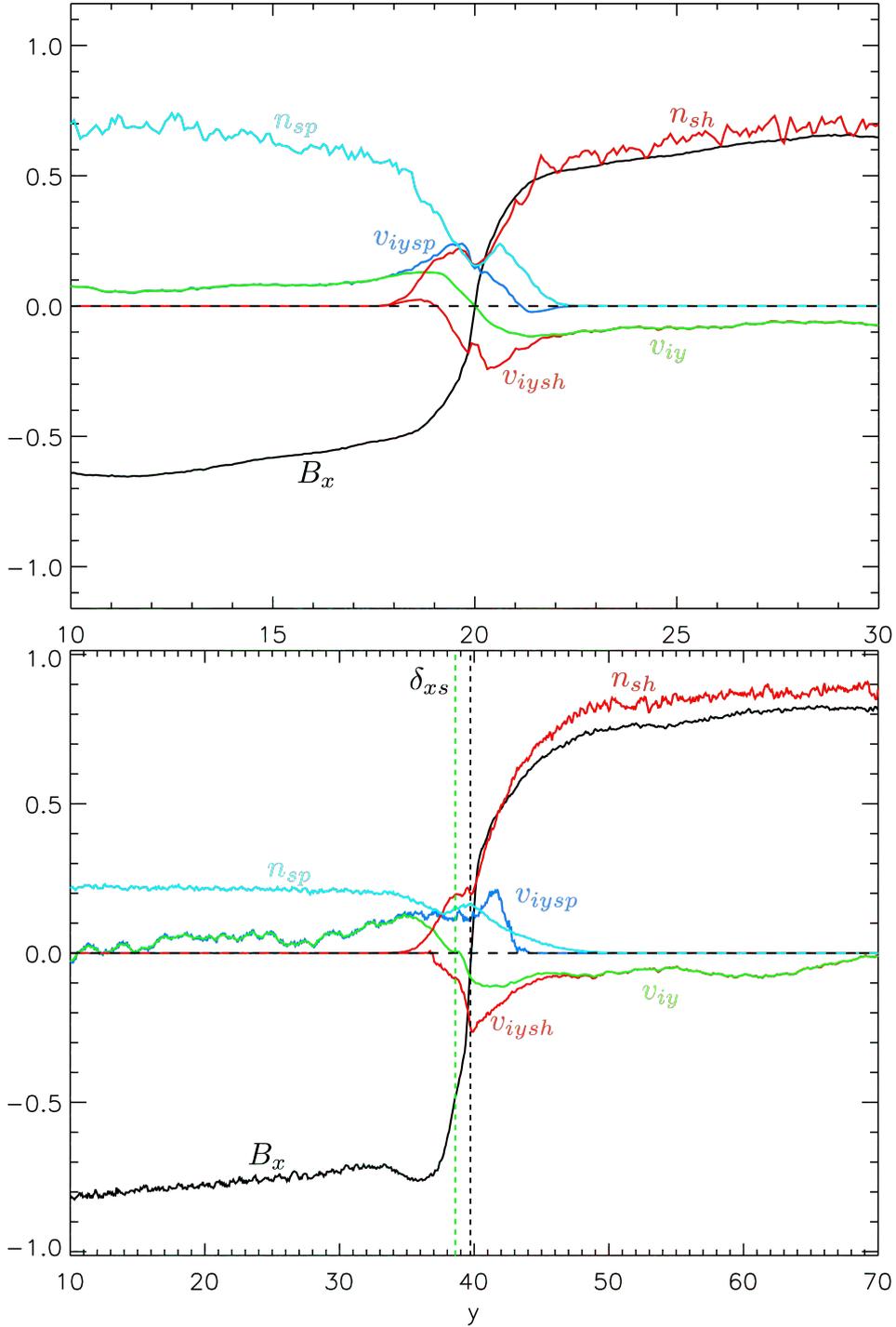


FIGURE 4.4: Mélange des populations issues des deux régions amont au sein de la zone non-idéale. Les deux populations semblent s'interpénétrer de façon non-collisionnelle et ont une vitesse non nulle au point de stagnation. En haut : simulation symétrique, en bas : simulation asymétrique.

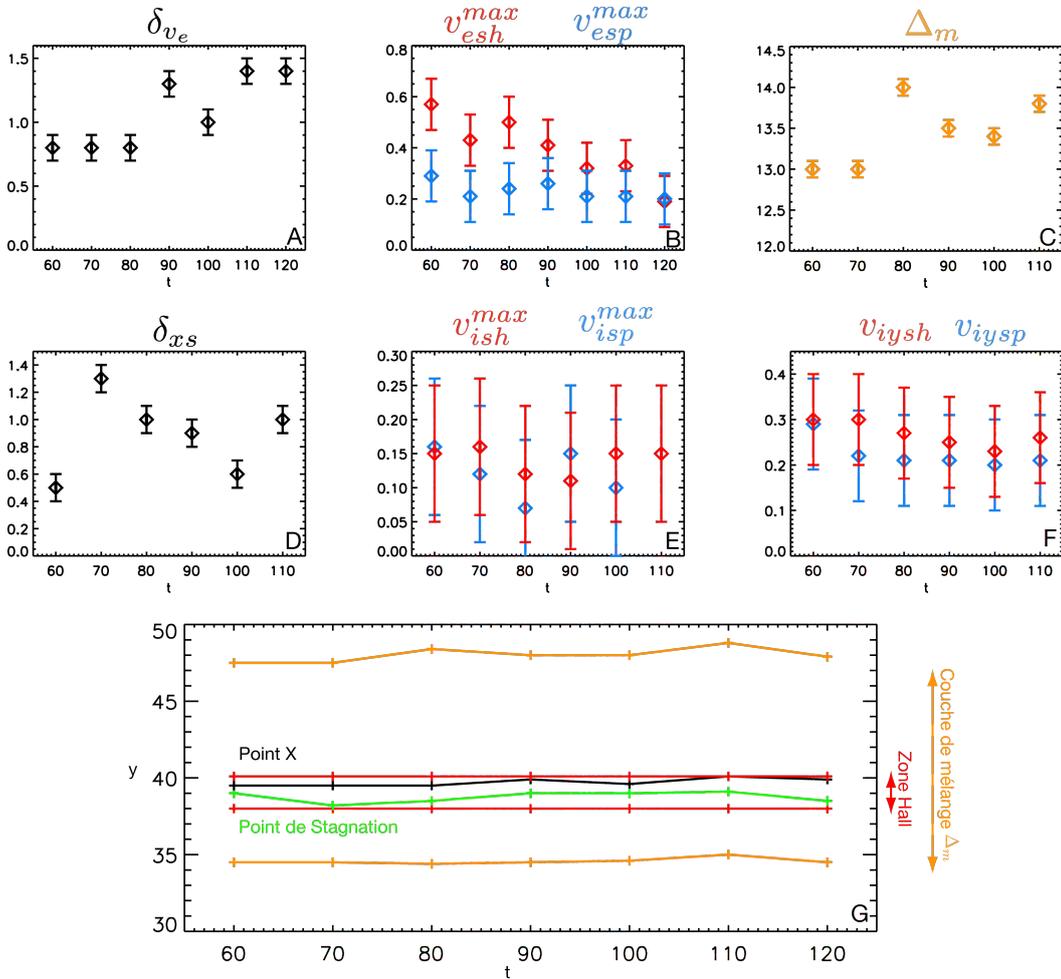


FIGURE 4.5: Mesures effectuées au cours du temps sur les coupes présentées dans les figures 4.3 et 4.4. **A** : Distance entre les deux pics de v_{ey} (visible sur la figure 4.3). **B** : Valeur maximale de la vitesse v_{ey} du côté MSP et MSH. **C** : Épaisseur de la couche de mélange. **D** : Distance entre le point X et le point de stagnation. **E** : Vitesse maximale des ions (deux espèces) de part et d'autre de la couche de courant. **F** : Vitesse maximale de chaque espèce. **G** : Géométrie de la zone non-idéale suivant y au cours du temps.

en représentant leur densité et vitesse fluide respective. Le jet apparait alors comme une région où les deux espèces sont mélangées. L'espèce MSP ayant une vitesse rapide du côté MSH et inversement. Comme le profil de densité reste grossièrement inchangé, le jet du côté MSH est porté par une espèce ultra minoritaire, tandis que du côté MSP, le jet est porté par une population dont la densité est deux fois plus importante que la population locale, "au repos", expliquant ainsi, pourquoi la vitesse totale, qui est la moyenne pondérée des vitesses de chaque espèce, est vue comme décalée du côté MSP. La structure décalée du jet de plasma est donc une conséquence directe du transfert et du mélange des particules de part et d'autre de la couche de courant.

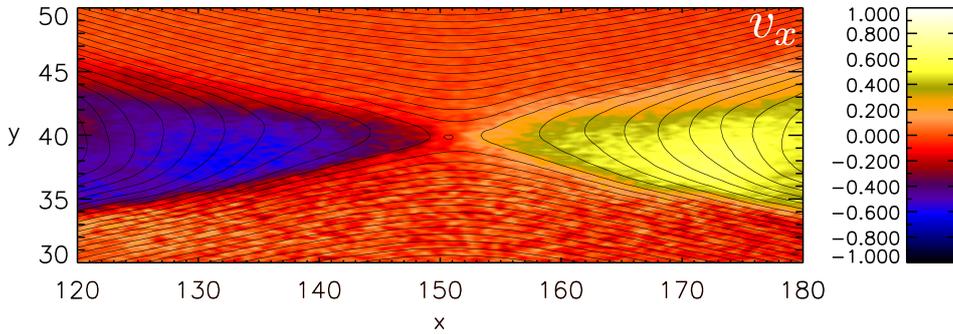


FIGURE 4.6: Composante v_x du flot de plasma visualisé au temps $t = 110$. Les lignes de champ magnétique projetées dans le plan sont représentées en trait noir. Les données sont moyennées sur $2\Omega_c t^{-1}$. δ_{xs} représente la distance entre le point de stagnation et le point X.

4.4.2 Dynamique

Oublions un instant l'aspect cinétique du comportement du plasma et intéressons nous à la dynamique moyenne. Quelles sont les forces importantes donnant lieu à la formation d'un tel jet ? A l'instar des travaux portant sur la reconnexion symétriques, les récentes études s'intéressant au processus asymétrique supposent souvent que le fluide est accéléré par la force de Laplace $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$. [Birn *et al.* 2010] présente un calcul du taux de reconnexion dans une couche de courant asymétrique. Les auteurs autorisent la compression du plasma en aval. Celui-ci peut donc avoir une densité plus élevée que celle obtenue par le simple mélange non collisionnel des deux plasmas. Afin d'obtenir des résultats analytiques ne dépendant que des paramètres amont, ils doivent en particulier exprimer la vitesse du jet en fonction de ces paramètres.

Les auteurs utilisent pour cela l'équation du mouvement du fluide, qu'ils simplifient en faisant des hypothèses sur l'importance des forces mises en jeu. Dans la direction normale (y), ils supposent l'équilibre de pression, tandis que la contribution de la force de pression à l'accélération dans la direction x est négligée, laissant l'accélération totalement engendrée par la force de Laplace. Cette

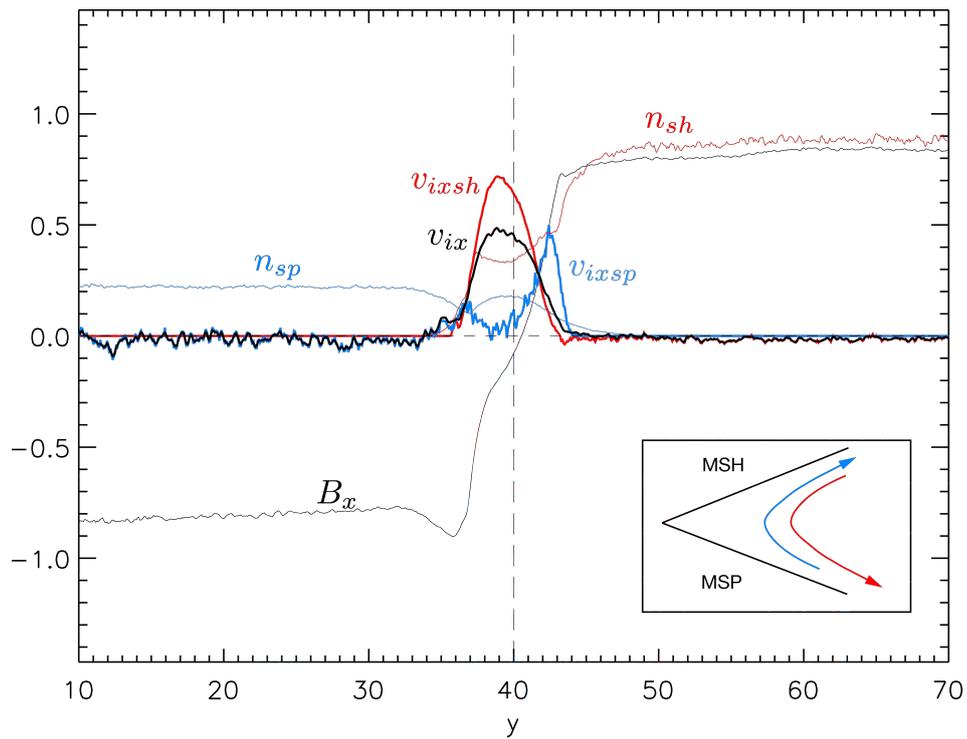


FIGURE 4.7: Coupe à $x = 162$ et $t = 110$ de la vitesse fluide dans la direction x . On a séparé la contribution des deux populations à la vitesse totale. La densité et la composante B_x sont superposées en trait fin afin de servir de repère. Chaque population a une vitesse élevée du côté opposé à son origine. Ce transfert est illustré par le schéma en bas à droite de la figure.

hypothèse semble relativement bien vérifiée dans leurs simulations dans le cas où le champ magnétique est symétrique. Au contraire, lorsque le champ magnétique est asymétrique, ils observent un jet de plasma quasiment parallèle au champ magnétique, indiquant le rôle important que joue la force de pression dans ce cas.

Notre simulation se trouve dans le premier cas, c'est à dire que le champ magnétique est symétrique. Nous nous proposons de comparer les résultats de [Birn *et al.* 2010] à ceux obtenus dans le cas cinétique. La figure 4.8 représente la trajectoire de quelques particules fluides contribuant au jet à $t = 110$. La position de ces particules fluides est suivie dans le temps (en arrière) jusqu'à ce qu'elle atteigne une distance $\Delta Y = 5$ du plan médian ($y = 40$), ce qui est suffisant pour les retrouver dans la région amont. Comme dans le chapitre 2, le flot est localement lissé afin de réduire les fluctuations des trajectoires. Sélectionnons une des particules fluides et suivons le long de sa trajectoire, les forces qu'elle ressent dans la direction x et y respectivement. Ces forces sont représentées sur la figure 4.9. Sur cette figure, nous avons placé des flèches noires à certains emplacements, que nous avons reportés par des ronds noirs sur la ligne de courant. Remarquons en premier lieu que l'équilibre de pression est respecté dans la direction y , en effet la particule ne ressent jamais d'accélération significative dans cette direction. Dans la direction x cependant, la particule est accélérée fortement à partir de l'emplacement (2), qui correspond à son entrée dans la région séparatrice. Lorsqu'elle se trouve sur la séparatrice, son accélération est maximale. Notons qu'à l'instar du cas symétrique, la force de pression joue encore une fois un rôle très important, en s'opposant en très grande partie à l'accélération de la force de Laplace. La particule s'éloigne ensuite et son accélération diminue. A l'emplacement (4), la force électrique et de pression dans la direction y s'inversent, de manière cohérente avec la structure bipolaire du champ électrique. La structure des forces ressenties par la particule fluide est donc très différente de celle obtenue dans les simulations MHD de [Birn *et al.* 2010]. Elle ressemble d'avantage à celle que nous avons décrite lors du chapitre 2 dans le cas symétrique et montre que la force de pression ne peut être négligée pour l'accélération du plasma.

4.5 Bilan d'énergie

L'accélération du plasma et la formation du jet illustrent le transfert entre l'énergie magnétique et l'énergie cinétique. Les modèles théoriques actuels estimant le taux de reconnexion dans des couches de courant asymétriques se basent également sur le principe de conservation de l'énergie dans une région entourant le site de reconnexion ([Cassak & Shay 2007]). En simplifiant les équations de transport de l'énergie sous ses différentes formes, et en les intégrant sur un contour fermé autour du site de reconnexion, on peut relier les grandeurs aval aux grandeurs amont, et ainsi les éliminer de l'expression du champ électrique de reconnexion. Cette technique permet d'obtenir une expression du taux de reconnexion comme une fonction uniquement des paramètres amont du plasma. Hormis la stationnarité, les

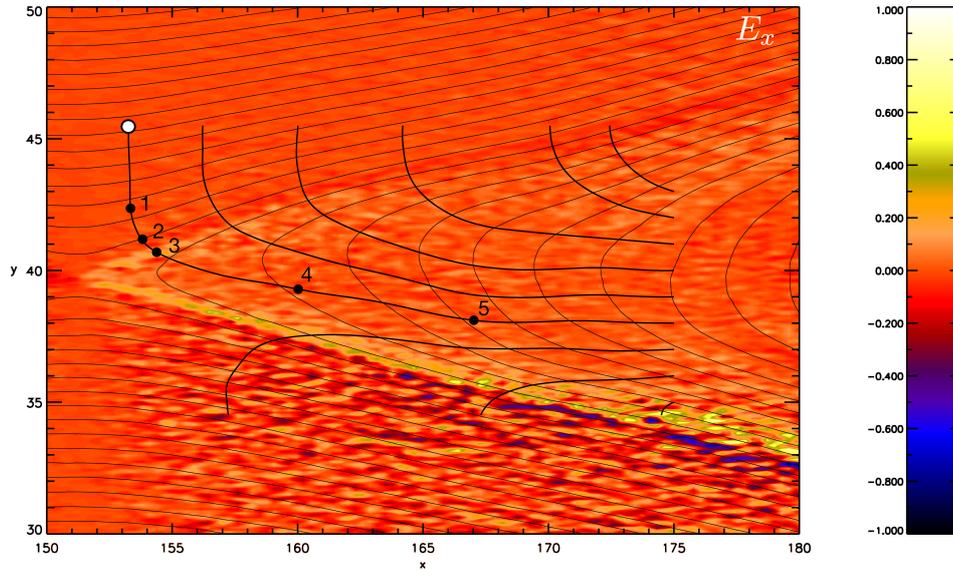


FIGURE 4.8: Trajectoire de quelques particules fluides participant au jet de plasma, représentées en trait plein noir, superposées au champ électrique E_x au temps $t = 110$. La trajectoire dont l'origine est marquée par un rond blanc est celle le long de laquelle les forces fluides représentée sur la figure 4.9 sont mesurées. Les points noirs numérotés de 1 à 5 sont des positions correspondants aux structures particulières des forces, marquées par des flèches sur la figure 4.9.

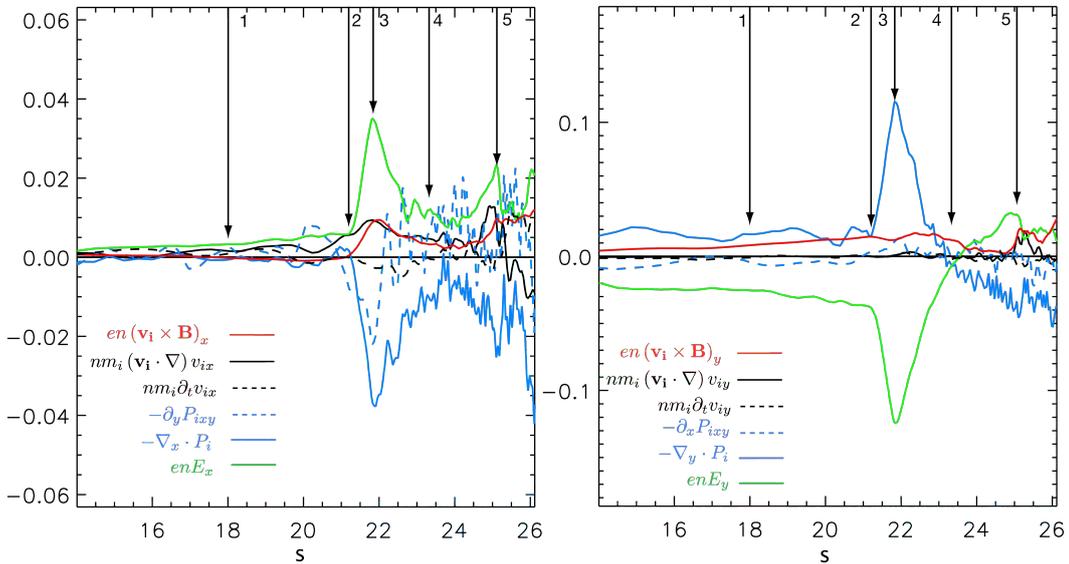


FIGURE 4.9: Forces fluides calculées sur la trajectoire de la particule fluide marquée d'un rond blanc sur la figure 4.8. À gauche sont représentées les forces dans la direction x tandis qu'à droite les forces sont dans la direction y . Les données utilisées pour calculer ces forces sont issues d'une moyenne entre $t = 110$ et $t = 120$.

hypothèses simplificatrices se situent au niveau de l'estimation des flux d'énergie sur les différents bords du domaine d'intégration. En pratique, [Cassak & Shay 2007] supposent que le plasma amont n'apporte qu'un flux de Poynting, et que celui-ci est intégralement converti en flux convectif en aval. [Birn *et al.* 2010] quant à eux, ajoutent le flux d'enthalpie dans les deux régions. Dans le cas symétrique, les simulations MHD de [Birn *et al.* 2010] montrent une équipartition de l'énergie électromagnétique entre l'énergie convective et l'énergie thermique, conformément à la prédiction théorique du modèle de Sweet et Parker (eq. (2.11)). L'énergie thermique augmentant sous l'action d'un chauffage Joule (dans la zone de résistivité artificielle) ainsi que par compression adiabatique. Dans le cas asymétrique, de récents travaux ([Birn *et al.* 2008]), ([Birn *et al.* 2010]) montrent la mesure directe des différents flux au travers d'un contour fermé et l'on peut clairement voir que le flux d'enthalpie n'est d'une part pas négligeable, et que d'autre part son gain excède généralement le gain de flux convectif. Ce partage de l'énergie électromagnétique incidente entre l'énergie convective et l'énergie thermique dépendant à la fois du temps (la simulation n'est pas stationnaire) et des paramètres des plasmas situés en amont. [Cassak & Shay 2007], quant à eux, ne montrent pas l'évolution temporelle des flux d'énergie pour chaque simulation, mais seulement un point de mesure par simulation, et uniquement des flux qu'ils supposent non nuls. Ils représentent ainsi le flux de Poynting en entrée en fonction du flux convectif en sortie. Les points présentés se trouvent alignés sur une droite de pente 1, confirmant leur hypothèse de calcul. Notons que nous pouvons cependant questionner le fait que des hypothèses aussi simples soient vérifiées avec autant de précision (pente 1) et ce de manière indépendante des paramètres choisis alors même que [Birn *et al.* 2010] montrent que le transfert d'énergie dépend de ces paramètres. On aurait également aimé savoir comment les auteurs ont choisi l'unique point de mesure censé représenter une simulation entière qui n'est, à l'instar de [Birn *et al.* 2010] certainement pas stationnaire.

Nous nous proposons ici de mesurer ce transfert d'énergie au cours de la simulation asymétrique hybride que nous avons réalisée. Rappelons que nos résultats dans le cas symétrique (chap. 2) montraient d'ores et déjà un léger excès du gain d'enthalpie par rapport au gain d'énergie convective. Nous procéderons de la même façon qu'à la fin du chapitre 2. Rappelons ici les équations de transport de l'énergie (déjà présentées au chapitre 2) :

$$\frac{\partial B^2/(2\mu_0)}{\partial t} + \nabla \cdot \left(\frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{\mu_0} \right) = -\mathbf{j} \cdot \mathbf{E} \quad (4.1)$$

$$\frac{\partial \frac{1}{2} m_s n v_s^2}{\partial t} + \nabla \cdot \left(\frac{1}{2} m_s n v_s^2 \mathbf{v}_s \right) = n q_s \mathbf{v}_s \cdot \mathbf{E} + \left(-\nabla \cdot \vec{P}_s \right) \cdot \mathbf{v}_s \quad (4.2)$$

$$\frac{\partial u_s}{\partial t} + \nabla \cdot \left(\mathbf{q}_s + u_s \mathbf{v}_s + \vec{P}_s \cdot \mathbf{v}_s \right) = \left(\nabla \cdot \vec{P}_s \right) \cdot \mathbf{v}_s \quad (4.3)$$

La figure 4.10 représente le contour rectangulaire fermé sur lequel nous avons évalué les équations de transport d'énergie, superposé à la composante v_x du flot

à l'instant $t = 110$. Nous avons vérifié que l'égalité est précisément respectée pour chacune des trois équations, garantissant ainsi la justesse de notre calcul. Contrairement au chapitre 2 où nous avons fait ce travail dans le cas symétrique, nous devons ici distinguer l'apport d'énergie des deux régions amont. La figure 4.11 représente ainsi l'évolution temporelle des différents flux traversant les bords MSH, MSP et aval, respectivement. Les oscillations dans les flux mesurés sur les bords amont sont liées aux ondes présentes dans le milieu depuis l'initialisation de la simulation. Les flux d'énergie traversant les bords MSP et MSH présentent de nombreuses similitudes. Des deux côtés, le flux d'énergie convective est totalement négligeable, comme supposé dans les études précédentes. D'un côté comme de l'autre, le flux d'enthalpie (\mathbf{H}) excède légèrement le flux de Poynting ($\mathbf{\Pi}$). Du côté MSH cependant, nous pouvons observer la présence d'un flux de chaleur *sortant* porté par le vecteur \mathbf{q} . Ce flux n'est pas observé de l'autre côté (MSP). La présence d'un tel flux ne peut s'expliquer que par un processus cinétique impliquant des fonctions de distributions non Maxwellienne. Que se passe-t-il donc de ce côté qui ne se produit pas de l'autre ? La figure 4.5 nous donne la solution : notre contour d'intégration s'étend suivant la direction y de $y = 35$ à $y = 45$. La frontière supérieure se trouve tout au long de la simulation dans la *couche de mélange* alors que la frontière inférieure se situe juste à sa limite ! Le flux de chaleur observé provient donc du flux stationnaire d'ions MSP se mélangeant au plasma MSH.

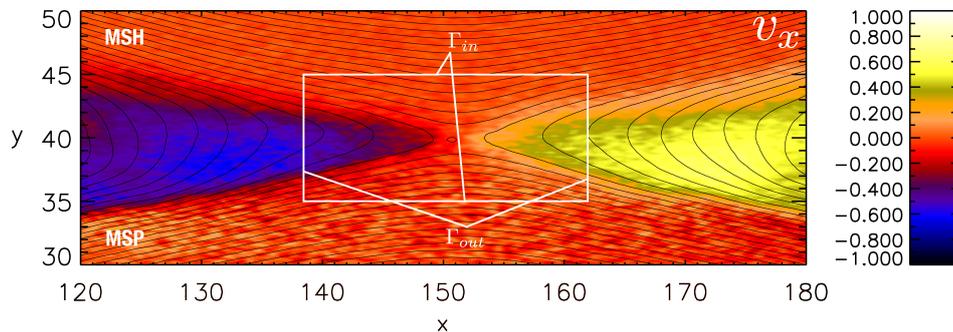


FIGURE 4.10: Le contour blanc superposé au jet de plasma au temps $t = 110$ représente le contour sur lequel les équations de conservation (4.1, 4.2, 4.3) sont évaluées.

En aval, le flux d'enthalpie domine *largement* sur les autres flux. Étant également important en amont, il convient cependant de lui retirer la partie qui est simplement transportée de l'amont vers l'aval. Le flux convectif quant à lui est relativement négligeable en comparaison, et se trouve même être plus faible que le flux de Poynting sortant, pourtant systématiquement négligé. Là encore, nous pouvons observer la présence d'un flux de chaleur non nul, qui cette fois-ci entre dans le contour. Ce flux de chaleur n'étant pas vu dans la simulation symétrique (fig. 2.22). Nous avons vérifié que ce flux de chaleur existe bien avant que d'autres points X ne se développent dans le système. Il ne s'agit donc pas d'un flux "anormal" d'ions accélérés par de tels sites secondaires mais semble bel et bien lié au développement du site de reconnexion

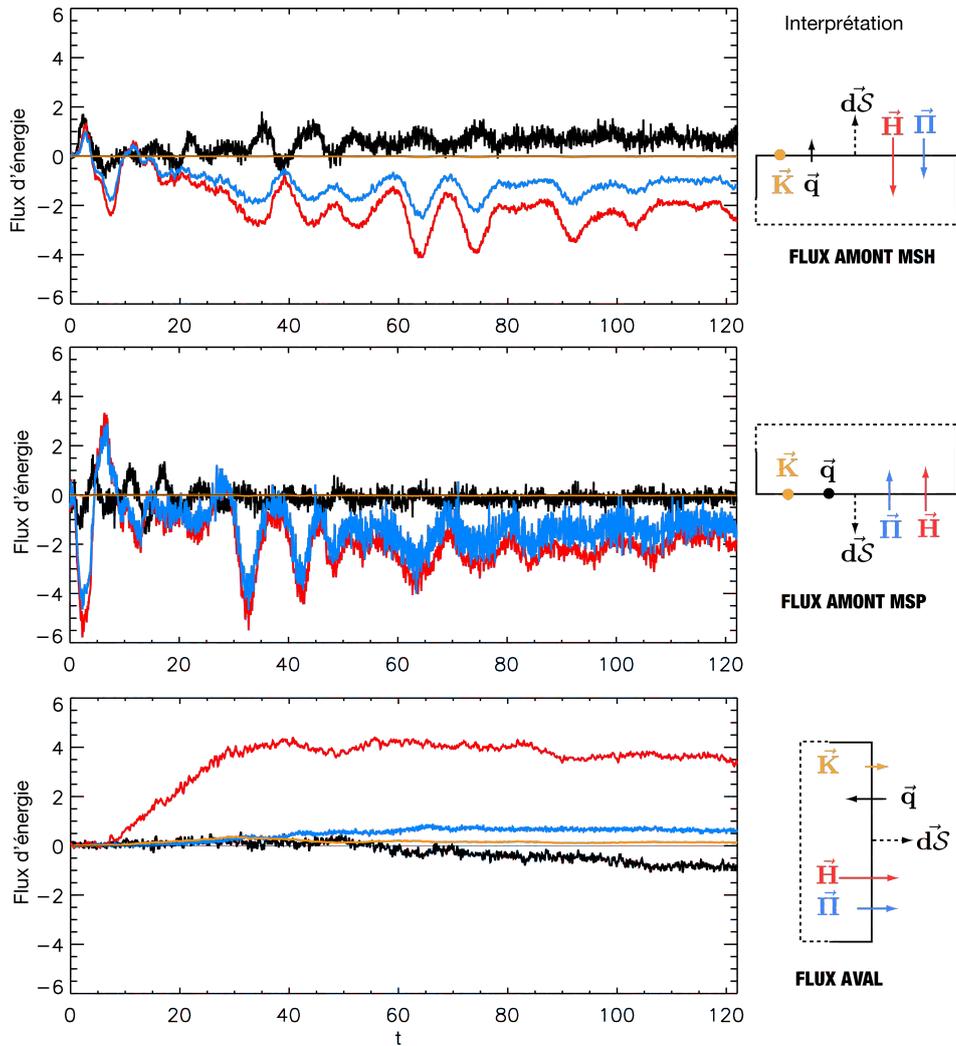


FIGURE 4.11: De haut en bas : Flux de chaleur \mathbf{q} (noir), d'enthalpie \mathbf{H} (rouge) et de Poynting $\mathbf{\Pi}$ (bleu), représentés en fonction du temps au travers le bord MSH, MSP et aval du contour représenté sur la figure 4.10. A droite de chaque graphique se trouve une interprétation schématique des flux entrant ou sortant du contour.

que nous étudions. La figure 4.13 nous apprend que le flux de chaleur correspond certainement au transfert des ions chauds de leur région d'origine vers le domaine froid.

En conclusion, ce travail rejoint les résultats en partie de [Birn *et al.* 2010] et contredit sans ambiguïté l'hypothèse de [Cassak & Shay 2007] selon laquelle le flux de Poynting est généralement transféré intégralement sous forme de flux d'énergie convective. En se plaçant dans le cas d'une asymétrie de densité et d'un champ magnétique symétrique, nos résultats diffèrent cependant de ceux obtenus par [Birn *et al.* 2010] (fig. 6.a) car nous n'observons pas d'équipartition de l'énergie entre le flux convectif et le flux d'enthalpie. Dans notre simulation, le transfert d'énergie électromagnétique vers l'énergie thermique domine très largement sur le gain du flux convectif. Cette dissipation de l'énergie à l'échelle ionique est cohérente avec le rôle important que joue la force de pression dans l'accélération dirigée du plasma.

4.6 Région séparatrice

La région séparatrice est particulièrement importante. Cette frontière virtuelle séparant les lignes de champ magnétique reconnectées des lignes de champ non reconnectées représente également, dans le cas non-collisionnel, une région fine au travers de laquelle le champ magnétique et le plasma subissent des changements importants. Dans le cas symétrique, ses propriétés sont relativement bien connues, et sont résumées dans la figure 4.14. Les graphiques de gauche et de droite représentent respectivement des coupes à $x = 145$ et $x = 168$. On y voit de haut en bas, la densité de particules, le champ magnétique, le champ électrique. En ce qui concerne la densité, la région séparatrice marque le début du mélange des deux populations de particules. Proche du point X , le profil est plutôt homogène (notons une faible diminution de la densité dans le jet), tandis que plus loin, la région centrale est beaucoup plus dense que les régions amont, et sa limite est marquée par deux zones de déplétion de densité coïncidant avec les séparatrices. C'est dans ces régions que la champ magnétique subit une rotation hors du plan, comme l'atteste la variation bipolaire de la composante B_z du champ magnétique. La composante B_y est relativement homogène (elle a la plus petite variance). Le champ électrique quant à lui, montre des pics localisés sur les séparatrices. Proche du point X ($x = 145$, gauche), le champ électrique est quasi totalement donné par le terme Hall. Plus loin du point X ($x = 168$), le champ électrique E_x a quasiment disparu, tandis que la composante E_y est principalement égal au terme idéal $E_y \approx v_x B_z - v_z B_x$. Les mêmes quantités sont tracées sur les graphiques de la figure 4.15, dans le cas de la simulation asymétrique cette fois-ci. Encore une fois, la région séparatrice marque le début de la couche de mélange des deux populations de particules. Notons que si la déplétion n'est pas vue proche du point X sur le profil de densité totale, elle existe bel et bien sur la densité de la population MSP. Plus loin du point X , nous observons deux zones de déplétion de densité sur les séparatrices : du côté MSP, il n'y a plus assez de plasma MSH pour combler la déplétion, celle-ci devient alors

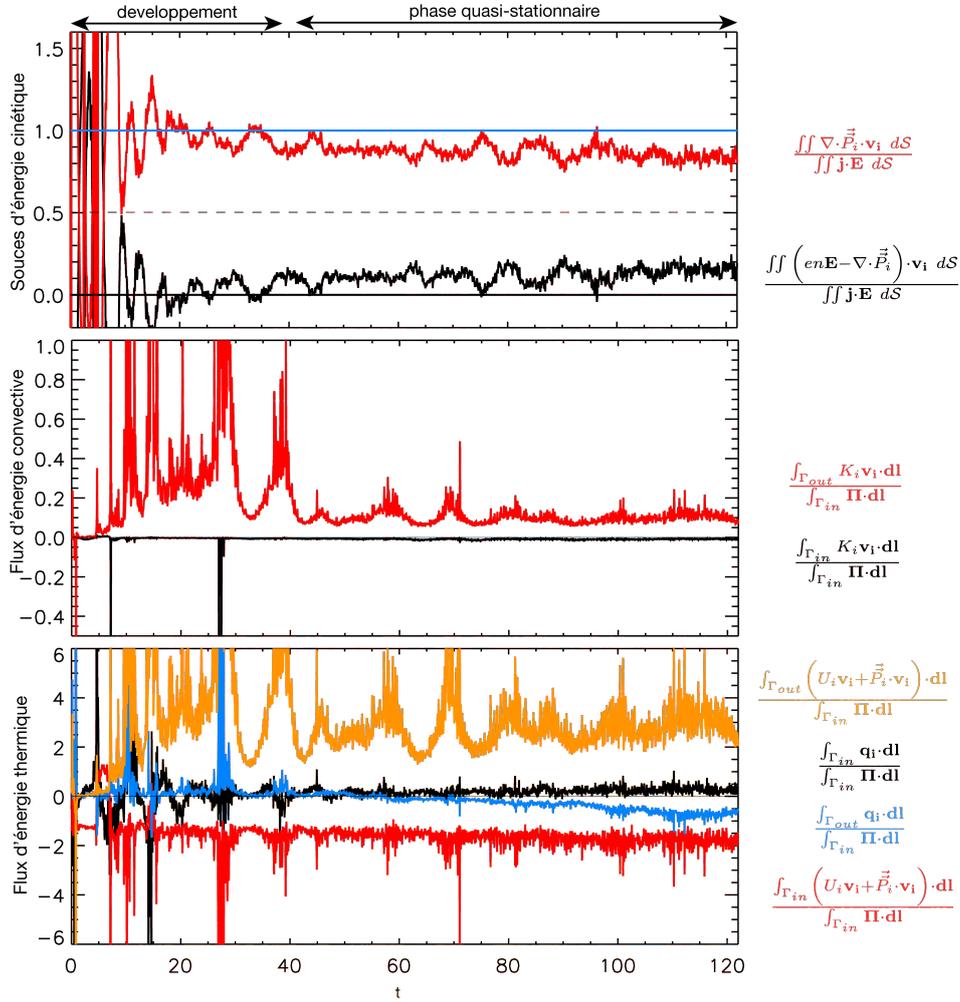


FIGURE 4.12: **En haut** : Évolution temporelle de la source de l'énergie thermique (rouge) et de la source d'énergie cinétique de convection $K = 1/2mnv^2$, normalisée par la perte d'énergie électromagnétique à l'intérieur du contour. Le trait pointillé représente l'équipartition du transfert d'énergie. **Au milieu** : Évolution temporelle du flux d'énergie convective K sortant (rouge) et entrant (noir) dans le contour, normalisé au flux de Poynting entrant. **En bas** : Evolution temporelle des différents flux thermiques entrant et sortant, normalisés au flux de Poynting entrant dans le contour. Si à certains instants les flux semblent diverger, c'est parce que le flux de Poynting devient très faible.

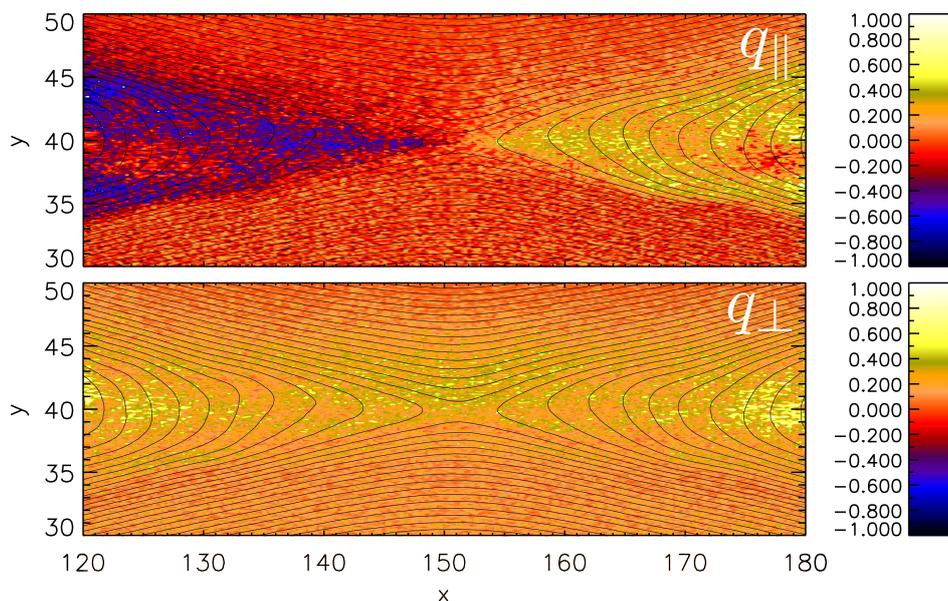


FIGURE 4.13: Composantes q_{\parallel} (en haut) et q_{\perp} (en bas) du flux de chaleur \mathbf{q} à l'instant $t = 110$. Les lignes noires représentent les lignes de champ magnétique projetées dans le plan à cet instant.

nettement apparente sur le profil total.

Le champ magnétique conserve globalement la même allure que dans le cas symétrique. Dans le détail, nous remarquons néanmoins que la structure bipolaire de la composante B_z est légèrement altérée. La partie négative, située du côté MSP, est plus fine que la partie positive du côté MSH. Le point de changement de signe de B_z n'est plus situé au même endroit que le retournement de B_x , mais se trouve décalé du côté MSP. Notons également que la variation entre les deux pics n'est plus aussi linéaire qu'elle semblait l'être dans le cas symétrique. La région centrale semble en effet constituée d'une partie où B_z varie peu. Ces résultats vont dans le même sens que ceux présentées par divers auteurs tels que [Nakamura & Scholer 2000], [Cassak & Shay 2009], [Pritchett 2008], [Malakit *et al.* 2010] ou encore [Tanaka *et al.* 2008]. A l'instar de [Tanaka *et al.* 2008], nous montrons qu'une asymétrie de densité seule (par opposition à densité *et* module du champ magnétique) suffit à altérer la structure quadrupolaire de la composante B_z . Le champ électrique est également altéré par l'asymétrie. Conformément aux résultats d'autres études (*e.g.* [Pritchett 2008], [Tanaka *et al.* 2008]), nous observons un champ électrique plus fort du côté MSP que du côté MSH. Contrairement au cas symétrique, il semblerait que proche comme loin du point X , celui-ci soit majoritairement donné par le terme Hall. Notre domaine de simulation n'est cependant peut-être pas encore assez grand pour explorer les régions où le terme Hall deviendrait négligeable. La simulation d'un domaine plus étendu semble donc ici nécessaire.

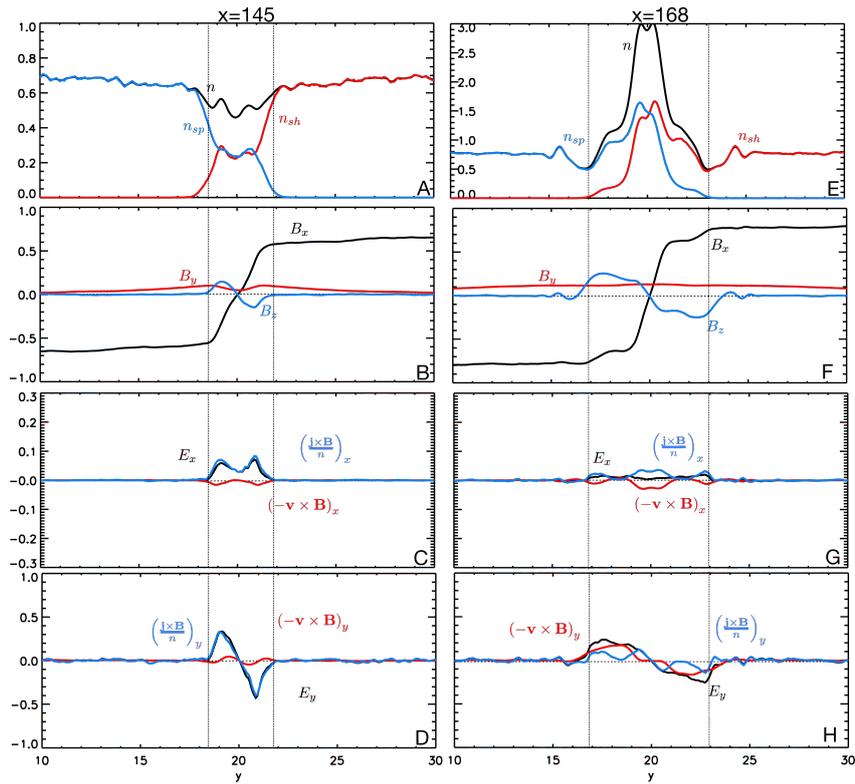


FIGURE 4.14: La région séparatrice, indiquée par les traits verticaux en pointillés noir, représente une région de brusque variation des propriétés du plasma. Cette région est notamment caractérisée par une déplétion de densité, un pic de champ électrique et une rotation hors du plan du champ magnétique. Notons que le graphique E possède une échelle verticale différente que le graphique A.

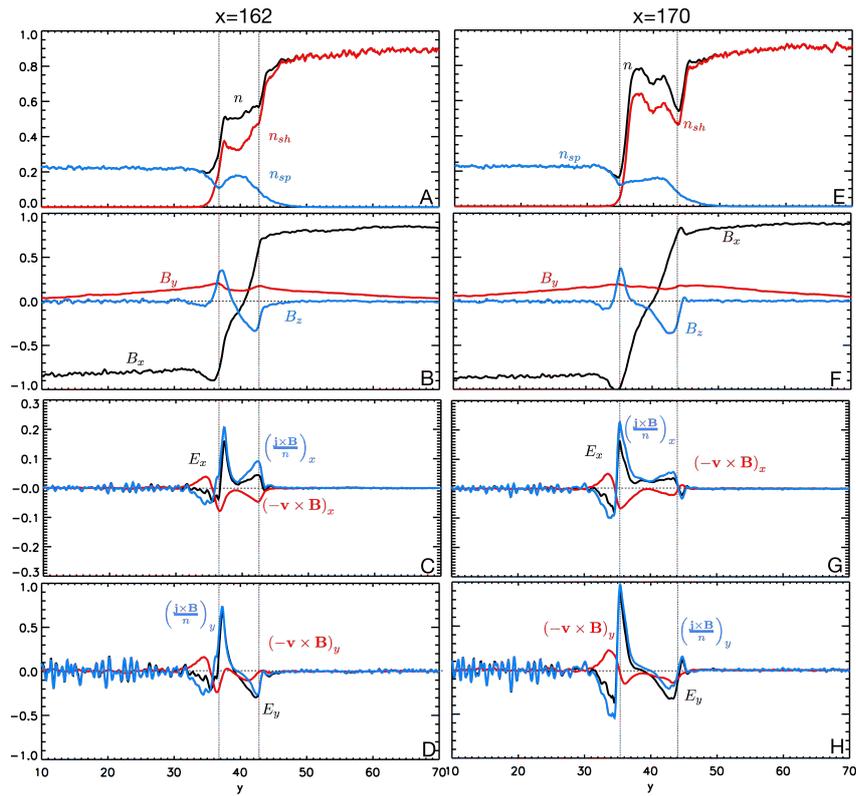


FIGURE 4.15: Même représentation que dans la figure 4.14, mais cette fois-ci pour le cas asymétrique. La déplétion de densité est vue sur les deux populations du plasma même si elle n'est pas visible sur la densité totale. La composante B_z est plus fine du côté MSH et ne s'annule plus au même endroit que B_x . Le champ électrique du côté MSP est plus fort que du côté MSP.

4.7 Résumé et discussion

Dans ce chapitre, nous avons étudié la reconnexion magnétique au sein d'une couche de courant séparant deux plasmas de densité et température différentes, au moyen d'une simulation hybride. Nos résultats sont les suivants :

- Nous avons montré en détail la géométrie et la structure interne de la zone non-idéale asymétrique. Le point de stagnation fluide n'est pas révélateur de la dynamique des deux populations, qui s'interpénètrent de manière transparente. Il est systématiquement décalé du côté MSP du point X. La région Hall est immergée dans une couche de mélange bien plus épaisse, au sein de laquelle les deux populations sont observées. Cette couche de mélange, elle-même asymétrique s'étend d'avantage du côté MSH, conformément aux mesures réalisées par [Nakamura & Scholer 2000].
- La structure fluide du jet est également le résultat d'un mélange non-collisionnel des deux populations de protons. Chaque espèce étant accélérée puis transmise du côté opposé à sa région d'origine. Les protons issus du côté tenu se retrouvent ainsi en proportion ultra-minoritaire du côté MSH où la majorité de la population est statistiquement au repos. Du côté MSP, les ions rapides sont l'espèce majoritaire. Le jet de plasma toutes espèces confondues est ainsi observé décalé du côté MSP.
- Dans le formalisme fluide, on suppose souvent que le jet ne résulte que de l'action de la force de Laplace $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$. Cette hypothèse est vérifiée dans les simulations MHD où le champ magnétique est symétrique ([Birn *et al.* 2010]). Dans le cas hybride, nos résultats montrent qu'à l'instar du cas symétrique, la force de pression joue un rôle important dans l'accélération du plasma et ne peut être négligée même dans le cas où le champ magnétique est symétrique.
- Les modèles actuels ([Cassak & Shay 2007], [Cassak & Shay 2009]) de reconnexion asymétrique font l'hypothèse que le flux de Poynting incident est intégralement transmis en amont sous forme d'énergie cinétique de convection. [Cassak & Shay 2007] montrent que l'hypothèse est vérifiée quelques soient les paramètres asymétriques amont. [Birn *et al.* 2010] montrent en revanche que même dans le cas symétrique, l'énergie est équitablement répartie sur le flux convectif et le flux d'enthalpie, conformément au modèle de Sweet-Parker [Priest & Forbes 2000]. Les auteurs montrent que cette équipartition est brisée dans le cas où le champ magnétique est asymétrique. L'énergie étant préférentiellement dirigée vers le flux d'enthalpie. Notre simulation montre, que dans le cas cinétique, où le champ magnétique est symétrique mais la densité et la température sont asymétriques, que le transfert d'énergie se fait largement (> 80%) en faveur du flux d'enthalpie. Le flux d'énergie convective en aval étant même trouvé inférieur au flux de Poynting, généralement négligé

dans cette région. Notre simulation montre également un flux de chaleur non nul, résultant très certainement de la pénétration du plasma chaud dans le plasma froid.

Certains points de notre étude doivent être analysés plus en détail dans de futurs travaux :

- En premier lieu, une étude paramétrique serait nécessaire afin de mieux comprendre la dépendance des structures observées vis à vis du degré d'asymétrie en densité et en température. Pour une application à la magnétopause terrestre, une simulation avec un rapport réaliste (1/10) entre le côté plasma magnétosphérique et le plasma de la magnétogaine est à réaliser. Notons néanmoins que la condition initiale de notre simulation peut être compatible avec la reconnexion dans le vent solaire par exemple [Gosling *et al.* 2005].
- L'asymétrie du champ magnétique n'a pas été incluse dans notre modèle. Ceci présente l'avantage de montrer que la bipolarisation de la composante magnétique hors du plan, ainsi que l'asymétrie du jet, des zones de déplétion et du champ électrique Hall, peuvent être observées uniquement avec un gradient de densité. Les traversées de magnétopause s'accompagnant toutefois généralement d'une légère augmentation du module de B (facteur 2-3), cet effet devrait être étudié à l'avenir.
- La dynamique des particules (protons) n'a pas été abordée au cours de ce chapitre. L'étude des fonctions de distributions des protons est compliquée par rapport au cas symétrique. Leur structure dépend en effet non seulement du mécanisme d'accélération des particules, mais également du mélange de deux plasmas de densité et températures différentes. Il serait en particulier intéressant de comparer le mécanisme d'accélération individuel avec le cas symétrique. L'asymétrie du potentiel électrique et la température initiale des populations de particules engendrent-ils des mécanismes d'accélération différents ?
- L'usage d'un modèle complètement cinétique permettrait de statuer quant à la nécessité d'inclure les effets cinétiques à l'échelle électronique.
- Enfin, notre modèle étant limité à deux dimensions spatiales, il serait intéressant de comparer nos résultats avec un modèle 3D.

Equilibre cinétique hybride dans une couche de courant tangentielle

Sommaire

5.1	Introduction	137
5.2	Méthode générale - Théorème de Jeans	138
5.3	L'équilibre de Harris	140
5.4	Un équilibre asymétrique hybride	143
5.4.1	Une méthode hybride	143
5.4.2	Notion d'accessibilité	144
5.4.3	Détermination de la fonction de distribution	147
5.5	Comparaison avec la simulation	151
5.6	Conclusion	153

5.1 Introduction

Une couche de courant tangentielle unidimensionnelle est une frontière fine séparant deux plasmas dont la vitesse moyenne et le champ magnétique sont de part et d'autre perpendiculaires à la direction d'inhomogénéité. Une telle structure est à l'équilibre si l'ensemble des paramètres la décrivant reste constant au cours du temps lorsqu'aucune perturbation extérieure n'est imposée.

Les structures tangentielles apparaissent naturellement dans les plasmas magnétisés sans collision et sont, comme nous l'avons vu au cours des chapitres précédents, les lieux naturels de développement de la reconnexion magnétique. Elles font donc couramment office de condition initiale des simulations numériques s'intéressant à ce phénomène. Dans le contexte fluide, la mise au point d'une telle structure ne pose pas de problème particulier puisqu'il suffit de se donner une variation de densité $n(y)$, de champ magnétique $B(y)$ et de température $T(y)$, respectant l'équation d'équilibre de pression $nk_B T + B^2/2\mu_0 = \text{constante}$. Lorsque le système est décrit au niveau cinétique, la détermination de l'équilibre initial est bien plus complexe. Le problème est alors de trouver une fonction de distribution stationnaire dans ce genre de structure.

Relativement peu d'études théoriques se sont consacrées à cette problématique, dont l'intérêt est en fait très général (e.g. [Montagna & Pegoraro 2007]). Hormis le problème fondamental de physique des plasmas que constitue un tel exercice, nous y voyons deux applications directes. En premier lieu, déterminer une classe d'équilibres cinétiques peut permettre de modéliser l'observation de certaines structures observées dans les plasmas spatiaux, telles que la magnétopause par exemple ([Alpers 1969], [De Keyser & Roth 1998]), ou encore des structures aurorales [Mottez 2003]. En second lieu, l'équilibre cinétique d'une couche tangentielle est la condition initiale quasi incontournable des modèles numériques de reconnexion magnétique.

Afin de modéliser numériquement la reconnexion magnétique, il y a, à l'heure actuelle, deux possibilités pour initialiser le système. Les études qui utilisent un équilibre cinétique théorique présentées à ce jour se basent en grande majorité sur la solution découverte par [Harris 1962]. Si cette configuration est effectivement un équilibre cinétique, nous verrons qu'elle limite (par construction) cependant très fortement la paramétrisation de l'état initial. Ainsi, dans les (très nombreux) cas où elle n'est pas utilisable, les simulations cinétiques sont initialisées par des profils fluides donnant un équilibre pour les grandeurs macroscopique. Dans ces cas, la distribution locale est choisie arbitrairement de forme Maxwellienne, ce qui ne constitue pas un état stationnaire du point de vue cinétique. C'est la méthode que nous avons utilisé dans les deux chapitres numériques de cette thèse. Nous avons pu remarquer que la couche de courant se re-structure alors très rapidement en émettant l'énergie libérée sous forme d'ondes.

Peut-on modéliser un équilibre cinétique dans une couche de courant tangentielle, antiparallèle et asymétrique, avec la contrainte d'être *facilement* paramétrable? C'est la question que nous nous sommes posée. Le travail que nous avons effectué sur cette problématique est présenté dans ce chapitre. Nous allons **en premier lieu** présenter la démarche commune à tous les travaux sur ce domaine et ses inconvénients. **En second lieu**, nous décrirons l'équilibre universellement utilisé de [Harris 1962]. **Dans une troisième partie**, nous décrirons la méthode alternative que nous proposons et les résultats préliminaires que nous avons obtenus. Enfin nous conclurons et discuterons des travaux futurs.

5.2 Méthode générale - Théorème de Jeans

Physiquement, la recherche d'un équilibre cinétique apparaît comme très peu contrainte et toutes les études dont nous avons connaissance se basent sur la même méthode, dont nous allons présenter ici les grandes lignes.

C'est le théorème de Jeans qui est à la base de la méthode. Il affirme que toute fonction de distribution est une solution de l'équation de Vlasov stationnaire si et

seulement si elle ne dépend explicitement que des invariants du mouvement. La démonstration est :

Soit $I(\mathbf{r}, \mathbf{v})$ un invariant du mouvement. Nous pouvons écrire :

$$\frac{dI}{dt} = \frac{\partial I}{\partial \mathbf{r}} \cdot \mathbf{v} + \frac{\mathbf{F}}{m} \cdot \frac{\partial I}{\partial \mathbf{v}} \equiv 0 \quad (5.1)$$

La première égalité est simplement donnée par la décomposition de la dérivée totale en variations partielles au sein desquelles nous avons inséré la définition de la vitesse $\mathbf{v} \equiv d\mathbf{r}/dt$ et le principe de la dynamique $\mathbf{F} = m d\mathbf{v}/dt$. L'équation 5.1 est l'équation de Vlasov stationnaire. La seconde égalité provient de la définition d'un invariant.

Soit maintenant une fonction f ne dépendant explicitement que d'un ensemble $I_k(\mathbf{r}, \mathbf{v})$ ($i = 1..n$) d'invariants du mouvement. Alors :

$$\frac{d}{dt} f([I_1(\mathbf{r}, \mathbf{v}), \dots, I_n(\mathbf{r}, \mathbf{v})]) \equiv \sum_{k=1}^n \frac{\partial f}{\partial I_k} \frac{dI_k}{dt} \quad (5.2)$$

Les quantités I_k étant par définition des invariants, on sait qu'elles satisfont l'équation 5.1, nous en déduisons que la fonction f est également une constante du mouvement solution de l'équation de Vlasov stationnaire. Ainsi, sans aucune contrainte additionnelle, toute fonction ne dépendant explicitement que des invariants du mouvement constitue donc un équilibre cinétique. Nous verrons cependant qu'il existe certaines contraintes, que nous désignerons sous le nom de contrainte *d'accessibilité*, sur la forme de l'équilibre recherché.

Pour trouver la fonction de distribution stationnaire d'une population de particule s , la méthode couramment utilisée, consiste donc en premier lieu à trouver les invariants du mouvement. Hormis l'énergie du système $E = 1/2 m_s v_s^2 + q_s \phi$, les autres invariants dépendent du nombre de dimensions du problème. Pour un système ne dépendant que de la direction y , les autres invariants sont $P_{ys} = m_s v_{ys} + q A_y(y)$ et $P_{zs} = m_s v_{zs} + q A_z(y)$. A_α étant la composante α du potentiel vecteur, ϕ le potentiel électrique, $v_{\alpha s}$ et m_s la composante α de la vitesse et la masse de la particule d'espèce s , respectivement.

Une fois les invariants déterminés, il faut se donner une fonction mathématique *raisonnable*¹ f ne dépendant explicitement que de certains ou de tous ces invariants.

Dans un plasma, où les ions et les électrons constituent les deux populations de particules, les deux premiers moments des distributions des deux espèces réunies déterminent, via les équations de Maxwell, les champs électromagnétiques de la configuration à l'équilibre. Pour déterminer ces champs, les équations à résoudre sont donc Maxwell-Poisson et Maxwell-Ampère :

1. les moments donnant les sources du champ électromagnétique doivent être définis

$$\sum_{s=i,e^-} q_s \int f_s(\mathbf{r}, \mathbf{v}) d^3\mathbf{v} = -\varepsilon_0 \nabla^2 \phi \quad (5.3)$$

$$\sum_{s=i,e^-} \mu_0 q_s \mathbf{v}_s \int f_s(\mathbf{r}, \mathbf{v}) d^3\mathbf{v} = -\nabla^2 \mathbf{A} \quad (5.4)$$

En général, les auteurs supposent une forme mathématique unique pour la distribution des ions et des électrons $f_i = f_e \equiv f$. Ceci simplifie les équations mais est totalement arbitraire.

Les équations (5.3) et (5.4) sont des équations intégral-différentielles généralement compliquées ou impossibles à résoudre analytiquement, même dans le cas où le système est unidimensionnel spatialement. Dans tous les cas, leur forme est tellement complexe que le choix de la forme analytique de f ne permet pas *a priori* de paramétriser simplement l'allure des champs électromagnétiques résultants ([Channell 1976], [Mottez 2003]). C'est là l'inconvénient majeur de cette méthode car c'est justement la configuration magnétique qui est en premier lieu importante dans la modélisation de la reconnexion.

5.3 L'équilibre de Harris

L'équilibre découvert par [Harris 1962] est célèbre pour plusieurs raisons. D'une part, c'est le premier (à notre connaissance) à avoir été découvert dans le cadre d'une application plasma. C'est aussi et de loin le plus simple. Si Harris a employé la méthode décrite précédemment, son résultat est le contre-exemple même de notre dernière remarque. En effet, l'équilibre de Harris est certainement le seul exemple où l'on peut dire que la configuration électromagnétique peut être intuitée avant même d'avoir résolu le système d'équations. Sa grande simplicité fait qu'il est utilisé de manière quasi systématique comme condition initiale des simulations cinétiques de reconnexion magnétique. Cette simplicité se paie cependant par un manque certain de réalisme et un manque cruel de possibilité de paramétrisation sur lesquels nous reviendrons.

Nous considérons un plasma dont la seule direction d'inhomogénéité est y . Supposons de plus que le champ magnétique ne possède qu'une seule composante B_x dans la direction x . Dans cette configuration, les invariants du mouvement de l'espèce s du plasma sont :

$$H_s = m_s v^2 / 2 + q_s \phi \quad (5.5)$$

$$P_{zs} = m_s v_{sz} + q_s A_z \quad (5.6)$$

$$P_{xz} = m_s v_{xs} \quad (5.7)$$

qui sont respectivement l'énergie H_s , l'impulsion généralisée dans la direction x et z . Notons que le vecteur potentiel \mathbf{A} ne se projette que dans la direction z à cause de la direction du champ magnétique.

D'après le théorème de Jeans, toute fonction de distribution ne dépendant explicitement que des invariants ci-dessus, est une solution stationnaire de l'équation de Vlasov. Donnons-nous une fonction F_s dépendant d'une combinaison linéaire des invariants H_s et P_{zs} :

$$F_s(H_s, P_{zs}) = c_s \exp(-\alpha_s H_s + \beta_s P_{zs}) \quad (5.8)$$

Où α_s et β_s sont des constantes positives. Le signe négatif devant α assure que la distribution tende vers zéro quand l'énergie augmente. A l'aide de (5.6), l'exposant $W_s = -\alpha_s H_s + \beta_s P_{zs}$ peut également s'écrire :

$$W_s = -\alpha_s \left(\frac{m_s}{2} \left(v_x^2 + v_y^2 + \left(v_z - \frac{\beta_s}{\alpha_s} \right)^2 \right) - \frac{m_s}{2} \frac{\beta_s^2}{\alpha_s^2} + q_s \phi - \frac{\beta_s}{\alpha_s} q_s A_z \right) \quad (5.9)$$

On voit de suite qu'une distribution Maxwellienne est obtenue si $\alpha_s = 1/(k_B T_s)$ et si le rapport β_s/α_s est interprété comme une vitesse constante de dérive dans la direction z .

En posant $v_s = \beta_s/\alpha_s$ et $\hat{c}_s = c_s \exp(\alpha_s m_s v_s^2/2)$ on obtient la fonction de distribution :

$$f_s(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = \hat{c}_s \exp\left(\frac{m_s}{2k_B T_s} \left(v_x^2 + v_y^2 + (v_z - v_s)^2 \right)\right) \exp\left(-\frac{q_s}{k_B T_s} (\phi(\mathbf{r}) - v_s A_z(\mathbf{r}))\right) \quad (5.10)$$

On suppose ensuite que f_s est identique pour les ions et les électrons. La somme des moments d'ordre 0 multiplié par la charge, injectée dans l'équation de Poisson donne :

$$n_{0e} = n_{0i} = n_0 \quad (5.11)$$

$$v_e = -\frac{T_e}{T_i} v_i \quad (5.12)$$

en supposant que le potentiel électrique est nul dans le référentiel d'étude. La somme des moments d'ordre 1, multipliés par la charge, injectée dans l'équation d'Ampère permet d'obtenir l'expression du vecteur potentiel².

$$A_z = A_0 L n \left(\cosh\left(\frac{y}{L}\right) \right) \quad (5.13)$$

2. nous laissons le lecteur se renseigner sur les détails de calculs dans [Harris 1962], ceux-ci ne présentent aucun intérêt ici.

Où $A_0 = -2k_B T_i / ev_i$. La densité est alors obtenue en intégrant (5.10) (et pour laquelle $\phi = 0$) dans l'espace des vitesses. Ce qui donne :

$$n = n_0 \cosh^{-2}(y/L) \quad (5.14)$$

Le champ magnétique quant à lui, est la dérivée du potentiel vecteur :

$$B_x = B_0 \tanh(y/L) \quad (5.15)$$

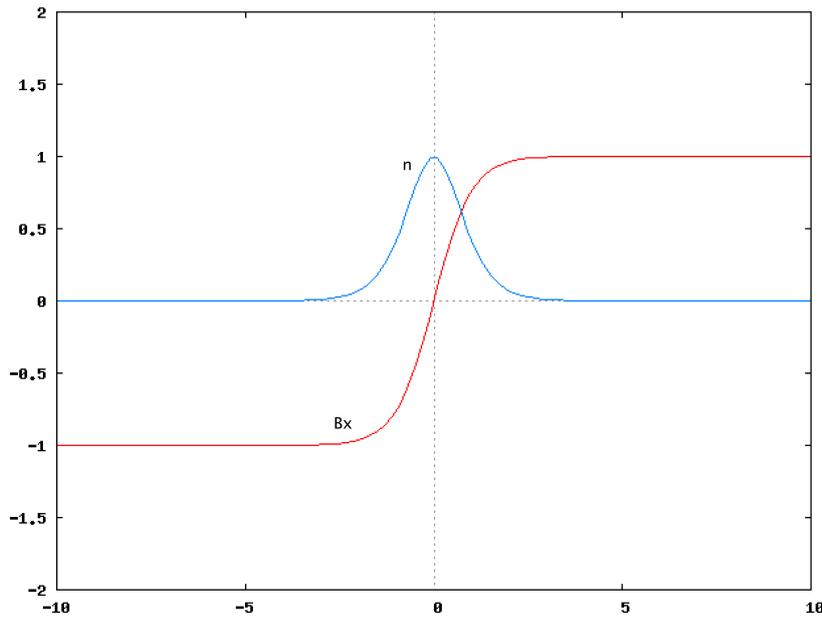


FIGURE 5.1: Profil de densité et de champ magnétique dans une couche de Harris.

L'équilibre de pression est assuré, la perte de pression magnétique au centre de la couche de courant est en effet compensée par l'augmentation de la densité. La figure 5.1 représente les profils de densité de particules et de champ magnétique à travers la couche. Pourquoi cet équilibre est-il limité et irréaliste ? Notons en premier lieu que la vitesse de dérive (diamagnétique) de chaque espèce est *constante* alors même que la densité de particules tend vers zéro, ce qui constitue une situation relativement artificielle/irréaliste. L'extension limitée en y de la couche de courant n'est obtenue qu'en forçant la densité à tendre vers zéro de chaque coté.

Notons qu'en ajoutant une distribution de particules uniforme dans tout l'espace on ne change pas le statut d'état l'équilibre du système. Ainsi certains auteurs ajoute une population thermique, souvent appelée "de fond" (*background population*) à la population décrite par l'équilibre de Harris, on parle alors d'équilibre de *Harris modifié*³. Cependant, l'ajout d'une population au repos à une population

3. Cette terminologie n'est cependant pas uniformément adoptée. On parle également d'équilibre de Harris modifiée lorsque l'on inclue une composante magnétique normale à la discontinuité,

maxwellienne de vitesse de dérive non nulle crée une fonction de distribution totale présentant un double pic, donc théoriquement instable. Soulignons de plus que par souci de comparaison avec les simulations PIC, les modèles fluides incluent aussi la population de fond en se donnant initialement un profil de densité non nul asymptotiquement. Cependant, en choisissant une fermeture scalaire sur la pression, ils ne tiennent pas compte de l'anisotropie de pression engendrée par le mélange des deux distributions. Ce genre de détail n'a à notre connaissance pas vraiment fait le sujet d'une étude approfondie.

Remarquons enfin que la configuration est complètement symétrique. Ceci limite fortement la paramétrisation des modèles et exclue clairement toute modélisation de la reconnexion dans une couche de courant asymétrique, situation où non seulement la couche n'est pas entourée de vide, mais sépare deux plasmas de densité différente.

5.4 Un équilibre asymétrique hybride

5.4.1 Une méthode hybride

Comme nous l'avons souligné dans la partie précédente. Le problème majeur des méthodes utilisées jusqu'alors est qu'elles laissent vraiment peu de place à l'intuition. La forme analytique choisie pour la fonction de distribution des deux espèces du plasma détermine complètement la configuration électromagnétique. Celle-ci ne peut donc être fixée au préalable, ni même facilement paramétrable ce qui constitue un inconvénient important lorsque l'objectif est d'obtenir une condition initiale pour étudier numériquement la reconnexion magnétique.

En théorie, trois informations déterminent le système. Les deux populations du plasma (ions et électrons) d'une part, et le champ électromagnétique (\mathbf{E}, \mathbf{B}) d'autre part. Nous pouvons donc choisir de fixer deux paramètres et déterminer le troisième. La méthode classique fait le choix de se donner la fonction de distribution à l'équilibre des deux espèces (en supposant de plus la même forme analytique) et détermine le champ électromagnétique via le calcul. Nous l'avons vu, cette méthode compliquée ne garantit a priori rien sur l'allure des champs issus du calcul. Nous choisissons au contraire de nous donner analytiquement la variation du champ électromagnétique ainsi que l'une des deux fonctions de distribution, à l'équilibre : celle des ions. En connaissant les champs et une partie de ces sources, nous pouvons, via les équations de Maxwell, retrouver l'autre partie. Les sources des champs étant mathématiquement données par les moments de la fonction de distribution des particules, nous ne pourrions cependant pas accéder à la distribution des électrons, mais seulement à ses moments. La description de la seconde espèce du plasma doit donc

ou une composante guide.

se faire de manière fluide, d'où le qualificatif *hybride* de la méthode. Notre démarche diffère donc des précédentes car nous n'aurons pas un équilibre cinétique pour les deux populations. Si cette remarque peut être considérée comme un inconvénient a priori, n'oublions pas que l'autre méthode fait le choix arbitraire que les deux espèces ont formellement la même distribution, ce qui ne constitue pas une hypothèse moins forte.

Etant intéressés en premier lieu à la physique cinétique liée aux protons, nous choisissons donc de nous donner leur distribution. Une fois déterminée, elle nous permet, via l'équation d'Ampère, et en supposant que le champ électrique est nul dans le référentiel d'étude, de calculer la pression électronique via l'équilibre suivant :

$$\nabla P_e = \left(\frac{\nabla \times \mathbf{B}}{\mu_0} - \int e \mathbf{v}_i F_i d^3 \mathbf{v} \right) \times \mathbf{B} \quad (5.16)$$

En plus de déterminer un équilibre, nous désirons un certain degré de paramétrisation. Ainsi, nous voulons imposer à la distribution des ions de tendre de part et d'autre de la couche de courant, vers un plasma représentant deux populations thermiques de température et densité fixées au préalable. Nous imposerons que ces deux plasmas aient une distribution asymptotique Maxwellienne. La partie suivante introduit des concepts théoriques permettant de bien poser ce problème.

5.4.2 Notion d'accessibilité

Imposons au système les mêmes invariances que celles décrites dans la section précédente et choisissons que le champ magnétique soit donné par $B_x(y) = \tanh(y)$, ce qui correspond à un potentiel vecteur $A_z(y) = Ln(\cosh(y))$. Supposons une fonction de distribution de la forme $F(E, P_x, P_y, P_z)$. E , P_x et P_z étant des invariants du mouvement, l'équation de Vlasov stationnaire se réduit à :

$$P_y \partial_y F = 0 \quad (5.17)$$

Cette équation correspond au fait que Vlasov n'impose que la fonction de distribution soit une constante du mouvement que le long de la trajectoire d'une particule. Deux points de l'espace des phases reliés par une trajectoire de particule ont forcément la même valeur de F . En comprenant comment les trajectoires s'organisent dans l'espace des phases pour une configuration électromagnétique donnée, nous pourrons donc localement contraindre la valeur de la distribution et un équilibre cinétique. Ceci nous amène à la notion d'accessibilité. L'équation 5.17 nous apprend que la fonction de distribution ne peut varier suivant y que lorsque $v_y = 0$ ($P_y = mv_y$). Ceci se comprend bien grâce à la figure 5.2. Nous y avons dessiné trois particules, a , b et c . Chacune d'elle tourne autour du champ magnétique dont la direction sort du plan de la feuille et définit l'axe x . Le rayon de Larmor de la particule a lui permet de contribuer à la fonction de distribution mesurée à la position y_1 , mais pas à celles mesurées en y_2 ou y_3 , elle disparaît en effet de la distribution locale en $y_1 + dy$. La particule b quant à elle, contribue à la fois à la distribution

en y_1 et en y_2 . Enfin la particule c commence à apparaître dans la distribution locale en $y_2 + dy$, et sera la seule des trois à contribuer à la distribution en y_3 . Par cette figure, nous comprenons facilement qu'une particule contribue à la fonction de distribution si et seulement si celle-ci est mesurée sur un intervalle de $2\rho_L$ autour du centre guide de la particule (ρ_L étant le rayon de Larmor de la particule). Autrement dit, ne participent à la distribution locale que les particules dont l'énergie (le rayon de Larmor) leur permet d'accéder à la position de mesure. L'apparition et la disparition d'une particule dans la distribution locale se faisant toujours lorsque sa trajectoire est tangente à la droite marquant la position de mesure, c'est à dire lorsque $v_y = 0$. L'équation (5.17) revient donc simplement à dire que la source de variation de la distribution locale le long de la direction y n'est autre que l'apparition ou la disparition de particules, en plus ou moins grand nombre et plus ou moins énergétiques.

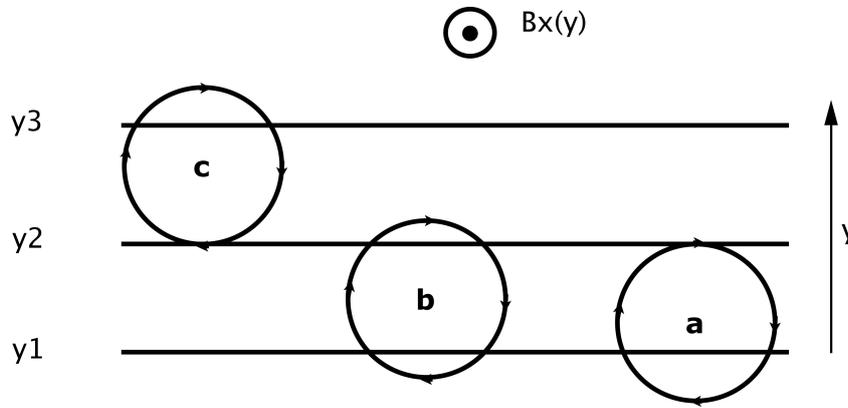


FIGURE 5.2: Trois particules, a, b et c ont un mouvement de giration autour du champ magnétique $B_x(y)$. y_1 , y_2 et y_3 représentent trois positions où certaines des trois particules participent ou pas à la fonction de distribution.

Dans l'espace des invariants (E, P_z, P_x) , nous pouvons remarquer que, pour une position y donnée, toutes les particules se trouvent dans un paraboloïde d'équation :

$$E = \frac{P_x^2}{2m} + \frac{(P_z - A_z(y))^2}{2m} \quad (5.18)$$

Les frontières de ce paraboloïde s'écrivent également $v_y = 0$, ce qui, d'après notre discussion précédente, revient à délimiter l'ensemble de définition de la fonction de distribution locale dans l'espace (E, P_x, P_z) .

Regardons la figure 5.3 afin de bien comprendre le principe. Le graphique du haut représente schématiquement une couche de courant dont le champ magnétique est antiparallèle. Plaçons nous sur le point rouge, d'un coté de la couche de courant. A cet emplacement correspond donc une valeur de B_x . C'est à dire, une valeur de A_z , représentée sur le graphique du milieu. Toutes les particules situées à cette

position, ont donc une énergie $E = (v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)/2$ et une impulsion généralisée $P_z = v_z + A_z$ les positionnant toutes dans un parabolôïde dont l'équation est (5.18). Ce parabolôïde est représenté sur le schéma en bas de la figure 5.3. Sur l'axe P_z ,

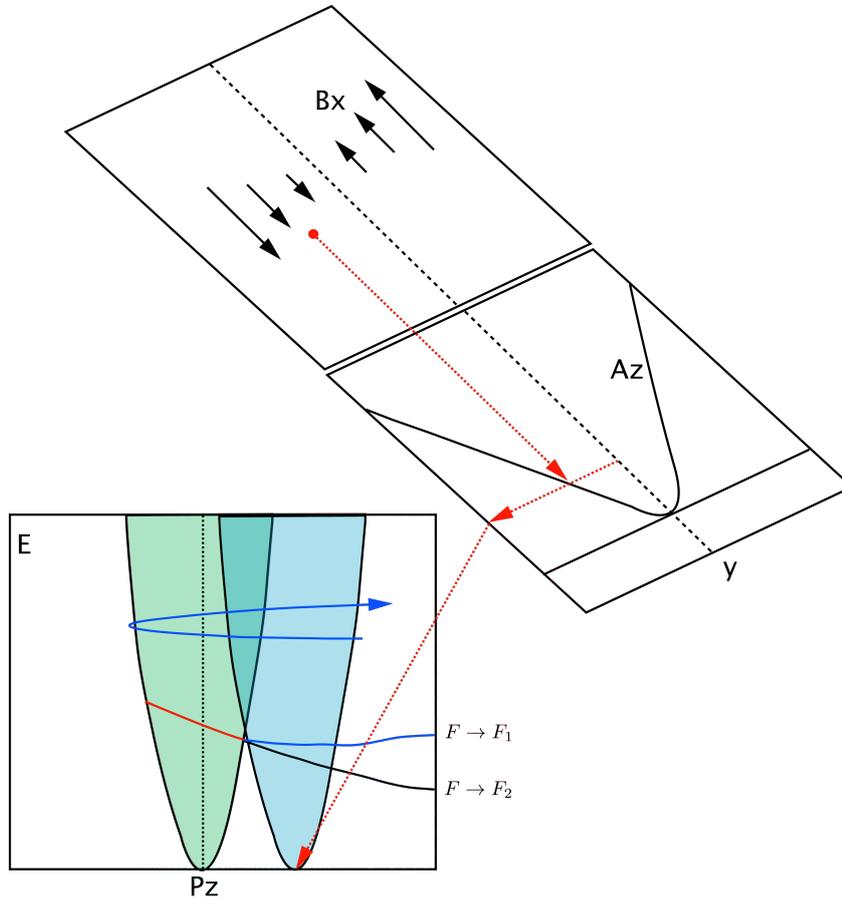


FIGURE 5.3: **En haut** : Schéma représentant la couche de courant tangentielle antiparallèle. Les flèches noires indiquent le sens du champ magnétique. **Au centre** : Potentiel vecteur correspondant au champ magnétique du haut, représenté en fonction de y . **En bas** : Mouvement des parabolôïdes dans le plan (E, P_z) lorsque l'on bouge dans la couche de courant. Les lignes colorées représentent un isocontour de la distribution.

il est centré en $P_z = A_z(y)$. Ce qui signifie que, si nous décalons notre point rouge d'une quantité dy vers la couche de courant, nous décalons le parabolôïde d'une quantité $dP_z = dA_z$ (vers zéro car A_z diminue quand on se rapproche du centre). L'intérieur d'un parabolôïde représente toutes les particules pouvant accéder, de par leur E et P_z , à la position y . Une particule participe donc à tous les parabolôïdes comprenant le point (E, P_z) . Plus une particule a une grande énergie, plus elle participe à un nombre de parabolôïdes important car son grand rayon de Larmor lui permet d'accéder à de grandes distances spatiales, et donc à un grand intervalle

de P_z .

Imaginons que nous nous rapprochons à présent de façon continue du centre de la couche de courant. Petit à petit, le $A_z(y)$ correspondant va diminuer. La distribution locale de particules sera donc définie dans un paraboloïde dont le fond se rapprochera de $P_z = 0$. Remarquons alors que, lorsque nous arrivons au centre et que nous passons de l'autre côté de la couche de courant, $A_z(y)$ augmente à nouveau. Ceci est dû à l'inversion du champ magnétique, qui impose la parité de $A_z(y)$. La conséquence directe, est qu'en nous éloignant à présent de la couche de courant, mais de l'autre côté, les paraboloïdes dans lesquels sont définis la distribution explorent le même demi plan $(E, P_z) = ([0, 0] \rightarrow [\infty, \infty])$.

Par conséquent, nous comprenons immédiatement que si nous choisissons une forme analytique unique de la fonction de distribution dans tout l'espace (c'est à dire de part et d'autre la couche de courant), les paraboloïdes explorant deux fois la même région de (E, P_z) , le système n'aura d'autre choix que d'être symétrique. C'est la raison pour laquelle en particulier l'équilibre de Harris est symétrique. Afin d'autoriser une asymétrie de part et d'autre de la couche de courant, nous devons imposer un changement de définition de la fonction au centre de la couche de courant.

Un autre point très important doit également être respecté. La forme analytique de la distribution choisie de part et d'autre de la couche de courant doit obligatoirement être égale à l'intérieur du paraboloïde centré en $P_z = 0$. Ce paraboloïde correspondant à la population située au centre exact de la couche, il n'appartient ni à la région gauche ni à la région droite strictement, mais aux deux à la fois. Autrement dit, les particules contribuant à la distribution au centre, contribuent également aux distributions voisines, et ce des deux côtés.

5.4.3 Détermination de la fonction de distribution

La paragraphe précédent constitue les contraintes que doit respecter tout équilibre cinétique dans une discontinuité tangentielle antiparallèle et asymétrique. Mathématiquement, nous choisissons de simplifier le problème en imposant deux hypothèses de plus :

- La forme analytique de la distribution est la même dans tout l'espace à droite, et dans tout l'espace à gauche du centre de la couche de courant, séparément.
- La forme analytique de la distribution ne dépend explicitement que de E et P_z , et pas de P_x .

La première hypothèse est clairement motivée par la simplicité. Nous pourrions théoriquement choisir une forme analytique dans chacun des paraboloïdes, mais cela semble compliqué à mettre en oeuvre ainsi qu'à en comprendre le sens physique. La seconde hypothèse découle de la première si l'on tient compte du

fait qu'on impose par ailleurs l'isotropie totale loin de la couche de courant. En effet, si la distribution est isotrope loin de la couche, *et* qu'elle doit varier en y via P_z selon une forme analytique unique, c'est qu'elle ne doit jamais dépendre de P_x .

Nous supposons finalement qu'à droite comme à gauche, la distribution de particules se décompose en deux populations A et B , que l'on peut considérer comme le mélange de particules provenant de la région gauche et droite respectivement. La forme analytique choisie est :

$$f(E, P_z) = g_A(E, P_z) e^{-\frac{E}{T_A}} + g_B(E, P_z) e^{-\frac{E}{T_B}} \quad (5.19)$$

où T_A et T_B représentent la température des populations A et B , respectivement. Les fonctions $g_A(E, P_z)$ et $g_B(E, P_z)$ étant de la forme :

$$g(E, P_z) = g_0 + \sum_i g_i e^{-k_i \delta_p} \quad (5.20)$$

et différent de part et d'autre du centre. En posant $\delta_p = P_z + \sqrt{2E}$, on peut s'assurer que les développements de (5.19) sont les mêmes jusqu'à un ordre fixé sur le bord gauche ($P_z < 0$) de la parabole centrale (centrée en $P_z = 0$). La forme mathématique choisie assure également que la variation des moments avec le potentiel vecteur A_z est la même. Par exemple, la pression peut s'écrire :

$$P = P_0 + \sum_i g_i e^{-k_i A_z} \quad (5.21)$$

En s'éloignant du centre, $A_z \rightarrow \infty$ et donc les moments (ici la pression) tend vers le paramètre fixé.

Les fonctions g_A et g_B sont déterminées de part et d'autre numériquement en assurant d'une part l'identité des développements en $\delta_p = 0$ ainsi que l'équilibre de pression $P + B^2/2$ soit respecté (nous supposons ici pour simplifier que tout le courant est porté par les ions, ce qui revient à traiter le cas $T_e = 0$). En fixant à N le nombre de composantes dans la somme définissant les fonctions g . Il y a donc $4N$ coefficients k_i à déterminer car il y a deux populations (A et B) pour chaque coté de la couche. En imposant l'identité des développements à l'ordre M , on obtient ainsi $2M + 2$ relations à satisfaire ainsi que $2N$ équations pour les sommes de pressions. En choisissant $N = 2M + 2$, on obtient $3N$ relations pour les $4N$ variables. Par inversion d'un système linéaire 3×3 on peut donc fixer $3N$ coefficients en fonction des N autres restant. En se fixant ces paramètres, on obtient une solution pour le système.

Nous présentons à présent un exemple de solution. Remarquons sur la figure (5.5) que le profil de densité associé possède un extremum au centre de la couche de courant et semble être symétrique sur une certaine région. Ceci est la conséquence de la parité du potentiel vecteur A_z , c'est à dire de l'inversion de B_x . En effet, en imposant aux paraboles définissant la distribution locale, à explorer le même

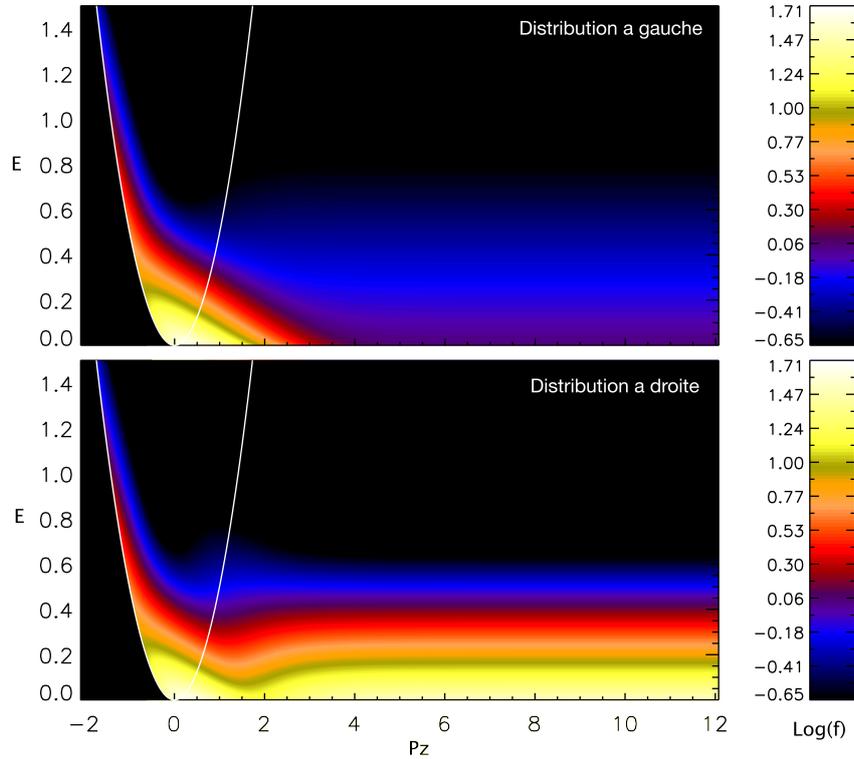


FIGURE 5.4: Fonction de distribution à gauche et à droite du centre de la couche de courant en fonction de E et P_z . La parabole centrale correspondant à $E = P_z^2/2$ est représentée sur chaque contour.

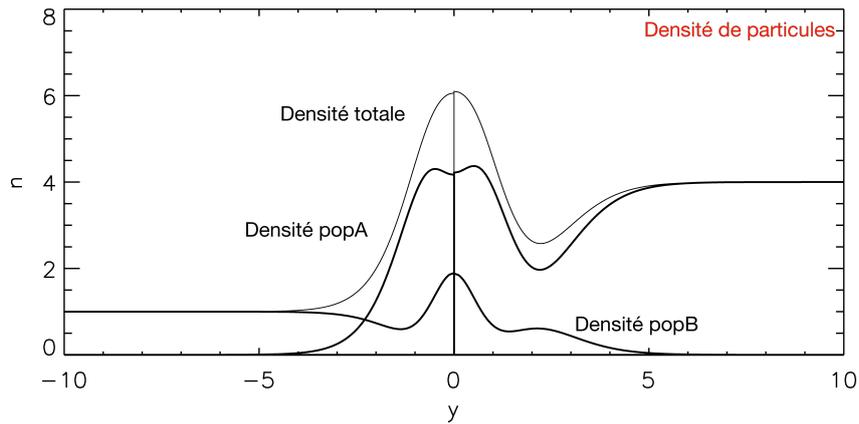


FIGURE 5.5: Profil de densité obtenu en intégrant la fonction de distribution présentée sur la figure 5.4. La densité totale de particule est représentée, ainsi que la contribution de chaque population A et B . Chacune de ces populations voit sa densité tendre vers zéro du côté opposé à sa région d'origine.

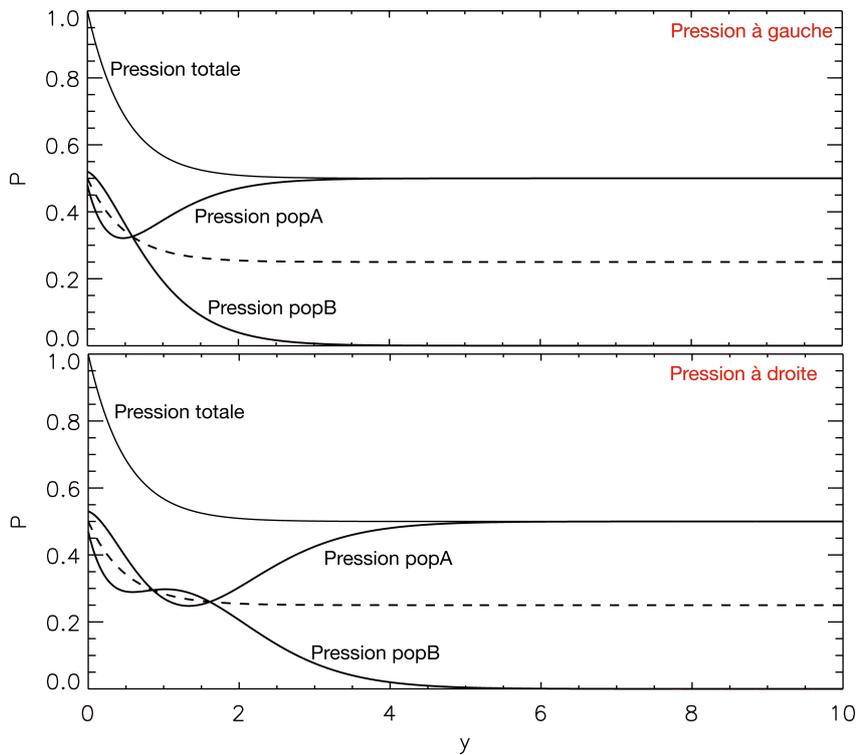


FIGURE 5.6: Profil de pression obtenu à gauche et à droite de la couche de courant (en haut et en bas de la figure, respectivement). Chaque pression est séparée en deux selon la contribution de la population A et de la population B .

demi plan dans l'espace (E, P_z) , la parabole centrale est explorée deux fois. Cette *parité locale* des moments est donc très générale et incontournable. Physiquement elle provient du fait que les particules participant à la distribution au centre de la couche de courant, participent *également* à la distribution de part et d'autre, sur une certaine distance, dépendant de leur énergie.

Le choix de la solution présentée ici comporte cependant toujours une part arbitraire. Nous choisissons en effet la solution la plus "raisonnable" mais le système reste pour le moment encore sous-contraint, nous obtenons une infinité de solutions qu'il conviendra, dans un travail futur de discriminer. Certaines contraintes semblent incontournables, comme par exemple le fait que la distribution doive être positive partout.

5.5 Comparaison avec la simulation

Dans les simulations hybrides asymétriques que nous avons réalisé pendant la thèse, et en particulier dans celle présentée dans le chapitre 4, nous avons imposé un équilibre de pression fluide initialement. La fonction de distribution des ions était choisie comme localement Maxwellienne. Comme nous l'avons déjà expliqué, cette situation ne constitue pas un équilibre au niveau cinétique. La couche de courant n'est donc pas stationnaire car le déplacement des ions dans l'espace des phases restructure localement la distribution et perturbe l'état macroscopique en émettant des ondes magnétosonores. Cette transition se produit de manière très rapide (quelques Ω_{ci}^{-1} tout au plus). Une fois le système perturbé, il n'atteint jamais véritablement un état stationnaire⁴. La couche de courant continue d'osciller légèrement et les ondes émises viennent de manière périodique la perturber. Cependant, il est raisonnable de penser que la restructuration initiale a rapproché le système d'un équilibre cinétique hybride.

La figure 5.7 récapitule l'évolution temporelle du profil de densité et du tenseur de pression entre $t = 0$ (en haut) et $t = 10$ (en bas) dans la simulation présentée dans le chapitre 4. Nous avons séparé, dans le profil de densité, la contribution des particules se trouvant initialement de part et d'autre de la couche de courant. Ceci n'est pas exactement similaire à la distinction des populations A et B dans l'équilibre théorique, mais ne doit toutefois pas en être très éloigné. Nous pouvons en premier lieu remarquer la similitude flagrante entre les profils résultant de la simulation et ceux obtenus analytiquement (figure 5.5). Deux points sont particulièrement remarquables : Le profil de densité totale n'est pas monotone, et chacune des densités "partielles" présente un maximum local au centre de la couche de courant. Si ces variations sur les profils théoriques peuvent sembler artificielles à première vue, elles sont en fait la conséquence de la parité locale des moments imposée par la parité de A_z . Ceci est incontournable et la simulation ne fait que le

4. C'est d'ailleurs pour cette raison que notre travail est important, sinon il suffirait de laisser le système relaxer.

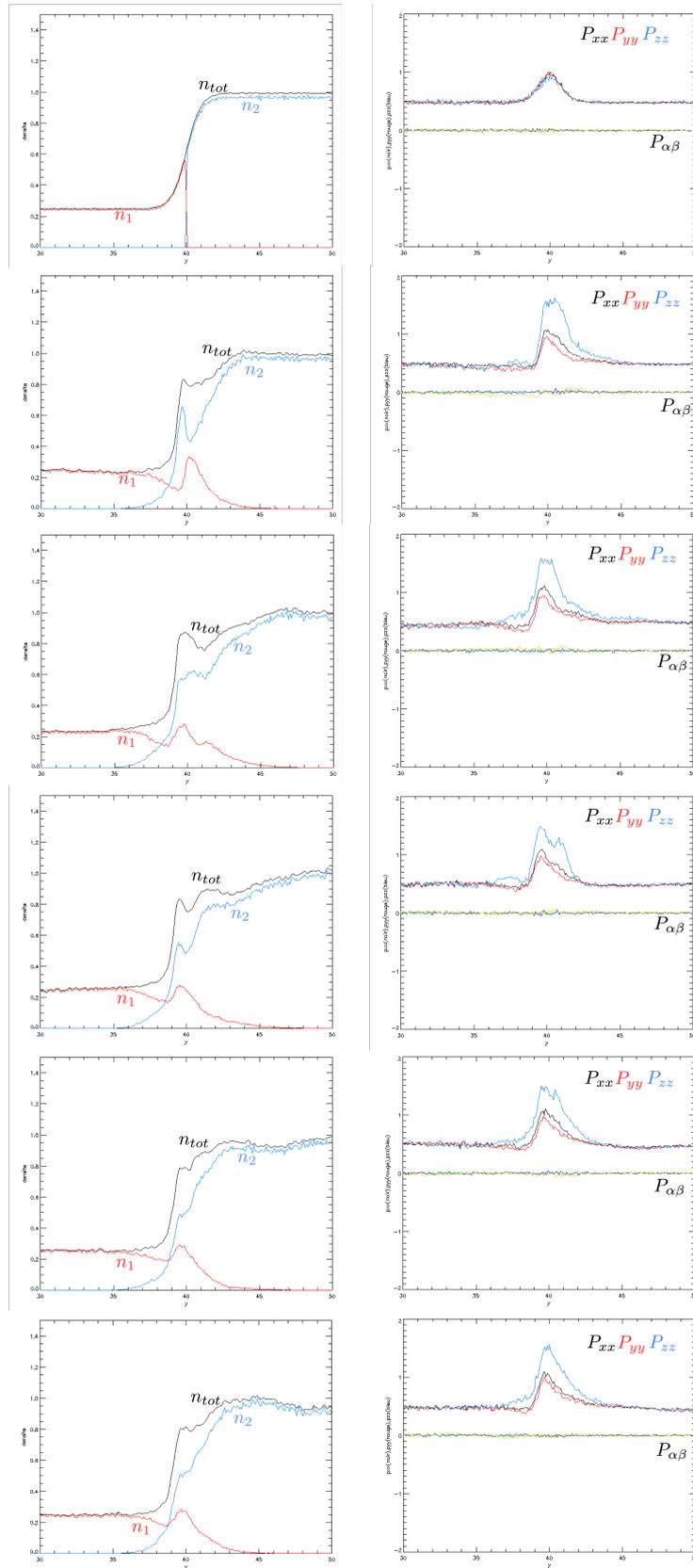


FIGURE 5.7: Profils de densité et de pression obtenus dans la simulation asymétrique présentée dans le chapitre 4. La densité est séparée en deux populations selon la position des particules à $t = 0$ par rapport au centre de la couche de courant. L'évolution temporelle entre $t = 0$ et $t = 10$ est représentée de haut en bas.

confirmer.

La distribution locale étant initialement Maxwellienne, le tenseur de pression est complètement isotrope à $t = 0$. Les termes hors diagonale $P_{\alpha\beta}$ ($\alpha, \beta = x, y, z$, $\alpha \neq \beta$) sont identiquement nuls tandis que les termes situés sur la diagonale sont égaux. La situation évolue très vite et à $t = 10$ nous remarquons que d'une part le tenseur est toujours diagonal et qu'il semble gyrotrope autour de la direction z . En effet, $P_{xx} \approx P_{yy} \neq P_{zz}$. Cette gyrotropie est également prédite par notre modèle analytique. Théoriquement, elle provient du fait que nous avons imposé une forme analytique unique de chaque côté de la couche de courant et que celle-ci doit tendre vers l'isotropie asymptotiquement. Bien qu'il semble a priori étrange à première vue, que le système soit gyrotrope autour d'une direction perpendiculaire au champ magnétique ($\mathbf{B} = B_x \mathbf{e}_x$), il n'a pas d'autre choix avec les contraintes imposées. La simulation, en montrant exactement la même gyrotropie nous conforte dans nos hypothèses. Initialement hors équilibre, la simulation relaxe donc rapidement vers un pseudo-équilibre cinétique présentant les mêmes propriétés que ceux de notre modèle.

5.6 Conclusion

A ce stade, les résultats préliminaires du modèle cinétique hybride, asymétrique et antiparallèle sont prometteurs. Contrairement à la méthode usuelle, notre méthode est intuitive et paramétrable. En se fixant analytiquement le champ électromagnétique, nous pouvons en effet trouver un équilibre cinétique pour les protons en choisissant la densité et température de part et d'autre de la couche de courant. La notion d'accessibilité expliquée au cours de ce chapitre, permet d'expliquer simplement pourquoi les équilibres déterminés dans des travaux précédents (e.g. [Harris 1962], [Mottez 2003]) sont systématiquement symétriques lorsque le champ magnétique s'inverse. Enfin, nous avons comparé les prédictions théoriques aux résultats d'une simulation asymétrique et montré que le profil de la densité et de la pression ont clairement les mêmes propriétés.

Si les résultats sont d'ores et déjà concluant, ce travail est cependant encore en cours. La méthode est encore aujourd'hui sous-contrainte puisqu'elle fournit potentiellement une infinité d'équilibres cinétiques. Des critères additionnels sont donc encore à développer.

Un prochain travail consistera à générer une distribution discrète de particules suivant une solution analytique et de l'implanter en tant que condition initiale d'une simulation hybride. Il faudra alors déterminer si oui ou non l'état initial est stationnaire et quels sont les paramètres numériques importants.

Si le système reste stationnaire numériquement, il sera intéressant d'étudier les propriétés de stabilité de la classe d'équilibres cinétiques vis à vis de la reconnexion magnétique.

Un travail à plus long terme pourrait également consister à déterminer dans quelle mesure notre classe d'équilibres cinétiques correspond à une configuration réalisée dans la nature, à la magnétopause terrestre par exemple.

Conclusion

Résumé des résultats

Au cours de ce manuscrit, nous nous sommes intéressés aux mécanismes cinétiques sous-jacents à la description fluide de la population ionique du plasma. En particulier une grande partie de notre travail a été consacrée à la problématique de l'accélération du flot de plasma dans la région proche d'un site de reconnexion magnétique antiparallèle dans le régime non-collisionnel. C'est via la simulation numérique, et en particulier par l'utilisation d'un code hybride (tenant compte des effets cinétiques sur la population de protons), que nous avons abordé cette problématique. Dans le cas de la reconnexion symétrique ainsi que dans le cas asymétrique, plus général, nous avons montré que si le champ électrique créé par le découplage entre les ions et les électrons, contribue bel et bien à l'accélération du flot dans la direction aval, il ne peut généralement pas être considéré comme l'unique responsable de l'accélération du fluide. En effet, dans les deux cas, nous avons clairement montré que la force de pression joue un rôle aussi important, et qu'elle ne peut donc pas être négligée.

De la même façon, les modèles usuels s'intéressant à la dépendance du taux de reconnexion stationnaire vis à vis des paramètres plasma amont, font souvent certaines hypothèses sur le transfert d'énergie de l'amont vers l'aval du site de reconnexion. Il est parfois considéré que le flux de Poynting est intégralement converti en flux d'énergie cinétique dirigée. Théoriquement, le modèle de Sweet-Parker prédit une équipartition du flux d'énergie électromagnétique incident entre le flux thermique et le flux convectif aval. Si cette prédiction semble bien vérifiée dans les modèles fluides symétriques, nous avons montré, dans le cas antiparallèle et symétrique cinétique, que le transfert d'énergie privilégiait le flux d'enthalpie au détriment du flux d'énergie dirigée. Ce chauffage du plasma de manière plus importante que prévue est cohérent avec le rôle important de la force de pression, qui introduit une dissipation de l'énergie à l'échelle ionique, et explique par la même occasion pourquoi le jet de plasma est systématiquement observé moins rapide dans les simulations cinétiques que dans les modèles fluides. Dans le cas de la reconnexion dans une couche de courant séparant deux plasma de température et de densité différentes, mais pour lesquels le champ magnétique est symétrique, nos résultats montrent que le gain de flux d'enthalpie domine largement sur le gain de flux convectif, qui devient anecdotique. Ces résultats contredisent les hypothèses faites dans les modèles analytiques récents de reconnexion asymétrique et diffèrent également quantitativement des résultats de simulations MHD récemment publiés.

Dans le cas symétrique antiparallèle, nous avons montré que la force de pression s'exerçant sur le flot a une origine microscopique cinétique et ne peut donc être

quantitativement reproduite par un modèle fluide muni d'une fermeture simple de type polytropique. Nos résultats montrent clairement que la pression est reliée à la structure particulière de la fonction de distribution au sein de la région de découplage. Celle-ci est elle même la conséquence de la dynamique individuelle des particules dans cette région. Nous avons montré en détail que les protons sont accélérés par un mécanisme de rebond dans un puits de potentiel divergeant créé par l'effet Hall. En rebondissant sur les "murs" ouverts, les particules transfèrent la vitesse acquise de la direction normale à la couche de courant à la direction aval, couplant statistiquement les composantes v_x et v_y dans l'espace des vitesses. Ce travail constitue la preuve numérique d'un mécanisme suggéré sur la base d'observations dans la queue magnétosphérique.

Un résultat annexe de notre étude montre que le tenseur de pression possède une structure très liée à la dynamique des protons. Celle-ci étant différente au sein de la région Hall ou à l'extérieur, nous avons suggéré que l'une des composantes de ce tenseur peut être considérée comme un indicateur observationnel de la traversée d'une région de découplage par les satellites. Cette hypothèse a été vérifiée dans les mesures effectuées par les satellites Cluster. Une analyse détaillée de l'événement nous a permis en premier lieu de l'interpréter comme la traversée d'une zone de découplage ionique. Nous montrons ensuite que la corrélation théorique entre le tenseur de pression, le champ magnétique quadrupolaire et le jet du plasma est en effet satisfaite au sein d'un intervalle temporel où l'on peut de surcroît observer des distributions de protons cohérentes avec le mouvement de rebond décrit précédemment. Cet intervalle de temps est également cohérent avec la taille caractéristique d'une région Hall, déduite à partir d'une étude à deux satellites.

Enfin, dans un dernier temps, nous nous sommes intéressés au problème fondamental de physique des plasmas non-collisionnels que constitue la recherche d'un équilibre cinétique dans une couche de courant tangentielle, antiparallèle et asymétrique. Notre objectif principal consiste à trouver une méthode analytique paramétrable afin de l'utiliser pour initialiser *proprement* une simulation cinétique. Nous avons proposé une méthode innovante permettant de déterminer analytiquement une fonction de distribution des protons à l'équilibre dans un champ électromagnétique imposé au préalable. Nous avons décrit un exemple de résultat de cette méthode et montré que la simulation hybride confirme les hypothèses faites dans cette théorie.

Perspectives

Derrière chaque résultat présenté dans ce manuscrit se cachent dix nouvelles questions. Mon travail donne donc lieu, je pense, à de nombreuses perspectives à plus ou moins long terme.

A court terme tout d'abord, l'équilibre cinétique obtenu théoriquement et présenté dans le dernier chapitre de cette thèse doit être implanté dans le code hybride. Si la méthode marche en théorie (la solution est bien un équilibre), le cas pratique sera testé très prochainement. Il sera ensuite intéressant d'étudier les critères de stabilité de cette classe d'équilibres vis à vis de la reconnexion magnétique. De manière idéale, il serait intéressant de comparer l'implantation d'un tel équilibre dans un code PIC et dans un code Vlasov. Ce dernier n'étant pas sujet aux fluctuations statistiques pouvant potentiellement détruire un équilibre.

A moyen terme j'aimerais approfondir nos résultats quant à la reconnexion asymétrique. Il est envisagé de reprendre ce type d'étude de manière paramétrique. Comment la structure interne de la zone Hall, le transfert d'énergie et la structure des régions séparatrices varient-ils avec les paramètres asymptotiques? Dans un second temps il reste énormément de choses à comprendre à l'échelle électronique. Les résultats récemment publiés montrent que celle-ci ne ressemble en rien au cas symétrique. Nous devons d'une part comprendre comment la reconnexion se produit à l'échelle électronique en présence d'asymétries, mais également déterminer dans quelle mesure le traitement cinétique des électrons est important vis à vis des résultats obtenus à l'échelle ionique.

A moyen terme dans le cas symétrique, nous pouvons envisager d'utiliser le code particule-test développé au cours de cette thèse mais dont aucune application n'a été développée, faute de temps. La méthode Backward-Liouville permet (sous certaines hypothèses) d'obtenir des fonctions de distribution locales infiniment plus résolues que celles mesurées dans un code PIC. De telles simulations pourraient permettre de comprendre le rôle de la température du plasma amont dans le mécanisme d'accélération des protons, et ses conséquences sur la forme de la pression et l'accélération du flot.

A plus long terme, il sera indispensable de s'intéresser à des domaines et des temps de simulation plus longs. Une solution envisageable est alors d'ouvrir le domaine en laissant sortir le flux magnétique et de plasma en dehors des bords aval. L'objectif étant d'obtenir une simulation dans laquelle les échelles électroniques, ioniques et MHD sont suffisamment séparées. En augmentant la taille des domaines et le temps de simulation, il semble également indispensable de commencer à s'intéresser au rôle de la troisième dimension, que nous avons systématiquement négligé dans nos travaux. Les simulations cinétiques actuelles sont très lourdes et l'effet de la troisième dimension est encore mal connu.

Schéma Hybride

Equations physiques et normalisation

Les quantités apparaissant dans le code sont normalisées de la sorte :

$$\begin{aligned} m &= \tilde{m} m_p \\ q &= \tilde{q} e \\ N &= \tilde{N} N_o \\ B &= \tilde{B} B_0 \end{aligned}$$

m_p est la masse d'un proton, e la charge élémentaire, n_0 et B_0 sont une densité et un champ magnétique caractéristique. De ces quantités découlent les suivantes :

$$\begin{aligned} v &= \tilde{v} V_A \\ t &= \tilde{t} \Omega_C^{-1} \\ l &= \tilde{l} c \Omega_P^{-1} \\ E &= \tilde{E} V_A B_0 \end{aligned}$$

où Ω_C et Ω_P sont la pulsation cyclotron d'un proton et la pulsation plasma des protons, respectivement. Avec ces variables, les équations résolues dans le code sont :

$$\begin{aligned} d_t \mathbf{x}_{s,h} &= \mathbf{v}_{s,h} \\ d_t \mathbf{v}_{s,h} &= q_s/m_s (\mathbf{E} + \mathbf{v}_{s,h} \times \mathbf{B} - \eta \mathbf{J}) \\ N(\mathbf{x}) &= \sum_{s,h} q_s S(\mathbf{x} - \mathbf{x}_{s,h}) \\ \mathbf{V}(\mathbf{x}) &= \sum_{s,h} \mathbf{v}_{s,h} S(\mathbf{x} - \mathbf{x}_{s,h}) / \sum_{s,h} S(\mathbf{x} - \mathbf{x}_{s,h}) \\ \partial_t \mathbf{B} &= -\nabla \times \mathbf{E} \\ \mathbf{J} &= \nabla \times \mathbf{B} \\ \mathbf{E} &= -\mathbf{V} \times \mathbf{B} + N^{-1} (\mathbf{J} \times \mathbf{B} - \nabla \cdot \mathbf{P}_e) + \eta \mathbf{J} \end{aligned}$$

Où \mathbf{V} est la vitesse fluide de tous les ions, N la densité de particules, \mathbf{P}_e le tenseur de pression électronique. L'indice s signifie *species* et l'indice h signifie *particule*. $S(\mathbf{x})$ est le facteur de forme linéaire.

Le tenseur de pression des électrons \mathbf{P}_e est considéré comme suivant la loi isotherme et sa valeur est nT_e .

Schéma numérique pour les champs

Inertie électronique

L'inertie électronique permet de changer la relation de dispersion des ondes whistler. En imposant un rapport de masse m_e/m_i irréaliste, cette méthode permet d'augmenter la résolution de la simulation tout en respectant la condition CFL (voir chap. 1). Dans cette partie nous allons décrire l'implantation de cet effet dans le code hybride.

En ajoutant le terme d'inertie électronique dans la loi d'Ohm, elle devient :

$$\mathbf{E} = -\mathbf{v}_i \times \mathbf{B} + \frac{1}{en} (\mathbf{j} \times \mathbf{B} - \nabla \cdot \mathbf{P}_e) + \eta \mathbf{j} - \frac{m_e}{e} \frac{d\mathbf{v}_e}{dt} \quad (\text{A.1})$$

En insérant la définition du courant $\mathbf{j} = en(\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_e)$, nous obtenons :

$$\begin{aligned} \mathbf{E} = & -\mathbf{v}_i \times \mathbf{B} + \frac{1}{ne} (\mathbf{j} \times \mathbf{B} - \nabla \cdot \mathbf{P}_e) \\ & - \frac{m_e}{e} \left(\partial_t \left(\mathbf{v}_i - \frac{\mathbf{j}}{ne} \right) + \left(\mathbf{v}_i - \frac{\mathbf{j}}{ne} \right) \cdot \nabla \left(\mathbf{v}_i - \frac{\mathbf{j}}{ne} \right) \right) + \eta \mathbf{j} \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

A cette échelle, nous négligeons la vitesse des ions, $\mathbf{v}_e \sim -\mathbf{j}/ne$ et supposons que la densité n est constante. Nous obtenons :

$$\mathbf{E} = -\mathbf{v}_i \times \mathbf{B} + \frac{1}{ne} (\mathbf{j} \times \mathbf{B} - \nabla \cdot \mathbf{P}_e) + \frac{m_e}{ne^2} \partial_t \mathbf{j} - \frac{m_e}{n^2 e^3} (\mathbf{j} \cdot \nabla) \mathbf{j} + \eta \mathbf{j} \quad (\text{A.3})$$

En utilisant l'équation d'Ampère $\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j}$ et la relation vectorielle $\nabla \times \nabla \cdot = \nabla (\nabla \cdot) - \nabla^2$, on obtient :

$$\mathbf{E} = -\mathbf{v}_i \times \mathbf{B} + \frac{1}{en} \mathbf{j} \times (1 - \delta_e^2 \nabla^2) \mathbf{B} + \delta_e^2 \nabla \times \partial_t \mathbf{B} - \frac{m_e}{n^2 e^3} \nabla \frac{\mathbf{j}^2}{2} - \frac{1}{en} \nabla \mathbf{P}_e + \eta \mathbf{j} \quad (\text{A.4})$$

Le terme $\nabla \mathbf{j}^2/2$ disparaît lorsque l'on calcule $\nabla \times \mathbf{E}$:

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{E} = & \nabla \times \left(-\mathbf{v}_i \times \mathbf{B} + \frac{1}{en} \mathbf{j} \times (1 - \delta_e^2 \nabla^2) \mathbf{B} - \frac{1}{en} \nabla \mathbf{P}_e \right) \\ & - \delta_e^2 \partial_t \nabla^2 \mathbf{B} - \frac{\eta}{\mu_0} \nabla^2 \mathbf{B} \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

Cette dernière équation, est égale à $-\partial_t \mathbf{B}$ (équation de Faraday). On obtient finalement le système suivant :

$$\mathbf{B}^* = (1 - \delta_e^2 \nabla^2) \mathbf{B} \quad (\text{A.6})$$

$$\mathbf{E}^* = -\mathbf{v}_i \times \mathbf{B} + \frac{1}{en} (\mathbf{j} \times \mathbf{B}^* - \nabla \cdot \mathbf{P}_e) + \frac{\eta}{\mu_0} \nabla^2 \mathbf{B} \quad (\text{A.7})$$

$$\partial_t \mathbf{B}^* = -\nabla \times \mathbf{E}^* \quad (\text{A.8})$$

Nous pouvons remarquer que les deux premières équations sont formellement équivalentes à celles déjà résolues dans le modèle hybride sans inertie. La différence étant que les champs électromagnétiques (\mathbf{E}, \mathbf{B}) sont remplacés par des pseudo-champs $(\mathbf{E}^*, \mathbf{B}^*)$. Notons que le champ \mathbf{B} est encore contenu dans l'équation (A.7). Avant de l'évaluer (A.7), il est donc nécessaire d'inverser l'équation linéaire (A.6). En retirant les dimensions, ces équations prennent la forme :

$$\mathbf{B}^* = (1 - \mu \nabla^2) \mathbf{B} \quad (\text{A.9})$$

$$\mathbf{E}^* = -\mathbf{v}_i \times \mathbf{B} + (\mathbf{j} \times \mathbf{B}^* - \nabla \cdot \mathbf{P}_e) + \frac{1}{\mathcal{R}_m} \nabla^2 \mathbf{B} \quad (\text{A.10})$$

$$\partial_t \mathbf{B}^* = -\nabla \times \mathbf{E}^* \quad (\text{A.11})$$

Où $\mu \equiv m_e/m_i$ et \mathcal{R}_m est le nombre de Reynolds magnétique.

Le pseudo-champ électrique \mathbf{E}^* n'est pas un vrai champ électrique. La force s'exerçant sur les ions est donc calculée à partir du champ électrique obtenu à partir de la loi d'Ohm calculée sans l'effet d'inertie, qui n'a de toute façon pas d'incidence à l'échelle ionique.

Schéma de résolution général temporel

Le schéma temporel adopté est de type prédicteur-correcteur. Il a été modifié au cours de cette thèse afin de prendre les effets d'inertie électronique en compte. Comme nous l'avons remarqué dans le paragraphe précédent, la méthode permet de conserver la forme des équations à résoudre. Les équations ajoutées au schéma sont donc pour la plupart identiques à celles déjà résolues par le code antérieurement. Elles sont ci-dessous colorées en bleu. L'équation colorée en rouge permet de calculer le champ magnétique à partir du pseudo-champ magnétique. Cette équation est nouvelle, est nécessite un solveur indépendant.

PRÉDICTEUR :

Le mouvement des particules est résolu par un schéma de type saute-mouton¹

$$\mathbf{v}_{n+1/2} = \mathbf{v}_{n-1/2} + \frac{q\Delta t}{m_p} \left[\mathbf{E}_n + \frac{\mathbf{v}_{n+1/2} + \mathbf{v}_{n-1/2}}{2} \times \mathbf{B}_n \right] \quad (\text{A.12})$$

$$\mathbf{x}_{n+1} = \mathbf{x}_n + \Delta t \mathbf{v}_{n+1/2} \quad (\text{A.13})$$

La distribution de particules ayant évolué, on accumule la densité et la vitesse moyenne correspondante sur la grille.

$$\mathbf{N}_{n+1} = \Sigma_s q_s S_{n+1} \quad (\text{A.14})$$

$$\mathbf{V}_{n+1/2} = \Sigma_s (S_n + S_{n+1}) \mathbf{v}_{n+1/2} / \Sigma_s (S_n + S_{n+1}) \quad (\text{A.15})$$

1. *leapfrog algorithm* en anglais, le mouton se transforme en grenouille...

Le pseudo-champ magnétique \mathbf{B}_n^* est ensuite avancé au temps $n+1/2$ par l'équation de Faraday, à l'aide du pseudo-champ électrique \mathbf{E}_n^* . Avant de calculer le champ électrique $\mathbf{E}_{n+1/2}$ et le pseudo-champ $\mathbf{E}_{n+1/2}^*$, le champ magnétique $\mathbf{B}_{n+1/2}$ doit être trouvé à partir du pseudo-champ $\mathbf{B}_{n+1/2}^*$:

$$\mathbf{B}_{n+1/2}^* = \mathbf{B}_n^* - \frac{\Delta t}{2} \nabla \times \mathbf{E}_n^* \quad (\text{A.16})$$

$$\mathbf{B}_{n+1/2}^* = (1 - \mu \nabla^2) \mathbf{B}_{n+1/2} \rightarrow \mathbf{B}_{n+1/2} \quad (\text{A.17})$$

$$\mathbf{E}_{n+1/2}^* = -\mathbf{V}_{n+1/2} \times \mathbf{B}_{n+1/2} + \frac{1}{qN_{n+1/2}} \left(\mathbf{J}_{n+1/2} \times \mathbf{B}_{n+1/2}^* - \nabla P_{n+1/2} \right) + \eta \mathbf{J}_{n+1/2} \quad (\text{A.18})$$

$$\mathbf{E}_{n+1/2} = -\mathbf{V}_{n+1/2} \times \mathbf{B}_{n+1/2} + \frac{1}{qN_{n+1/2}} \left(\mathbf{J}_{n+1/2} \times \mathbf{B}_{n+1/2} - \nabla P_{n+1/2} \right) + \eta \mathbf{J}_{n+1/2} \quad (\text{A.19})$$

L'équation (A.17) est résolue par une méthode itérative parallèle implémentée dans la bibliothèque PETSC².

Le champ électrique \mathbf{E}_{n+1} et le pseudo-champ \mathbf{E}_{n+1}^* sont déterminés par extrapolation :

$$\mathbf{E}_{n+1}^* = -\mathbf{E}_n^* + 2\mathbf{E}_{n+1/2}^* \quad (\text{A.20})$$

$$\mathbf{E}_{n+1} = -\mathbf{E}_n + 2\mathbf{E}_{n+1/2} \quad (\text{A.21})$$

tandis que le champ magnétique \mathbf{B}_{n+1} et le pseudo-champ \mathbf{B}_{n+1}^* sont calculés par l'équation de Faraday :

$$\mathbf{B}_{n+1}^* = \mathbf{B}_{n+1/2}^* - \frac{\Delta t}{2} \nabla \times \mathbf{E}_{n+1}^* \quad (\text{A.22})$$

$$\mathbf{B}_{n+1} = \mathbf{B}_{n+1/2} - \frac{\Delta t}{2} \nabla \times \mathbf{E}_{n+1} \quad (\text{A.23})$$

Les étapes du correcteur sont les mêmes, hormis l'extrapolation finale qui devient une correction.

CORRECTEUR :

Mouvement des particules :

$$\mathbf{v}_{n+3/2} = \mathbf{v}_{n+1/2} + \frac{q\Delta t}{m_p} \left[\mathbf{E}_{n+1} + \frac{\mathbf{v}_{n+3/2} + \mathbf{v}_{n+1/2}}{2} \times \mathbf{B}_{n+1} \right] \quad (\text{A.24})$$

$$\mathbf{x}_{n+2} = \mathbf{x}_{n+1} + \Delta t \mathbf{v}_{n+3/2} \quad (\text{A.25})$$

Accumulation des moments sur la grille :

2. <http://www.mcs.anl.gov/petsc/petsc-as/>

$$\mathbf{N}_{n+2} = \Sigma_s q_s \mathcal{S}_{n+2} \quad (\text{A.26})$$

$$\mathbf{V}_{n+3/2} = \Sigma_s (\mathcal{S}_{n+1} + \mathcal{S}_{n+2}) \mathbf{v}_{n+3/2} / \Sigma_s (\mathcal{S}_{n+1} + \mathcal{S}_{n+2}) \quad (\text{A.27})$$

Résolution des champs :

$$\mathbf{B}_{n+3/2}^* = \mathbf{B}_{n+1}^* - \frac{\Delta t}{2} \nabla \times \mathbf{E}_{n+1}^* \quad (\text{A.28})$$

$$\mathbf{B}_{n+3/2}^* = (1 - \mu \nabla^2) \mathbf{B}_{n+3/2} \rightarrow \mathbf{B}_{n+3/2} \quad (\text{A.29})$$

$$\mathbf{E}_{n+3/2}^* = -\mathbf{V}_{n+3/2} \times \mathbf{B}_{n+3/2} + \frac{1}{qN_{n+3/2}} \left(\mathbf{J}_{n+3/2} \times \mathbf{B}_{n+3/2}^* - \nabla P_{n+3/2} \right) + \eta \mathbf{J}_{n+3/2} \quad (\text{A.30})$$

$$\mathbf{E}_{n+3/2} = -\mathbf{V}_{n+3/2} \times \mathbf{B}_{n+3/2} + \frac{1}{qN_{n+3/2}} \left(\mathbf{J}_{n+3/2} \times \mathbf{B}_{n+3/2} - \nabla P_{n+3/2} \right) + \eta \mathbf{J}_{n+3/2} \quad (\text{A.31})$$

Et correction des champ au temps $n + 1$:

$$\mathbf{E}_{n+1}^* = \frac{1}{2} (\mathbf{E}_{n+1/2}^* + \mathbf{E}_{n+3/2}^*) \quad (\text{A.32})$$

$$\mathbf{E}_{n+1} = \frac{1}{2} (\mathbf{E}_{n+1/2} + \mathbf{E}_{n+3/2}) \quad (\text{A.33})$$

$$\mathbf{B}_{n+1}^* = \mathbf{B}_{n+1/2}^* - \frac{\Delta t}{2} \nabla \times \mathbf{E}_{n+1}^* \quad (\text{A.34})$$

$$\mathbf{B}_{n+1} = \mathbf{B}_{n+1/2} - \frac{\Delta t}{2} \nabla \times \mathbf{E}_{n+1} \quad (\text{A.35})$$

Schéma spatial

Les opérateurs différentiels spatiaux sont discrétisés par la méthode des différences finies. Le calcul est d'ordre deux grâce un un schéma centré. Ainsi, nous définissons deux grilles cartésiennes uniformes, G_1 et G_2 , décalées d'une demi maille. La taille de la maille $\Delta_{x,y}$ est définie par :

$$\Delta_{x,y} = \frac{L_{x,y}}{n_{x,y}} \quad (\text{A.36})$$

où $L_{x,y}$ est la taille physique du domaine et $n_{x,y}$ le nombre de cellules, dans les directions x et y , respectivement. Les frontières de la grille G_1 sont définies par $x, y = 0$ et $x, y = L_{x,y}$. Elle possède donc $(n_x + 1)(n_y + 1)$ points. La grille G_2 possède $(n_x + 2)(n_y + 2)$. Chacun de ces points est centré sur une cellule de G_1 . Les points supplémentaires entourent donc la grille G_1 à une distance de $\pm \Delta_{x,y}$.

Seul le champ magnétique et le pseudo champ magnétique sont définis sur la grille G_1 . Toute quantité calculée à partir d'une dérivée première de ces champs apparaît donc naturellement centrée sur la grille G_2 (champ électrique, courant).

La densité, la vitesse fluide et le tenseur de pression électronique étant utilisés dans la loi d'Ohm définissant le champ électrique, ils sont également définis sur G_2 .

Conditions aux limites

Les bords $y = \text{constante}$ sont définis comme des conducteurs parfaits. Le champ électrique n'a donc aucune composante tangentielle à la frontière. Le champ magnétique en revanche n'a aucune composante normale. Les bords x ne posent pas de problème car ils sont considérés comme périodique. Le domaine est donc topologiquement fermé dans cette direction, il n'y a pas de condition limite.

Test de l'inertie électronique

Afin de tester si l'inertie électronique a été convenablement implantée dans le code, nous décidons de vérifier "expérimentalement" la relation de dispersion des ondes de type whistler. Pour cela, nous avons réalisé la simulation d'un plasma homogène dans lequel existe un champ magnétique $\mathbf{B} = B_0 \mathbf{e}_x$, avec B_0 et une densité $n_0 = 1$. Nous fixons le rapport de masse $\mu = 1/50$. Le β du plasma est de 0.002 et la température électronique $T_e = 0.0005$. La température est choisie froide pour minimiser les effets cinétiques liés à la population de protons.

Le nombre de cellules dans la direction x est fixé à $n_x = 1024$ et dans la direction y à $n_y = 32$. La taille physique du domaine est $(L_x = 12.8, L_y = 10.0) \delta_i$ et le temps physique de simulation est $1000 \Omega_{ci}^{-1}$. L'échantillonnage temporel des diagnostics est de $\Delta t_e = 10 \Delta t = 0.05 \Omega_{ci}^{-1}$, Δt étant le pas de temps de la simulation.

A cette configuration, nous ajoutons une perturbation constituée de la superposition de 150 modes harmoniques d'amplitude $\delta b_0 = 0.05$ sur les composantes B_y et B_z . La perturbation sur B_y étant déphasée de $\pi/2$ par rapport à celle sur B_z . La longueur d'onde des modes est donc fixée à $t = 0$, la résolution des équation hybride se chargera de fixer la fréquence en fonction des modes propres présents dans la simulation.

En faisant une transformée de Fourier du signal $B_y(x, t) + iB_z(x, t)$ (nous avons fait une moyenne sur y) nous pouvons visualiser l'énergie dans l'espace (k_x, ω) . Ce spectre est représenté sur la figure A.1 en échelle log. Nous pouvons aisément remarquer que les modes discrets que nous avons déposés dans le système se sont regroupés sur une courbe dans l'espace (k_x, ω) . A chaque longueur d'onde correspondant correspond une fréquence particulière, théoriquement donnée par la relation de dispersion des ondes dans cette gamme de fréquences. Nous avons superposé à ce spectre les trois relations de dispersion suivante :

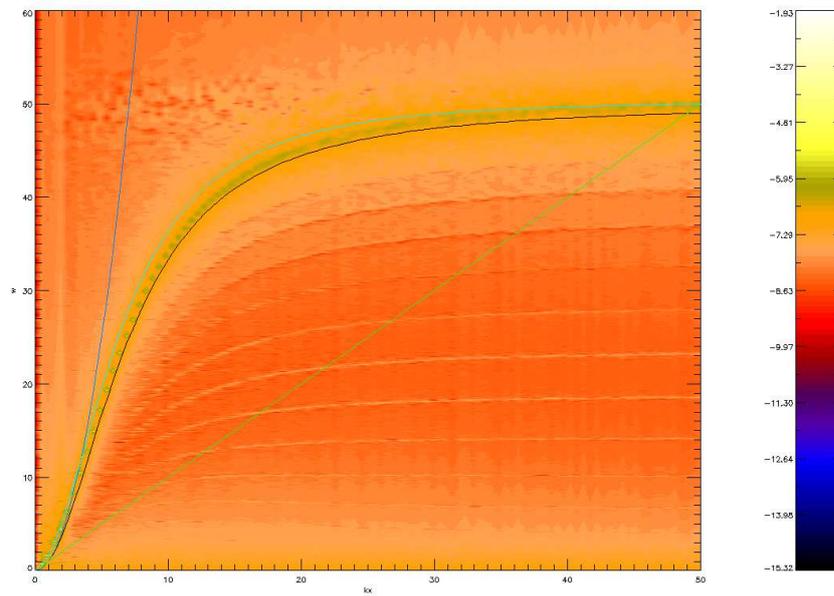


FIGURE A.1: Module de la transformée de fourier de $B_y(x, t) + iB_z(x, t)$ représenté en code couleur. Les relations de dispersion (A.37), (A.38) et (A.39) sont représentées en bleu, noir et bleu clair respectivement.

$$\omega_1 = k_x^2 \quad (\text{A.37})$$

$$\omega_2 = \frac{k_x^2}{1 + \mu k_x^2} \quad (\text{A.38})$$

$$\omega_3 = \frac{k_x^2}{1 + \mu k_x^2} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{4}{k_x^2}} \right) \quad (\text{A.39})$$

La première relation (A.37) est la dispersion obtenue sans prendre en compte l'inertie des électrons, elle correspond à la courbe bleue sur la figure (A.1). Les deux relations suivantes prennent en compte l'inertie des électrons et sont représentées en bleu clair et noir sur la figure A.1. La différence entre ces deux relations tient dans le fait que l'on considère que les ions sont complètement immobiles (A.38) ou pas (A.39). Nous constatons un très bon accord entre le modèle théorique et le résultat numérique.

Pousseur de particules (Schéma de Boris)

L'équation principale est :

$$\frac{\mathbf{v}_{n+1/2} - \mathbf{v}_{n-1/2}}{\Delta t} = \frac{q}{m} \left[\mathbf{E}_n + \left(\frac{\mathbf{v}_{n+1/2} + \mathbf{v}_{n-1/2}}{2} \right) \times \mathbf{B}_n \right] \quad (\text{A.40})$$

Si on définit :

$$\mathbf{v}_{n-1/2} = -\frac{q\mathbf{E}_n \Delta t}{m} \frac{\Delta t}{2} \quad (\text{A.41})$$

$$\mathbf{v}_{n+1/2} = \mathbf{v}^+ + \frac{q\mathbf{E}_n \Delta t}{m} \frac{\Delta t}{2} \quad (\text{A.42})$$

l'équation (A.40) devient :

$$\frac{\mathbf{v}^+ - \mathbf{v}^-}{\Delta t} = \frac{q}{2m} (\mathbf{v}^+ + \mathbf{v}^-) \times \mathbf{B}_n \quad (\text{A.43})$$

En appelant Θ l'angle de rotation entre \mathbf{v}^+ et \mathbf{v}^- on a $\left| \tan \frac{\Theta}{2} \right| = \frac{|\mathbf{v}^+ - \mathbf{v}^-|}{|\mathbf{v}^+ + \mathbf{v}^-|} = t = \frac{qB_n \Delta t}{m} \frac{\Delta t}{2}$.

En définissant les quantités intermédiaires \mathbf{v}' comme :

$$\mathbf{v}' = \mathbf{v}^- + \mathbf{v}^- \times \mathbf{t} \quad (\text{A.44})$$

$$\mathbf{v}^+ = \mathbf{v}^- + \mathbf{v}' \times \mathbf{s} \quad (\text{A.45})$$

Afin d'avoir $|\mathbf{v}^+| = |\mathbf{v}^-|$, on pose $s = \frac{2}{1+t^2}$.

En résumé :

$$F = \frac{q\Delta t}{2m} \quad , \quad G = \frac{2}{1 + B_n^2 F^2} \quad (\text{A.46})$$

$$\mathbf{s} = \mathbf{v} + F\mathbf{E}_n$$

$$\mathbf{u} = \mathbf{s} + F(\mathbf{s} \times \mathbf{B}_n)$$

$$\mathbf{v} = \mathbf{s} + G(\mathbf{u} \times \mathbf{B}_n) + F\mathbf{E}_n$$

Bibliographie

- [Alpers 1969] W. Alpers. *Steady State Charge Neutral Models of the Magnetopause*. *Ap&SS*, vol. 5, pages 425–437, DÈcembre 1969. [138](#)
- [Arzner & Scholer 2001] K. Arzner et M. Scholer. *Kinetic structure of the post plasmoid plasma sheet during magnetotail reconnection*. *J. Geophys. Res.*, vol. 106, pages 3827–3844, Mars 2001. [46](#), [47](#), [49](#)
- [Aubry *et al.* 1970] M. P. Aubry, C. T. Russell et M. G. Kivelson. *Inward motion of the magnetopause before a substorm*. *J. Geophys. Res.*, vol. 75, pages 7018–7031, 1970. [42](#)
- [Bhattacharjee *et al.* 2009] A. Bhattacharjee, Y.-M. Huang, H. Yang et B. Rogers. *Fast reconnection in high-Lundquist-number plasmas due to the plasmoid Instability*. *Physics of Plasmas*, vol. 16, no. 11, pages 112102–+, Novembre 2009. [19](#), [22](#), [61](#)
- [Birn & Priest 2007] J. Birn et E. R. Priest. *Reconnection of magnetic fields : magnetohydrodynamics and collisionless theory and observations*. 2007. [43](#)
- [Birn *et al.* 2001] J. Birn, J. F. Drake, M. A. Shay, B. N. Rogers, R. E. Denton, M. Hesse, M. Kuznetsova, Z. W. Ma, A. Bhattacharjee, A. Otto et P. L. Pritchett. *Geospace Environmental Modeling (GEM) magnetic reconnection challenge*. *J. Geophys. Res.*, vol. 106, pages 3715–3720, Mars 2001. [21](#), [25](#), [46](#)
- [Birn *et al.* 2008] J. Birn, J. E. Borovsky et M. Hesse. *Properties of asymmetric magnetic reconnection*. *Physics of Plasmas*, vol. 15, no. 3, pages 032101–+, Mars 2008. [109](#), [111](#), [119](#), [126](#)
- [Birn *et al.* 2010] J. Birn, J. E. Borovsky, M. Hesse et K. Schindler. *Scaling of asymmetric reconnection in compressible plasmas*. *Physics of Plasmas*, vol. 17, no. 5, pages 052108–+, Mai 2010. [62](#), [78](#), [80](#), [109](#), [119](#), [122](#), [124](#), [126](#), [129](#), [134](#)
- [Biskamp 1986] D. Biskamp. *Magnetic reconnection via current sheets*. *Physics of Fluids*, vol. 29, pages 1520–1531, Mai 1986. [14](#), [19](#), [22](#)
- [Borovsky & Hesse 2007] J. E. Borovsky et M. Hesse. *The reconnection of magnetic fields between plasmas with different densities : Scaling relations*. *Physics of Plasmas*, vol. 14, no. 10, pages 102309–+, Octobre 2007. [108](#), [119](#)
- [Borovsky *et al.* 2008] J. E. Borovsky, M. Hesse, J. Birn et M. M. Kuznetsova. *What determines the reconnection rate at the dayside magnetosphere ?* *J. Geophys. Res.*, vol. 113, pages 7210–+, Juillet 2008. [109](#)
- [Califano *et al.* 2009] F. Califano, M. Faganello, F. Pegoraro et F. Valentini. *Solar wind interaction with the Earth’s magnetosphere : the role of reconnection in the presence of a large scale sheared flow*. *Nonlinear Processes in Geophysics*, vol. 16, pages 1–10, Janvier 2009. [42](#)

- [Cassak & Shay 2007] P. A. Cassak et M. A. Shay. *Scaling of asymmetric magnetic reconnection : General theory and collisional simulations*. Physics of Plasmas, vol. 14, no. 10, pages 102114–+, Octobre 2007. 78, 108, 109, 115, 117, 119, 124, 126, 129, 134
- [Cassak & Shay 2008] P. A. Cassak et M. A. Shay. *Scaling of asymmetric Hall magnetic reconnection*. Geophys. Res. Lett., vol. 35, pages 19102–+, Octobre 2008. 109, 111, 112
- [Cassak & Shay 2009] P. A. Cassak et M. A. Shay. *Structure of the dissipation region in fluid simulations of asymmetric magnetic reconnection*. Physics of Plasmas, vol. 16, no. 5, pages 055704–+, Mai 2009. 109, 119, 131, 134
- [Cassak et al. 2009] P. A. Cassak, M. A. Shay et J. F. Drake. *Scaling of Sweet-Parker reconnection with secondary islands*. Physics of Plasmas, vol. 16, no. 12, pages 120702–+, DÈcembre 2009. 19
- [Cassak 2006] P. A. Cassak. *Catastrophe model for the onset of fast magnetic reconnection*. PhD thesis, University of Maryland, College Park, United States – Maryland, 2006. 16, 19
- [Channell 1976] P. J. Channell. *Exact Vlasov-Maxwell equilibria with sheared magnetic fields*. Physics of Fluids, vol. 19, pages 1541–1545, Octobre 1976. 140
- [Daughton & Karimabadi 2007] W. Daughton et H. Karimabadi. *Collisionless magnetic reconnection in large-scale electron-positron plasmas*. Physics of Plasmas, vol. 14, no. 7, pages 072303–+, Juillet 2007. 22
- [Daughton et al. 2006] W. Daughton, J. Scudder et H. Karimabadi. *Fully kinetic simulations of undriven magnetic reconnection with open boundary conditions*. Physics of Plasmas, vol. 13, no. 7, pages 072101–+, Juillet 2006. 26, 27, 46, 56, 61, 110
- [Daughton et al. 2009a] W. Daughton, V. Roytershteyn, B. J. Albright, H. Karimabadi, L. Yin et K. J. Bowers. *Influence of Coulomb collisions on the structure of reconnection layers*. Physics of Plasmas, vol. 16, no. 7, pages 072117–+, Juillet 2009. 19, 20
- [Daughton et al. 2009b] W. Daughton, V. Roytershteyn, B. J. Albright, H. Karimabadi, L. Yin et K. J. Bowers. *Transition from collisional to kinetic regimes in large-scale reconnection layers*. Physical Review Letters, vol. 103, no. 6, pages 065004–+, Ao t 2009. 19
- [De Keyser & Roth 1998] J. De Keyser et M. Roth. *Equilibrium conditions and magnetic field rotation at the tangential discontinuity magnetopause*. J. Geophys. Res., vol. 103, pages 6653–6662, Avril 1998. 138
- [Dorelli et al. 2007] J. C. Dorelli, A. Bhattacharjee et J. Raeder. *Separator reconnection at Earth's dayside magnetopause under generic northward interplanetary magnetic field conditions*. Journal of Geophysical Research (Space Physics), vol. 112, pages 2202–+, FÈvrier 2007. 43

- [Drake *et al.* 2006a] J. F. Drake, M. Swisdak, H. Che et M. A. Shay. *Electron acceleration from contracting magnetic islands during reconnection*. *Nature*, vol. 443, pages 553–556, Octobre 2006. 28
- [Drake *et al.* 2006b] J. F. Drake, M. Swisdak, K. M. Schoeffler, B. N. Rogers et S. Kobayashi. *Formation of secondary islands during magnetic reconnection*. *Geophys. Res. Lett.*, vol. 33, pages 13105–+, Juillet 2006. 61
- [Drake *et al.* 2009] J. F. Drake, M. Swisdak, T. D. Phan, P. A. Cassak, M. A. Shay, S. T. Lepri, R. P. Lin, E. Quataert et T. H. Zurbuchen. *Ion heating resulting from pickup in magnetic reconnection exhausts*. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, vol. 114, pages 5111–+, Mai 2009. 49, 51, 77
- [Dungey 1961] J. W. Dungey. *Interplanetary Magnetic Field and the Auroral Zones*. *Physical Review Letters*, vol. 6, pages 47–48, Janvier 1961. 85
- [Dunlop *et al.* 2005] M. W. Dunlop, M. G. G. T. Taylor, J. A. Davies, C. J. Owen, F. Pitout, A. N. Fazakerley, Z. Pu, H. Laakso, Y. V. Bogdanova, Q.-G. Zong, C. Shen, K. Nykyri, B. Lavraud, S. E. Milan, T. D. Phan, H. Rème, C. P. Escoubet, C. M. Carr, P. Cargill, M. Lockwood et B. Sonnerup. *Coordinated Cluster/Double Star observations of dayside reconnection signatures*. *Annales Geophysicae*, vol. 23, pages 2867–2875, Novembre 2005. 42
- [Eastwood *et al.* 2007] J. P. Eastwood, T.-D. Phan, F. S. Mozer, M. A. Shay, M. Fujimoto, A. Retinò, M. Hesse, A. Balogh, E. A. Lucek et I. Dandouras. *Multi-point observations of the Hall electromagnetic field and secondary island formation during magnetic reconnection*. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, vol. 112, pages 6235–+, Juin 2007. 49, 61, 66, 86
- [Eastwood *et al.* 2010a] J. P. Eastwood, T. D. Phan, M. Øieroset et M. A. Shay. *Average properties of the magnetic reconnection ion diffusion region in the Earth's magnetotail : The 2001-2005 Cluster observations and comparison with simulations*. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, vol. 115, pages 8215–+, Août 2010. 43, 85, 86, 87, 105, 106, 107
- [Eastwood *et al.* 2010b] J. P. Eastwood, M. A. Shay, T. D. Phan et M. Øieroset. *Asymmetry of the Ion Diffusion Region Hall Electric and Magnetic Fields during Guide Field Reconnection : Observations and Comparison with Simulations*. *Physical Review Letters*, vol. 104, no. 20, pages 205001–+, Mai 2010. 83
- [Faganello *et al.* 2008] M. Faganello, F. Califano et F. Pegoraro. *Time Window for Magnetic Reconnection in Plasma Configurations with Velocity Shear*. *Physical Review Letters*, vol. 101, no. 17, pages 175003–+, Octobre 2008. 42
- [Furth *et al.* 1963] H. P. Furth, J. Killeen et M. N. Rosenbluth. *Finite-Resistivity Instabilities of a Sheet Pinch*. *Physics of Fluids*, vol. 6, pages 459–484, 1963. ii
- [Génot *et al.* 2010] V. Génot, C. Jacquy, M. Bouchemit, M. Gangloff, A. Fedorov, B. Lavraud, N. André, L. Broussillou, C. Harvey, E. Pallier, E. Pe-

- nou, E. Budnik, R. Hitier, B. Cecconi, F. Dériot, D. Heulet et J.-L. Pinçon. *Space Weather applications with CDDP/AMDA*. Advances in Space Research, vol. 45, pages 1145–1155, Mai 2010. 27, 88
- [Gosling *et al.* 2005] J. T. Gosling, R. M. Skoug, D. J. McComas et C. W. Smith. *Direct evidence for magnetic reconnection in the solar wind near 1 AU*. Journal of Geophysical Research (Space Physics), vol. 110, pages 1107–+, Janvier 2005. 49, 74, 108, 135
- [Harris 1962] E. G. Harris. *On a plasma sheath separating regions of oppositely directed magnetic field*. Nuovo Cimento, vol. 23, pages 115–+, Novembre 1962. 40, 138, 140, 141, 153
- [Hesse *et al.* 1999] M. Hesse, K. Schindler, J. Birn et M. Kuznetsova. *The diffusion region in collisionless magnetic reconnection*. Physics of Plasmas, vol. 6, pages 1781–1795, Mai 1999. 25
- [Hesse 2006] M. Hesse. *Dissipation in magnetic reconnection with a guide magnetic field*. Physics of Plasmas, vol. 13, no. 12, pages 122107–+, Décembre 2006. 25
- [Hoshino *et al.* 1998] M. Hoshino, T. Mukai, T. Yamamoto et S. Kokubun. *Ion dynamics in magnetic reconnection : Comparison between numerical simulation and Geotail observations*. J. Geophys. Res., vol. 103, pages 4509–4530, Mars 1998. 46, 47, 49, 51, 52, 77
- [Kadomtsev 1975] B. B. Kadomtsev. *Disruptive instability in Tokamaks*. Soviet Journal of Plasma Physics, vol. 1, pages 710–715, Octobre 1975. 44
- [Karimabadi *et al.* 2004] H. Karimabadi, D. Krauss-Varban, J. D. Huba et H. X. Vu. *On magnetic reconnection regimes and associated three-dimensional asymmetries : Hybrid, Hall-less hybrid, and Hall-MHD simulations*. Journal of Geophysical Research (Space Physics), vol. 109, pages 9205–+, Septembre 2004. 22
- [Karimabadi *et al.* 2007] H. Karimabadi, W. Daughton et J. Scudder. *Multi-scale structure of the electron diffusion region*. Geophys. Res. Lett., vol. 34, pages 13104–+, Juillet 2007. 53, 80
- [Krauss-Varban *et al.* 1999] D. Krauss-Varban, H. Karimabadi et N. Omid. *Two-dimensional structure of the co-planar and non-coplanar magnetopause during reconnection*. Geophys. Res. Lett., vol. 26, no. 9, pages 1235–1238, Mai 1999. 110
- [Kuznetsova *et al.* 1996] M. M. Kuznetsova, M. Hesse et D. Winske. *Ion dynamics in a hybrid simulation of magnetotail reconnection*. J. Geophys. Res., vol. 101, pages 27351–27374, Décembre 1996. 47
- [Lipatov 2002] A. S. Lipatov. *The hybrid multiscale simulation technology : an introduction with application to astrophysical and laboratory plasmas*. 2002. 33

- [Lottermoser *et al.* 1998] R.-F. Lottermoser, M. Scholer et A. P. Matthews. *Ion kinetic effects in magnetic reconnection : Hybrid simulations*. *J. Geophys. Res.*, vol. 103, pages 4547–4560, Mars 1998. 46, 47
- [Lyons & Speiser 1982] L. R. Lyons et T. W. Speiser. *Evidence for current sheet acceleration in the geomagnetic tail*. *J. Geophys. Res.*, vol. 87, pages 2276–2286, Avril 1982. 47
- [Malakit *et al.* 2009] K. Malakit, P. A. Cassak, M. A. Shay et J. F. Drake. *The hall effect in magnetic reconnection : Hybrid versus Hall-less hybrid simulations*. *Geophys. Res. Lett.*, vol. 36, pages 7107–+, Avril 2009. 22, 23
- [Malakit *et al.* 2010] K. Malakit, M. A. Shay, P. A. Cassak et C. Bard. *Scaling of asymmetric magnetic reconnection : Kinetic particle-in-cell simulations*. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, vol. 115, pages 10223–+, Octobre 2010. 109, 112, 131
- [Mandt *et al.* 1994] M. E. Mandt, R. E. Denton et J. F. Drake. *Transition to whistler mediated magnetic reconnection*. *Geophys. Res. Lett.*, vol. 21, pages 73–76, Janvier 1994. 46
- [Montagna & Pegoraro 2007] C. Montagna et F. Pegoraro. *Vlasov-Maxwell plasma equilibria with temperature and density gradients : Weak inhomogeneity limit*. *Physics of Plasmas*, vol. 14, no. 4, pages 042103–+, Avril 2007. 138
- [Mottez 2003] F. Mottez. *Exact nonlinear analytic Vlasov-Maxwell tangential equilibria with arbitrary density and temperature profiles*. *Physics of Plasmas*, vol. 10, pages 2501–2508, Juin 2003. 138, 140, 153
- [Mozer *et al.* 2002] F. S. Mozer, S. D. Bale et T. D. Phan. *Evidence of Diffusion Regions at a Subsolar Magnetopause Crossing*. *Physical Review Letters*, vol. 89, no. 1, pages 015002–+, Juin 2002. 42, 47, 86
- [Mozer *et al.* 2008] F. S. Mozer, P. L. Pritchett, J. Bonnell, D. Sundkvist et M. T. Chang. *Observations and simulations of asymmetric magnetic field reconnection*. *J. Geophys. Res.*, vol. 113, pages 0–+, Novembre 2008. 111
- [Nagai *et al.* 2001] T. Nagai, I. Shinohara, M. Fujimoto, M. Hoshino, Y. Saito, S. Machida et T. Mukai. *Geotail observations of the Hall current system : Evidence of magnetic reconnection in the magnetotail*. *J. Geophys. Res.*, vol. 106, pages 25929–25950, Novembre 2001. 47, 49, 86
- [Nakamura & Scholer 2000] M. Nakamura et M. Scholer. *Structure of the magnetopause reconnection layer and of flux transfer events : Ion kinetic effects*. *J. Geophys. Res.*, vol. 105, pages 23179–23192, Octobre 2000. 110, 111, 119, 131, 134
- [Øieroset *et al.* 2001] M. Øieroset, T. D. Phan, M. Fujimoto, R. P. Lin et R. P. Lepping. *In situ detection of collisionless reconnection in the Earth's magnetotail*. *Nature*, vol. 412, pages 414–417, Juillet 2001. 47
- [Parker 1957] E. N. Parker. *Sweet's Mechanism for Merging Magnetic Fields in Conducting Fluids*. *J. Geophys. Res.*, vol. 62, pages 509–520, Décembre 1957. 13, 43, 62

- [Paschmann *et al.* 1979] G. Paschmann, I. Papamastorakis, N. Sckopke, G. Haerendel, B. U. Ö. Sonnerup, S. J. Bame, J. R. Asbridge, J. T. Gosling, C. T. Russel et R. C. Elphic. *Plasma acceleration at the earth's magnetopause - Evidence for reconnection*. *Nature*, vol. 282, pages 243–246, Novembre 1979. 42
- [Paschmann 2008] G. Paschmann. *Recent in-situ observations of magnetic reconnection in near-Earth space*. *Geophys. Res. Lett.*, vol. 35, pages 19109–+, Octobre 2008. 10, 49
- [Pei *et al.* 2001] W. Pei, R. Horiuchi et T. Sato. *Ion Dynamics in Steady Collisionless Driven Reconnection*. *Physical Review Letters*, vol. 87, no. 23, pages 235003–+, Décembre 2001. 49, 51
- [Petschek 1964] H. E. Petschek. *Magnetic Field Annihilation*. NASA Special Publication, vol. 50, pages 425–+, 1964. 14
- [Priest & Forbes 2000] E. Priest et T. Forbes. *Magnetic Reconnection*. Juin 2000. 8, 15, 43, 62, 78, 134
- [Pritchett & Mozer 2009] P. L. Pritchett et F. S. Mozer. *The magnetic field reconnection site and dissipation region*. *Physics of Plasmas*, vol. 16, no. 8, pages 080702–+, Août 2009. 110, 112
- [Pritchett 2008] P. L. Pritchett. *Collisionless magnetic reconnection in an asymmetric current sheet*. *J. Geophys. Res.*, vol. 113, pages 6210–+, Juin 2008. 110, 111, 117, 119, 131
- [Retinò *et al.* 2005] A. Retinò, M. B. Bavassano Cattaneo, M. F. Marcucci, A. Vainads, M. André, Y. Khotyaintsev, T. Phan, G. Pallochia, H. Rème, E. Möbius, B. Klecker, C. W. Carlson, M. McCarthy, A. Korth, R. Lundin et A. Balogh. *Cluster multispacecraft observations at the high-latitude duskside magnetopause : implications for continuous and component magnetic reconnection*. *Annales Geophysicae*, vol. 23, pages 461–473, Février 2005. 42
- [Shay *et al.* 1998] M. A. Shay, J. F. Drake, R. E. Denton et D. Biskamp. *Structure of the dissipation region during collisionless magnetic reconnection*. *J. Geophys. Res.*, vol. 103, pages 9165–9176, Mai 1998. 46, 49, 51, 52, 77, 103
- [Shay *et al.* 1999] M. A. Shay, J. F. Drake, B. N. Rogers et R. E. Denton. *The scaling of collisionless, magnetic reconnection for large systems*. *Geophys. Res. Lett.*, vol. 26, pages 2163–2166, Juillet 1999. 26, 46
- [Shay *et al.* 2001] M. A. Shay, J. F. Drake, B. N. Rogers et R. E. Denton. *Alfvénic collisionless magnetic reconnection and the Hall term*. *J. Geophys. Res.*, vol. 106, pages 3759–3772, Mars 2001. 25, 46, 47, 68, 80
- [Shay *et al.* 2004] M. A. Shay, J. F. Drake, M. Swisdak et B. N. Rogers. *The scaling of embedded collisionless reconnection*. *Physics of Plasmas*, vol. 11, pages 2199–2213, Mai 2004. 46
- [Shay *et al.* 2007] M. A. Shay, J. F. Drake et M. Swisdak. *Two-Scale Structure of the Electron Dissipation Region during Collisionless Magnetic Reconnection*.

- Physical Review Letters, vol. 99, no. 15, pages 155002–+, Octobre 2007. 25, 26, 27, 53
- [Shepherd & Cassak 2010] L. S. Shepherd et P. A. Cassak. *Comparison of Secondary Islands in Collisional Reconnection to Hall Reconnection*. Physical Review Letters, vol. 105, no. 1, pages 015004–+, Juillet 2010. 23
- [Singh *et al.* 2010] N. Singh, M. Yeladandi, T. Somarothu et B. E. Wells. *Features of electron current layers : Comparison between three-dimensional particle-in-cell simulations and Cluster observations*. Journal of Geophysical Research (Space Physics), vol. 115, pages 4203–+, Avril 2010. 51
- [Smets *et al.* 1998] R. Smets, D. Delcourt et D. Fontaine. *Ion and electron distribution functions in the distant magnetotail : modeling of Geotail observations*. *J. Geophys. Res.*, vol. 103, pages 20407–20418, Septembre 1998. 47
- [Speiser 1965] T. W. Speiser. *Particle Trajectories in Model Current Sheets, 1, Analytical Solutions*. *J. Geophys. Res.*, vol. 70, pages 4219–4226, Septembre 1965. 47, 48
- [Sweet 1958] P. A. Sweet. *The Neutral Point Theory of Solar Flares*. In B. Lehnert, editeur, *Electromagnetic Phenomena in Cosmical Physics*, volume 6 of *IAU Symposium*, pages 123–+, 1958. 13
- [Tanaka *et al.* 2008] K. G. Tanaka, A. Retinò, Y. Asano, M. Fujimoto, I. Shinohara, A. Vaivads, Y. Khotyaintsev, M. André, M. B. Bavassano-Cattaneo, S. C. Buchert et C. J. Owen. *Effects on magnetic reconnection of a density asymmetry across the current sheet*. *Annales Geophysicae*, vol. 26, pages 2471–2483, Août 2008. 111, 112, 119, 131
- [Vaivads *et al.* 2004] A. Vaivads, Y. Khotyaintsev, M. André, A. Retinò, S. C. Buchert, B. N. Rogers, P. Décréau, G. Paschmann et T. D. Phan. *Structure of the Magnetic Reconnection Diffusion Region from Four-Spacecraft Observations*. Physical Review Letters, vol. 93, no. 10, pages 105001–+, Août 2004. 47, 86
- [Wygant *et al.* 2005] J. R. Wygant, C. A. Cattell, R. Lysak, Y. Song, J. Dombeck, J. McFadden, F. S. Mozer, C. W. Carlson, G. Parks, E. A. Lucek, A. Balogh, M. Andre, H. Reme, M. Hesse et C. Mouikis. *Cluster observations of an intense normal component of the electric field at a thin reconnecting current sheet in the tail and its role in the shock-like acceleration of the ion fluid into the separatrix region*. Journal of Geophysical Research (Space Physics), vol. 110, pages 9206–+, Septembre 2005. 49, 50, 51, 52, 81, 83, 106
- [Yamada *et al.* 2010] M. Yamada, R. Kulsrud et H. Ji. *Magnetic reconnection*. *Reviews of Modern Physics*, vol. 82, pages 603–664, Janvier 2010. 43, 108
- [Yin & Winske 2003] L. Yin et D. Winske. *Plasma pressure tensor effects on reconnection : Hybrid and Hall-magnetohydrodynamics simulations*. *Physics of Plasmas*, vol. 10, pages 1595–1604, Mai 2003. 46
- [Yin *et al.* 2002] L. Yin, D. Winske, S. P. Gary et J. Birn. *Hybrid and Hall-magnetohydrodynamics simulations of collisionless reconnection : Effect of*

the ion pressure tensor and particle Hall-magnetohydrodynamics. Physics of Plasmas, vol. 9, pages 2575–2584, Juin 2002. 46

Résumé : La capacité à libérer l'énergie stockée dans le champ magnétique et à briser le théorème du gel font de la reconnexion magnétique un des phénomènes les plus importants de la physique des plasmas. Lorsqu'elle se produit dans un environnement non-collisionnel comme la magnétosphère terrestre, une modélisation cinétique est a priori nécessaire. Cependant la plupart de notre compréhension du phénomène se base sur une interprétation fluide, plus intuitive. Dans quelle mesure ces deux interprétations d'un même phénomène sont-elles reliées? C'est la problématique à laquelle cette thèse s'intéresse, dans le cas de la reconnexion antiparallèle et pour la population ionique du plasma. La première partie de ce travail s'intéresse à l'accélération fluide et cinétique des protons au sein de la région de reconnexion. Il est montré comment le mouvement individuel des particules joue un rôle du point de vue fluide via la force de pression, jusqu'alors négligée dans les modèles. Ces résultats ont également mené dans une seconde partie à des prédictions et vérifications observationnelles basées sur les données des satellites Cluster. Dans un troisième temps, nous montrons le rôle important joué par le flux d'énergie thermique dans le transfert d'énergie au cours du processus de reconnexion, dans le cas symétrique et asymétrique. Enfin la dernière partie de ce manuscrit propose une solution au problème fondamental consistant à décrire une couche de courant tangentielle asymétrique dans un état d'équilibre cinétique.

Mots clés : Physique des plasmas spatiaux, Reconnexion magnétique, Dynamique des fluides non-collisionnels, Physique cinétique, Simulation numérique

Abstract : The ability to release the energy stored in magnetic structures and to break the frozen-in condition makes the magnetic reconnection one of the most important plasma phenomena. In collisionless environments such as the Earth magnetosphere, a kinetic modelisation is a priori necessary, however most of our present understanding is based on the more intuitive fluid interpretation of the phenomenon. How are these two interpretations of one phenomenon different? This is the problematic of this thesis, in the particular case of the proton dynamics in antiparallel reconnection. The first part of this work is about the fluid and kinetic acceleration of the protons. It is shown how the individual particle dynamics participates to the fluid behavior via the pressure force, so far usually neglected. These results have also been confirmed via the analysis of the data measured by the Cluster satellites presented in the second part of this study. In a third part, we show the important role played by the thermal energy flux in the energy transfer accompanying magnetic reconnection in the symmetric or asymmetric configuration. The last part of this work proposes a solution to the fundamental problem of describing a tangential current layer in a kinetic steady state. **Keywords :** Space plasma physics, Magnetic reconnection, Collisionless fluid dynamics, Kinetic physics, Numerical simulation