



**HAL**  
open science

# Étude de la dynamique de la reconnexion magnétique induite par laser de puissance

Simon Bolanos

► **To cite this version:**

Simon Bolanos. Étude de la dynamique de la reconnexion magnétique induite par laser de puissance. Physique des plasmas [physics.plasm-ph]. Institut Polytechnique de Paris, 2019. Français. NNT : 2019IPPAX017 . tel-02860937v1

**HAL Id: tel-02860937**

**<https://theses.hal.science/tel-02860937v1>**

Submitted on 8 Jun 2020 (v1), last revised 9 Jun 2020 (v2)

**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.



INSTITUT  
POLYTECHNIQUE  
DE PARIS



NNT : 2019IPPAX017

Thèse de doctorat

# Étude expérimentale de la dynamique de la reconnexion magnétique induit par laser de puissance

Thèse de doctorat de l'Institut Polytechnique de Paris  
préparée à École Polytechnique

École doctorale n°625 de l'Institut Polytechnique de Paris (ED IP Paris)  
Spécialité de doctorat : Physique

Thèse présentée et soutenue à Palaiseau, le 23/12/2019, par

**SIMON BOLAÑOS**

Composition du Jury :

Jacques Robert Professeur des Universités, LPGP, (UMR 8578)	Président
Guillaume Aulanier Astronome, LESIA, Observatoire de Paris (UMR 8109)	Rapporteur
Thomas Grismayer Associate Professor, Instituto Superior Técnico (Lisbonne)	Rapporteur
Bérenice Loupias Chargée de Recherche, CEA/DAM	Examinatrice
Julien Fuchs Directeur de Recherche, LULI, école polytechnique (UMR 7605)	Directeur de thèse
Roch Smets Maître de Conférences, LPP, Sorbonne université (UMR 7648)	Co-directeur de thèse



# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction à la reconnexion magnétique en laboratoire</b>	<b>13</b>
1.1	Du plasma en champ gelé à la reconnexion magnétique . . . . .	13
1.1.1	Théorème du champ gelé . . . . .	13
1.1.2	Formation d'une couche de courant . . . . .	16
1.1.3	Définition de la reconnexion magnétique et du taux de reconnexion . . .	18
1.2	Les modèles de reconnexion . . . . .	22
1.2.1	Modèle Sweet-Parker . . . . .	22
1.2.2	Reconnexion résistive à haut nombre de Lundqvist . . . . .	25
1.2.3	Reconnexion rapide et le challenge de GEM . . . . .	27
1.2.4	Forçage de la reconnexion . . . . .	30
1.3	Modélisation numérique . . . . .	31
1.3.1	Modèle cinétique . . . . .	31
1.3.2	Modèle fluide . . . . .	34
1.3.3	L'approche hybride . . . . .	35
1.3.4	Le code HECKLE . . . . .	36
1.4	Expérience en laboratoire . . . . .	38
1.4.1	MRX . . . . .	38
1.4.2	Z-pinch : MAGPIE . . . . .	40
1.4.3	LAPD . . . . .	42
1.5	Laser de puissance . . . . .	43
1.5.1	Interaction laser-cible [Atzeni and Meyer-ter Vehn, 2004] . . . . .	43
1.5.2	Couplage flux de chaleur et champ magnétique . . . . .	46
1.5.3	Principe de la reconnexion induite par laser . . . . .	51
<b>2</b>	<b>Reconnexion en présence d'un champ guide</b>	<b>59</b>
2.1	Quelques concepts sur la reconnexion guidée . . . . .	59
2.1.1	Qu'est-ce que le champ guide ? . . . . .	59
2.1.2	Conséquences sur la reconnexion . . . . .	60
2.1.3	Plan du chapitre . . . . .	63
2.2	Mise en oeuvre expérimentale de la reconnexion en présence d'un champ guide .	63
2.2.1	Montage expérimental : LULI2000 . . . . .	63
2.2.2	Diagnostics . . . . .	66
2.3	Caractérisation du plasma induit par laser . . . . .	72

2.3.1	Traitement des images de radiographie proton . . . . .	72
2.3.2	Utilisation de codes numériques pour caractériser le plasma . . . . .	75
2.4	Preuves expérimentales d'une reconnexion ralentie . . . . .	78
2.4.1	Observation de la couche de courant via la radiographie proton . . . . .	78
2.4.2	Chauffage et accumulation de plasma proche du point-X . . . . .	85
2.4.3	Observation de particules provenant de la reconnexion . . . . .	86
2.5	Simulations et comparaisons . . . . .	88
2.5.1	Modèle PIC-hybride pour une reconnexion entre deux bulles de plasmas . . . . .	88
2.5.2	Reconnexion à $\beta$ élevé . . . . .	93
2.5.3	Interprétation . . . . .	97
2.6	Conclusion . . . . .	109
<b>3</b>	<b>Rôle de la structure magnétique quadrupolaire pour la reconnexion</b>	<b>111</b>
3.1	État de l'art . . . . .	111
3.1.1	Qu'est-ce que le champ quadrupolaire? . . . . .	111
3.1.2	Champ quadrupolaire comme conséquence de la reconnexion, Uzdensky et Kulsrud 2006 . . . . .	113
3.1.3	Champ quadrupolaire comme cause de la reconnexion, Smets et al 2014 . . . . .	114
3.2	Expérience au LULI2000 sur l'influence du quadrupôle magnétique . . . . .	117
3.2.1	Montage expérimental . . . . .	117
3.2.2	Diagnostics . . . . .	119
3.3	Mesure expérimentale de l'évolution de la reconnexion . . . . .	123
3.3.1	Caractérisation de la dynamique d'un plasma induit par laser . . . . .	123
3.3.2	Reconnexion magnétique forcée . . . . .	129
3.4	Simulations de l'impact du quadrupôle . . . . .	135
3.4.1	Définition du protocole numérique . . . . .	135
3.4.2	Le quadrupôle magnétique pour inhiber ou accélérer le déclenchement de la reconnexion . . . . .	137
3.5	Conclusion . . . . .	143
<b>4</b>	<b>Reconnexion magnétique dans une configuration FCI</b>	<b>167</b>
4.1	État de l'art . . . . .	167
4.1.1	La Fusion par Confinement Inertiel en bref . . . . .	167
4.1.2	Investiguer la reconnexion magnétique à $\beta \sim 1$ . . . . .	170
4.1.3	La reconnexion multiple . . . . .	171
4.1.4	Plan du chapitre . . . . .	173
4.2	Expérience au Laser Méga-Joule (LMJ) . . . . .	174
4.2.1	Installation : LMJ . . . . .	174
4.2.2	Montage expérimental . . . . .	175
4.2.3	Diagnostics . . . . .	177
4.3	Caractérisation du plasma formé . . . . .	181
4.3.1	Cible d'Or . . . . .	181
4.3.2	Prédiction numérique de FCI2 . . . . .	184
4.3.3	Cible de Titane . . . . .	194

4.4	Reconnexion à 2 boucles magnétiques . . . . .	200
4.4.1	Preuves expérimentales d'une annihilation de la couche de courant . . .	201
4.4.2	Reconnexion totale des boucles magnétiques . . . . .	203
4.4.3	Comparaison aux expériences menées au LULI2000 . . . . .	204
4.5	Reconnexion à 3 boucles magnétiques : reconnexion en "trèfle" . . . . .	205
4.5.1	Disposition expérimentale . . . . .	205
4.5.2	Preuves expérimentales de l'inhibition de la reconnexion . . . . .	206
4.6	Étude numérique de la configuration en "trèfle" . . . . .	208
4.6.1	Présentation de l'initialisation . . . . .	209
4.6.2	Description des simulations . . . . .	212
4.6.3	Une désorganisation du développement du quadrupôle de Hall . . . . .	215
4.6.4	Interprétation et limitations . . . . .	216
4.7	Conclusion . . . . .	217



# Introduction

Le champ magnétique est omniprésent dans l'univers, on peut l'observer autour de la Terre (magnétosphère) en passant par la couronne solaire et les milieux interstellaires jusque dans les amas galactiques. La première question qui vient est : comment le champ magnétique est-il produit ? Ensuite, comment se comporte-t-il ? Comprendre la topologie donne une première réponse à ces questions. Or, le réarrangement de topologie magnétique est possible, et ceci, grâce au développement de la reconnexion magnétique. Ce phénomène est un processus élémentaire en physique des plasmas magnétisés, où se manifeste une réorganisation des lignes du champ magnétique. De façon très imagée, on dit qu'on casse les lignes pour les reconnecter par la suite. Prenons comme exemple deux flots de plasma magnétisé se rencontrant dont les lignes magnétiques sont antiparallèles. En raison du caractère non-collisionnel du plasma, le champ magnétique est étroitement lié au plasma. Le plasma entraîne avec lui le champ magnétique et vice versa. Nous verrons alors qu'aucun réarrangement n'est possible et aucun transport de matière ne peut s'effectuer entre les deux flots de plasma magnétisé. Au point de renversement du champ magnétique, une couche de courant s'établit. La "*reconnexion magnétique*" va permettre de briser cet isolement magnétique laissant place à un réarrangement magnétique et un transport de matière. Associée à cette réorganisation, une partie de l'énergie magnétique est brutalement convertie en cinétique (accélération des particules) ou thermique (chauffage du plasma).

Historiquement, l'étude de ce phénomène était motivée afin de mieux appréhender la physique solaire et plus spécifiquement pour expliquer l'origine des "flares" solaires (éruptions solaires) qui étaient vus comme le résultat d'un chauffage de Joule dans la chromosphère et pour expliquer l'origine des rayons cosmiques qui seraient le résultat d'un champ électrique dans cette même région solaire. Or, l'étude de Dungey [1953] suggérait qu'une configuration magnétique antiparallèle et sa couche de courant associée étaient instables et les effets semblaient en adéquation avec les événements de "flares" solaires et de rayons cosmiques [Sweet, 1958]. Plus tard, elle a été étendue à une plus grande variété d'objets d'astrophysiques, partout où il existe une couche de courant : des étoiles à neutron où son champ magnétique est susceptible d'être lié avec son disque d'accrétion et donc de se retrouver dans une configuration propice à la reconnexion [Aly and Kuijpers, 1990] ou dans la couronne des disques d'accrétion d'un trou noir selon le même mécanisme que dans la couronne solaire [Goodman and Uzdensky, 2008] pour en citer quelques-uns.

Jusqu'à présent, les seules observations directes d'un événement de reconnexion magnétique n'ont été enregistrées que dans l'atmosphère solaire et dans la magnétosphère. Par exemple,

dans la couronne solaire, ce phénomène intervient lors des "flares" solaires ou lors des éjections de masse coronale dans le milieu interplanétaire (« Corona Mass Ejecta, CME») [Priest and Forbes, 2000, Birn and Priest, 2007]. L'un des mécanismes envisagés à l'origine de ces événements solaires serait dû à un stockage excessif d'énergie magnétique qui mettrait le système hors équilibre. Jusqu'à présent, ces phénomènes sont observés à l'aide de télescopes à rayonnement X ou UV qui permettent d'observer indirectement la structure de champ magnétique dans la couronne solaire et montrent l'importance de la reconnexion magnétique dans la topologie de la magnétosphère solaire.

Le soleil envoie continuellement (de façon plus ou moins intense) de la matière et plus particulièrement du plasma magnétisé, les vents solaires, dans le système solaire. Lorsque ce plasma magnétisé rencontre la magnétosphère de la Terre, on remarque que cette configuration est propice pour un réarrangement magnétique. Du côté jour, lorsque le vent solaire entre en collision avec la magnétosphère, les lignes du champ du vent commencent par s'aplatir. Une couche de courant se forme et les lignes magnétiques du vent solaire se reconfigurent avec celles de la magnétosphère, voir Figure 1. Par la suite, le vent solaire continue son chemin et étire la queue de la magnétosphère terrestre du côté nuit. Étirée, la magnétosphère est potentiellement dans la bonne configuration (antiparallèle) pour qu'une couche de courant se forme le long de la queue de la magnétosphère et que la reconfiguration magnétique intervienne. Afin d'observer in situ le déroulement du processus, des missions multi-satellites ont été envoyées en orbite autour de la Terre et suffisamment loin pour traverser des zones de reconnexion que ce soit du côté nuit ou du côté jour. La dernière en date est la mission MMS [Burch et al., 2016], mais auparavant il y a eu la mission Cluster, qui est la première mission multi-satellites. Ces missions fournissent des mesures détaillées des paramètres du plasma, des structures électromagnétiques et des distributions des particules. En raison du caractère multi-satellite, il est possible de mesurer des gradients spatiaux entre les satellites et ainsi estimer la densité de courant, par exemple. Cependant, la probabilité de croiser une couche de reconnexion est assez faible, puisque typiquement la dimension d'une zone de reconnexion peut être égale à  $3.4 \text{ km} \times 34 \text{ km}^1$  et elle peut se situer à 60 000 km de la Terre. Et pour rendre la tâche encore plus dure, ces événements sont ponctuels dans le temps (environ 10h [Øieroset et al., 2001]). Ces observations ponctuelles ne peuvent donc pas être suivies dans le temps. De plus, il n'est pas possible de réitérer "l'expérience" puisque chaque événement est unique.

En parallèle de ces observations, des expériences en laboratoires dédiées à la reconnexion magnétique se sont développées afin de mesurer in situ le phénomène de la reconnexion en contrôlant les paramètres et tout en ayant une meilleure vue d'ensemble du phénomène. En effet, l'un des avantages de ce type d'expériences est qu'il est possible d'avoir une mesure in situ et en même temps, une observation du comportement du système à grande échelle, tout en modifiant les paramètres souhaités de façon contrôlée. Les installations laser de haute puissance sont l'une des voies possibles d'étude de la reconnexion magnétique en laboratoire. Depuis la création de la technologie laser et du développement des lasers de puissance, un nouveau domaine de la physique expérimentale est apparu, la physique des hautes densités

---

1. Ici, on évoque la zone de dissipation des électrons.

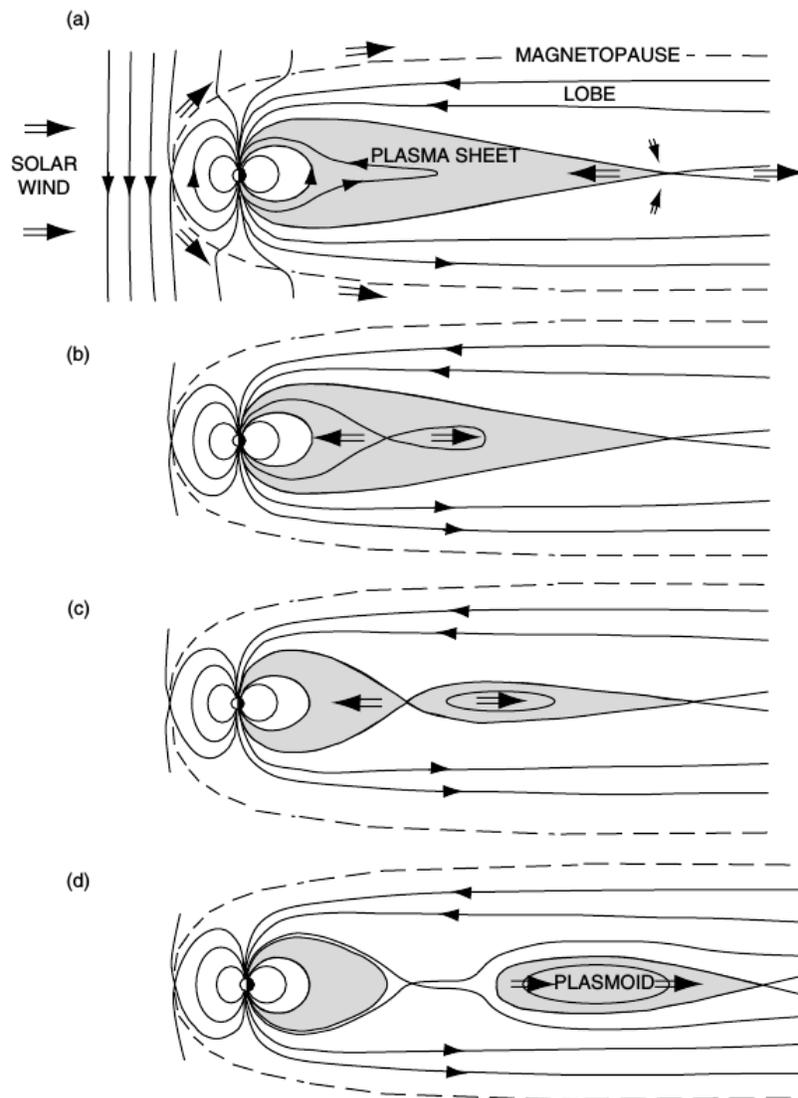


FIGURE 1 – Schéma du changement de topologie magnétique de la magnétosphère lors la venue d'un vent solaire. Tirée de Birn and Priest [2007]

d'énergie (HDE). Dans un plasma produit par laser, la pression interne est de l'ordre de  $10^{12}$  Pa, c'est-à-dire des très hautes valeurs de la densité d'énergie.

La technologie laser permet ainsi de reproduire en laboratoire des conditions extrêmes de température et de pression. Cette technologie a été développée initialement pour la fusion nucléaire selon le schéma dit de Fusion par Confinement Inertiel (FCI). Deux installations dédiées à la FCI ont été construites : l'installation NIF (États-Unis) et l'installation LMJ (France).

Le développement des lasers s'est organisé autour de deux filières. Le premier regroupement est associé aux installations délivrant des impulsions courtes (10 fs – 50 ps). La technologie des lasers à impulsions courtes a subi un essor grâce à la technologie CPA (Chirped Pulse Amplification) [Strickland and Mourou, 1985]. Aujourd'hui, un grand nombre d'installations sont en capacité de fournir des impulsions lasers courtes dont l'intensité laser sur cible est de l'ordre de  $10^{19} - 10^{20} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ , jusqu'à  $10^{21} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$  pour les plus récentes. Ces impulsions sont plus souvent liées à l'accélération de particules, la génération de rayons X et la production de plasmas relativistes.

La deuxième regroupant des installations délivrant des impulsions longues, ce sont des impulsions d'une durée de quelques nanosecondes et de haute énergie ( $E > 100 \text{ J}$ ), elles permettent d'atteindre des intensités « modérées », c'est-à-dire jusqu'à  $10^{16} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ . La physique étudiée est souvent liée à la FCI. Les impulsions longues sont aussi utilisées pour l'étudier des phénomènes d'astrophysique : onde de souffle ("blast wave"), production de choc magnétisé, jet de plasma collimaté par un champ magnétique, reconnexion magnétique. Au travers de rapports d'échelle, il est possible de comparer le déroulement de ces phénomènes dans un système miniaturisé en laboratoire avec ceux dans la nature. Par exemple, en bordure du plasma induit par laser, le parcours moyen des électrons est plus grand que la longueur caractéristique du plasma (régime non-collisionnel) et la pression magnétique est proche de la pression thermique. Ces rapports de pressions et de longueurs rappellent les conditions plasma dans la couronne solaire. Par conséquent, les expériences laser sont un bon candidat pour étudier expérimentalement la reconnexion que ce soit dans un contexte astrophysique ou bien dans les plateformes de plasma à fusion.

Comprendre la dynamique fondamentale de ce phénomène dans un contexte HDE s'avère primordial afin de comprendre les mécanismes en action et de les transposer dans des objets astrophysiques. Au-delà de cet intérêt astrophysique, il reste à ce jour à quantifier l'impact de la reconnexion magnétique sur l'allumage des capsules DT (deuterium-tritium) pour enclencher la fusion dans le cadre de la FCI. Un grand nombre d'études ont montré que le champ magnétique et le flux de chaleur sont étroitement liés [Li et al., 2006, Braginskii, 1965]. Ainsi, si le transport du flux de chaleur est fortement couplé au champ magnétique, considérer un réarrangement magnétique revient aussi à considérer une altération du flux de chaleur et potentiellement affecter drastiquement l'ensemble du système.

Mon travail s'est donc inscrit dans ce cadre de l'étude de la reconnexion en laboratoire. J'ai pu au cours de ces trois années de thèse mettre à profit des campagnes expérimentales sur l'étude de la reconnexion magnétique au moyen des installations laser LULI2000 (école polytechnique, Palaiseau) et LMJ/PETAL (CEA, Le Barp). Ce manuscrit est articulé autour de trois expériences abordant chacune des problématiques différentes de la reconnexion. Avant d'introduire les expériences, nous présenterons dans le premier chapitre ce qu'est la reconnexion et ainsi que les principaux modèles. Ceci nous permettra d'illustrer les problématiques relatives à la reconnexion auxquelles nous avons voulu répondre au travers des expériences. Puisque ces travaux sont affiliés à la reconnexion en laboratoire, nous présenterons aussi les résultats majeurs obtenus sur différentes plateformes expérimentales. Les plateformes laser de

haute puissance font partie des nouvelles expériences en laboratoire pouvant investiguer la reconnexion magnétique. Afin de mieux comprendre comment les lasers de puissance peuvent être mis à contribution, nous expliquerons brièvement ce qu'est l'interaction solide-laser et comment étudier la reconnexion à l'aide de cet outil expérimental.

Les expériences en laboratoire traitant de la reconnexion étudient le phénomène dans une configuration antiparallèle. C'est la configuration qui a été évoquée jusqu'à présent pour illustrer le déroulement d'une reconfiguration magnétique. Cependant, il n'y a aucune raison que dans la nature une orientation antiparallèle entre les lignes du champ magnétique soit favorisée. La topologie magnétique au point de rencontre des deux flots de plasma peut être vue comme la décomposition d'une configuration antiparallèle plus une composante magnétique parallèle à la couche de courant. C'est l'impact de cette composante magnétique (appelé champ guide) sur la reconnexion magnétique que nous avons étudié au cours de la campagne expérimentale (effectuée au LULI2000) présentée dans le **chapitre 2**. Tout au long de ce chapitre, nous détaillerons le montage expérimental ainsi que les données obtenues. L'analyse des données expérimentales a été appuyée par des simulations numériques qui nous ont permis d'une part d'accéder aux comportements des quantités (courant, densité, champ guide, taux de reconnexion) que nous n'avons pas pu mesurer expérimentalement et d'autre part de dimensionner le montage expérimental.

Dans le **chapitre 3**, nous nous sommes intéressés à une autre structure électromagnétique. Lors du développement de la reconnexion au point où le champ magnétique s'annule, les particules sont démagnétisées. Selon la nature des particules (charge et masse), elles se démagnétisent plus ou moins proches du point nul (où  $B = 0$ ). Ce différentiel induit de forts courants qui sont associés à une structure magnétique. Le rôle de cette structure magnétique n'est toujours pas bien défini. Par exemple, est-ce une conséquence de la reconnexion ? Ou est-il un précurseur ? Au travers de ce chapitre, nous avons essayé de répondre à ces questions, mais aussi de comprendre l'impact qu'à cette structure de Hall sur la dynamique de l'événement. Cette étude expérimentale menée au LULI2000 a été accompagnée de simulations, qui nous ont permis d'évaluer les fluctuations subies par cette structure de Hall lors de la reconnexion. La confrontation des données expérimentales aux données numériques a clarifié le rôle de cette structure de Hall lors d'une reconnexion HDE.

Les chapitres 2 et 3 présentent des travaux menés à l'installation laser LULI2000. Le régime expérimental (défini par la quantité de flux magnétique, la pression magnétique, pression cinétique) atteint au LULI2000 est un domaine qui a déjà été inspecté amplement. **Le dernier chapitre** est consacré à la dernière expérience effectuée pendant ma thèse, et qui a été menée au LMJ. L'intérêt de réaliser une expérience au LMJ est d'augmenter la taille du système d'étude, d'accroître la quantité de flux magnétique et donc d'augmenter la pression magnétique par rapport à la pression thermique. Atteindre ce régime est possible puisque le LMJ est l'une des seules installations étant capables de fournir une énergie de l'ordre de 12 kJ par quad laser contre 200 J lors de nos campagnes au LULI2000. Cet apport d'énergie permet d'atteindre des hautes pressions au sein du plasma capable de générer des champs magnétiques plus conséquents (en taille et en amplitude). Ainsi, en effectuant cette expérience au LMJ, nous

avons pu observer la reconnexion HDE dans un régime encore inexploré. Cette étude dans les conditions FCI a aussi un intérêt pour évaluer directement l'influence du champ magnétique dans la détente des panaches de plasma à l'intérieur du holhraum<sup>2</sup>. On notera que dans un schéma indirect 176 faisceaux laser produisent chacun une bulle de plasma et un champ magnétique toroïdal. Or, chacun de ces champs magnétiques est susceptible de reconnecter entre eux. Nous nous sommes donc intéressés aux conséquences d'une reconnexion multiple, c'est-à-dire composée de multiples points de reconnexion.

Tout au long de ce travail de thèse, nous avons essayé de répondre à ces problématiques de la reconnexion magnétique :

- Quelle est l'influence du champ guide ?
- Quel est le lien entre la structure magnétique quadrupolaire et la reconnexion magnétique ?
- Est-il possible de réduire le taux de reconnexion en multipliant les sites de reconnexion ?

---

2. Cible cylindrique utilisée dans la fusion par confinement inertielle dans un schéma indirect.

# Chapitre 1

## Introduction à la reconnexion magnétique en laboratoire

Le travail présenté dans ce manuscrit est une étude expérimentale de la reconnexion magnétique effectuée sur des plateformes laser. Il est nécessaire dans un premier temps d'introduire le concept de reconnexion magnétique, les configurations propices au développement de ce phénomène de la reconnexion et sous quelles formes elle intervient. Nous donnerons au lecteur quelques problématiques majeures sous-jacentes à la reconnexion magnétique et les modèles principaux qui ont été établis afin d'y répondre. Une autre partie sera consacrée aux outils employés pour étudier la reconnexion. Nous allons brièvement présenter les outils numériques ainsi que des plateformes expérimentales dédiées à l'étude de ce phénomène. Nous terminerons sur comment les lasers de puissances peuvent être mis à contribution pour étudier la reconnexion magnétique.

### 1.1 Du plasma en champ gelé à la reconnexion magnétique

La reconnexion magnétique repose sur le théorème du gel et plus exactement lorsque le théorème du gel n'est plus vérifié localement. Dans un premier temps, nous allons introduire le théorème du gel et dans quelles conditions, il n'est plus vérifié. Nous finirons par définir la reconnexion magnétique et en quoi elle consiste.

#### 1.1.1 Théorème du champ gelé

Avant d'entrer dans le vif du sujet, nous présenterons certains concepts et propriétés du couplage entre champ magnétique et plasma. Comme le nom l'indique : "reconnexion magnétique", la *connectivité* magnétique est impliquée. C'est ce concept propre au plasma magnétisé que nous allons introduire dans cette section au travers du théorème de gel et de la conservation du flux magnétique. Plus précisément, la conservation du flux magnétique nous permet de déduire que les *lignes du champ magnétique*, des *tubes de flux magnétique* de rayon infinitésimal, sont *gelées* dans le fluide.

Le flux magnétique est défini par :

$$\phi = \int_{S(t)} \mathbf{B} d\mathbf{S} \quad (1.1)$$

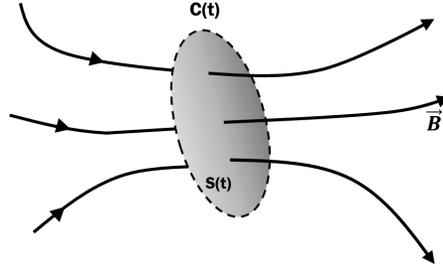


FIGURE 1.1 – Représentation du flux magnétique traversant une surface  $S(t)$  délimitée par le contour  $C(t)$ .

$S(t)$  est une surface dont le contour est  $C(t)$  et qui se déplace avec le champ magnétique à la vitesse  $\mathbf{v}$ , voir Figure 1.1. Le flux magnétique est conservé, s'il répond à la condition :  $\frac{d\phi}{dt} = 0$ . Or, la variation temporelle du flux magnétique peut se décomposer :

$$\frac{d\phi}{dt} = \int_{\delta S} \mathbf{B} d\mathbf{S} + \int \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} d\mathbf{S} \quad (1.2)$$

$\delta S$  est la surface dessinée par la courbe  $C$  pendant la durée  $dt$ , cf Figure 1.2. Ainsi, Le premier terme du membre de droite est le flux magnétique traversant la partie variable de la surface latérale. Le deuxième terme désigne la variation temporelle du champ magnétique enserré dans la courbe  $C$ .

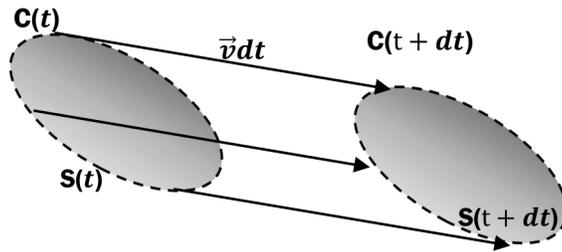


FIGURE 1.2 – Illustration de la mesure de la variation du flux magnétique lors du déplacement  $v dt$  de la surface  $S$ .

On considère que ce champ magnétique est contenu dans un plasma dans un régime de MHD idéale (i.e. que l'on considère le plasma tel un fluide où les gradients en espace et en

temps sont très faibles et les collisions négligeables). Le couplage du champ électromagnétique avec le plasma peut se décrire à l'aide de la loi d'Ohm idéale sous la forme :

$$\mathbf{0} = \mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B} \quad (1.3)$$

Où  $\mathbf{u}$  est la vitesse fluide du plasma. En introduisant la loi d'Ohm pour un plasma idéal dans l'équation de Maxwell-Faraday,  $\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla \times \mathbf{E}$ , l'équation se simplifie sous la forme d'une équation de continuité pour le champ magnétique.

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) \quad (1.4)$$

Sous cette forme, elle traduit le caractère conservatif du flux magnétique, puisqu'en intégrant l'équation 1.4 sur la surface  $S(t)$ , le flux magnétique apparaît :

$$\int \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} d\mathbf{S} = \int \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) d\mathbf{S} \quad (1.5)$$

En passant par le théorème de Stokes, le deuxième terme se simplifie :

$$\int \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) d\mathbf{S} = \oint_C \mathbf{u} \times \mathbf{B} d\mathbf{l} \quad (1.6)$$

Si la surface  $S$  se déplace à la même vitesse que le plasma,  $\mathbf{u} = \mathbf{v}$  définie dans l'équation 1.3, alors on pourra écrire l'équation 1.6 à l'aide de  $\delta S$ .

$$\int \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) d\mathbf{S} = - \int_{\delta S} \mathbf{B} d\mathbf{S} \quad (1.7)$$

En introduisant cette dernière égalité et l'égalité 1.5 dans l'équation 1.2, la condition  $\frac{d\phi}{dt} = 0$  est vérifiée. Cette propriété du flux magnétique exprime le caractère fortement couplé du champ magnétique et du fluide. Ainsi, pour tout élément plasma traversé par un champ magnétique, qu'il se dilate ou se contracte, le flux magnétique le traversant restera constant.

Un tube de flux magnétique est défini comme le tube dessiné par la courbe fermée  $C$  de la surface  $S(t)$  lorsque l'on balaye cette courbe parallèlement au champ magnétique (ou le long de la ligne de champ), voir Figure 1.3. Par extension, une ligne de champ magnétique est équivalente à un tube de flux magnétique mais dont le diamètre est infinitésimal.

À partir de la conservation du flux magnétique, nous pouvons en dériver le *théorème du gel*. Ce théorème affirme que toutes les particules fluide situées sur une même ligne de champ restent au cours de l'évolution du plasma idéal. Prenons deux points sur une même ligne de champ et suffisamment proches pour que  $\mathbf{l}^1$  soit tangent à la ligne de champ. À cet instant,  $\mathbf{t} : \mathbf{l} \times \mathbf{B} = 0$ . Considérons maintenant le fluide en mouvement, les lignes de champ seront elles aussi animées d'un mouvement similaire au fluide. Au préalable, nous pouvons définir la vitesse d'une ligne de champ magnétique. La vitesse d'une ligne de champ est égale à la vitesse du repère dans lequel le champ électrique est nul d'après la loi d'Ohm idéale (éq. 1.3).

---

1.  $\mathbf{l}$  correspond au vecteur  $\overrightarrow{AB}$

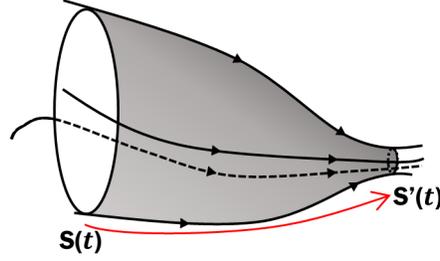


FIGURE 1.3 – Illustration d'un tube de flux magnétique en balayant le contour C le long des lignes de champ.

À partir de la transformée de Lorentz, cette condition est satisfaite lorsque la vitesse de la ligne de champ est :  $\mathbf{v}_B = \mathbf{E} \times \mathbf{B} / B^2$ .

L'évolution de la colinéarité du champ magnétique et de  $\mathbf{l}$  se développe sous la forme suivante :

$$\frac{d}{dt}(\mathbf{l} \times \mathbf{B}) = \mathbf{l} \times \frac{d\mathbf{B}}{dt} + \frac{d\mathbf{l}}{dt} \times \mathbf{B} \quad (1.8)$$

Le second terme du membre de droite de l'égalité précédente est la différence de vitesse aux extrémités du segment, où il peut s'exprimer comme le gradient de la vitesse le long de  $\mathbf{l}$ .

$$\frac{d\mathbf{l}}{dt} = \mathbf{v}(A) - \mathbf{v}(B) = (\mathbf{l} \cdot \nabla) \mathbf{v} \quad (1.9)$$

Le terme  $\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$  peut se réécrire en notation eulérienne et en utilisant l'équation de Maxwell-Faraday :

$$\frac{d\mathbf{B}}{dt} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{B} = (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{v} - \mathbf{B}(\nabla \cdot \mathbf{v}) \quad (1.10)$$

L'égalité 1.8 se développe donc à l'aide des égalités 1.9 et 1.10 :

$$\frac{d}{dt}(\mathbf{l} \times \mathbf{B}) = \mathbf{l} \times (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{v} - \mathbf{l} \times \mathbf{B}(\nabla \cdot \mathbf{v}) + (\mathbf{l} \cdot \nabla) \mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (1.11)$$

Le deuxième terme du membre de droite est nul en raison de la condition de colinéarité entre  $\mathbf{l}$  et  $\mathbf{B}$ . À l'aide de cette même colinéarité, nous pouvons écrire l'égalité vectorielle suivante :  $\mathbf{l} \times (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{v} = \mathbf{B} \times (\mathbf{l} \cdot \nabla) \mathbf{v}$ . En injectant cette dernière égalité dans l'équation 1.8, on trouve que l'équation 1.8 est nulle :

$$\frac{d}{dt}(\mathbf{l} \times \mathbf{B}) = 0 \quad (1.12)$$

Si  $\mathbf{l}$  et  $\mathbf{B}$  sont initialement colinéaires, ils le resteront au cours du temps. En d'autres termes, les points A et B sont initialement *connectés*, c'est-à-dire sur la même ligne magnétique, et ils

le resteront. On dit que le champ magnétique est gelé dans le plasma. L'écoulement du plasma et le champ magnétique sont fortement contraints, l'un par rapport à l'autre et vice versa. La principale propriété qui ressort du théorème du gel et de la conservation du flux magnétique est : les tubes de flux peuvent être déformés, la continuité et le flux magnétique seront préservés. Les tubes magnétiques ne peuvent pas être rompus et par extension les lignes de champ non plus. Il faut noter que cette propriété de la conservation de la connexion magnétique vient d'être démontrée dans un régime de MHD idéale.

### 1.1.2 Formation d'une couche de courant

Dans un plasma magnétisé, le mouvement différentiel entre les espèces induit des courants. Au travers d'un exemple en particulier, nous allons voir que ce courant s'intensifie spontanément suivant une tendance exponentielle et qu'il peut prendre la forme d'une couche de courant [Biskamp, 2000]. Nous verrons plus tard que c'est à ces endroits que la reconnexion aura lieu, d'où l'intérêt que nous portons sur leur formation dans cette section. Dans un premier temps, nous nous mettons dans un cadre de MHD idéale et dans un repère bidimensionnel. En exprimant le champ magnétique à l'aide de la composante ( $\psi = A_z$ ) du potentiel vecteur :  $\mathbf{B} = \nabla\psi \times \mathbf{b} + \mathbf{B}_z$ , les équations de la MHD idéale peuvent s'écrire sous la forme suivante [Imshennik and Syrovatskii, 1967] :

$$\frac{\partial\psi}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla\psi = 0 \quad (1.13)$$

L'équation 1.13 provient de la conservation du flux magnétique, i.e.  $\frac{d\psi}{dt} = 0$ . L'équation du mouvement d'un fluide peut se simplifier au vu du cadre d'étude :

$$\rho \left( \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} \right) = -\nabla p - \mathbf{j} \nabla \psi \quad (1.14)$$

où  $\mathbf{j}$  est le courant de densité dirigé dans la direction  $z$  et est défini par :  $\mathbf{j} = \nabla^2 \psi$ . De plus, nous considérons que le fluide est incompressible :  $\nabla \cdot \mathbf{v} = 0$ .

En dérivant ce système d'équations, nous allons prouver que deux flots de plasma s'écoulant dans des directions opposées favorisent la formation d'un courant hors du plan et qu'il croît exponentiellement jusqu'à l'infini. Ceci suggère que des mécanismes de dissipation manquent afin de saturer cette montée exponentielle. Dans un premier temps, nous posons les équations décrivant le système, choisies judicieusement afin de vérifier les conditions du système. Par la suite, nous les dériverons via les équations de MHD, éq. 1.14

$$\psi(x, y) = \frac{B_0}{2} \left( \frac{x^2}{\delta(t)} - \frac{y^2}{L(t)} \right) \quad (1.15)$$

$$\begin{cases} v_x &= \gamma_0 x \\ v_y &= -\gamma_0 y \end{cases} \quad (1.16)$$

Et on considérera la densité uniforme,  $\rho(x, y) = 1$

En injectant les conditions initiales 1.15 et 1.16 dans l'équation 1.13, l'équation se développe comme suit :

$$B_0 \left( -\frac{\dot{\delta}}{\delta^2} \frac{x^2}{2} + \frac{\dot{L}}{L^2} \frac{y^2}{2} - \gamma_0 y B_0 \frac{y^2}{L} - \gamma_0 y B_0 \frac{x^2}{\delta} \right) = 0 \quad (1.17)$$

On peut à partir de cette équation en extraire un système à deux équations en identifiant chacune des équations en fonction de  $x^2$  et  $y^2$ , ce qui donne le système d'équations :

$$-\frac{B_0}{2} \frac{\dot{\delta}}{\delta^2} - \frac{\gamma_0}{\delta} B_0 = 0 \quad (1.18)$$

$$\frac{B_0}{2} \frac{\dot{L}}{L^2} - \frac{\gamma_0}{L} B_0 = 0 \quad (1.19)$$

Les solutions des équations différentielles 1.18 et 1.19 s'écrivent :

$$\begin{cases} \delta(t) = \delta_0 e^{-\gamma_0 t} \\ L(t) = L_0 e^{\gamma_0 t} \end{cases} \quad (1.20)$$

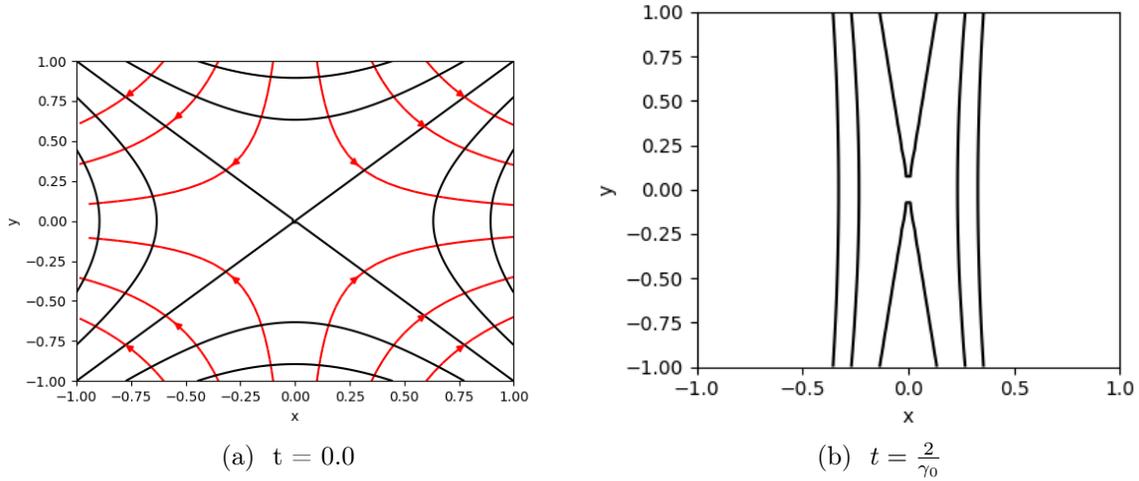


FIGURE 1.4 – Distribution du flux magnétique,  $\psi$ , au temps initial et plus tard. Les courbes sont les iso-contours de la fonction de flux. Les courbes rouges correspondent au flot du plasma décrit par  $v_x$  et  $v_y$ .

Les solutions des équations différentielles, éq. 1.20, semblent montrer que l'on a un aplatissement du point-X au cours du temps. En Figure 1.4a est représentée la fonction de flux,  $\psi$  à  $t = 0$  et en Figure 1.4b à  $t = \frac{2}{\gamma_0}$ . Ces graphiques illustrent l'aplatissement subi par la fonction  $\psi$ . De plus, les solutions de ce système montrent que  $j = B_0 (1/\delta(t) - 1/L(t))$  et donc que le courant croît exponentiellement, puisque  $j \propto e^{2\gamma_0 t}$ . Cependant cette croissance ne pourra continuer ainsi infiniment. Un mécanisme devra saturer cette montée en amplitude, ce qui peut être effectué par la résistivité ou d'autres effets non-linéaires. Nous verrons plus tard que ces mécanismes de dissipation sont souvent liés au phénomène de reconnexion que nous présenterons dans la section suivante.

Dans un cas compressible, ce courant devient une couche de courant qui s'affine avec le temps, en plus. Ce comportement a bien été observé numériquement [Sulem et al., 1985, Biskamp, 1993]. Ces simulations montrent que le système tend vers une configuration 1D : le courant se forme suivant une couche de courant et qui s'amplifie. On parle d'un pincement de la couche de courant.

### 1.1.3 Définition de la reconnexion magnétique et du taux de reconnexion

Le théorème du gel est source de fortes contraintes sur le couplage de la topologie magnétique et de l'écoulement du plasma. Nous avons vu en particulier que dans un cadre de MHD idéale la conservation du flux magnétique était vérifiée et elle impliquait la conservation de la connectivité magnétique. Nous avons donc démontré que lorsque les effets non-idéaux sont négligeables, la connectivité magnétique était conservée. Cependant, prendre en compte les effets non-idéaux n'implique pas que la connectivité magnétique est brisée, nous allons voir cela dans cette section.

Dans un plasma, où les effets non-linéaires ne sont plus négligeables, il est possible de relier le champ électromagnétique au plasma à l'aide de la loi d'Ohm généralisée. Elle provient de l'équation du mouvement des électrons qui a été couplée aux équations de Maxwell et elle s'écrit :

$$\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} = \mathbf{R} \quad (1.21)$$

Où  $\mathbf{R}$  correspond aux termes non idéaux. Ce terme peut prendre un grand nombre de forme, mais habituellement il est associé à la dissipation, les effets bi-fluides (Hall) et le gradient de pression. On peut même démontrer la condition suffisante et nécessaire que lorsque  $\mathbf{B} \times (\nabla \times \mathbf{R}) = 0$  est vérifié alors la connectivité magnétique est conservée. La démonstration de cette propriété est similaire à celle de l'équation 1.12, sauf que l'on injecte le terme non-idéal,  $\mathbf{R}$ . En procédant ainsi, nous pouvons montrer que la connectivité magnétique est rompue si et seulement si la condition suivante est vérifiée :

$$\mathbf{B} \times (\nabla \times \mathbf{R}) \neq 0 \quad (1.22)$$

Considérons une région d'un espace donné dans laquelle la condition de rupture du théorème du gel (éq. 1.22) est vérifiée. Cette région est représentée en gris sur la figure 1.5. Dans le reste de l'espace, cette condition n'est pas vérifiée, c'est-à-dire que le champ est gelé dans le plasma. Pour résumer : dans tout l'espace, la propriété sur la connectivité magnétique est respectée sauf dans la région "grisée". Nous allons regarder le comportement de deux lignes magnétiques, qui se dirigent vers la région non-idéale (grise). Sur chacune de ces lignes, deux particules de plasma ont été désignées : A et B sont connectées magnétiquement et de même pour C et D, cf Figure 1.5. Lorsque les lignes de champ traversent la région non-idéale, A et B ne sont plus connectées (**déconnectées**) et de même pour C et D. Les lignes continuent de se déplacer et une fois sorties de la région. Il est possible de redéfinir deux particules qui sont connectés Dans l'exemple donné en Figure 1.5, A a *reconnecté* avec C et B a *reconnecté* avec D.

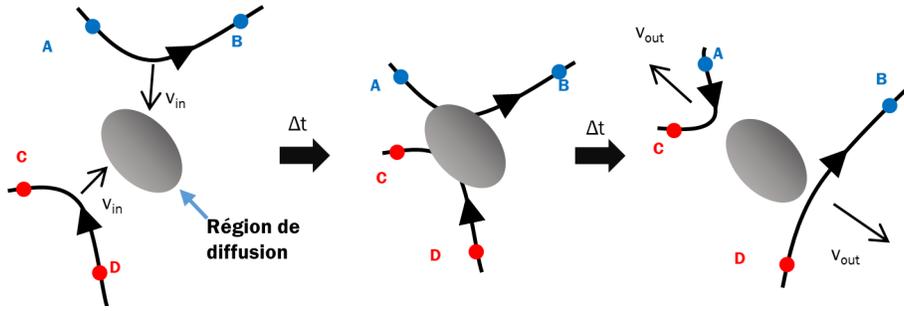


FIGURE 1.5 – Illustration de la déconnexion magnétique de deux lignes de champ et de la reconnexion à la suite de la traversée de la région de diffusion, i.e. région qui localement vérifie la condition 1.22.

Dans la section suivante, nous présenterons sous quelle forme ce processus a lieu. Mais avant cela, nous donnerons quelques définitions qui ont été émises pour décrire la reconnexion magnétique.

L'une des premières définitions à avoir vu le jour est celle donnée par Vasyliunas [1975] : "la reconnexion est un processus où le plasma s'écoule à travers une surface qui sépare des régions dont la topologie des lignes de champ diffère. Ces surfaces sont nommées séparatrices". Cela requiert que lorsque les plasmas traversent une séparatrice un champ électrique parallèle au champ magnétique (et par extension à la séparatrice) soit induit, permettant la déconnexion magnétique, cf la condition 1.22. Cette définition restitue bien ce qui a été présenté au préalable (i.e. la nécessité d'un flot de plasma magnétisé traversant une région de diffusion qui vérifie la condition 1.22) et va même au-delà en intégrant dans la définition la présence des séparatrices. Cependant, la définition de changement de topologie reste ambiguë et ne permet pas de donner une vision plus générale. De plus, cette définition est contrainte à un cadre bidimensionnel, puisque la notion de séparatrice n'est pas toujours valable en 3D. Axford [1984] préfère donner une définition plus générale et plus intuitive par : "le changement de connexion magnétique est possible lorsque la condition du théorème de gel n'est plus valable localement".

Maintenant, présentons quelques configurations qui suggèrent que la condition 1.22 est vérifiée et donc que la reconnexion a lieu. Par exemple, dans la section précédente nous avons mis en lumière la formation spontanée de la couche de courant qui tend à s'amincir et croître exponentiellement au cours du temps. Une croissance exponentielle suggère qu'au bout d'un certain temps, la couche de courant est suffisamment intense pour ne plus négliger le caractère résistif du plasma. En effet, la résistivité du plasma se transcrit dans la loi d'Ohm généralisée, éq. 1.21,  $\mathbf{R} = \eta \mathbf{j}$ , où  $\eta$  est la résistivité du plasma. Si on prend en compte cette résistivité, lorsque la couche de courant s'affine, la condition 1.22 est donc vérifiée. Puisque les plasmas s'écoulent l'un vers l'autre (cet écoulement est représenté par les flèches vertes en Figure 1.6), les lignes de champ se dirigent donc vers le même point (désigné par le fin trait noir de la figure 1.6). En arrivant au voisinage de la couche de courant, les lignes de champ se déconnectent et reconnecteront en sortant. Ce point de reconnexion est appelé le point-X en raison de la topologie dessinée par les lignes du champ magnétique (ici, les lignes sont associées aux

iso-contours de la fonction de flux,  $\phi$ ).

Ainsi, la mise en place du phénomène de reconnexion nécessite une région de diffusion, c'est-à-dire que localement la condition 1.22 est vérifiée. Si l'on perçoit la manière dont on peut briser la conservation de la connectivité, il n'est pas clair qu'elle est la micro physique en jeu permettant cette reconfiguration magnétique. Il est donc nécessaire de définir certaines observables afin de décrire le phénomène. Le *taux de reconnexion* est l'une des principales observables pour quantifier la reconnexion. Plus exactement, il quantifie le rythme auquel la quantité de flux magnétique reconnecte au cours du temps, c'est-à-dire la variation temporelle de quantité de flux magnétique reconnectant. Puisqu'il est préférable de manier un taux adimensionné, le taux est normalisé à un champ électrique qui est souvent pris :  $E_0 = v_a B_0$ , avec  $v_a$  est la vitesse d'Alfvén et  $B_0$  l'amplitude du champ magnétique. Dans une reconnexion bidimensionnelle, le taux de reconnexion est défini selon la relation suivante :

$$R \equiv \frac{1}{E_0} \frac{\partial \phi_{rec}}{\partial t} \quad (1.23)$$

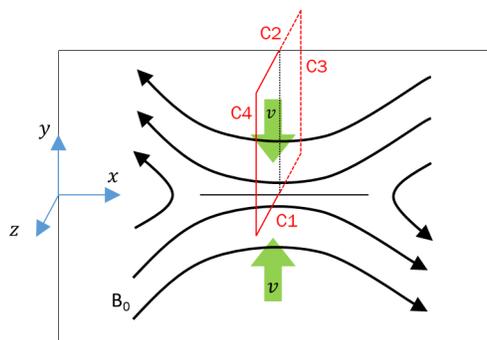


FIGURE 1.6 – Reconnexion dans une configuration anti-parallèle, le plan de reconnexion est parallèle au plan (xOy). Les lignes noirs matérialisent les lignes de champ et les lignes en rouge représentent le contour utilisé pour la mesure du taux de reconnexion. Les flèches vertes représentent la vitesse du plasma en amont de la région de diffusion.

Considérons la configuration antiparallèle présentée en Figure 1.6. Cette configuration est la configuration habituellement utilisée pour présenter la reconnexion dans les livres, car cette représentation est la plus simple à concevoir en comparaison de structures 3D. Le taux de reconnexion est la variation temporelle en amont (entrant). Afin de relier le flux au champ magnétique, on considère une surface définie par le demi-plan perpendiculaire au plan de reconnexion et au champ magnétique passant par le point-X (demi-plan yz)<sup>2</sup>, cf Figure 1.6. On peut donc développer la définition du taux de reconnexion à l'aide de l'équation de Maxwell-Faraday et du théorème de Stokes et elle se réécrit :

2. Nous aurions pu définir le taux de reconnexion en utilisant le flux aval (sortant) et donc définir la surface S comme le demi-plan xz. Le résultat aurait été le même.

$$\begin{aligned}
R &= \frac{1}{E_0} \int_S \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} dS \\
R &= -\frac{1}{E_0} \int_S \nabla \times \mathbf{E} dS \\
R &= -\frac{1}{E_0} \oint_C \mathbf{E} d\mathbf{l}
\end{aligned}$$

Premièrement,  $\mathbf{E}$  est colinéaire à  $\mathbf{e}_z$  (vecteur unitaire de l'axe  $z$ ) puisque le champ magnétique a été défini :  $\mathbf{B} = B \cdot \mathbf{e}_x$ . Si le champ électrique est hors du plan, deux des côtés de  $C$  ( $C3$  et  $C4$ ) sont perpendiculaires à l'axe  $z$  donc  $\mathbf{E} d\mathbf{l}$  y est nul. De plus, pour le côté du contour ( $C2$ ) colinéaire à  $e_z$  le champ électrique est dans une région où on le considère nul. Le taux de reconnexion peut donc se simplifier ainsi :

$$R \equiv \frac{\partial \phi_{rec}}{\partial t} = \frac{E_z(x=0)}{v_a B_0} \quad (1.24)$$

Mesurer le champ électrique hors du plan revient donc à mesurer le taux de reconnexion. Pour cela, le champ électrique  $E_z$  est habituellement appelé le champ de reconnexion.

On notera que cette égalité n'est pas vraie dans toutes les configurations. En effet, pour arriver à une telle égalité nous nous sommes mis dans un cadre bidimensionnel et dont la reconnexion avait lieu au point- $X$ . Or, ce cadre ne regroupe pas toutes les configurations possibles de la reconnexion. Bien que ce paramètre quantifie l'évolution dans la région de diffusion, une définition locale ne rend pas forcément compte de ce qui se passe à grande échelle.

## 1.2 Les modèles de reconnexion

### 1.2.1 Modèle Sweet-Parker

À la fin des années 50, Sweet [1958] et Parker [1957] proposent un modèle afin d'expliquer le mécanisme en place et l'efficacité<sup>3</sup> de cette dernière. Ce modèle se place dans un cadre de MHD-résistive bidimensionnelle et stationnaire. La MHD-résistive est une description fluide du plasma et une loi d'Ohm résistive est employée afin de coupler le fluide plasma au champ électromagnétique, nous reviendrons plus tard sur le formalisme fluide. La résistivité est un terme non-idéal, il apparaît donc dans la loi d'Ohm (éq. 1.21), telle que  $\mathbf{R} = \eta \mathbf{j}$ . La résistivité du plasma permet de rompre la conservation de la connectivité magnétique, puisqu'elle vérifie la condition 1.22, mais par la suite, elle maintient la reconnexion. Nous verrons que la résistivité est un des facteurs limitants de la reconnexion, suggérant que d'autres mécanismes sont nécessaires pour expliquer de la reconnexion observée dans la couronne solaire ou dans la queue de la magnétosphère, où le temps de diffusion magnétique significativement plus court que dans un cadre résistif.

---

3. Par efficacité nous entendons le débit auquel le flux magnétique reconnecte, ainsi l'efficacité est liée au taux de reconnexion.

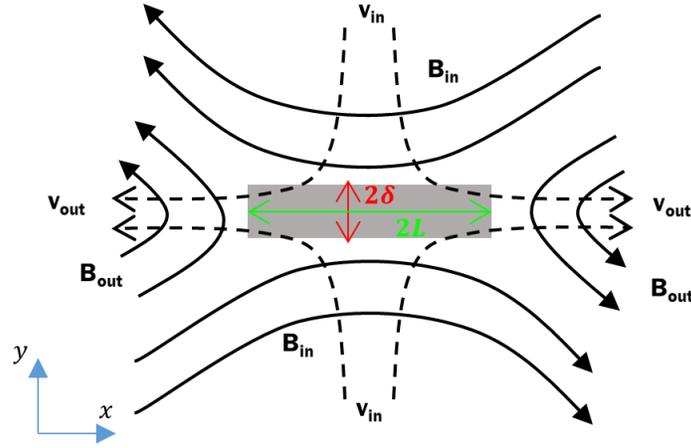


FIGURE 1.7 – Modèle de Sweet-Parker : reconnexion résistive.

Revenons à notre cas d'étude illustré en Figure 1.7. Nous considérons que la reconnexion est stationnaire et s'établit dans la couche de courant résistive représentée en gris, i.e la région de dissipation. Nous avons vu dans la section 1.1.2, que dans une configuration antiparallèle, comme celle en Figure 1.7, une couche de courant se forme et s'amplifie. C'est cette même couche de courant que nous évoquons et qui est représentée en gris.

Au vu du cadre imposé (stationnaire), les équations de Maxwell-Ampère et Maxwell-Faraday se simplifient :

$$\mathbf{j} = -\frac{\nabla \times \mathbf{B}}{\mu_0} \quad (1.25)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = 0 \quad (1.26)$$

À partir de l'équation Maxwell-Faraday, éq. 1.26, nous pouvons en déduire que la composante hors du plan du champ électrique est uniforme sur le plan  $xOy$ .

Dans un premier temps, commençons par relier les quantités en amont et celles en aval. Intéressons-nous à la partie limitrophe de la boîte de diffusion de dimension  $2\delta \times 2L$ . En dehors de cette région, le courant est négligeable, le champ électromagnétique et le fluide peuvent s'exprimer au travers de l'équation d'Ohm, équation 1.3.

Les côtés de la boîte de diffusion le long de l'axe  $0x$  correspondent aux bords en amont dont sa longueur est égale à  $2L$ . Le plasma entre dans la région de diffusion par ces bords avec une vitesse d'écoulement de  $v_{in}$  et un champ magnétique  $B_{in}$ . Le champ électrique dans le repère imposé s'exprime :  $E_z \sim v_{in}B_{in}$

Pareillement, le plasma sort de la boîte de diffusion avec une vitesse  $v_{out}$  par les bords en aval définis le long de l'axe  $0y$  et de longueur  $2\delta$ . La relation qui relie la vitesse de sortie au champ électrique est :  $E_z \sim v_{out}B_{out}$ .

Via les deux relations exprimées précédemment, nous pouvons relier les quantités sortantes à celles entrantes par :

$$v_{out}B_{out} \sim v_{in}B_{in} \quad (1.27)$$

Maintenant, plaçons-nous à l'intérieur de la boîte de diffusion. La loi d'Ohm généralisée dans un cadre de MHD-résistive s'exprime :

$$\mathbf{E} = -\mathbf{v} \times \mathbf{B} + \eta \mathbf{j} \quad (1.28)$$

En injectant la loi d'Ohm (éq. 1.28) dans l'équation de Maxwell-Faraday (éq. 1.26) et en exprimant le courant de densité à l'aide de l'équation 1.25, l'équation d'induction se développe comme suit :

$$\nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \frac{\eta}{\mu_0} \nabla^2 \mathbf{B} = 0 \quad (1.29)$$

Dans la région en amont (le flot entrant), l'équation d'induction (éq. 1.29) donne l'égalité  $v_{in} \frac{B_{in}}{\delta} \sim \frac{\eta}{\mu_0 \delta^2} B_{in}$ , qui se simplifie :

$$v_{in} \sim \frac{\eta}{\mu_0 \delta} \quad (1.30)$$

À l'aide de l'équation d'incompressibilité, il est possible de relier la vitesse en sortie et en entrée par rapport aux dimensions de la couche de courant résistive. Puisque nous considérons le fluide comme incompressible :  $\nabla \cdot \mathbf{v} = 0$ , d'où :

$$\delta = \frac{v_{in}}{v_{out}} L \quad (1.31)$$

Cette dernière égalité va nous permettre de faire disparaître le paramètre  $\delta$  dans l'égalité 1.30. Tout d'abord, nous allons exprimer le taux de reconnexion magnétique défini par l'équation 1.24 que nous allons normaliser par rapport à la vitesse d'Alfvén et la champ magnétique en entrée :

$$\widetilde{E}_z = \frac{E_z}{v_{Ain} B_{in}} \quad (1.32)$$

Le taux de reconnexion normalisé en utilisant l'égalité  $E_z = v_{in} B_{in}$  et les égalités 1.31 et 1.30 est donnée par la relation :

$$\widetilde{E}_z \sim \frac{v_{in}}{v_{Ain}} \sim \sqrt{\frac{v_{out}}{v_{Ain}} \frac{\eta}{\mu_0 L v_{Ain}}} \quad (1.33)$$

En introduisant le nombre de Lundqvist,  $S = \frac{\mu_0 L v_{Ain}}{\eta}$ , qui rend compte du rapport entre la pression de Hall et la diffusion magnétique résistive, l'équation 1.33 se développe :

$$\widetilde{E}_z \sim \sqrt{\frac{v_{out}}{v_{Ain}} \frac{1}{S}} \quad (1.34)$$

L'équation du mouvement d'un plasma dans un régime stationnaire est donnée par la relation :

$$\rho(\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\nabla p + \mathbf{j} \times \mathbf{B} \quad (1.35)$$

À partir de l'équation du mouvement, nous pouvons en déduire l'égalité suivante :  $\rho \frac{v_{out}^2}{L} \sim \frac{B_{out} B_{in}}{\delta \mu_0}$ . En supposant au préalable que la force de pression est négligeable face à la pression magnétique et que le courant se remplace par :  $\mathbf{j} \sim B_{in}/(\delta \mu_0)$ . On obtient ainsi l'expression de la vitesse de sortie sous la forme suivante en injectant l'égalité 1.27 :

$$v_{out}^2 \sim \frac{B_{in}^2}{\rho \mu_0} \equiv v_{Ain}^2 \quad (1.36)$$

Cette égalité traduit que le flot sortant est évacué de la région de diffusion à la vitesse d'Alfvén. Ainsi, la vitesse d'évacuation est pilotée par le champ magnétique en amont et par la densité du fluide. Cette équation nous permet de simplifier l'équation 1.34 selon l'égalité suivante :

$$\widetilde{E}_z \sim \frac{1}{\sqrt{S}} \quad (1.37)$$

Le taux de reconnexion peut s'exprimer aussi par rapport aux dimensions de la boîte de diffusion. En injectant l'égalité  $v_{out} \sim v_{Ain}$ , dans l'égalité 1.31, nous avons le rapport :  $\frac{\delta}{L} \sim \frac{v_{in}}{v_{out}} \sim \frac{v_{in}}{v_{Ain}}$  qui peut s'étendre au taux de reconnexion tel que défini dans l'équation 1.33 :

$$\widetilde{E}_z \sim \frac{\delta}{L} \quad (1.38)$$

Le taux de reconnexion du modèle Sweet-Parker est défini par le rapport des dimensions de la boîte de diffusion ou de l'inverse du carré du paramètre de Lundqvist. Lorsque la collisionnalité dans le plasma diminue, i.e. la résistivité, le nombre de Lundqvist augmente. Par conséquent, le taux de reconnexion chute en même temps que la collisionnalité diminue.

Le modèle que nous venons de présenter repose sur des hypothèses fortes d'un plasma idéal et stationnaire. En pratique, il est mis en défaut dans nombre de configurations. Par exemple, dans les plasmas spatiaux tels que la couronne solaire, il y a très peu de collisions entre les particules, on parle donc de plasma non-collisionnel. La résistivité y est proche de zéro. Dans la couronne solaire la diffusion magnétique est de l'ordre de  $\eta \sim 1 \times 10^4 \text{ cm}^2/\text{s}$  et la longueur typique d'un ruban magnétique solaire est de l'ordre de  $L \sim 1 \times 10^4 \text{ km}$ , ce qui induirait un temps de diffusion magnétique de l'ordre de  $\tau \sim L^2/\eta \sim 1 \times 10^{14} \text{ s}$ . A contrario, les observations solaires mesurent une durée de la reconnexion des rubans magnétiques d'environ  $10^3 \text{ s}$ . Le modèle de Sweet-Parker semble donc sous-évaluer grandement l'efficacité de la reconnexion dans la couronne solaire. Ceci, car dans ce modèle, l'efficacité de la reconnexion est limitée à la diffusion résistive dans la couche de courant, où tout le plasma doit s'écouler au travers d'une fine couche de diffusion et dont l'évacuation du plasma sortant est limitée par la vitesse d'Alfvén.

### 1.2.2 Reconnexion résistive à haut nombre de Lundqvist

Comme nous avons pu l'apercevoir précédemment, la reconnexion magnétique est essentiellement pilotée par la couche de courant le long de la couche neutre. Harris (1962) propose

une couche de courant dans une configuration type de reconnexion antiparallèle en équilibre cinétique et à 1D. Pour satisfaire cet équilibre, le système doit être solution du système d'équations de Vlasov-Maxwell et dont le champ magnétique a un profil suivant une fonction tangente hyperbolique de la forme :  $B_x = \alpha \tanh(\beta y)$ , où  $\alpha$  et  $\beta$  sont des constantes dépendant des vitesses, densités et températures des différentes espèces. La couche de courant est donc donnée par l'équation de Maxwell-Faraday stationnaire. La couche de courant est dirigée hors du plan de reconnexion ( $xOy$ ). Puisque c'est un schéma monodimensionnel, le système est invariant dans la dimension  $x$  et  $z$ . Cette configuration de Harris montre qu'il est possible d'atteindre un équilibre pour une inversion du champ magnétique et donc en présence d'une couche de courant.

Si l'on perturbe légèrement le système (en pinçant la couche de courant ou dû au bruit, par exemple), le système sort de son état d'équilibre instable, ce qui peut engendrer la croissance d'une instabilité. L'instabilité qui nous intéresse est l'instabilité de déchirement. Lors de la déstabilisation de la couche tangentielle, un changement de topologie se produit impliquant forcément la mise en place spontanée de la reconnexion magnétique. La topologie magnétique prend la forme d'une chaîne d'îlots magnétiques, c'est-à-dire une séquence de points X et de points 0 comme illustré en Figure 1.8.

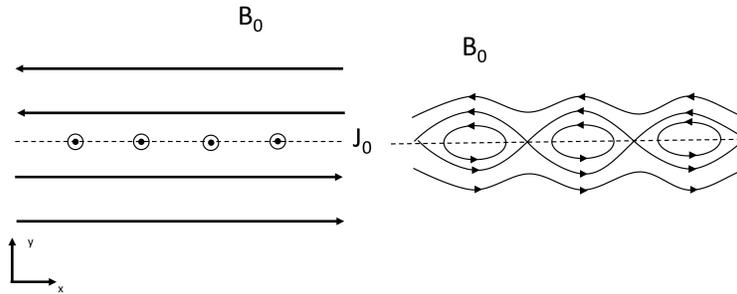


FIGURE 1.8 – Représentations schématisées de la topologie en configuration couche de Harris (gauche) et de la topologie magnétique de l'instabilité de déchirement (droite).

Afin de calculer la croissance de l'instabilité et le taux de reconnexion, il est nécessaire de distinguer la région MHD (au loin de la région de diffusion) et la région de diffusion. La relation de dispersion associée est l'ensemble des solutions aux deux régions. Cette méthode a été proposée par Furth et al. [1963]. Les solutions de ce système font apparaître des ondes de surface : les îlots magnétiques.

On notera que les solutions des équations dépendent évidemment de la physique considérée. En effet pour permettre un changement de topologie magnétique, il faut briser le théorème du gel. Nous avons vu qu'il est possible de vérifier la condition 1.22 en prenant en compte la résistivité (voir section précédente), le découplage des ions et des électrons (voir section suivante) ou à l'aide de l'effet de Landau inverse [Coppi et al., 1966].

Dans le cas de l'instabilité de déchirement résistive, l'instabilité dépend de plusieurs paramètres qui sont les dimensions de la couche de courant,  $\Delta$  sa longueur et sa largeur  $\delta$ , ainsi que la longueur d'onde de l'instabilité  $2\pi/k$  et la résistivité  $\eta$  que l'on peut relier à la longueur

caractéristique de la résistance :  $\lambda_\eta = \eta/\mu_0 v_A$ . On peut montrer [Biskamp, 2000] que le taux de croissance augmente lorsque le nombre d'onde décroît selon :  $\gamma \sim k^{-2/3}$ . La nappe est instable pour des grandes longueurs d'onde, telles que :  $k\delta < 1$  ; tandis que pour les petites longueurs d'onde la nappe est stable. Le processus va donc saturer à  $k = 1/\delta$ . Le taux de croissance maximum est atteint à  $k_{\max} \sim S_\delta^{-1/4}/\delta$ .

Le taux de croissance maximum associé à  $k_{\max}$  est donné par la relation suivante en fonction des paramètres présentés préalablement :

$$\gamma_{\max} = v_A \lambda_\eta^{1/2} \delta^{-3/2} \quad (1.39)$$

L'équation peut d'écrire plus simplement :  $\gamma_{\max} = \tau_A S_\delta^{-1/2}$ . Le temps de transition Alfvénique,  $\tau_A = \delta/v_A$  est bien plus petit que le temps de croissance puisque l'on considère que le système est caractérisé par un grand nombre de Lundqvist :  $S \gg 1$ . Dans l'instabilité de déchirement, on considère que la couche de courant initiée est très grande par rapport à la longueur caractéristique de résistance,  $\lambda_\eta$ . Ainsi l'instabilité prend plus de temps à se développer par rapport à l'inertie du plasma.

De plus, cette relation pointe que si les trois quantités sont indépendantes et que la résistivité tend vers 0 le taux de croissance décroît vers 0 lui aussi, ce qui revient à stabiliser la nappe de courant. Bien évidemment plus cette nappe de courant sera fine et plus elle sera sujette à des "déchirements", même à une faible résistivité.

Or, dans le modèle de Sweet-Parker, nous avons vu que les dimensions de la boîte de diffusion sont gouvernées par la résistivité. En effet, en injectant l'équation 1.31 dans l'équation 1.30 la largeur de la nappe peut s'exprimer :  $\delta_{SP} \sim \sqrt{\lambda_\eta \Delta}$ . Si l'on considère que  $\delta_{SP} = \delta$  alors le taux de croissance s'exprime :

$$\gamma_{\max} = \frac{v_A}{\Delta} \left( \frac{\Delta}{\delta} \right)^{3/2} S_\Delta^{-1/2} = T_A^{-1} S^{1/4} \quad (1.40)$$

Où  $T_A^{-1} = v_A/\Delta$  et  $S_\Delta$  est le rapport de la longueur de la couche de courant sur la longueur caractéristique de la résistivité. Maintenant, la tendance est opposée dans le sens où plus la résistivité diminue et plus la couche de courant est stable. Ceci suggère que dans un plasma dont le nombre de Lundqvist est élevé, la reconnexion ne se produit pas dans un régime stationnaire type Sweet-Parker mais plutôt lors du déchirement de la nappe formant des îlots magnétiques [Loureiro et al., 2007].

Ce n'est que récemment que ce modèle a été appuyé par des simulations numériques [Loureiro et al., 2012]. Pour être capable de simuler l'évolution d'une nappe à très haut nombre de Lundqvist ( $\Delta/\lambda_\eta$ ), il est nécessaire d'initialiser une très longue couche de courant avec une très faible résistivité, ce qui implique des boîtes de simulations volumineuses. Loureiro et al. pointent qu'à haut nombre de Lundqvist ( $S > 10^4$ ), le taux de reconnexion sature autour d'une valeur de  $10^{-2}$  et ne suit plus la relation 1.37 du modèle de Sweet-Parker, cf Figure 1.9.

Nous avons vu précédemment que le taux de reconnexion dans le modèle de Sweet-Parker ( $S < 10^4$ ) suit une tendance en  $1/\sqrt{S}$  et donc plus on abaisse la résistivité et plus le taux de reconnexion diminue. Or, dans cette section nous venons de voir qu'en augmentant  $S$  (en allongeant la nappe de courant et en abaissant la résistivité), cette nappe de courant sera

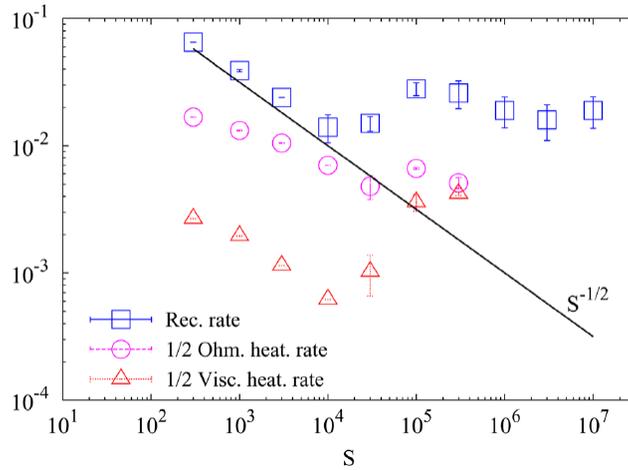


FIGURE 1.9 – Taux de reconnexion (carrés bleus) mesuré dans des simulations à haut nombre de Lundqvist. Tirée de Loureiro et al. [2012]

sensible à une "déchirure". Elle se rompt en plusieurs points X et on observe que le taux de reconnexion atteint un seuil et ne suit plus une tendance en  $1/\sqrt{S}$ .

### 1.2.3 Reconnexion rapide et le challenge de GEM

Il existe plusieurs manières de rompre le théorème du gel afin de déclencher la reconnexion. La résistivité magnétique en est une, et le modèle de Sweet-Parker et l'instabilité à haut nombre de Lundqvist en découlent. Néanmoins, ce modèle n'est plus viable lorsque la résistivité est très faible. En MHD résistive, la dimension de la région de diffusion est pilotée par la résistance, la largeur de la région de diffusion étant  $\delta_{SP} \sim \sqrt{\lambda_\eta \Delta}$ . Dans un plasma non collisionnel, la longueur résistive,  $\delta_{SP}$ , peut être de l'ordre de grandeur de la longueur d'inertie des ions, voire de celle des électrons. Dans ce cas de figure, le comportement cinétique des particules semble être primordial dans le phénomène physique. On peut se poser la question de savoir quel processus physique a lieu dans la zone de dissipation qui permet de rompre le théorème du gel à ces petites échelles et de ce qui contrôle la dimension de la région de diffusion.

L'un des premiers effets que l'on peut envisager, en considérant deux espèces de particules distinctes (électron et proton, par exemple), est le découplage entre les particules en raison de leur différence de masse [Sonnerup, 1979, Mandt et al., 1994]. D'autres éléments cinétiques peuvent expliquer la mise en place de la reconnexion nous les présenterons brièvement plus tard.

Auparavant, il est nécessaire d'introduire la loi d'Ohm généralisée qui est dérivée de l'équation du moment. La loi d'Ohm généralisée est la clé de voûte de la reconnexion rapide et elle nous permettra de mieux appréhender les processus pouvant intervenir lors de l'événement de reconnexion. L'équation du mouvement du fluide électronique s'exprime :

$$m_e \frac{d\mathbf{v}_e}{dt} = -e\mathbf{E} - e\mathbf{v}_e \times \mathbf{B} - \frac{1}{n} \nabla \cdot \overline{\overline{\mathbf{P}}}_e - m_e \nu_{ei} (\mathbf{v}_e - \mathbf{v}_i) \quad (1.41)$$

où  $\mathbf{v}_s$  est la vitesse fluide de l'espèce  $s$  (ions ou électron),  $\overline{\overline{\mathbf{P}}}_e$  est le tenseur de pression électronique. En y insérant le courant à l'aide de la relation  $\mathbf{j} = en(\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_e)$ , l'équation devient :

$$\frac{m_e}{ne^2} \left[ \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} + \nabla \cdot \left( \mathbf{j} \mathbf{v}_i + \mathbf{v}_i \mathbf{j} - \frac{\mathbf{j} \mathbf{j}}{ne} \right) \right] = \mathbf{E} + \mathbf{v}_i \times \mathbf{B} - \frac{1}{ne} \mathbf{j} \times \mathbf{B} + \frac{1}{ne} \nabla \cdot \overline{\overline{\mathbf{P}}}_e - \eta \mathbf{j} \quad (1.42)$$

Par rapport à la loi d'Ohm, présentée dans la section 1.2.1, nous retrouvons le terme idéal  $\mathbf{v}_i \times \mathbf{B}$  et le terme résistif. Trois autres termes apparaissent : le terme d'inertie des électrons (membre de gauche)  $\frac{m_e}{ne^2} \frac{d\mathbf{v}_e}{dt}$ , le terme de Hall  $\frac{1}{ne} \mathbf{j} \times \mathbf{B}$  et le gradient du tenseur de pression électronique  $\nabla \cdot \overline{\overline{\mathbf{P}}}_e$ .

La contribution de chacun de ces termes devient prédominante à des longueurs caractéristiques bien distinctes, c'est-à-dire qu'elles n'ont pas le même poids selon l'échelle spatiale considérée. Afin de nous donner un ordre de grandeur des échelles spatiales de chaque terme, nous allons les comparer en fonction du terme idéal au travers de calculs adimensionnés. Considérons le terme de Hall :  $\frac{\mathbf{j} \times \mathbf{B}}{ne} \sim \frac{1}{\mu_0 ne} \frac{B^2}{\Delta}$  et le terme idéal :  $\mathbf{v}_i \times \mathbf{B} \sim v_i B$ . Le terme de Hall est dominant par rapport au terme idéal quand :

$$v_i B < \frac{1}{\mu_0 ne} \frac{B^2}{\Delta} \quad (1.43)$$

$$\Delta < d_i \quad (1.44)$$

$d_i$  est la longueur d'inertie des ions. Pour une longueur inférieure ou comparable à la longueur d'inertie des ions, le courant est induit par le découplage des ions par rapport au champ magnétique, contrairement aux électrons, qui sont restés couplés au champ magnétique. Il y a donc un découplage entre les ions et les électrons, puisque les ions ne se déplacent plus à la même vitesse que celle des électrons :  $j/ne > v_i$ . Ainsi, pour décrire la dissociation des ions et des électrons, et le courant de Hall associé, il est nécessaire de tenir compte de l'inertie des ions. De plus, comme le terme de Hall est orthogonal au champ magnétique, il ne permet pas de faire apparaître un champ électrique parallèle et donc de remplir la condition 1.22 nécessaire à la reconnexion.

On peut montrer de la même manière que le terme inertiel des électrons peut être dominant à des échelles de l'ordre de la longueur d'inertie des électrons. Cependant dans une configuration de reconnexion symétrique, au voisinage du point-X la vitesse est quasiment nulle. Par conséquent, le terme d'inertie des électrons est souvent négligé et donc la loi d'Ohm généralisée est souvent exprimée :

$$\mathbf{E} = -\mathbf{v}_i \times \mathbf{B} + \frac{1}{ne} \mathbf{j} \times \mathbf{B} - \frac{1}{ne} \nabla \cdot \overline{\overline{\mathbf{P}}}_e + \eta \mathbf{j} \quad (1.45)$$

Il ne reste plus que le gradient de pression pour remplir la condition 1.22. Seules les composantes agyrotropiques du tenseur peuvent produire le champ électrique requis [Vasyliunas, 1975]. En effet, on comprend que si la pression est scalaire alors son gradient ne peut donc pas contribuer à la reconnexion en configuration bidimensionnelle.

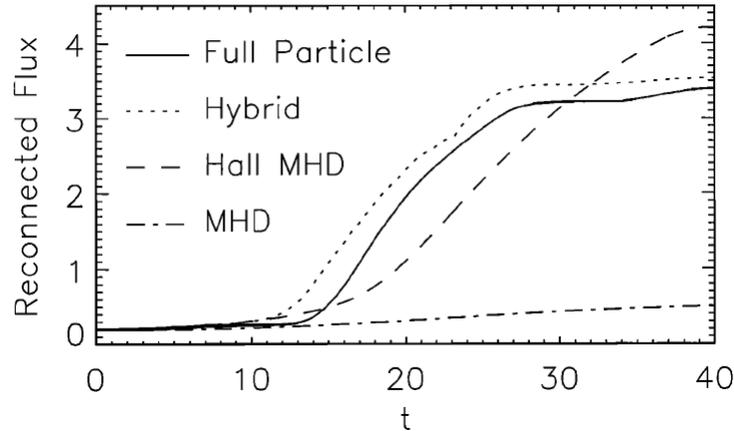


FIGURE 1.10 – Le flux magnétique reconnecté en fonction du temps. Tirée du papier : "GEM Challenge" [Birn et al., 2001].

Nous venons juste d'évoquer au travers de quels mécanismes le théorème du gel peut être rompu. Par ailleurs, nous n'avons pas répondu à la question, quels sont les mécanismes dominants dans la région de dissipation. Déjà avant les années 2000, toutes les études numériques s'accordaient sur la possibilité de maintenir la reconnexion dans un plasma non-collisionnel et dont le flux magnétique reconnecte rapidement, de façon significativement plus élevée par rapport au modèle résistif, ce qui lui vaut le nom de *reconnexion rapide*. Cependant, il n'existait pas un cadre d'étude fixé et commun aux multiples études numériques traitant de la reconnexion rapide. Les conditions imposées (dimensions du domaine de simulations et topologie à l'initialisation) par certaines n'étaient pas les mêmes que les celles des autres. Cette diversité rendait la comparaison impossible. Afin de répondre à cette problématique, Birn et al. [2001] publient une compilation de résultats de simulations effectuées à partir d'une même configuration initiale et des mêmes conditions limites. Quant aux conditions initiales, ils ont pris une couche de Harris dont les lignes de champ étaient pincées afin que le système soit hors équilibre dès l'initialisation. Ce problème a été étudié avec plusieurs types de codes basés sur des modèles différents :

- MHD résistive : formalisme monofluide où le champ électromagnétique est couplé au plasma par la loi d'Ohm résistive.
- MHD Hall : formalisme monofluide où l'on autorise les différents constituants à avoir une dynamique différentielle les uns par rapport aux autres, ce qui conduit à induire un courant de Hall.

- full Particle : les ions et les électrons sont traités suivant un formalisme cinétique.
- hybride : les ions sont traités suivant un formalisme cinétique et les électrons sont traités comme un fluide.

De la sorte, il était possible d'identifier quel mécanisme a la capacité de reproduire une reconnexion rapide. La figure 1.10 résume cette étude montrant que la reconnexion rapide n'est possible qu'en présence d'un terme de Hall, tandis que pour le modèle résistif, qui est associé au modèle de Sweet-Parker, le taux de reconnexion est bien plus faible. L'autre caractéristique importante levée par le challenge de GEM ("Geospace Environment Modeling", nom donné à cette compilation de simulations) concerne le taux de reconnexion qui est toujours le même, dès que l'effet bifluide est inclus, prouvant ainsi que l'effet de Hall joue un rôle clé dans la dynamique de la reconnexion.

Cependant, il faudra ajouter qu'en raison de la dimension et des contraintes imposées, le développement d'instabilités telles que l'instabilité de déchirement ne pouvait être inclus. La question reste donc ouverte quant à la nécessité de l'effet Hall dans la reconnexion. Nous avons vu en section 1.2.2 que le taux de reconnexion du système pouvait atteindre des valeurs de  $E_z = 0.2v_A B_0$  au point-X. On parle alors de reconnexion rapide.

#### 1.2.4 Forçage de la reconnexion

Le "GEM challenge" se concentre sur la reconnexion rapide spontanée et stationnaire. Cette étude s'affranchit de répondre à la question de la mise en place de la reconnexion rapide puisque les simulations sont initialisées selon une couche de Harris déjà hors équilibre. On peut donc légitimement se poser la question : suivant quel mécanisme la transition se déroule pour que le système passe d'une configuration stable à une reconnexion rapide ? Nous avons vu que pour que la reconnexion ait lieu, il est nécessaire que la largeur de la région de diffusion soit inférieure à la longueur d'inertie des ions. Dans une configuration de couche de Harris (à l'équilibre), la couche de courant a besoin de s'amincir/se comprimer afin que la reconnexion se développe. Pour y parvenir, on peut induire une perturbation à l'initialisation (par exemple : un pincement de la couche, méthode suivie dans le GEM challenge) ou bien imposer un flot continu entrant. C'est cette dernière méthode que nous allons voir dans cette section.

Pareillement, au "GEM challenge", le "Newton challenge"[Birn, 2005] fait une compilation de simulations dans un cadre bien défini dans le but de comprendre cette transition qui est forcée par le flot entrant. Dans ce sens, il caractérise l'importance du forçage de la reconnexion en évaluant le taux de reconnexion et l'état du système à la fin des simulations. Le cadre d'étude est légèrement différent que celui du "GEM challenge". Une configuration suivant le modèle de la couche de Harris est choisie (quatre fois plus épaisse que celle du "GEM challenge") et laissée à l'équilibre. Un flot de plasma entrant est imposé en bordure. Ce flot induit une compression de la couche de courant. Cet affinement de la nappe de courant est associé avec un accroissement local du champ magnétique de 20-40%. Une augmentation de la sorte a été observée dans la magnétoqueue de la Terre. Cette transition a été étudiée au travers de plusieurs codes : MHD résistive, MHD Hall, full-PIC et hybride PIC.

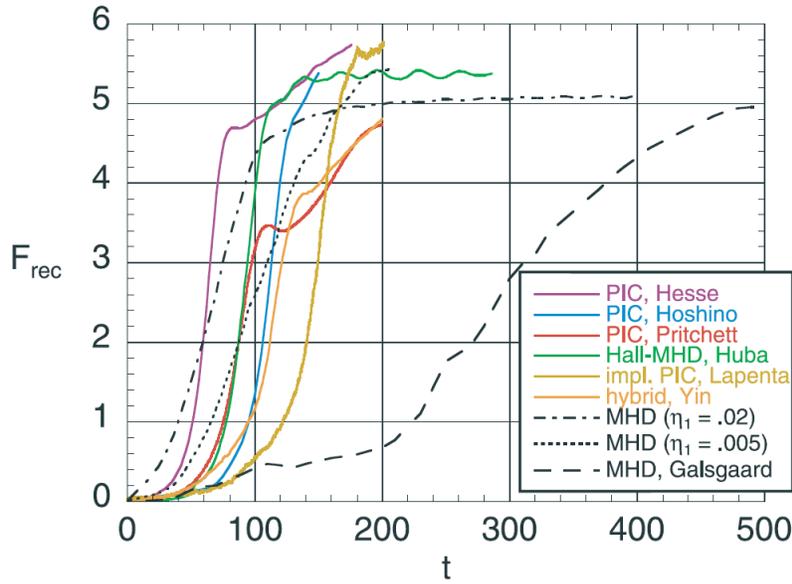


FIGURE 1.11 – Le flux magnétique reconnecté en fonction du temps. Tirée du papier : "Newton Challenge" [Birn, 2005].

La figure 1.11 résume les résultats obtenus par ces diverses simulations. Premièrement, pour tous les codes incluant l'effet de Hall, le taux de reconnexion est similaire. On remarquera que le taux de reconnexion est plus faible pour la reconnexion résistive dont la résistivité est basse. L'une des observations majeures qui ressort de cette étude montre que pour une même compression magnétique, l'état final est pareil quelle que soit le modèle. La nappe de courant est pincée jusqu'à se rompre et une couche de courant va apparaître au niveau des points-O<sup>4</sup>, voir Figure 1.12.

Dans les plasmas non collisionnels, le taux de reconnexion est compris entre 0.1 et 0.2, on parle donc de reconnexion rapide. Or, les deux études présentées ici (challenges de "Newton" et "GEM") sont une compilation de simulations de différents types et elles montrent bien que pour atteindre une reconnexion rapide l'effet Hall doit être pris en compte.

### 1.3 Modélisation numérique

Nombre d'études numériques dont le "GEM challenge" convergent sur l'importance du caractère cinétique des particules pour modéliser la reconnexion rapide. Par exemple, l'effet Hall prend source dans la distinction entre la dynamique des ions et celle des électrons. Il existe plusieurs modélisations décrivant des dissociations entre le mouvement des électrons et des ions. Une modélisation bi-fluide ou cinétique contient la physique nécessaire pour décrire ce phénomène. Bien évidemment, ces deux modélisations ne permettent pas d'atteindre le même

4. Un point-O est une structure magnétique entourée par deux points X, ceci est illustré en Figure 1.8

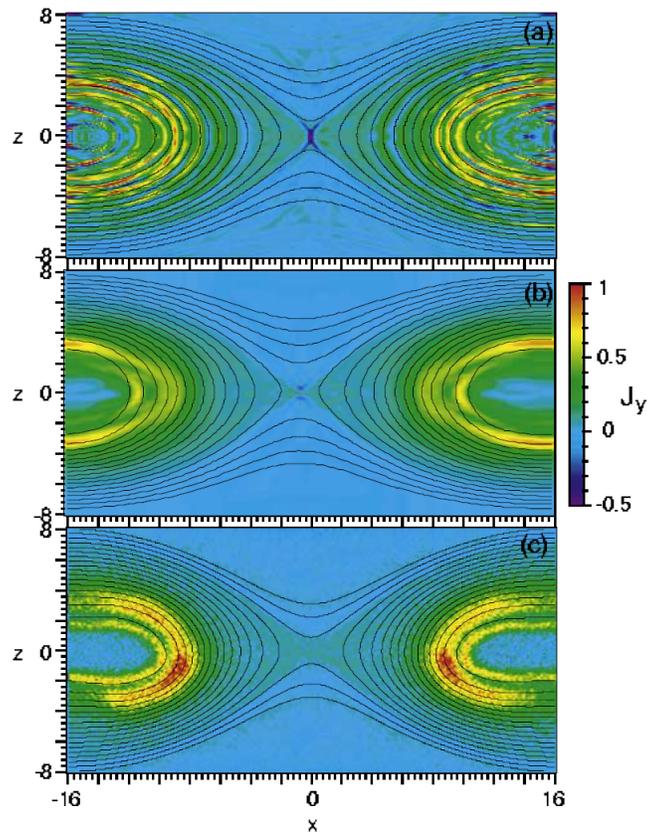


FIGURE 1.12 – Distribution de la densité de courant  $j_y$  en fin de reconnexion pour différents types de simulation : (a) MHD résistive avec une résistivité localisée, (b) MHD Hall et (c) PIC. Tirée du papier : "Newton Challenge" [Birn, 2005].

niveau de description du plasma.

Dans cette section nous verrons comment un modèle cinétique peut être mis en œuvre et ce que ce formalisme apporte par rapport à un formalisme fluide et les inconvénients qu'a l'une de ces modélisations par rapport à une autre.

### 1.3.1 Modèle cinétique

Soit  $N$  le nombre de particules chargées composant le système plongé dans un champ électromagnétique. Chaque particule est décrite par sa position  $\mathbf{r}$  et sa vitesse  $\mathbf{v}$  à un instant  $t$ . À cet ensemble, nous pouvons associer la fonction de distribution  $f_j(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$  de l'espèce  $j$ . Cette fonction de distribution représente la densité statistique des particules dans l'espace des phases  $(\mathbf{r}, \mathbf{v})$  à l'instant  $t$ . Puisque le mouvement des particules est gouverné par le champ électromagnétique, par transition l'évolution de la fonction de distribution est gouvernée aussi par le champ électromagnétique. Ce champ est décrit par les équations de Maxwell :

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (1.46)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (1.47)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (1.48)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \left( \mathbf{j} + \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \right) \quad (1.49)$$

où  $\mathbf{j}$  et  $\rho$  sont le courant et la densité de courant de charge moyennés sur l'ensemble des particules et sur l'espace  $\mathbf{v}$  à l'ordre 0 et 1 (quantités fluides) définis par :

$$\rho = \sum_j q_j \int f_j(\mathbf{v}) d\mathbf{v} \quad (1.50)$$

$$\mathbf{j} = \sum_j q_j \int \mathbf{v} f_j(\mathbf{v}) d\mathbf{v} \quad (1.51)$$

En dérivant l'évolution temporelle de la fonction de distribution, on retrouve l'équation de Vlasov, si l'on considère que le nombre particule tend vers l'infini dans la sphère de Debye. En ne prenant en compte que la force de Lorentz, elle s'écrit sous la forme :

$$\frac{\partial f_j}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f_j}{\partial \mathbf{r}} + \frac{q_j}{m_j} (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \cdot \frac{\partial f_j}{\partial \mathbf{v}} = 0 \quad (1.52)$$

Les équations 1.46-1.49 et 1.52 définissent donc le système de Vlasov-Maxwell. Ce système donne une description complète de la dynamique du système. L'intrication du champ électromagnétique avec la fonction de distribution montre la complexité du formalisme, puisqu'il faut résoudre ce système sur tout l'espace des phases  $(\mathbf{r}, \mathbf{v})$  et que c'est un système intégral-différentiel. Cependant, il a l'avantage de décrire à la fois dans l'espace "réel",  $\mathbf{r}$ , et dans l'espace des vitesses,  $\mathbf{v}$ . Une description fine allant jusqu'à décrire l'évolution de la fonction de distribution dans l'espace des phases  $(\mathbf{r}, \mathbf{v})$  requiert une capacité de calcul gigantesque, ce qui est le facteur limitant principal. Tout de même, s'il est vraiment nécessaire de décrire le comportement cinétique des particules, alors il faudra user de techniques alternatives afin de minimiser la lourdeur de l'algorithme employé. Nous présenterons l'une des techniques couramment employées dans la suite de cette section. Toutefois, une description si riche n'est pas toujours nécessaire, alors on préférera se servir d'un formalisme décrivant le plasma à plus grande échelle, voir sections 1.3.2 et 1.3.3.

Une des approches évoquées est de recourir à la technique "Particle-in-Cell" (PIC). Cette technique consiste à calculer le champ électromagnétique sur une grille en moyennant la contribution de toutes particules. Considérons un plasma formé de  $N$  particules chargées. En raison des forces électromagnétiques induites par ces  $N$  corps, ces derniers pourront interagir entre eux. Dans un formalisme cinétique simple, une particule donnée  $\mathbf{m}$  interagit avec le reste

des  $N-1$  particules, c'est-à-dire que le mouvement de la particule  $\mathbf{m}$  est régi par les  $N-1$  interactions binaires (2 corps). Si l'on comptabilise le nombre d'interactions sur l'ensemble des particules formant le plasma, le plasma peut se décrire au travers des  $N^2$  d'interactions binaires qui existent entre les particules. D'un point de vue algorithmique, le nombre d'opérations<sup>5</sup> nécessaires pour effectuer un seul pas de temps est proportionnel à  $N^2$ . Or,  $N$  doit être très grand pour avoir une statistique représentative du comportement du plasma. Ceci illustre la lourdeur de la méthode algorithmique employée.

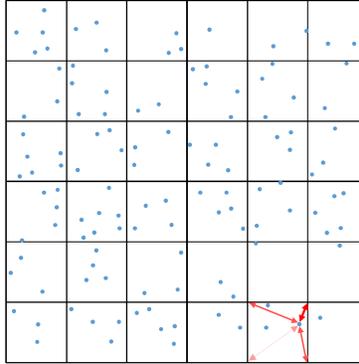


FIGURE 1.13 – Exemple de l'interpolation employée dans un code PIC. La grille noire est la grille d'échantillonnage du champ électromagnétique et les points bleus les macro-particules. Les flèches rouges illustrent comment l'interpolation est effectué. Inspirée d'Aunai [2011].

La technique PIC a pour but de réduire significativement le nombre d'opérations effectuées à chaque pas de temps comparé à la méthode présentée ci-dessus. Elle consiste à calculer en amont la distribution spatiale du champ magnétique induit par l'ensemble des particules. Cette distribution spatiale est échantillonnée sur une grille. La force électromagnétique qui s'exerce sur une particule est la résultante du champ électromagnétique estimé en interpolant sa valeur à la position de la particule sur la grille, voir Figure 1.13. Il est possible d'utiliser cette technique en raison de l'écrantage de Debye. À ces échelles, le nombre de particules par unité de volume est suffisamment grand pour moyenner les interactions binaires, c'est-à-dire calculer le champ moyen et qui est ensuite interpolé sur une grille.

Un pas de temps lors d'une approche de type code PIC se déroule en plusieurs phases. La première phase consiste à calculer le champ électromagnétique sur une grille de dimension  $G$  et de la garder en mémoire pour ensuite calculer le mouvement des  $N$  particules sur cette grille. Le champ électromagnétique exerce une force de Lorentz sur ces particules ce qui gouverne leur mouvement. D'un point de vue algorithmique, cette technique revient à faire un nombre d'opérations proportionnel à  $NG$ . Par conséquent, ce processus est bien moins lourd que la méthode préalablement introduite (où l'on modélise les  $N^2$  interactions binaires) comme  $N \gg G$ . Une représentation schématisée des phases principales du formalisme cinétique est illustrée en Figure 1.14, résumant ce qui vient d'être discuté.

5. Nous n'évoquerons pas les effets de collisions, d'ionisations et de recombinaisons qui complexifient l'algorithme.

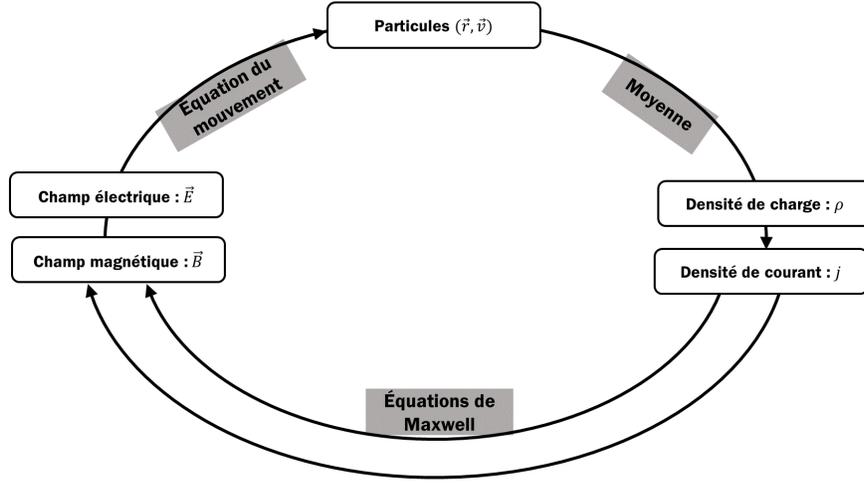


FIGURE 1.14 – Représentation schématisée d’une boucle représentant un pas de temps employé dans les codes PIC. Inspirée de Belmont et al. [2013].

### 1.3.2 Modèle fluide

L’une des stratégies employées pour diminuer la complexité du calcul numérique est de restreindre l’espace des phases et ainsi dégrader la description. L’une des approches est de décrire les grandeurs seulement dans l’espace réel,  $\mathbf{r}$ , et en fonction du temps. Les grandeurs fluides telles que la densité, la vitesse fluide, la pression sont des moments d’ordre 0, 1 et 2 de la fonction de distribution dans l’espace des vitesses. Leurs expressions mathématiques sont données par :

$$\text{densité de particule de l'espèce } j : n_j(\mathbf{r}, t) = \int f_j(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d\mathbf{v} \quad (1.53)$$

$$\text{vitesse fluide de l'espèce } j : \mathbf{v}_j(\mathbf{r}, t) = \int \frac{\mathbf{v} f_j(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)}{n_j(\mathbf{r}, t)} d\mathbf{v} \quad (1.54)$$

$$\text{tenseur de pression : } \overline{\mathbf{P}}_j(\mathbf{r}, t) = m_j \int (\mathbf{v} - \mathbf{v}_j)(\mathbf{v} - \mathbf{v}_j) f_j(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d\mathbf{v} \quad (1.55)$$

Le tenseur de pression est le moment d’ordre 2 de la fonction de distribution. Si la température est isotrope, la pression peut s’écrire à l’aide d’un scalaire :  $\overline{\mathbf{P}}_j = P_j \overline{\mathbf{I}}$  avec  $\overline{\mathbf{I}}$  le tenseur identité.

Dans un système à l’équilibre thermodynamique, la fonction de distribution est définie par une fonction de distribution maxwellienne,  $f_0(\mathbf{v}) = (m/(2\pi kT))^{3/2} \exp(-m\mathbf{v}^2/(2kT))$ . Ainsi, la pression scalaire s’exprime :  $P_j = nk_b T$ .

À l'aide de cette passerelle, il est possible d'écrire à partir des équations précédemment présentées (cf section 1.3.2) un système dépendant des moments d'ordre 0, 1 et 2 (éq. 1.53-1.55), pour décrire un plasma. L'équation de continuité devient :

$$\frac{\partial n_j}{\partial t} + \nabla \cdot (n_j \mathbf{v}_j) = 0 \quad (1.56)$$

et l'équation de l'impulsion est :

$$n_j m_j \frac{\partial \mathbf{v}_j}{\partial t} + n_j m_j (\mathbf{v}_j \cdot \nabla) \mathbf{v}_j = -\nabla \cdot \overline{\overline{\mathbf{P}}}_j + q_j n_j (\mathbf{E} + \mathbf{v}_j \times \mathbf{B}) \quad (1.57)$$

Hors équilibre, le système est jusqu'à présent décrit par deux équations ayant 3 inconnues : la densité, la vitesse fluide et la pression. Nous nous sommes mis dans un cadre sans collision, donc il n'y a aucune raison que le plasma tende vers l'équilibre et donc que la distribution de particules tende vers une maxwellienne. De plus dans ce formalisme, l'équation d'évolution du moment d'ordre "n" fait intervenir le moment supérieur, ordre "n+1"<sup>6</sup>. Décrire le moment d'ordre n à l'aide du moment d'ordre "n+1" jusqu'à l'infini est l'équivalent du formalisme cinétique et semble irréalisable d'un point de vue numérique. Ainsi, il est nécessaire de fermer le système. "Fermer le système" correspond à relier un moment à l'ensemble des moments d'ordre inférieur. Par exemple, les simulations présentées dans ce manuscrit utilisent une équation de fermeture isotherme, où le tenseur de pression est relié à la densité, ainsi :  $\overline{\overline{\mathbf{P}}}_j = nk_b T \overline{\overline{\mathbf{I}}}$ . Certains codes prennent en compte le moment d'ordre 3 : le flux de chaleur  $\overline{\overline{\mathbf{Q}}}$ , afin de raffiner les simulations. Très rares sont les modèles utilisant l'ordre supérieur. Ainsi, typiquement le système à résoudre dans un modèle numérique fluide est composé de :

- l'équation de continuité (éq. 1.57) et de l'équation d'impulsion (éq. 1.57).
- l'équation de fermeture
- des équations liée au champ de force (ici, ce sera les équations de Maxwell : 1.46 - 1.49).

### 1.3.3 L'approche hybride

La modélisation numérique fluide ne peut inclure le comportement cinétique des particules. Or nous avons vu que lorsque l'échelle était de l'ordre de la longueur d'inertie des ions, l'effet Hall peut devenir prédominant, ou voire si le rayon de Larmor des ions est comparable à la longueur caractéristique du champ magnétique, l'approche fluide pour les ions devient alors contestable. Quant aux électrons dont leur rayon de Larmor et leur longueur inertielle sont bien plus faibles en raison de leur masse, ils restent couplés au champ magnétique jusqu'à des longueurs bien plus faibles. Ainsi, si la longueur caractéristique du phénomène étudié n'atteint pas ces valeurs, alors utiliser un modèle fluide est justifié pour les électrons.

Dans ces conditions, il est donc possible d'allier le formalisme fluide et cinétique afin de réduire la capacité des calculs numériques nécessaires. Ce type d'approche est désigné par

---

6. Pour prouver cette relation, il faut intégrer l'équation de Vlasov, éq. 1.52, dans l'espace des vitesses et faire apparaître les moments d'ordre n et n+1.

l'appellation : "hybride". Alors que les ions sont décrits avec un modèle cinétique, le fluide d'électrons permettra de conserver la quasi-neutralité. De la sorte, l'action des électrons est incluse dans la loi d'Ohm généralisée, éq. 1.21, qui provient de l'équation du mouvement des électrons. La loi d'Ohm généralisée est la seule relation faisant apparaître le champ électrique, puisque le courant de déplacement est négligé dans l'équation de Maxwell-Ampère, si l'on considère :  $v_A \ll c$ . En projetant l'équation de Maxwell-Ampère sur la direction transverse, on obtient la relation :

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 J + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathbf{E}_T}{\partial t} \quad (1.58)$$

En considérant les relations d'échelle suivantes :  $v_a \sim \omega/k$ ,  $\frac{\partial}{\partial t} \sim \omega$  et  $\nabla \sim k$ ; l'équation de Maxwell-Ampère se transforme en y injectant l'équation de Maxwell-Faraday :

$$\mathbf{B} \sim k\mu_0 J + \frac{\omega v_a^2}{k c^2} \mathbf{B} \quad (1.59)$$

Le dernier terme qui désigne le courant de déplacement transverse, est négligeable en raison du facteur :  $c^2/v_a^2$ . Toutefois, il faut préciser que seule la composante transverse est négligée. En effet, si l'on projette l'équation de Maxwell-Ampère le long des lignes du champ magnétique, on a la relation :

$$0 = \mu_0 \mathbf{J}_L + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathbf{E}_L}{\partial t} \quad (1.60)$$

Ainsi la loi d'Ohm généralisée est la clé de voûte afin de coupler les électrons, les ions et le champ électromagnétique. Le tenseur pression apparaît dans la loi d'Ohm généralisée, il est donc nécessaire de fermer le système à l'aide d'une équation de fermeture. On peut faire une hypothèse isotherme et ainsi on considère que : (i) la pression est scalaire et (ii) la pression (moment d'ordre 2) est reliée à la densité (moment d'ordre 0) à l'aide la relation :  $P = nk_b T$ . D'autres choix peuvent être effectués. Par exemple, si l'on fait une hypothèse adiabatique, on relie la pression à la densité via une loi polytropique dont  $\gamma$  est le coefficient polytropique. Une loi polytropique est donnée par la définition suivante :

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{P}{n^\gamma} \right) = 0 \quad (1.61)$$

### 1.3.4 Le code HECKLE

Les effets de rayon de Larmor fini sont inhérents dans un phénomène de reconnexion magnétique en configuration antiparallèle. Cette configuration implique une couche neutre c'est-à-dire où le champ magnétique s'annule. Dans cette région d'annihilation du champ magnétique, les ions vont se découpler du champ magnétique fortement atténué. Cette situation est propice pour que les ions subissent des accélérations engendrées par le champ électrique dont, entre autres, le champ de reconnexion,  $E_z$ . La reconnexion magnétique suscite une accélération des ions, ce qui entraîne localement une altération de la fonction de distribution. Une modélisation fluide pour les ions ne semble donc pas adéquate. Tandis que modéliser les électrons via un formalisme cinétique n'est pas envisageable d'un point de vue de la capacité

numérique mise à notre disposition. Une modélisation numérique hybride est donc un bon compromis. Nous reviendrons plus en détail sur la raison pour laquelle une approche hybride est le bon compromis au vu de nos expériences et aussi quels sont ses inconvénients. Avant cela, donnons plus de détails sur le code mis en œuvre.

Dans les chapitres suivants, les expériences présentées seront confrontées à des simulations numériques. C'est le code HECKLE [Smets et al., 2011] que nous avons utilisé. Ce code est basé sur la modélisation PIC-hybride ; les ions sont traités à l'aide d'un formalisme cinétique et plus particulièrement de la technique PIC. Les électrons, quant à eux, sont traités tel un fluide sans masse, cf section précédente.

Ce code est dans un régime non-relativiste ainsi on considère que  $v_A \ll c$ . Le courant de déplacement transverse est donc négligeable, mais aucune hypothèse n'a été faite sur la partie longitudinale (cf éq. 1.60). Le courant de déplacement longitudinal provient du glissement des électrons afin de satisfaire la quasi-neutralité. Les modes associés au champ électrique longitudinal comme les modes électrostatiques ( par exemple, le mode électrostatique ionique, le mode de Bernstein, le mode acoustique ionique ou celui d'Alfvén cinétique) peuvent donc exister. Ainsi comme le courant de déplacement transverse est négligé, le code résout l'équation de Maxwell-Ampère statique :

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J}_T \quad (1.62)$$

Par ailleurs, nous utilisons la loi d'Ohm généralisée des électrons pour relier le champ électrique au courant et au champ magnétique :

$$\mathbf{E} = -\mathbf{v}_i \times \mathbf{B} - \frac{1}{en} \left( \mathbf{J}_T \times \mathbf{B} - \nabla \cdot \overline{\overline{\mathbf{P}}}_e \right) + \eta \mathbf{J}_T + \eta' \Delta \mathbf{J}_T \quad (1.63)$$

Cette loi d'Ohm est similaire à la loi d'Ohm généralisée en équation 1.21 à la différence que : (i) nous avons négligé le terme inertiel des électrons parce que nous considérons les électrons comme un fluide sans masse et (ii) nous avons ajouté un terme d'hyperviscosité,  $\eta' \Delta \mathbf{J}$ . Ce terme d'hyperviscosité est un terme de diffusion pour maintenir le champ de reconnexion,  $E_z$ . À petite échelle, le terme de Hall, le terme idéal ou le terme de gradient de pression ne permettent plus de maintenir la dissipation. Par exemple : le terme de gradient de pression est normalement ce qui permet de maintenir la reconnexion dans la région de découplage des électrons. Cependant, dans les simulations présentées dans ce manuscrit, une hypothèse isotherme a été faite pour fermer le système :  $\overline{\overline{\mathbf{P}}}_j = nk_b T \overline{\overline{\mathbf{I}}}$  avec  $T$  constant. Or, ce sont les termes agyrotropes qui permettent le développement de la reconnexion magnétique. Le terme d'hyperviscosité imite le comportement des termes agyrotropes du tenseur de pression électronique [Hesse et al., 2011], d'où son intérêt.

De plus, on notera que bien que nous nous intéressions aux plasmas non-collisionnels, nous avons tout de même gardé la résistivité du plasma,  $\eta \mathbf{J}$ . Pareillement, la résistivité est un terme dissipatif dans la zone de découplage des électrons. Il a été prouvé qu'il était important de conserver ces termes dissipatifs [Aunai et al., 2013], ils permettent de modéliser le plus fidèlement un phénomène de reconnexion sans un tenseur de pression complet et aussi ils aident à stabiliser numériquement le phénomène de reconnexion magnétique. En outre,  $\eta$  est initié avec une très faible valeur pour que le terme de résistivité soit négligeable comparé aux

autres termes hors de la zone de découplage des électrons. De cette manière, on conserve le caractère non-collisionnel du plasma.

Quant au champ magnétique, il résulte de l'intégration de l'équation de Faraday. Le champ électromagnétique est calculé de façon auto-cohérente selon le schéma prédicateur - correcteur [Harned, 1982]. Et les macroparticules (ions) sont déplacées à l'aide du pousseur de Boris [1970].

Dans ce code, toutes les quantités sont normalisées par rapport à la densité,  $n_0$ , et l'amplitude du champ magnétique,  $B_0$ , qui sont tous les deux choisies en fonction de la topologie du système étudié. La masse et la charge sont normalisées également par rapport à la masse et la charge d'un proton. Par conséquent, les normalisations sont donc effectuées ainsi<sup>7</sup> :

- longueur :  $l = \tilde{l}\delta_i$ , où  $\delta_i$  est la longueur d'inertie des ions.
- temps :  $\tilde{t} = t\Omega_{ci}$ , où  $\Omega_{ci}$  est l'inverse de la gyrofréquence des ions.
- vitesse :  $v = \tilde{v}v_A$ , où  $v_A$  est la vitesse d'Alfvén.
- champ électrique :  $E = \tilde{E}v_AB_0$ .

Ces formalismes numériques que nous venons d'introduire sont des outils permettant d'étudier les mécanismes de la reconnexion. En raison de la résolution de ces différents formalismes, ils ne sont pas utilisés pour étudier les mêmes aspects de la reconnexion. Dans la reconnexion ayant lieu dans la couronne solaire, les grandes échelles semblent jouer un rôle primordial, ainsi un formalisme fluide sera préféré. Quant aux études qui s'intéressent à la microphysique en place dans la région de diffusion, des codes cinétiques seront mis en œuvre. Ceci montre bien que les études numériques sont limitées, d'où l'importance des expériences en laboratoire et des observations faites par les satellites.

## 1.4 Expérience en laboratoire

Un ensemble de plateformes expérimentales dédiées à la reconnexion magnétique ont fait leur apparition à partir des années 70 avec l'installation "3D-CS" en Russie [Zweibel and Yamada, 2016] ou voire l'installation LAPD dans les années 80 [Stenzel and Gekelman, 1981]. Ce type d'installation a l'avantage de pouvoir accéder à différents régimes de la reconnexion en faisant varier les paramètres plasmas.

Ces systèmes expérimentaux ne peuvent reproduire exactement le phénomène de reconnexion dans les conditions d'astrophysique, leur objectif principal est d'étudier les mécanismes fondamentaux mis en jeu lors d'un événement de reconnexion. Les différentes installations existantes ne couvrent pas le régime du phénomène. Ici, le régime est défini par les paramètres : nombre de Lundqvist, le rapport d'aspect des dimensions de la région de diffusion et le paramètre- $\beta$ . Ainsi, la multitude de plateformes existantes dans le monde permet de couvrir un vaste domaine de la reconnexion, allant de la reconnexion collisionnelle à la non-collisionnelle et en passant par l'observation de l'instabilité de déchirement. Dans cette section, nous présenterons quelques-unes de ces installations donnant ainsi au lecteur un aperçu de la variété des régimes étudiés en laboratoire.

---

7. La tilde correspond à la quantité normalisée.

### 1.4.1 MRX

Le système nommé "*Magnetic Reconnection eXperiment*" (MRX) est situé au Princeton Plasma Physics Laboratory (PPPL). Son objectif principal est d'étudier la reconnexion bidimensionnelle et en particulier le couplage lors de la reconnexion entre les échelles microscopiques et les échelles macroscopiques. Le plasma produit est dans son ensemble correctement décrit par un modèle MHD, puisque le rayon de Larmor des ions est de l'ordre de 1 à 5 cm alors que la taille du plasma est de 50 cm. La collisionnalité, quant à elle, peut être contrôlée de telle manière à avoir un plasma collisionnel ( $\lambda_{mfp} < c/\omega_{pi}$ ) ou non-collisionnel ( $\lambda_{mfp} > c/\omega_{pi}$ ).

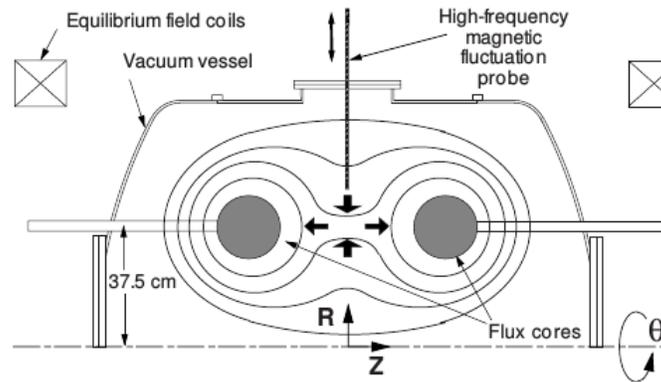


FIGURE 1.15 – Schéma du montage expérimental : "MRX" et représentation de la reconnexion en "mode tiré". Tirée de Yamada et al. [2010].

Le système est composé d'un double anneau produisant champ magnétique autour de ces anneaux. Ces anneaux contiennent des bobines afin de produire un champ magnétique gelé dans le plasma dont l'une des composantes est poloïdale et l'autre composante est toroïdale (azimutale). Puisque le système est axisymétrique selon l'axe  $z$ , voir Figure 1.15, le champ magnétique toroïdal sert à casser la symétrie de la configuration. Le champ toroïdal, perpendiculaire au champ de reconnexion, est appelé champ guide, comme il est parallèle à la couche de courant.

La reconnexion peut être étudiée selon deux schémas. Une fois que le plasma a été produit, **(1)** on augmente le courant dans la bobine générant le champ poloïdal. Par conséquent, le flux magnétique poloïdal croît et est entraîné vers le point X. Cette configuration de la reconnexion est : "le mode poussé"<sup>8</sup>. **(2)** Lorsque l'on baisse le courant de cette même bobine, le flux se retire (les lignes de champs sont expulsées du point-X en direction du "flux cores"), voir Figure 1.15. Cette configuration de la reconnexion est : "le mode tiré"<sup>9</sup>.

Ces expériences ont mis en avant le couplage entre les conditions générales du plasma et le processus microscopique mis en jeu dans la reconnexion. En imposant une forte pression en entrée de la zone de diffusion, ils ont mesuré un ralentissement du flot de plasma sortant, ce

8. On le retrouve dans la littérature sous le terme "push mode".

9. On le retrouve dans la littérature sous le terme "pull mode".

qui suggère que les conditions limites importent [Ji et al., 1999]. Dans le même esprit de tester l'influence des conditions limites, ils ont éloigné les anneaux produisant le champ magnétique. De cet éloignement, ils ont observé une baisse du taux de reconnexion. Cette baisse semble être associée à une élongation de la couche de courant et confirme le modèle de Sweet-Parker dans la limite d'un plasma collisionnel.

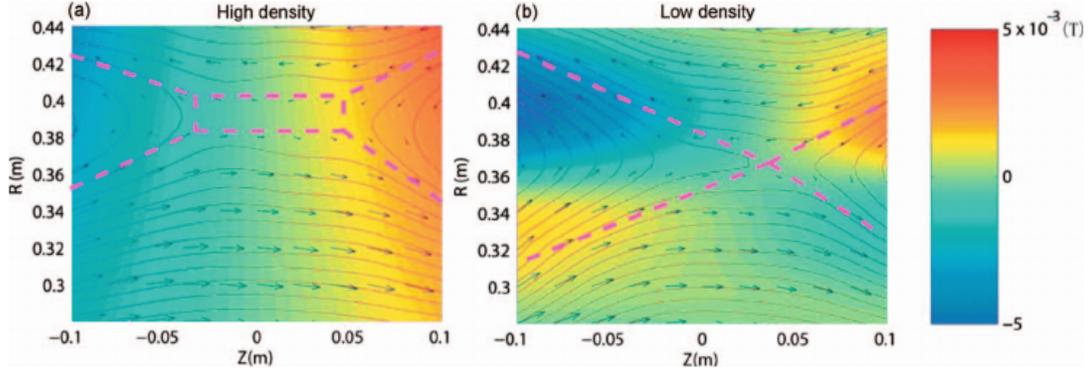


FIGURE 1.16 – Comparaison du profil de la couche de neutre décrite par les mesures du champ magnétiques et du flux de plasma à haute (régime collisionnel) et basse densité (régime non-collisionnel) : **(a)** régime collisionnel ( $\lambda_{mfp} \sim 1 \text{ mm} \ll \delta_{sp}$ ) et **(b)** régime non-collisionnel ( $\lambda_{mfp} \sim 1 \text{ mm} \gg \delta_{sp}$ ). Le code couleur correspond à la composante du champ magnétique hors du plan. Tirée de Yamada et al. [2006].

Les expériences au MRX ont permis de montrer pour la première fois que le comportement de la reconnexion changeait drastiquement en passant d'un régime collisionnel à un régime non-collisionnel. Ils ont observé que le profil de la couche de courant est dépendant de la collisionnalité du plasma. La couche de courant dans le régime collisionnel, représenté par le rectangle rose en Figure 1.16(a), possède une structure de type Sweet-Parker. En réduisant la fréquence de collision (en passant donc à un régime non-collisionnel), cette région de diffusion rétrécit et devient un point X, cf Figure 1.16(b). Ces droites roses matérialisent aussi les séparatrices. En plus, d'observer une modification de la forme de la zone de dissipation, ils ont pu cartographier la distribution du champ toroïdal (i.e. la composante perpendiculaire au plan de reconnexion), qui est représentée par le code couleur sur les images de la figure 1.16. Les résultats montrent clairement l'apparition d'une structure quadrupolaire pour le champ magnétique hors du plan dans un régime non-collisionnel (Figure (b)), ce qui est la signature de l'effet de Hall. Contrairement au régime collisionnel (Figure (a)), aucune structure caractéristique n'est reconnaissable.

Concomitant avec ces modifications de topologie qui s'accordent avec les modèles de Sweet-Parker et de reconnexion rapide, le taux de reconnexion mesuré pour le régime collisionnel suit la loi en  $1/\sqrt{S}$ , i.e. le taux de reconnexion du modèle de Sweet-Parker. Dans le cas non-collisionnel, le taux de reconnexion mesuré est bien plus élevé.

### 1.4.2 Z-pinch : MAGPIE

MAGPIE est un générateur de hautes puissances pulsées situé à l'Imperial College. Ce générateur est capable de fournir un courant pulsé de 1.4 MA pendant 500 ns. Cette installation n'est pas seulement dédiée à l'étude de la reconnexion magnétique, des expériences sur d'autres thématiques y sont conduites, par exemple : la formation de chocs retour dans un plasma magnétisé [Lebedev et al., 2014]. Nous présenterons ici l'expérience récente sur la reconnexion magnétique [Hare et al., 2017] qui a attiré l'intérêt de la communauté en raison des résultats qu'ils ont obtenus concernant un chauffage anormalement élevé.

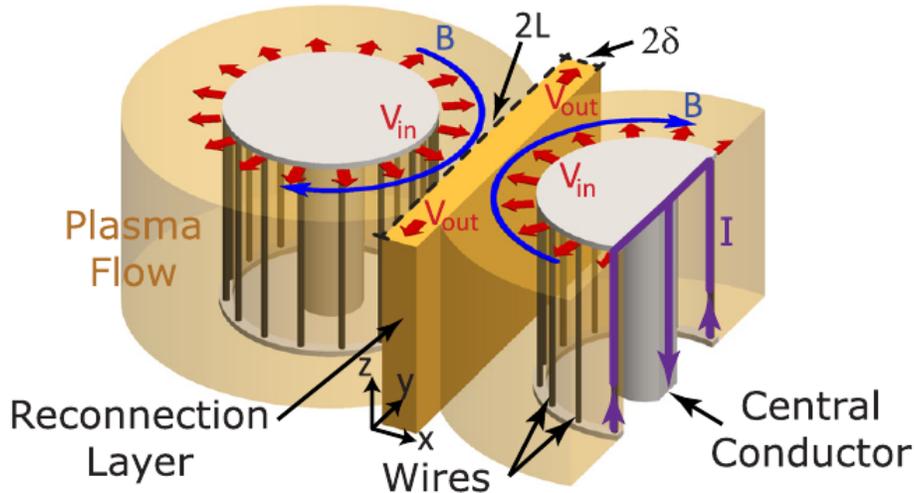


FIGURE 1.17 – Schéma du montage expérimental à "MAGPIE". La couche de reconnexion est matérialisée au plan mitoyen. Le courant généré par MAGPIE est représenté par les flèches violettes. Tirée de Hare et al. [2017].

Le schéma illustré en Figure 1.17, représente le montage expérimental, où deux cylindres composés de 16 fils de carbone et d'un conducteur central ont été placés côte à côte. Une impulsion de courant de haute puissance est produite et est envoyée en parallèle dans les deux cylindres. Elle traverse les 16 fils de carbones et le conducteur central. Lors de sa traversée, elle ionise les fils en raison de son intensité et chauffe le plasma produit ( $T_e \sim 15$  eV et  $T_i \sim 50$  eV). Le plasma ablaté résultant est accéléré par le champ magnétique via l'effet Hall,  $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ . En même temps, une partie du courant est convertie en champ magnétique qui est entraîné par le flot de plasma dans la direction sortante à une vitesse supersonique ( $M_s \sim 1.6$ ) et sub-Alfvénique ( $M_A$ , le rapport de la vitesse fluide sur la vitesse alfvénique). Pendant toute la durée de l'impulsion de courant, les fils continuellement ablatés maintiennent le flot de plasma magnétisé dans la couche de reconnexion. La couche de reconnexion correspond au plan situé à mi-distance des deux cylindres, où le champ magnétique est antiparallèle, voir Figure 1.17. Dans ces conditions plasmas, les paramètres- $\beta$  sont  $\beta_{th} \sim 0.7$  et  $\beta_{dyn} \sim 0.9$  (rapport de la pression thermique ou cinétique sur la pression magnétique) et un nombre de Lundqvist de l'ordre de  $S \sim 120$ .

Au cours de l'expérience, ils ont pu observer la formation d'une couche de courant qui se brise et induit la formation de multiples plasmodes. Les images expérimentales de l'émission

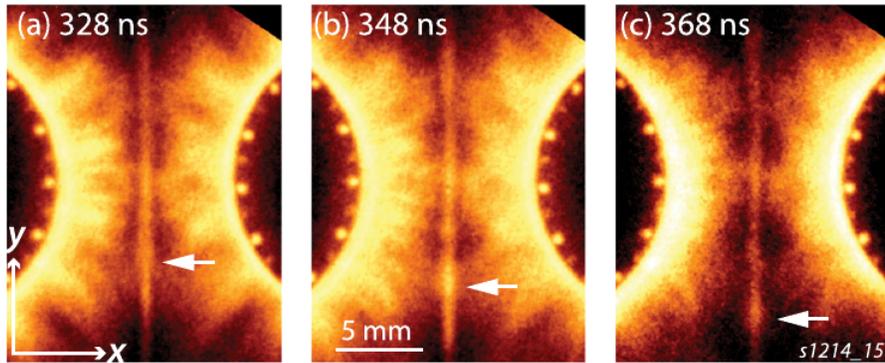


FIGURE 1.18 – Images de l'émission propre du plasma à trois temps, où l'on observe la formation de plasmoides et son évolution. La position d'un plasmotide est indiquée par la flèche blanche. Tirée de Hare et al. [2017].

propre du plasma, cf Figure 1.18, suggèrent la présence d'une couche de courant au plan mitoyen. Sur cette séquence, on peut suivre la formation d'un plasmotide désigné par la flèche blanche en Figure 1.18 et son éjection. La croissance d'une instabilité de déchirement dans ce plasma semi-collisionnel peut expliquer une élévation anormale de la température dans la couche de courant au vu des conditions plasma et en comparaison du modèle de Sweet-Parker. En effet, dans la couche de courant, ils mesurent une température des ions de  $T_i = 600$  eV. Or, le temps caractéristique pour atteindre une telle température suivant le modèle de Sweet-Parker serait de l'ordre de 800 ns, alors que l'expérience ne dure que 500 ns. Ce chauffage peut s'expliquer au travers de l'instabilité de déchirement ou voire d'une résistivité anormale.

### 1.4.3 LAPD

"The LArge Plasma Device" (LAPD) est une installation expérimentale située à l'université de Californie à Los Angeles. Cette installation produit du plasma par une décharge à courant continu entre une cathode d'oxyde de Baryum et une anode en grille [Gekelman et al., 2012]. L'appareil fait 18 m de long et son diamètre est de 60 cm, voir le panneau de gauche en Figure 1.19.

Jusqu'à présent, toutes les expériences présentées ne reproduisaient qu'une reconnexion bidimensionnelle<sup>10</sup>. Toutefois dans la nature, la reconnexion est tridimensionnelle. L'installation LAPD a la capacité d'étudier la reconnexion entre des filaments de flux magnétique<sup>11</sup>. Les filaments de flux sont générés entre l'anode et la cathode. Quant au champ magnétique axial, il est induit à l'aide de solénoïdes pouvant fournir un champ magnétique entre 30 mT et 0.25 T. Par conséquent, le paramètre- $\beta$  est compris entre 0.01 et  $10^{-4}$ .

Au cours des expériences, ils mesurent la distribution tridimensionnelle du champ magnétique afin d'avoir une image des lignes de champ, voir Figure 1.19(droite) et Figure 1.20. Pour effectuer une telle mesure, une sonde à trois axes est utilisée et déplacée entre deux

10. On notera que certaines de ces installations ont été améliorées afin d'imposer un champ guide.

11. Dans la littérature, les filaments de flux magnétique sont désignés par l'appellation : "flux ropes".

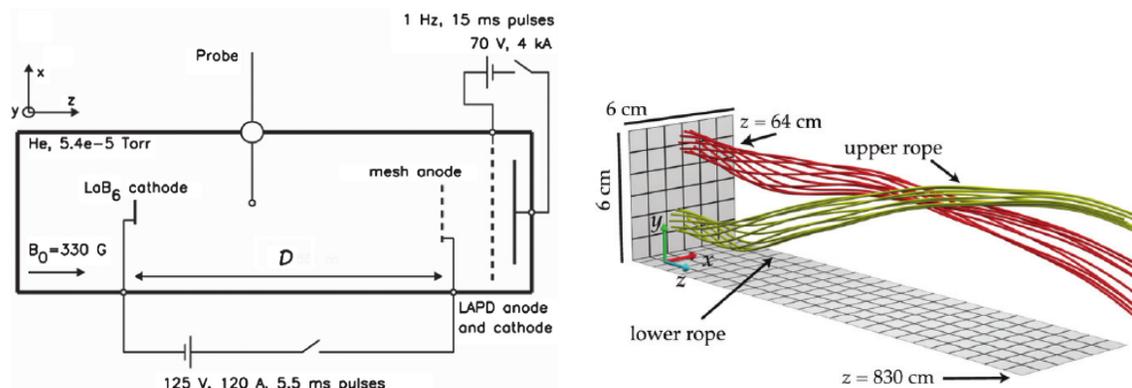


FIGURE 1.19 – (panneau de gauche) Représentation schématisée de l’installation LAPD, (panneau de droite) Les courbes tridimensionnelles correspondent aux lignes du champ magnétique composant les deux filaments magnétiques. Tirée de Gekelman et al. [2012].

répétitions. Puisque les expériences sont reproductibles, il est possible de compiler toutes les mesures effectuées au cours de millions de répétitions afin de cartographier tout le volume avec une grande précision. Comme la représentation 3D du panneau de droite en Figure 1.19 le montre, les filaments s’enroulent et se tordent tout en se rapprochant. Ceci illustre bien la complexité du mouvement des deux filaments. Néanmoins, Gekelman et al. ont réussi à mettre en lumière que la reconfiguration magnétique entre les filaments magnétiques avait lieu en étudiant méticuleusement la topologie magnétique sur certains plans transverses. Sur la figure 1.20 est donnée une séquence de topologie magnétique où l’on observe le phénomène se dérouler. Tout d’abord, les lignes magnétiques se rapprochent, puis elles reconnectent et finalement elles s’éloignent. Les flèches présentées en Figure 1.20 aident à la visualisation de cette séquence. Ces sites de reconnexion peuvent apparaître à tout moment et en de nombreux endroits au vu du mouvement des flux magnétiques. À l’aide de ces images, ils ont été en mesure d’identifier la présence de couche dite quasi-séparatrice pour la première fois en laboratoire et de commencer à caractériser leur comportement lors d’une reconnexion entre des filaments magnétiques. Le concept de couche quasi-séparatrice a été émis à la suite d’études sur les effets tridimensionnels sur la reconnexion magnétique et les expériences menées sur cette installation ont confirmé leur présence.

## 1.5 Laser de puissance

Nilson et al. [2006] et Li et al. [2007] ont montré que la technologie des lasers de puissance était une alternative viable afin d’étudier le mécanisme de reconnexion non-collisionnelle forcée. Dans cette section, nous présenterons comment une installation laser peut être mise à contribution afin d’étudier ce phénomène.

Dans un premier temps, nous présenterons brièvement le comportement de la matière soumise à des flux de photons à haute intensité, celle du faisceau laser. Puis nous verrons la boucle de rétroaction qui existe entre le champ magnétique et le flux de chaleur ainsi que

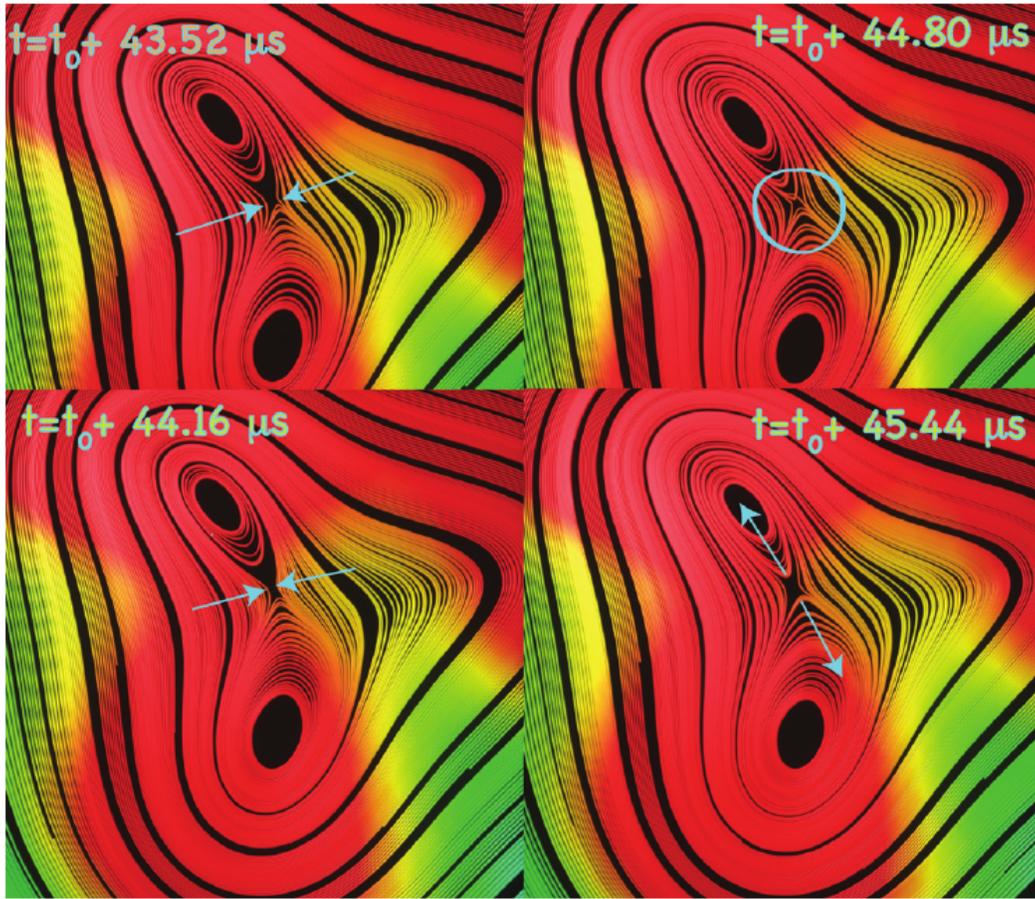


FIGURE 1.20 – Évolution temporelle des lignes du champ magnétique sur un plan donné (à 3.29 m de la source de courant). Dans un premier temps, les lignes se rapproches l’une de l’autre, puis elles reconnectent. Une fois reconnectées, elles s’éloignent l’une de l’autre. Tirée de Gekelman et al.[Gekelman et al., 2012].

le mécanisme source du flux magnétique, appelé l’effet Biermann-batterie. Finalement, nous verrons comment les plasmas HDE sont mis à profit pour étudier la reconnexion, ainsi que les résultats majeurs obtenus lors de cette dernière décennie sur ces plateformes laser.

### 1.5.1 Interaction laser-cible [Atzeni and Meyer-ter Vehn, 2004]

Lorsqu’une impulsion laser de forte intensité ( $10^{14} \text{ W/cm}^2 < I_{laser} < 10^{16} \text{ W/cm}^2$ ) irradie une cible solide, la lumière laser ionise quasiment instantanément la matière. À ces intensités, le champ électrique du laser est suffisamment élevé pour perturber la barrière de potentiel des atomes et ainsi permettre aux électrons de s’échapper. Le plasma formé se détend dans le vide dont un profil de densité s’échelonnant de la densité du solide jusqu’au vide. La partie de faible densité constitue la couronne. Cette partie du plasma est transparente, c’est-à-dire que le laser

s'y propage bien que les gradients de densités réfractent une partie de sa lumière. La lumière du laser est réfléchié lorsque la densité a atteint une valeur seuil appelée densité critique. Au-delà de la densité critique, le plasma est opaque à la lumière. On démontrera que la densité critique est donnée par la relation :  $n_{cr} = 1.1 \times 10^{21} \lambda_L^{-2}$ , où la densité est exprimée en  $\text{cm}^{-3}$  et la longueur d'onde du laser en  $\mu\text{m}$ . Dans cette région coronale en deçà de la densité critique, l'absorption du laser est dominée par le processus de Bremsstrahlung inverse. L'émission de bremsstrahlung désigne l'accélération d'une particule chargée lors de l'interaction avec une autre particule chargée résultant en l'émission d'un photon. Par opposition, le bremsstrahlung inverse est un processus d'absorption où un photon déplace une particule chargée (ici, un électron) dans le voisinage d'une autre particule chargée (ici, un ion). L'interaction des deux particules défléchit la trajectoire de l'électron de façon aléatoire. De cette manière, une partie de l'énergie lumineuse est convertie en énergie thermique.

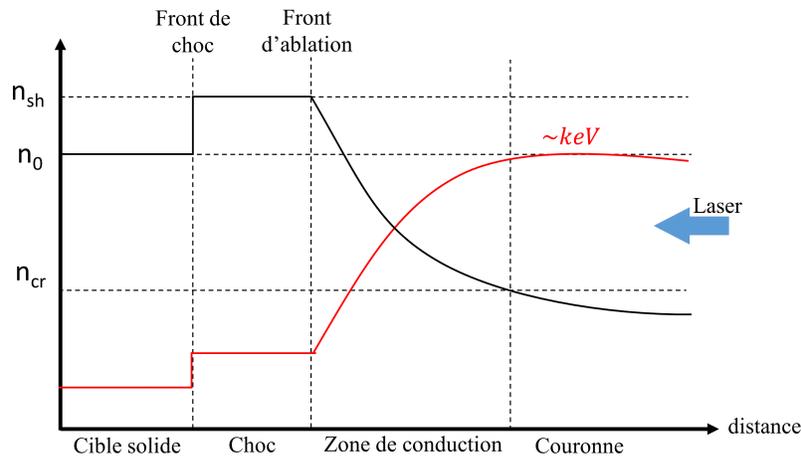


FIGURE 1.21 – Profils spatiaux de la densité électronique (**noir**) et de la température électronique (**rouge**) lors d'une interaction laser-solide.  $n_0$  est la densité solide ( $n_0 \sim 10^{22} - 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ ),  $n_{sh}$  est la densité dans le choc se propageant dans la cible. Quant à la température, on notera que dans la zone de conduction elle est de l'ordre de 100 eV.

L'ablation de la matière crée une forte pression qui résulte en la formation d'une onde de choc qui se propage dans les couches plus profondes de la cible. Comme illustré en Figure 1.21, 4 zones se distinguent : la couronne (où  $n_e < n_{cr}$ ), la zone de conduction, la zone choquée et enfin ce qu'il reste de la cible (encore non atteinte directement par le laser). On notera que le transport de l'énergie thermique dans la zone de conduction s'effectue par conduction électronique. Dans la zone choquée, où la densité est très élevée, le transport est porté par les photons (conduction radiative).

*La zone de conduction* est la partie dense du plasma ablaté les flux de chaleur en jeu dans cette partie contribuent fortement à la dynamique du plasma. Nous allons donc étudier dans le reste de cette section comment le transport de chaleur s'effectue dans la zone de conduction et comment le plasma est affecté.

Comme nous venons de l'évoquer, le transport de chaleur est porté par les électrons dans la *zone de conduction* en raison de leur faible inertie et de leur grande mobilité. Le modèle de Spitzer-Härm donne une première estimation du flux de chaleur porté par les électrons. Ce modèle se place dans un plasma non-magnétisé et dont le parcours moyen des électrons,  $\lambda_{mfp}$ , est bien plus petit que la longueur caractéristique du gradient de température du plasma :  $\lambda_{mfp} \ll T_e/|\nabla T_e|$ . L'équation de Vlasov, éq. 1.52, peut s'écrire donc sous la forme :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} + \frac{e}{m_e} \mathbf{E} \cdot \frac{\partial f_j}{\partial \mathbf{v}} = -\nu_{ei}(v)(f - f_0) \quad (1.64)$$

Ici, nous avons pris en compte la collision entre les particules en faisant "l'approximation du temps de relaxation". Les collisions sont prises en compte à l'aide du terme de droite, qui est un terme simplifié. Ce terme fait tendre la distribution vers la distribution maxwellienne,  $f_0$ .  $\nu_{ei}$  est la fréquence de collision électron-ion. Rappelons que le flux de chaleur est le moment centré d'ordre 3 (où  $\mathbf{u}$  est la vitesse fluide) qui s'écrit sous la forme :

$$\mathbf{Q} = \frac{m_e}{2} \int (\mathbf{u} - \mathbf{v}) \otimes (\mathbf{u} - \mathbf{v}) \otimes (\mathbf{u} - \mathbf{v}) f(\mathbf{v}) d^3\mathbf{v} \quad (1.65)$$

Si la distribution est maxwellienne ou symétrique, alors  $\mathbf{Q} = 0$ . Ainsi, pour prendre en considération le flux de chaleur, il suffit que la distribution soit dissymétrique autour de la vitesse moyenne. Ainsi dans un modèle linéarisé à l'ordre 1, la fonction de distribution peut s'écrire sous la forme :  $f = f_0 + f_1$ .  $f_0$  correspond toujours à une fonction maxwellienne.

Nous ne rentrerons pas dans les détails des calculs, le lecteur pourra se reporter à Drake et al. [2006]. Mais  $f_1$  peut être explicité par rapport à  $f_0$  en utilisant l'équation 1.65 linéarisée. Une fois  $f_0$  et  $f_1$  connus, on les injecte dans l'équation du flux de chaleur, éq. 1.65. Le flux de chaleur dit de Spitzer-Härm s'exprime ainsi :

$$\mathbf{Q}_{SH} = -64\sqrt{2/\pi} \frac{n_e k_B^2 T_e}{m_e \nu_{ei}} \nabla T_e \quad (1.66)$$

Dans le modèle classique de Spitzer-Härm, le flux de chaleur est donc local, i.e qu'il est fonction des paramètres locaux du plasma, puisqu'il s'écrit sous la forme d'un terme de diffusion  $\mathbf{Q}_{SH} = -K_{SH} \nabla T_e$  où  $K_{SH}$  est la conductivité de Spitzer-Härm dépendant des paramètres locaux. Ce modèle est valide que pour des faibles gradients, car c'est un calcul linéaire. Or, on peut se poser la question de la validité de cette hypothèse lors d'une interaction laser-solide qui implique de forts gradients. Le caractère local de cette théorie est basé sur une forte collisionnalité, plus exactement que la longueur caractéristique du gradient de température est plus grande que le libre parcours d'un électron. On comprend donc que la collisionnalité des électrons régit le flux de chaleur porté par les électrons en raison de la mobilité des électrons. En effet, une forte collisionnalité des électrons implique que l'électron ne pourra transporter le flux de chaleur que dans son voisinage, en d'autres termes localement. Au contraire, si le libre parcours moyen des électrons est bien plus grand que la longueur caractéristique du plasma (la collisionnalité est négligeable), une description locale ne sera plus suffisante, voire incorrecte. En effet, les électrons transportant le flux de chaleur se déplacent dans des régions dont les paramètres ne sont plus les mêmes. Cette description suggère qu'un formalisme cinétique est nécessaire. En effet, la contribution de chaque électron pour transporter le flux de chaleur

dépendra de la vitesse de l'électron, d'où l'importance de différencier le comportement des électrons individuellement.

### 1.5.2 Couplage flux de chaleur et champ magnétique

Le flux de chaleur de Spitzer-Härm souffre d'une part d'une description locale (il ne peut restituer correctement le flux de chaleur dans de forts gradients) et d'autre part parce qu'il considère un plasma non-magnétisé. Or, le champ magnétique a aussi des répercussions sur le transport du flux de chaleur au même titre que la collisionnalité. Prenons un plasma fortement magnétisé, le rayon de Larmor (rayon de gyration autour de la ligne du champ magnétique) est beaucoup plus faible que la longueur caractéristique du gradient du plasma. Les électrons suivent donc une ligne de champ et donc une description locale du transport du flux de chaleur semble correcte, puisqu'ils restent au voisinage de leur ligne de champ. Cependant dans le cas contraire, quand le plasma est faiblement magnétisé, le rayon de Larmor est bien supérieur à la longueur caractéristique du plasma et on se retrouve dans la configuration précédemment évoquée où les électrons ne sont plus contraints dans leur voisinage, permettant un transport du flux de chaleur non-local. Ainsi, le champ magnétique et le flux de chaleur sont étroitement liés. Il est donc indispensable de décrire l'interaction qui couple le champ magnétique au flux de chaleur puisque l'un comme l'autre interviennent sur l'évolution de l'autre.

Un premier modèle du transport de chaleur dans un plasma magnétisé a été développé par Braginskii [1965]. Cette théorie met en évidence le couplage entre le flux de chaleur et le champ magnétique. Le développement du calcul est assez proche de celui présenté précédemment pour le flux de chaleur de Spitzer-Härm. Le principe consiste à développer l'équation cinétique (l'éq. 1.64) ; hormis que dans le modèle de Braginskii, le terme  $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$  est présent. Le principe est d'exprimer les quantités fluide (densité, courant électrique et courant thermique) en fonction du champ électrique, du gradient de température et du gradient de densité électronique.

Le champ électrique peut être exprimé à l'aide de la loi d'Ohm généralisée [Braginskii, 1965] :

$$\mathbf{E}_{Br} = -\mathbf{v}_i \times \mathbf{B} - \frac{1}{en_e} (\mathbf{j} \times \mathbf{B} - \nabla \cdot P_e) + \bar{\bar{\alpha}} \frac{\mathbf{j}}{en_e} + \bar{\bar{\beta}} \frac{\nabla T_e}{en_e} \quad (1.67)$$

Le flux de chaleur est donc fonction de  $\mathbf{j}$  et de  $\nabla T_e$  :

$$\mathbf{Q}_{Br} = -\frac{k_b T_e}{e} \bar{\bar{\beta}} \cdot \mathbf{j} - \bar{\bar{\kappa}} \nabla T_e \quad (1.68)$$

On notera l'apparition de tenseurs dans les équations 1.67 et 1.68. Ils ont été introduits par Braginskii et ils sont des coefficients de transport :

- $\bar{\bar{\alpha}}$  : le tenseur de résistivité électrique
- $\bar{\bar{\beta}}$  : le tenseur de conductivité thermo-électrique
- $\bar{\bar{\kappa}}$  : le tenseur de conductivité thermique

Les trois coefficients de transport dépendent du degré d'ionisation du plasma,  $Z$ , et de la magnétisation,  $\chi \equiv \omega_{ce}/\nu_{ei}$ , où  $\omega_{ce} = eB/m_e c$  : la gyro-fréquence des électrons. Afin de résoudre le système posé par Braginskii, éq. 1.67-1.68, il faut calculer au préalable le jeu de coefficients de transport  $(\bar{\alpha}, \bar{\beta}, \bar{\kappa})$  par rapport à  $(Z, \chi)$ , qui va lui-même dépendre de la forme de  $f_1$ . Nombre de travaux analytiques ont proposé de calculer les coefficients de transport en décrivant la fonction  $f_1$  à l'aide d'un polynôme et ou en la calculant numériquement. Tous ces travaux sont résumés par Epperlein and Haines [1986]. Un calcul précis de ces coefficients a été proposé par Epperlein and Haines [1986]. En Figure 1.22 est tracé le tenseur de conductivité thermo-électrique de l'étude d'Epperlein and Haines [1986].

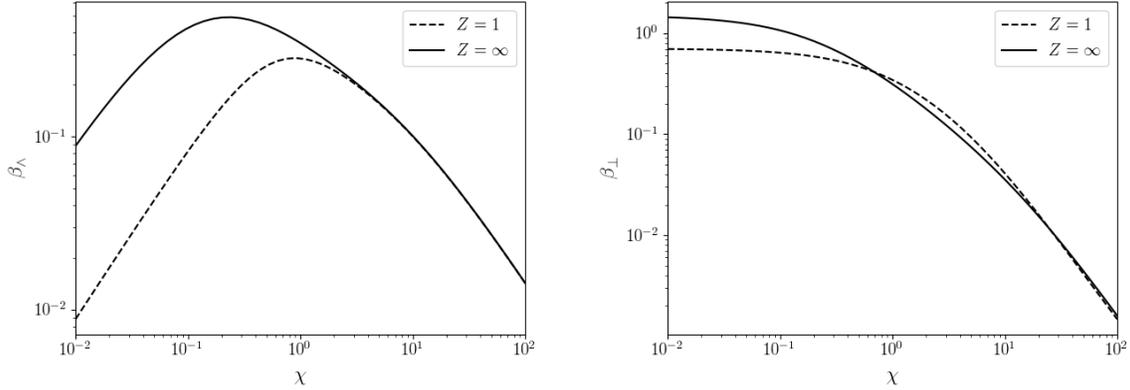


FIGURE 1.22 – Composantes  $\beta_{\perp}$  et  $\beta_{\parallel}$  du tenseur thermo-électrique en fonction du paramètre de Hall,  $\chi$ , et pour  $Z = 1$  et  $Z = \infty$ , selon l'étude d'Epperlein and Haines [1986]

### 1.5.2.1 Effet Righi-Leduc : advection du flux de chaleur par le champ magnétique

Le flux de chaleur de Braginskii est donné par l'équation 1.68. Le tenseur de conductivité thermique peut s'écrire en fonction de la conductivité thermique de Spitzer-Härm :  $\bar{\kappa} = K_{SH} \bar{X}$  où  $\bar{X}$  est un tenseur défini par la fonction dépendant de  $\chi$  et tracé en Figure 1.23. En prenant en compte cette nouvelle notation, on peut donc écrire le flux de chaleur sous la nouvelle forme à l'aide du flux de chaleur de Spitzer-Härm (éq. 1.66) :

$$\mathbf{Q}_{Br} = -\frac{k_b T_e}{e} \bar{\beta} \cdot \mathbf{j} - \bar{X} Q_{SH} \quad (1.69)$$

En explicitant par rapport à la notation de Braginskii, où  $\parallel$  est parallèle à  $\mathbf{B}$ ,  $\perp$  est perpendiculaire à  $\mathbf{B}$  mais colinéaire au vecteur en question (ici,  $\nabla T_e$ ) et  $\wedge$  est perpendiculaire à  $\mathbf{B}$  et à  $\nabla T_e$ , l'équation 1.69 se transforme sous la forme suivante en faisant apparaître les composantes du tenseur de conductivité thermique normalisées (cf Figure 1.23). Cette nouvelle écriture permet de mieux interpréter le comportement du flux magnétique en fonction de la magnétisation des électrons.

$$\mathbf{Q}_{Br} = \left( -\frac{k_b T_e}{e} \beta_{\perp} \cdot \mathbf{j} + X_{\perp} \mathbf{Q}_{SH} \right) + \mathbf{b} \times \left( -\frac{k_b T_e}{e} \beta_{\wedge} \cdot \mathbf{j} + X_{\wedge} \mathbf{Q}_{SH} \right) \quad (1.70)$$

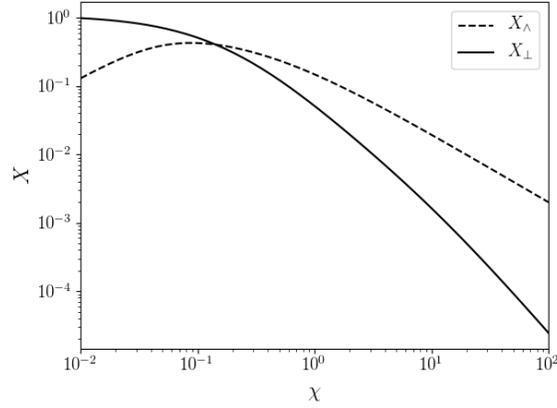


FIGURE 1.23 – Composantes  $\beta_{\perp}$  et  $\beta_{\wedge}$  du tenseur de conductivité thermique normalisé en fonction du paramètre de Hall,  $\chi$ , et pour  $Z = \infty$ .  $\beta_{\perp}$  et  $\beta_{\wedge}$  ont été calculés à l'aide de l'étude cinétique d'Epperlein and Haines [1986].

- Quand  $\chi \rightarrow 0$  :  $Q_{Br} \rightarrow Q_{SH}$ . Lorsqu'on néglige le champ magnétique, on retrouve le flux magnétique de Spitzer-Härm.
- Quand  $0.01 < \chi < 0.1$  (faiblement magnétisé) : On reste toujours proche du flux de chaleur de Spitzer-Härm. Cependant, le flux de chaleur tourne, emporté par le terme  $\mathbf{b} \times \nabla T_e$  (4ème terme de l'équation 1.70).
- Quand  $0.1 < \chi$  (magnétisé) : le flux de chaleur tourne encore plus en raison du terme  $\mathbf{b} \times \nabla T_e$ .  $\bar{X}$  et  $\bar{\beta}$  tendent vers 0, c'est-à-dire que la magnétisation du plasma commence à inhiber le flux de chaleur.
- Quand  $\chi \rightarrow \infty$ , alors le flux de chaleur est nul. Les électrons magnétisés sont gelés au champ magnétique et leur mobilité s'en trouve limitée. Ils ne peuvent donc plus porter le transport de chaleur.

L'effet Righi-Leduc est l'advection du flux de chaleur par le champ magnétique que l'on vient d'évoquer. Dans un plasma magnétisé, le flux de chaleur tourne dans la direction  $\mathbf{b} \times \nabla T_e$ . Lorsque le plasma est faiblement magnétisé, une très faible perte y est associée. Seulement, une augmentation de la magnétisation entraîne une inhibition du flux de chaleur.

### 1.5.2.2 Effet Nernst : advection du champ magnétique par le flux de chaleur

À partir de la loi d'Ohm généralisée (éq. 1.67), nous pouvons établir l'équation d'induction en injectant la loi d'Ohm généralisée de Braginskii dans l'équation de Maxwell-Faraday :

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}_{Br} = \nabla \times \left[ -\mathbf{v}_i \times \mathbf{B} - \frac{1}{en_e} (\mathbf{j} \times \mathbf{B} - \nabla \cdot P_e) + \bar{\alpha} \frac{\mathbf{j}}{en_e} + \frac{k_b \bar{\beta}}{e} \nabla T_e \right] \quad (1.71)$$

Nous retrouvons dans cette loi d'Ohm généralisée, (éq. 1.67) et donc dans cette équation d'induction, éq. 1.71, les mêmes termes que dans l'équation 1.63, i.e. le terme idéal, le terme de Hall, de résistivité et le terme de gradient de pression électronique. Nous remarquerons la présence du terme source dit de Nernst dans l'équation d'induction, éq. 1.71 :

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}_{Nernst} = \frac{k_b \bar{\beta}}{e} \nabla T_e = \frac{k_b}{e} (\beta_{\perp} \nabla T_e + \beta_{\parallel} \mathbf{b} \times \nabla T_e) \quad (1.72)$$

Mettons-nous dans un plasma de Lorentz (i.e. que les électrons n'entrent en collisions qu'avec des ions fixes) et qui est très faiblement magnétisé ( $\chi \rightarrow 0$ ),  $\beta_{\perp} \rightarrow 3/2$  et est constant au vu de la figure 1.22. En conséquence,  $\nabla (\beta_{\perp} \nabla T_e) = 0$ . Le terme source de Nernst se simplifie donc :

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}_{Nernst} = \frac{k_b}{e} (\beta_{\parallel} \mathbf{b} \times \nabla T_e) = \nabla \times (\mathbf{u}_{Nernst} \times \mathbf{B}) \quad (1.73)$$

où  $\mathbf{u}_{Nernst}$  est la vitesse de Nernst définie par  $\mathbf{u}_{Nernst} = \frac{k_b \beta_{\parallel}}{e B} \nabla T_e$ . Au vu de la forme du terme source de Nernst, le champ magnétique est aussi advecté avec une vitesse,  $\mathbf{u}_{Nernst}$ . En additionnant le terme idéal ( $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ ) et le terme de Nernst, nous pouvons écrire un nouveau terme d'advection de la forme :  $\mathbf{V} \times \mathbf{B}$  où  $\mathbf{V} = \mathbf{u}_{Nernst} + \mathbf{v}$  et donc que le champ est advecté à une vitesse  $\mathbf{u}_{Nernst} + \mathbf{v}$ .

Dans la limite d'un plasma de Lorentz,  $\beta_{\parallel}$  s'exprime en fonction de  $\kappa_{\perp} = K_{SH}$  et donc la vitesse de Nernst s'écrit par rapport au flux de chaleur de Spitzer-Härm et est appelée vitesse de Nernst thermique :

$$\mathbf{u}_{Nernst} \sim -\frac{K_{SH}}{3/2P_e} \nabla T_e = \frac{\mathbf{Q}_{SH}}{3/2P_e} \quad (1.74)$$

Cette dernière équation montre que la vitesse de Nernst est proportionnelle au flux de Spitzer-Härm. En d'autre terme que le champ magnétique est advecté par le flux de chaleur.

Toutefois, cette étude s'est placée dans un plasma très faiblement magnétisé. Pour  $\chi > 0.1$ , il semble que ce résultat ne soit plus valide. Somme toute, Kho and Haines [1985] ont étudié le couplage du champ magnétique au flux de chaleur au travers d'une description cinétique. Les résultats pointent que lorsque le plasma est fortement magnétisé, i.e.  $\chi \gg 1$ , la vitesse de Nernst reste proche de la vitesse de Nernst thermique (à un facteur 0.7 près) :  $u_{Nernst} \approx 0.7 \frac{\mathbf{Q}}{3/2n_e T_e}$ .

Nous venons de voir en développant l'équation d'induction selon le modèle de Braginskii que le champ magnétique était advecté par le flux de chaleur. Cette advection du champ magnétique par le flux de chaleur est connue sous le nom d'effet Nernst. Bien que ce modèle soit linéaire et ne peut pas décrire correctement la dynamique en présence de forts gradients de température ou lorsque le plasma est fortement magnétisé, des études ont montré que l'effet Nernst était bien présent même en dehors du cadre posé par Braginskii. Ce couplage entre le champ magnétique et le flux de chaleur est maintenu par les électrons énergétiques ( $\sim 3v_{th}$ ),

puisque ce sont les électrons énergétiques qui portent le flux de chaleur. Ces électrons sont moins collisionnels, ils seront plus sujets à emporter avec eux le champ magnétique. C'est pour cela que le couplage champ magnétique et flux de chaleur est peu dépendant de la magnétisation du plasma.

### 1.5.2.3 Effet Biermann-batterie : source de champ magnétique

Dans le paragraphe précédent, bien que nous l'ayons utilisée, nous ne l'avons pas évoqué, mais le système est fermé à l'aide d'une loi isotherme. En choisissant une pression isotherme et isotrope, la pression des électrons s'exprime donc à l'aide d'un scalaire :  $P_e = n_e k_B T_e$ . Regardons la contribution du terme gradient de pression électronique dans l'équation d'induction (éq. 1.71) :

$$\frac{\partial \mathbf{B}_p}{\partial t} = -\nabla \times \left[ \frac{1}{en_e} \nabla P_e \right] \quad (1.75)$$

En injectant l'équation de fermeture isotherme et en faisant quelques manipulations vectorielles, l'équation 1.75 se simplifie :

$$\frac{\partial \mathbf{B}_p}{\partial t} = \frac{1}{en_e} \nabla T_e \times \nabla n_e \quad (1.76)$$

La non-colinéarité du gradient de densité et du gradient de température produit un champ magnétique spontanément. Lors de l'ionisation d'une cible solide par un faisceau laser, une production très faible de champ magnétique au sein de la tache focale sera effective, puisque l'on considère les gradients doux au centre de la tache focale. Cependant en bordure de la tache focale le gradient est abrupt accentuant donc le développement du champ magnétique tout autour de la tache focale, voir Figure 1.24. Ce mécanisme produit donc spontanément un flux magnétique et ne nécessite pas une graine contrairement à l'effet dynamo.

Nous avons pu voir au travers de l'effet de Righi-Leduc et de l'effet Nernst que le champ magnétique était couplé au flux de chaleur et inversement. Nous pouvons représenter ceci au travers d'une boucle de rétroaction où le champ magnétique agit sur le flux de chaleur via l'effet de Righi-Leduc et le flux de chaleur advecte le champ magnétique à l'aide de l'effet de Nernst, cf Figure 1.25.

Dans une interaction laser-solide, tant que l'irradiation d'une cible solide par un laser est entretenue, un flux magnétique est produit continuellement. Le développement de ce plasma est donc gouverné par la boucle de rétroaction qui lie le champ magnétique au flux de chaleur. Ce couplage finit par former un champ magnétique toroïdal autour de la tache focale et contraint le champ magnétique le long de la couche de densité critique, cf Figure 1.26. C'est ce champ magnétique toroïdal que nous allons utiliser dans tout le reste du manuscrit pour étudier la reconnexion magnétique. Un tel champ atteint des valeurs comprises entre 100 T et 1000 T selon les paramètres laser et se détend dans le vide à des vitesses super-alfvéniennes et supersoniques [Lancia et al., 2014]. Dans chaque expérience, nous détaillerons les caractéristiques du plasma et du champ magnétique autogénéré associé.

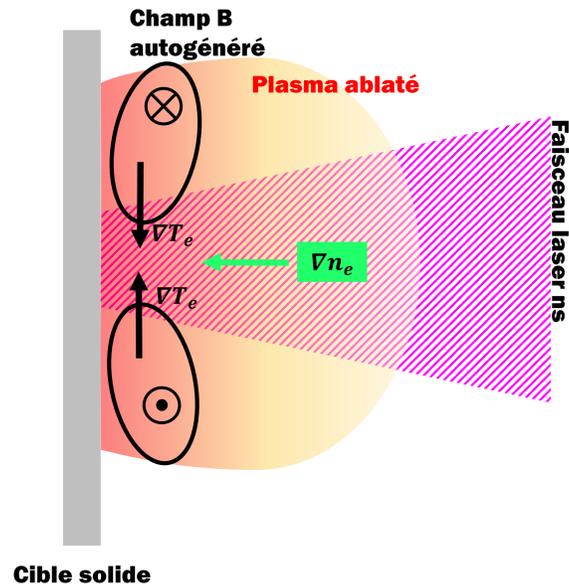


FIGURE 1.24 – Représentation schématisée de la production spontanée du champ magnétique via l'effet Biermann-batterie

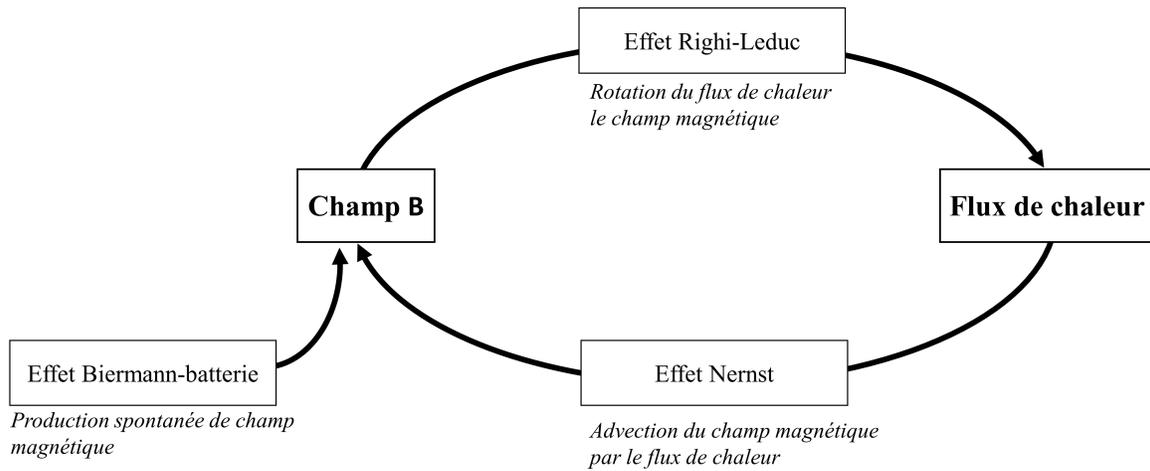


FIGURE 1.25 – Illustration de la boucle de rétroaction qui lie le champ magnétique et le flux de chaleur.

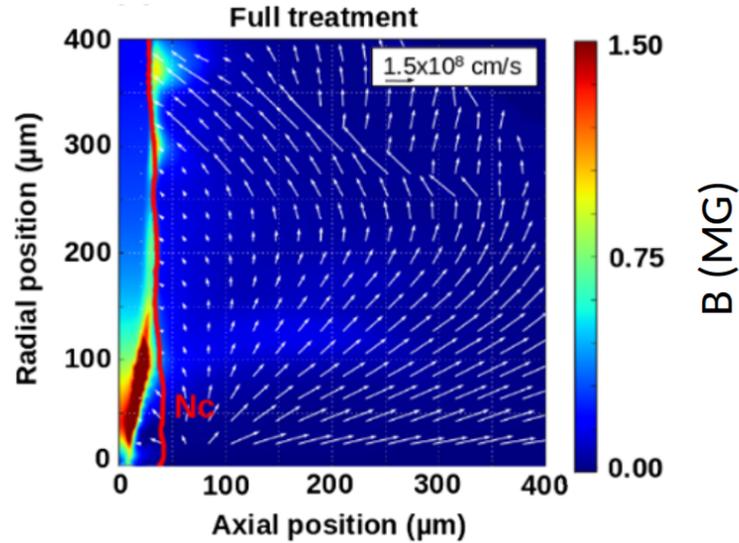


FIGURE 1.26 – Distribution de la composante azimutale du champ magnétique lors de l’interaction laser-solide obtenue à l’aide du code FCI2. Les flèches blanches correspondent à  $\mathbf{V} = \mathbf{u}_{Nernst} + \mathbf{v}$ . La courbe rouge matérialise l’isocontour associé à la densité critique. Tirée de Lancia et al. [2014]

### 1.5.3 Principe de la reconnexion induite par laser

Nous venons de présenter brièvement le déroulement de l’interaction laser-solide et de l’importance du champ magnétique dans la dynamique du plasma. Lors de la détente du plasma, ce dernier emporte avec lui le champ magnétique comme  $\beta \gg 1$  (le système est donc dominé par la pression du plasma). On retrouve ainsi du champ magnétique dans la couronne du plasma qui est aussi vue comme la bordure de la bulle de plasma. Dans cette région, la densité est assez faible ( $\sim 10^{19} \text{cm}^{-3}$ ), la collisionnalité est donc négligeable comparée à celle dans la zone de conduction. Il est admis que le champ magnétique est gelé dans le plasma qui se détend dans le vide. Typiquement dans le plasma de couronne lors de l’interaction d’un laser (200 J) sur une feuille d’aluminium, la température électronique est  $T_e \sim 800 \text{eV}$ , la densité électronique est  $n_e \sim 5 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$  et champ magnétique est  $B \sim 200 \text{T}$ . Ainsi, le paramètre de Hall ( $\chi = \omega_{ce}/\nu_{ei}$ ) est de l’ordre de 500. C’est ce champ magnétique toroïdal qui se renforce au cours du temps et qui se détend dans le vide avec le plasma qui a attiré l’attention de quelques groupes de chercheurs afin d’étudier la reconnexion forcée dans un régime, dont le paramètre- $\beta$  est élevé.

Rappelons que dans un schéma de la reconnexion antiparallèle, la reconnexion se développe lorsque deux flots de plasma magnétisé se font face et avec leurs lignes magnétiques antiparallèles. Ces deux flots de plasma en amont de la région de diffusion apportent le champ magnétique dans la zone de reconnexion. Il apparaît donc une analogie directe entre la détente du plasma induit par laser et le flot en amont de la reconnexion. En outre, le champ

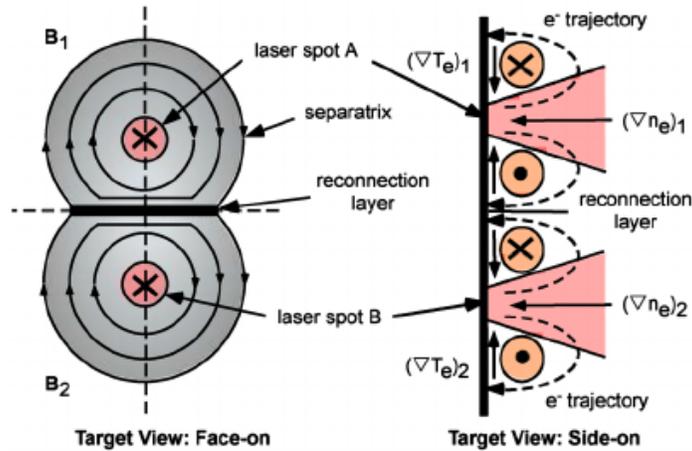


FIGURE 1.27 – Représentation schématisée de la configuration de la reconnexion magnétique induite par deux faisceaux laser ainsi que le champ magnétique. Tirée de Nilson et al. [2006]

magnétique produit par laser est azimutal (parallèle à la surface solide) et la polarisation du champ est invariante, c'est-à-dire que le tore (ou ruban) magnétique "tourne" toujours dans le même sens selon la normale à la cible, cf Figure 1.27. On comprend que pour avoir des lignes de champ magnétique antiparallèles, il suffit donc que les deux plasmas soient produits sur le même plan, cf Figure 1.27. En d'autres termes, prenons deux spots laser voisins suffisamment éloignés (pour empêcher un recouvrement) qui ionisent une cible solide plane. Suite à la détente du plasma, les deux bulles de plasmas vont entrer en collision. Au point de contact, les lignes du champ magnétique des deux boucles sont antiparallèles. La configuration est donc dans les bonnes conditions pour que la reconnexion se développe, mais il faudra aussi pour cela briser le théorème du gel. Cette condition pourra être remplie à l'aide du gradient de pression (tenseur de pression de la loi d'Ohm généralisée). Nous avons donc choisi d'utiliser cette configuration tout au long de mon travail de thèse pour étudier la reconnexion magnétique fortement forcée. Le forçage provient du flot de plasma entrant qui est continuellement alimenté par l'ablation de la matière par l'impulsion laser.

Les premières expériences de reconnexion magnétique exploitant une installation laser datent de 2006, où Nilson et al. [2006] prouvent le principe de la reconnexion induite par laser de puissance à l'installation Vulcan. Ils proposent le schéma que nous venons d'évoquer, i.e deux faisceaux laser ionisent une feuille d'aluminium (ou d'or) dont l'intensité laser sur cible est de l'ordre  $10^{15} \text{ W.cm}^{-2}$  et les deux taches focales sont séparées de  $400 \mu\text{m}$ . On notera que jusqu'à présent il n'existe pas de travaux s'intéressant aux effets du numéro atomique (et degrés d'ionisation) des ions composant le plasma et ainsi que sur la dynamique du plasma. Les expériences sur la reconnexion induite par laser ont commencé à être menées grâce au développement de la radiographie proton au début des années 2000 [Borghesi et al., 2001] rendant possible de cartographier la distribution spatiale du champ électromagnétique. Ce diagnostic a bien été implémenté dans l'étude de Nilson et al. afin de sonder la topologie ma-

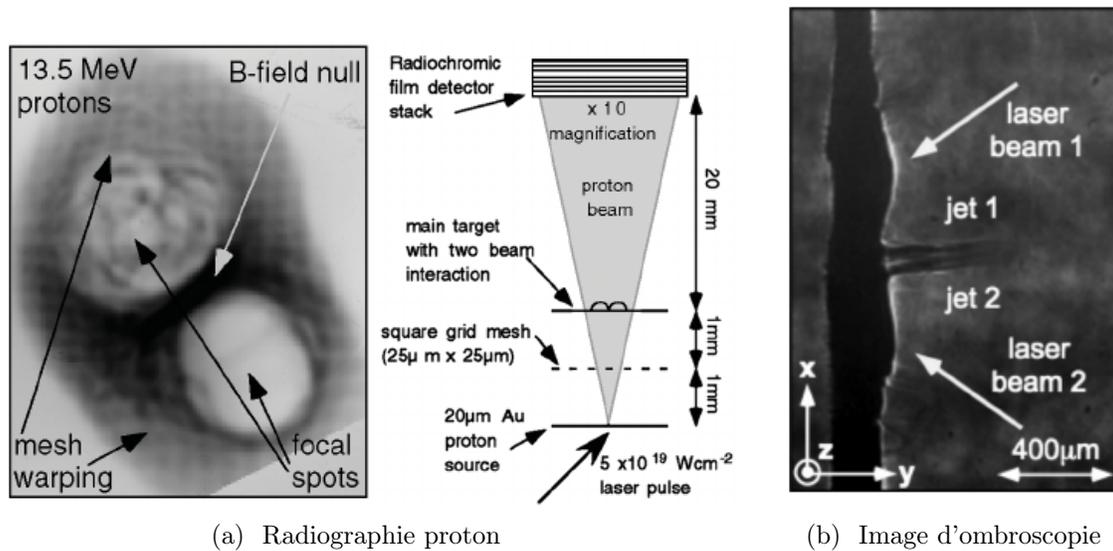


FIGURE 1.28 – (a) Image de radiographie proton prise 100 ps après l'irradiation de la cible par l'impulsion laser et le schéma associé de l'implémentation de ce diagnostic. (b) Image d'ombroscopie montrant la formation de deux jets se propageant en direction du vide depuis la cible. Tirée de Nilson et al. [2006, 2008].

gnétique et il a permis de montrer la formation d'une région de reconnexion associée à une couche neutre au point de contact, cf Figure 1.28a. Sur les images de radiographie proton, les variations de contraste correspondent à des variations de dose déposée par les protons sur le détecteur. On notera qu'une accumulation de dose se traduit par une zone sombre sur les images de radiographie proton. Ces accumulations de protons sont liées à de forts gradients magnétiques. Par exemple, sur l'image en Figure 1.28a, cette zone sombre indiquée par la flèche "B-field null" est associée à un fort gradient magnétique qui est nécessaire à la mise en place de la reconnexion. Quant aux zones claires, elles correspondent à des régions de déplétion de protons. Par exemple, sur l'image en Figure 1.28a au niveau des taches focales, le champ magnétique expulse les protons en dehors. Pour résumer, l'image en Figure 1.28a montre donc qu'au point de contact le gradient magnétique est bien prononcé et qu'il est nul au centre, ce qui confirme une configuration favorable à la reconnexion. À cette période, peu d'analyses quantitatives étaient effectuées avec ce diagnostic. Cette observation faite avec la radiographie proton a été accompagnée par une mesure de la température dans la couche de courant qui croît localement et de façon inattendue. Cette augmentation de la température est cohérente avec une reconnexion de Sweet-Parker.

Par la suite, beaucoup d'efforts ont été portés sur l'amélioration du diagnostic de radiographie proton afin de caractériser quantitativement le champ magnétique (plus exactement le champ magnétique intégré le long du parcours des protons) ainsi que sur l'amélioration de la résolution spatiale de ce diagnostic. Ces avancements ont permis à Li et al. [2007] et Willingale et al. [2010] de confirmer que la reconnexion se développe entre deux bulles de plasma voisines. Ces expériences ont été conduites respectivement à l'installation Omega et à

l'installation VULCAN.

En parallèle de ces mesures de champ magnétique, l'observation des jets de plasma éjectés lors de la reconnexion a attiré l'intérêt de groupes. Lors d'un événement de reconnexion magnétique, la matière est évacuée hors de la région de reconnexion sous la forme d'un éjecta. Or, Nilson et al. [2008] avaient observé un jet de plasma se déplaçant à  $v \sim 500$  km/s ( $M_A \sim 3.5$ , mach alvénique) le long de la couche de courant à l'aide d'un diagnostic d'ombroscopie, cf Figure 1.28b et d'interférométrie. Zhong et al. [2010] ont par la suite reproduit une expérience similaire à l'installation SG-II en Chine et ont mesuré une vitesse de flot sortante égale à la vitesse d'Aflvén. Cependant dans cette expérience, ils ont utilisé 4 faisceaux laser pour illuminer la cible en face avant et en face arrière, contrairement aux autres expériences où seulement un côté était ionisé, ce qui est illustré sur le schéma en Figure 1.28a. Au travers de lois d'échelle, ils ont démontré que ces expériences pouvaient être comparées aux éruptions solaires observées par satellite et donc apportées des mesures in situ complémentaires. En se basant sur une imagerie à rayonnement X (une image de l'émission propre du plasma dans la gamme des rayons X), ils ont pu montrer que le jet se penchait lorsque la configuration n'était plus symétrique. Pour arriver à une configuration asymétrique, l'intensité laser sur cible était déséquilibrée entre les deux taches. Au contraire, lors d'une reconnexion asymétrique Rosenberg et al. [2015] ont montré que la reconnexion n'était pas sensible au caractère asymétrique. Plus exactement, le taux d'annihilation du flux magnétique au point de contact des deux bulles n'est pas sensible à ce déséquilibre dans la limite de la résolution de la radiographie proton. Ils suggèrent donc que la reconnexion du flux magnétique était rythmée par la moyenne des deux flots entrants, qui est identique dans le cas symétrique ou asymétrique. Ce résultat ne remet pas en question l'observation de Zhong et al. En effet, ce déséquilibre peut entraîner une légère modification de la morphologie de la région de diffusion sans pour autant altérer le taux de reconnexion.

Toutes les expériences jusqu'à présent évoquées se placent dans un régime quasiment similaire, puisque l'intensité laser est de l'ordre de  $10^{14}$  W·cm<sup>-2</sup>. Le plasma est chauffé à des températures entre 500 eV et 1 keV et le champ magnétique est de l'ordre de la centaine de Teslas. Le paramètre  $\beta$  par conséquent est de l'ordre de 20. Pour réduire au maximum la collisionnalité dans la couche de courant et étudier de cette manière la reconnexion dans un régime non-collisionnel/semi-collisionnel les bulles de plasmas sont éloignées d'environ 500  $\mu$ m et le nombre de Lundqvist associé est de l'ordre de  $S \sim 100 - 500$ .

Bien que les conditions plasmas soient bien distinctes de celles des plasmas spatiaux, la possibilité de changer certains paramètres plasma (en déplaçant les rubans magnétiques, en changeant la nature de la cible, en contrôlant l'intensité ou en changeant la géométrie de l'expérience, par exemple) donne la possibilité de caractériser certains aspects de la reconnexion magnétique. A contrario, des missions multi-satellites qui sont en capacité d'avoir une mesure fine de la morphologie électromagnétique de la région de découplage des électrons et de mesurer la distribution des particules accélérées suite à la reconnexion, sont soumises aux aléas de la nature. Il n'est donc pas possible de reproduire deux fois la même expérience, c'est-à-dire avec les mêmes paramètres plasma. Au cours de mes travaux de thèse présentés dans ce manuscrit, nous avons tiré profit de cette particularité des installations expérimentales laser afin de mieux comprendre le rôle joué par certaines structures électromagnétiques dans un phénomène de reconnexion.

## Chapitre 2

# Reconnexion en présence d'un champ guide

### 2.1 Quelques concepts sur la reconnexion guidée

Dans ce chapitre, nous sommes intéressés au développement de la reconnexion guidée dans les plasmas de hautes densités d'énergie, i.e. à la reconnexion magnétique en présence d'un champ guide dont le plasma a été produit à l'aide de laser de puissance. Le champ guide est souvent présenté comme la composante du champ magnétique hors du plan de reconnexion dans la couche de courant. Le travail présenté dans ce chapitre est une étude expérimentale sur l'installation laser LULI2000 dont le but est de comprendre comment le champ guide affecte la reconnexion et quelles en sont les conséquences. Ce travail expérimental a été appuyé par des simulations numériques afin de mieux appréhender les rouages de ce processus, auxquels on ne peut pas accéder directement lors de l'expérience.

#### 2.1.1 Qu'est-ce que le champ guide ?

Le champ guide est la composante du champ magnétique parallèle à la couche de courant dans la région de diffusion. Tous les effets que peuvent entraîner le champ guide ne sont pas encore clairement établis, mais son rôle dans le développement de la reconnexion est important au vu des résultats des études numériques et expérimentales [Birn and Priest, 2007]. Ces problématiques concernant le champ guide sont des enjeux pour les astronomes, puisque dans la nature la reconnexion n'est pas contrainte à une reconnexion antiparallèle. Au contraire, des champs guide très forts ont été mesurés dans la magnétopause [Eriksson et al., 2016]. Dans le reste du manuscrit, le champ guide sera noté  $\mathbf{B}_{GF}$ . Dans un premier temps, nous allons les distinguer selon leur intensité :

- $B_{GF} < B_0$  : faible champ guide
- $B_{GF} > B_0$  : fort champ guide
- $B_{GF} \sim B_0$  : champ guide modéré

Quelle que soit l'amplitude du champ guide, sa présence ne perturbe donc pas l'équilibre de pression qui est donnée par la relation :  $\mathbf{J} \times \mathbf{B} - \nabla \cdot \overline{\overline{\mathbf{P}}} = 0$ . En ajoutant un champ guide, on ne modifie pas le terme de Hall, puisque  $\mathbf{J} \times \mathbf{B}_{GF} = 0$  et ce qui n'a donc pas de conséquences sur l'équilibre de pression. Bien que cet équilibre ne soit pas modifié, la présence d'un champ magnétique dans la région de diffusion maintient la magnétisation des électrons et des ions. L'une des conséquences de la magnétisation des électrons dans la région de diffusion est l'altération de l'accroissement de l'instabilité de déchirement non collisionnelle. En effet l'instabilité de déchirement non-résistive [Furth et al., 1963] nécessite l'effet de Cerenkov, il est le mécanisme de dissipation nécessaire à la croissance de l'instabilité dans la région démagnétisée. Si les particules sont magnétisées, le mouvement cyclotronique des particules ne permet pas que les particules entrent en résonance avec les ondes associées à l'effet Cerenkov, ce qui est nécessaire pour une reconfiguration des lignes de champ.

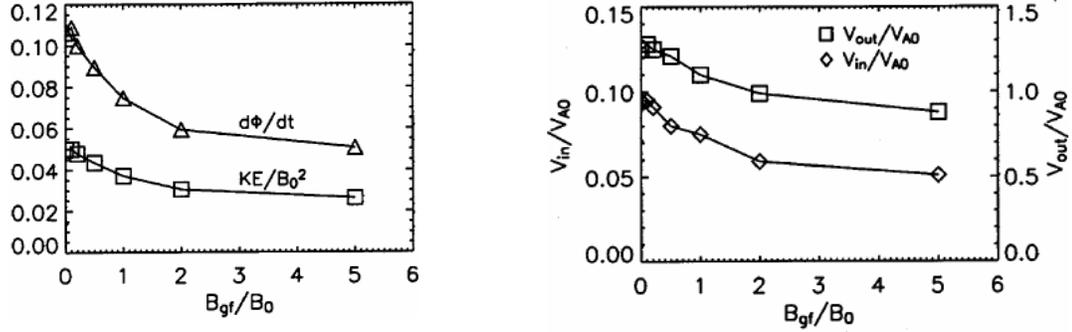
Cette magnétisation atteint aussi le dimensionnement de la région de diffusion et ainsi les processus en jeu. En magnétisant les ions et les électrons, la taille des régions de découplage des ions et des électrons diminue. Dans la zone de diffusion des ions où l'effet Hall est dominant, la magnétisation des particules laisse à penser que le courant de Hall est plus faible. Quant à la zone de diffusion des électrons, son épaisseur est gouvernée par le rayon de Larmor des électrons. En magnétisant les électrons, le rayon de Larmor reste petit et donc la région de diffusion des électrons rétrécit.

On a déjà souligné dans le chapitre 1 que lors de la mise en place de la reconnexion non-collisionnelle, une composante quadrupolaire (que l'on avait nommé quadrupôle de Hall) se développe et qui est orientée dans la direction  $z$  (i.e. dans la même direction que le champ guide). Si on considère un champ guide, une paire des pôles sera renforcée par le champ guide alors que l'autre paire sera noyée dans le champ guide. La présence d'un champ guide a donc tendance à déséquilibrer le quadrupôle magnétique et ce déséquilibre semble expliquer l'inclinaison de la couche de courant observée sur la plateforme MRX par Frank et al. [2006] ou l'étalement de la couche de courant [Frank et al., 2005].

### 2.1.2 Conséquences sur la reconnexion

Suite aux premières observations [Øieroset et al., 2001] in situ d'une reconnexion fortement guidée, quelques groupes [Ricci et al., 2004, Pritchett and Coroniti, 2004, Huba, 2005] ont mené des études numériques sur le rôle du champ guide dans la reconnexion non-collisionnelle. L'un des résultats majeurs est la réduction du taux de reconnexion. Ricci et al. [2004] ont observé numériquement que le taux de reconnexion diminuait d'un facteur 2 en présence d'un fort champ guide. Cette diminution du taux de reconnexion pour un fort champ guide a été aussi confirmée par des simulations 3D PIC [Pritchett and Coroniti, 2004]. Pritchett et Coroniti ajoutent que pour un champ guide modéré ( $B_{GF} = B_0$ ), le taux de reconnexion est à peine modifié. Or, pour un champ de guide modéré (de l'ordre de  $0.2B_0$ ), les électrons restent magnétisés. Il en découle donc que la zone de découplage des électrons diminue puisqu'il est défini par le rayon de Larmor des électrons. Cependant, les mécanismes en place ne sont pas modifiés puisque le champ de reconnexion ( $E_z$ ) est maintenu par les composantes par les termes

nongyrotropique du tenseur de pression que ce soit en présence ou en absence du champ guide [Hesse et al., 2005]. Ceci laisse à penser que ce ralentissement n'est pas occasionné dans la zone de découplage des électrons.



(a) taux de reconnexion et énergie cinétique total (b) vitesse fluide en entrée et en sortie

FIGURE 2.1 – Évolution du taux de reconnexion et de l'énergie cinétique (a) de la vitesse en entrée et en sortie (b) en fonction du champ guide,  $B_{GF}$ . Tirée de Huba [2005].

Huba [2005] révèle à l'aide de simulations Hall-MHD que le champ guide semble être à l'origine d'une force en  $\mathbf{J} \times \mathbf{B}_{GF}$  ( $\mathbf{J}$  désigne le courant de Hall) qui est opposée à la vitesse en amont et en aval de la zone de diffusion. C'est cette diminution en entrée et en sortie qui suggère une réduction du taux de reconnexion, qui a été mesuré dans les simulations, voir la figure 2.1b. La diminution de la vitesse en entrée et en sortie (Figure 2.1b) va de pair à la baisse du taux de reconnexion (Figure 2.1a). Cette baisse atteint un seuil d'un facteur 2 pour les forts champs guide. Des mesures expérimentales au MRX ont confirmé cette tendance de la reconnexion en champ guide, ils ont montré qu'imposer un champ guide fort pouvait réduire le taux de reconnexion d'un facteur 3 [Tharp et al., 2012].

L'accélération des particules est aussi considérablement impactée par le champ guide. Sans le champ guide, les électrons situés dans la couche de courant sont démagnétisés et ils dérivent ainsi le long du champ de reconnexion dans la couche de courant. Ils sont de cette manière accélérés tout au long de leur dérive par ce champ électrique [Speiser, 1965]. Si les particules sont magnétisées, il est justifié de se demander si elles sont toujours accélérées efficacement. Pritchett [2006] a étudié le mécanisme d'accélération dans une reconnexion guidée. Il a mis en avant la formation d'un fort champ électrique parallèle au champ magnétique et localisé le long des séparatrices, voir Figure 2.2(a). Ce champ électrique provient du déséquilibre par le champ guide du champ magnétique quadrupolaire. Nous avons évoqué que le champ guide renforce significativement le champ quadrupolaire sur une des paires des séparatrices et ceci induit un fort champ électrique parallèle le long de cette paire de séparatrice. De plus, ils font le lien entre la formation de ce champ électrique et l'accélération des électrons dans la direction parallèle au champ magnétique. Les électrons qui passent et suivent l'une de ces séparatrices sont efficacement accélérés par le champ électrique parallèle jusqu'à des vitesses supra-alfvéniennes ( $25 \times v_A$ ), voire relativistes [Pritchett, 2006].

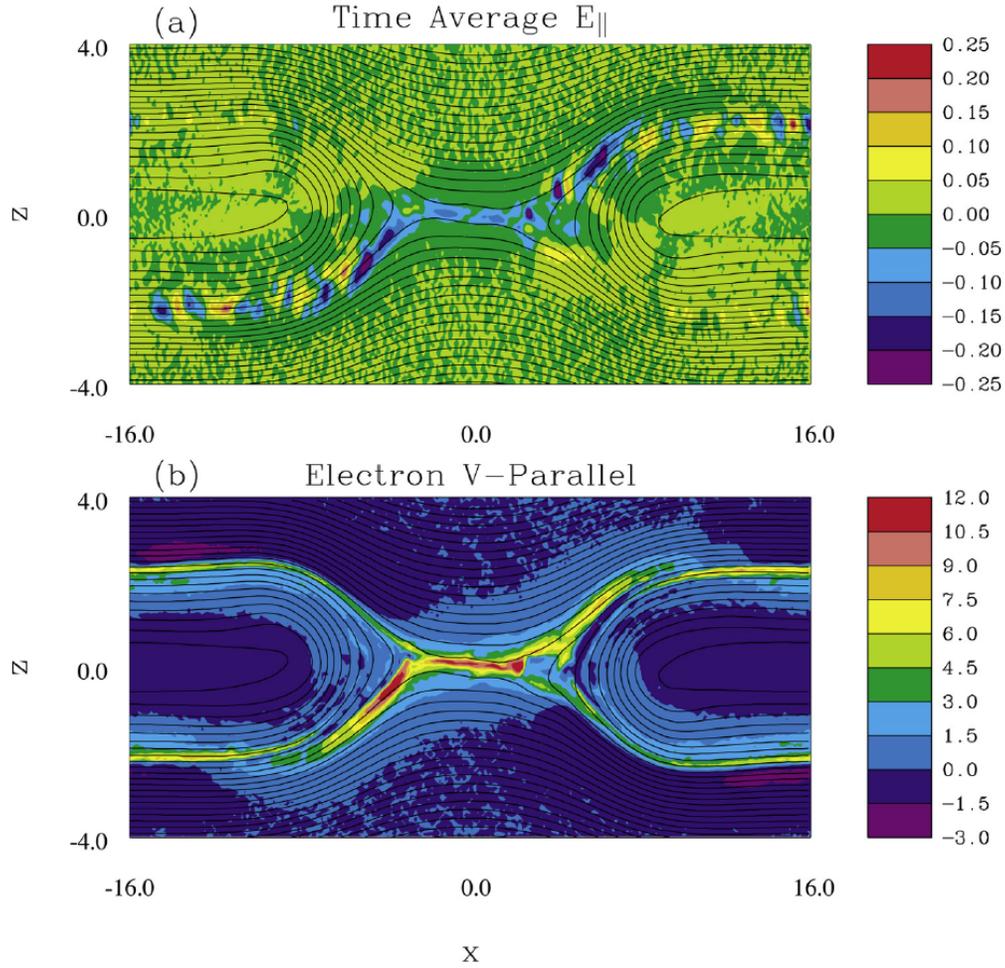


FIGURE 2.2 – Distribution dans le plan de reconnexion  $(x,z)$  (a) la composante parallèle du champ électrique normalisé à  $v_A B_0 / c$  et (b) la vitesse de dérive des électrons normalisée par rapport à la vitesse d'Alfvén. Les lignes noires correspondent aux lignes du champ magnétique. Ce sont les résultats d'une simulation PIC en présence d'un champ guide,  $B_0 = B_{GF}$ . Tirée de Pritchett [2006].

### 2.1.3 Plan du chapitre

Cette expérience est basée sur le même principe expérimental que ceux introduits dans la section 1.5.3. Il faut préciser que la difficulté a été d'imposer un champ guide. Il n'existe pas de source magnétique externe suffisamment intense à ce jour pour atteindre un champ guide de l'ordre de  $B_{GF}/B_0 \geq 0.1$ . Cette difficulté a été contournée en jouant sur la géométrie des cibles.

Dans une première partie, nous reviendrons plus en détail sur la mise en place de l'expérience. Nous présenterons les diagnostics principaux que nous avons implémentés et qui ont

permis d'extraire des données pertinentes pour mieux comprendre l'évolution de la reconnexion. Dans une seconde partie, nous caractériserons les conditions plasma d'une seule bulle. Cette première analyse est indispensable afin de mieux comprendre comment la reconnexion vient changer la morphologie du plasma. Elle sera essentiellement appuyée par une analyse numérique utilisant le code FCI2. Par la suite, nous présenterons les données obtenues au cours de la campagne expérimentale qui montrent la mise en place de la reconnexion et comment le champ guide affecte le système. Finalement, nous comparons cette analyse expérimentale à des simulations numériques essayant de reproduire l'expérience. Au préalable, une description détaillée des simulations sera donnée.

## 2.2 Mise en oeuvre expérimentale de la reconnexion en présence d'un champ guide

### 2.2.1 Montage expérimental : LULI2000

#### 2.2.1.1 Présentation générale de l'expérience

L'expérience a été menée au LULI2000. Cette installation laser peut fournir une impulsion laser à la première harmonique (i.e  $\lambda_{laser} = 1.064 \mu\text{m}$ )<sup>1</sup> d'1 kJ sur une durée de quelques nanosecondes ainsi qu'une impulsion ultra-intense comprimée via la technique CPA [Strickland and Mourou, 1985] sur une durée d'une ps à  $1 \omega$ . Lorsque l'installation utilise cette configuration picoseconde sur une chaîne laser (une seule chaîne laser peut être comprimée), l'énergie laser est bridée à 100 J afin de ne pas endommager les réseaux du compresseur en raison de l'intensité trop élevée.

Une telle configuration de l'installation (cf Figure 2.3) est indispensable pour mener à bien une campagne expérimentale sur la reconnexion magnétique induite par le laser. En effet d'un côté, on utilise le faisceau nanoseconde pour générer un plasma ablaté et le champ magnétique associé autogénéré via le mécanisme de Biermann-batterie et de l'autre côté, on peut mettre à profit le faisceau picoseconde pour produire un faisceau de protons nécessaire à la déflectométrie protonique (aussi appelée radiographie proton). La radiographie proton est un diagnostic unique en son genre qui renseigne sur la topologie magnétique et électrique d'un champ dans un plasma avec une résolution spatiale bidimensionnelle, de plus amples détails sont donnés dans la partie 2.2.2. En résumé le faisceau nanoseconde est utilisé pour créer le champ magnétique qui est sondé par un faisceau de protons fourni grâce au faisceau picoseconde.

Ici, l'objectif étant de forcer la reconfiguration de deux boucles magnétique induites par laser, il est nécessaire d'avoir au moins deux faisceaux laser séparés pour ioniser la cible solide et ablater deux bulles de plasmas distinctes. Pour cela, le faisceau laser kJ a été carotté afin d'extraire deux faisceaux de 200 J chacun, cf Figure 2.4. Dans le cadre de cette expérience, la durée des impulsions était de 5 ns afin d'avoir un bon compromis entre une intensité suffisamment forte pour générer des plasmas chauds avec des champs magnétiques élevés (ce qui tend

---

1. le lecteur pourra noter que l'une des notations habituellement utilisée est d'écrire  $n \omega$  pour évoquer la  $n^{\text{ième}}$  harmonique

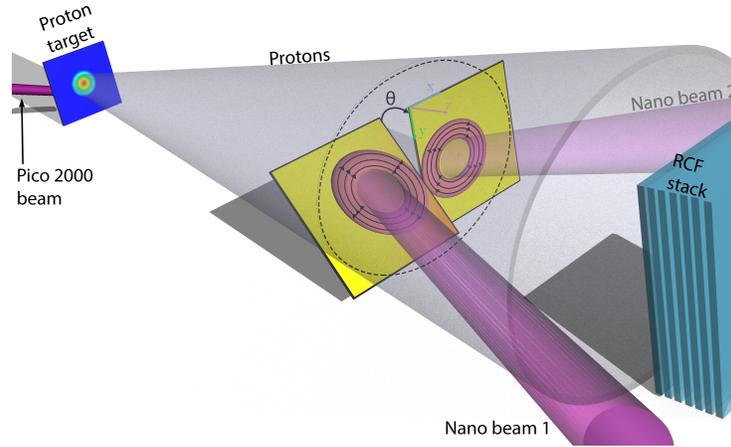


FIGURE 2.3 – Représentation tridimensionnelle du montage expérimental implémenté au LULI2000. Les deux cylindres violets matérialisent les faisceaux laser nanoseconde produisant les plasmas magnétisés. Le cône gris correspond au faisceau de protons accélérés par l'impulsion picoseconde intense représentée le par cylindre violet arrivant sur la cible proton, une feuille d'or de  $25\ \mu\text{m}$  d'épaisseur.

à utiliser des impulsions plus courtes) et la nécessité d'avoir une durée d'impulsion suffisamment longue pour étudier la dynamique de la reconnexion sur une plage temporelle suffisante. En effet (cf thèse [Riquier, 2016]) nous avons observé, lors d'expériences précédentes menées au GSI dans des conditions laser similaires, mais avec des durées d'impulsion de seulement 2 ns que cette durée était trop faible. Passé la fin de l'impulsion, les champs magnétiques se dissipent, n'étant plus alimentés en énergie par le laser, alors que la reconnexion vient juste d'être enclenchée.

Les deux faisceaux de 200 J ont été focalisées de telle manière à avoir des taches focales de  $80\ \mu\text{m}$  de diamètre<sup>2</sup> et ainsi atteindre une intensité sur cible de  $0.8 \times 10^{15}\ \text{W}/\text{cm}^2$ . Ces deux impulsions irradiaient une feuille de cuivre de  $5\ \mu\text{m}$  d'épaisseur, cf Figure 2.3. Les deux taches focales étaient séparées de  $500\ \mu\text{m}$  afin d'étudier la reconnexion sur une plage temporelle la plus longue possible tout en les écartant le plus possible (nous reviendrons plus tard sur ce compromis) et avec pour quelques tirs une valeur supérieure à 1 mm afin de voir s'il y avait des différences notables avec la séparation de  $500\ \mu\text{m}$ .

De l'autre côté de ces feuilles de cuivre, une feuille d'or de  $25\ \mu\text{m}$  d'épaisseur était positionnée (cf Figure 2.3). Sur cette feuille, l'impulsion picoseconde était focalisée au maximum afin d'accélérer un faisceau de protons le plus énergétique possible via le mécanisme de TNSA [Snively et al., 2000]. Ce faisceau de protons énergétiques était utilisé afin de sonder le champ

2. Ceci a été possible en utilisant une "random phase plate" (RPP). Cet élément optique permet d'avoir d'une intensité uniforme dans la tache focale.

magnétique dans un plasma et il permet ainsi de nous renseigner sur la topologie magnétique à un instant donné. Nous détaillerons ce diagnostic plus tard. L'énergie fournie par l'installation sur cette impulsion était de 60 J, ce qui permet d'atteindre une intensité sur cible de l'ordre de  $10^{19}$  W/cm<sup>2</sup>.

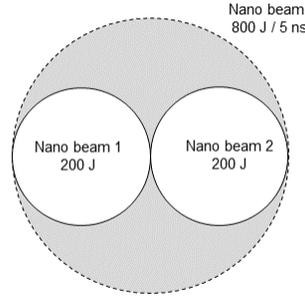


FIGURE 2.4 – Explication schématisée de la manière dont à partir d'un faisceau nanoseconde, on a produit 2 faisceaux nanosecondes séparés via un carottage de deux sous-pupilles.

Bien évidemment, d'autres diagnostics ont été installés dans l'enceinte expérimentale pour contrôler les conditions du plasma (température, densité par exemple), mais aussi pour observer des particularités causées par le phénomène de la reconnexion magnétique (accélération et éjecta de particules, par exemple). Par exemple, deux spectromètres à rayonnement-X, l'un à large bande ( $8 - 22 \text{ \AA}$ ) [Cone et al., 2010] et l'autre à bande étroite ( $4 - 10 \text{ \AA}$ ) et une haute résolution ( $\delta\lambda/\lambda = 10^{-4}$ ) [Faenov et al., 1994], ont été mis en œuvre pour mesurer la température du plasma au sein du panache de plasma. Aucun signal notable n'a pu être identifié sur ces diagnostics dû au phénomène de reconnexion. Plusieurs types de tirs laser ont été effectués, ceux où la reconnexion entre deux champs magnétiques induits par laser était forcée et d'autres où la reconnexion ne pouvait pas avoir lieu (par exemple : dans le cas où l'un des faisceaux laser était coupé, ainsi une unique boucle magnétique était induite). Au travers de ces divers tirs, aucune altération du spectre X n'a été observée qu'il ait ou non une reconnexion.

### 2.2.1.2 Géométrie afin d'imposer un champ guide

Pour étudier l'influence du champ guide dans la reconnexion, il faut bien évidemment réussir à forcer l'apparition d'un champ magnétique perpendiculaire au plan de reconnexion. Jusqu'à présent, ce champ guide était produit avec un système externe. Par exemple, Fox et al. [Fox et al., 2017b] ont ajouté une bobine pour forcer l'apparition d'une composante magnétique perpendiculaire au champ magnétique de reconnexion déjà existant sur la machine MRX. Dans le cadre des plasmas à haute densité d'énergie, l'intensité du champ magnétique produit par laser est de l'ordre de 200 à 600 T. À ce jour, aucun système non-destructif n'est capable de produire un champ magnétique externe de cette intensité. Les dispositifs utilisés dans la communauté pour étudier la physique des plasmas magnétisés à haute densité d'énergie atteignent des intensités maximales de 20 - 30 T [Albertazzi et al., 2013]. Or avoir un rapport

entre le champ guide et le champ de reconnexion ( $B_{GF}/B_{yz}$ ) de l'ordre de 5 - 10 % semble bien faible et même négligeable afin d'influencer la dynamique de la reconnexion au vu des premières études numériques sur la reconnexion numérique avec champ guide [Huba, 2005, Ricci et al., 2004].

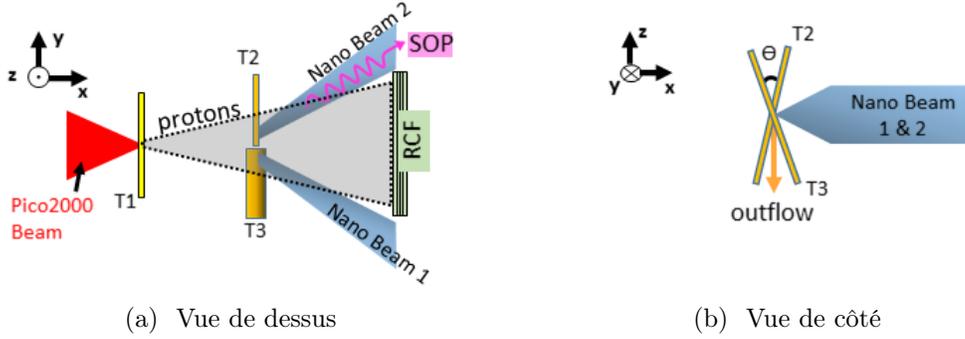


FIGURE 2.5 – Schéma bidimensionnel du montage expérimental sous deux angles différents.

L'utilisation d'un système externe n'est donc pas envisageable. Nous avons donc joué sur la disposition des cibles pour former localement un champ guide. En effet, le champ magnétique étant produit dans un plan parallèle à la cible, il est possible de créer une composante de champ guide dans la direction du laser en inclinant les cibles l'une par rapport à l'autre, comme l'illustre la figure 2.5. De cette manière, au point de contact une composante du champ magnétique orthogonale au plan de la bissectrice (champ guide) se forme, illustrée par le schéma en figure 2.6. Ce plan équivaut au plan de reconnexion magnétique, le plan noir de la figure 2.6. Les flèches rouges modélisent le champ guide pour l'une des boucles magnétiques. En augmentant l'angle, on intensifie l'amplitude du champ guide par rapport au champ magnétique de reconnexion,  $B_{yz}$ . Lors de cette campagne expérimentale menée au LULI2000, nous avons étudié la dynamique de la reconnexion sous l'influence du champ guide pour 4 valeurs de  $\theta$ , qui sont  $0^\circ$ ,  $15^\circ$ ,  $30^\circ$  et  $45^\circ$ , ce qui équivaut à un ratio champ guide - champ à reconnecter ( $B_{GF}/B_{yz}$ ) de  $0.0^3$ , 0.13, 0.27 et 0.41, respectivement.

Comme expliqué précédemment, il était essentiel d'optimiser la durée de l'impulsion laser afin d'avoir une intensité laser suffisamment élevée d'une part et une durée d'interaction entre les bulles suffisamment longue pour étudier le phénomène, d'autre part. De la même manière, la distance séparant les deux taches focales est aussi un élément clé. On comprend aisément que si les taches sont trop éloignées, le temps d'expansion avant qu'elles ne se rencontrent, prendra une grande partie du temps de l'impulsion laser, ce qui ne laisse plus de temps à l'observation du phénomène. Dans le cas contraire, si les taches sont trop proches et se chevauchent, une seule bulle plasma sera formée et elle ne pourra donc interagir avec aucun autre plasma magnétisé environnant. Pour répondre à toutes ces contraintes, nous avons décidé de séparer les deux taches focales de  $500 \mu\text{m}$  l'une de l'autre.

3. Cette configuration sera appelée configuration **coplanaire** dans le reste du chapitre pour la distinguer des autres configurations en présence d'un champ guide.

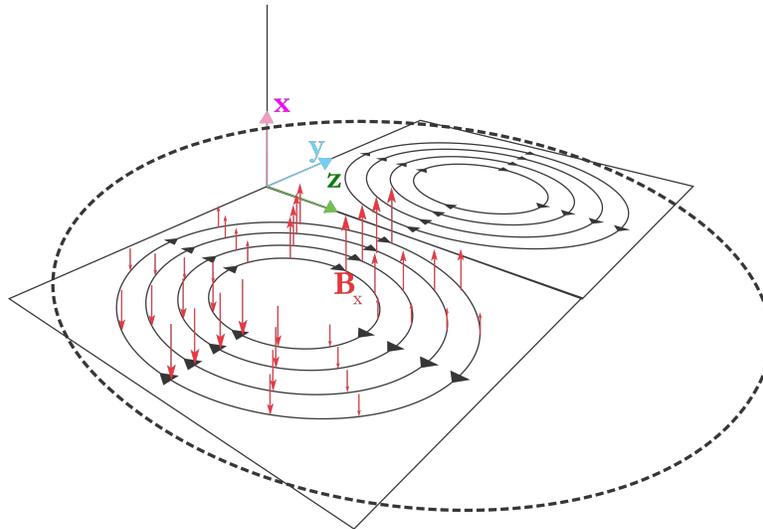


FIGURE 2.6 – Illustration de la formation de la composante du champ magnétique en dehors du plan de reconnexion (champ guide) lorsque l'un des tores magnétiques est penché par rapport à l'autre. Le champ guide est représenté par les flèches rouges et les boucles noires correspondent aux champs magnétiques dans le plan de reconnexion, i.e le plan médian.

## 2.2.2 Diagnostics

Être en mesure de caractériser le plus de paramètres possible du plasma permettrait de faire une analyse complète sur l'évolution du plasma lors de la collision avec un autre panache de plasma et de la sorte décrire le plus exhaustivement possible le phénomène de reconnexion. En raison de la place et de l'encombrement disponibles (et du temps laser mis à disposition), nous devons limiter la quantité de diagnostics. Au vu des objectifs de la campagne, un choix de diagnostics a été fait afin de décrire l'interaction entre deux bulles de plasma (au travers de quantités telles que la vitesse de l'éjecta, la température et la densité dans la couche de courant). Nous prendrons le temps de les introduire dans cette section. Le plus important, néanmoins est de connaître la répartition du champ magnétique, car c'est bien lui qui change de configuration et donc qui nous renseigne sur l'état de la reconnexion. Ainsi, la radiographie proton est le diagnostic principal puisqu'il permet d'estimer la topologie magnétique à un instant donné.

### 2.2.2.1 Radiographie proton

La radiographie proton est un diagnostic qui permet de cartographier de manière unique des variations de champ magnétique avec une capacité de résolution spatiale et temporelle. Ce diagnostic est basé sur la déflexion que subissent les protons lorsqu'ils se propagent dans un champ électromagnétique [Kugland et al., 2012b].

Le faisceau de protons peut être généré par un laser intense (c'est-à-dire ayant une intensité d'au minimum  $I = 10^{18} \text{ W/cm}^2$ ) qui illumine une feuille d'or d'épaisseur typique  $25 \mu\text{m}$ . L'impulsion laser dépose de l'énergie sur la cible et une partie de cette énergie est transférée

aux électrons chauds. Ces électrons sont accélérés dans la direction normale à la cible et sortent de la cible. Ce déplacement des électrons induit une séparation de charge produisant un champ électrostatique qui rappelle les électrons dans la cible. Les électrons oscillent dans la direction normale à la cible créant un champ électrostatique sur quelques longueurs de Debye, qui par la suite accélère les protons. Dû au mouvement longitudinal des électrons, une gaine électrostatique de l'ordre du TV/m est induite [Mora, 2003]. Ce champ électrique intense ionise les atomes à la surface arrière de la cible et les accélère dans le vide. Comme ces ions n'ont pas été perturbés par le laser, les ions vont suivre une trajectoire balistique pendant et à la suite de cette phase d'accélération. Ce mécanisme, appelé TNSA (Target Normal Sheath Acceleration) a donc l'avantage de produire un faisceau de protons extrêmement laminaire [Cowan et al., 2004], de telle sorte que ce mécanisme d'accélération de protons est le candidat idéal pour la radiographie proton. De plus, l'ouverture maximum d'un faisceau de protons peut atteindre un demi-angle de  $20^\circ$  [Mancic et al., 2010], ce qui permet d'avoir un système compact : la source de protons peut être proche de l'objet à sonder tout en assurant de couvrir un large champ de vision. Par exemple, les rubans magnétiques générés par effet Biermann-batterie présentés sur la figure 2.7 sont de l'ordre de 1 à 2 mm de diamètre. Pour les radiographier, il a suffi de placer la source de protons à  $r = 1 \text{ cm}$  du plasma magnétisé et le détecteur de l'autre côté à  $l = 9 \text{ cm}$ . Le grandissement ici est de 10.

Nous avons vu à la fin du chapitre 1 que lorsqu'un faisceau laser irradie une cible solide, un champ magnétique est généré spontanément dans le plasma ablaté. La non-colinéarité du gradient de densité avec le gradient de température génère un champ magnétique azimuthal, comme illustré en figure 2.7, dont l'intensité atteint des valeurs de l'ordre de quelques centaines de Teslas pour des conditions laser typiques (intensité laser d'environ  $10^{14} - 10^{15} \text{ W.cm}^{-2}$  et une durée d'impulsion de l'ordre de la nanoseconde).

Au cours de l'expérience, le champ magnétique est sondé par le faisceau de protons accélérés par une impulsion laser d'une durée de 1 ps. Comme la variation temporelle de la topologie magnétique est de l'ordre de la centaine de picosecondes [Lancia et al., 2014], le faisceau sonde un champ magnétique figé dans le temps comparé à la durée du faisceau de protons. Plusieurs tirs sont donc effectués avec des délais différents entre le laser picoseconde et les lasers nanosecondes afin de sonder l'évolution de la reconnexion à différents instants.

Au vu de la polarisation du ruban magnétique, les faisceaux laser ont été installés tels que les protons sondant arrivent par l'arrière de la cible d'interaction. Avec cette géométrie, les protons sont expulsés vers l'extérieur de la structure du champ magnétique, comme illustré en figure 2.7. D'où ce motif sur les images de radiographie proton d'un cercle « clair » dont le périmètre est foncé. Plus la densité de protons est forte et plus le détecteur constitué de films radiochromiques [Chen et al., 2016] s'assombrit. Ainsi, le centre du cercle manque de protons comparé au périmètre où les protons s'accumulent après avoir été défléchis en dehors comme illustrés sur la figure 1.28a, où deux rubans magnétiques sont sondés par le faisceau de protons.

Lors de l'expérience, nous avons essayé d'évaluer l'influence du champ guide sur la dynamique temporelle de la topologie magnétique. En penchant l'une des boucles magnétiques par rapport à la seconde autour de l'axe  $Z$  comme illustré sur la figure 2.5b, la composante  $X$  du champ magnétique au point de contact (champ guide) n'est pas nulle et croît lorsqu'on

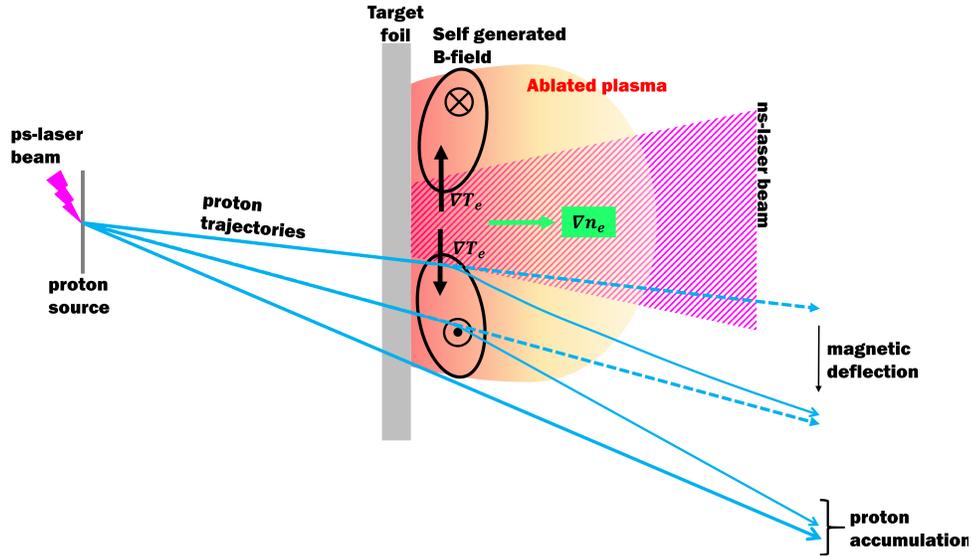


FIGURE 2.7 – Schéma illustrant la croissance du champ magnétique induit par le terme source  $\nabla T_e \times \nabla n_e$ . Le gradient de la température électronique et ainsi que celui de la densité électronique du plasma sont représentés respectivement par les flèches noires et vertes dans le plasma ablaté par le faisceau laser nanoseconde (cône composé de rayures violettes). De plus le principe de la radiographie proton sondant le champ magnétique généré dans le plasma est ici illustré. La trajectoire de trois protons est tracée en bleu, ils proviennent de la source de protons où ces derniers ont été accélérés par le faisceau laser-ps (éclair violet). La droite bleue en pointillé serait la trajectoire empruntée par les protons en absence de champ électromagnétique. Dans la géométrie de l'expérience (et du schéma), les protons sont expulsés en dehors du plasma, ainsi une accumulation de protons se forme en bordure du champ magnétique : là se superposent les protons non-défléchis et les protons expulsés par le champ magnétique.

augmente l'angle. Pour que ce champ guide n'affecte pas directement la déflexion des protons sondant, le champ guide a été implémenté tel qu'il soit colinéaire à la trajectoire des protons.

### 2.2.2.2 Spectromètre magnétique : détection des particules accélérées

**Mécanismes d'accélération lors de la collision entre deux boucles magnétiques antiparallèles :** Lors d'un événement de reconnexion magnétique, une partie de l'énergie magnétique peut être convertie en énergie thermique et énergie cinétique. Jusqu'à présent plusieurs études numériques [Fox et al., 2017a, Totorica et al., 2017] ont mis en avant que lors de la collision de deux bulles de plasmas magnétisés donnant lieu à un phénomène de reconnexion, les particules pouvaient gagner de l'énergie au cours de deux phases (en amont et pendant la reconnexion) et selon plusieurs mécanismes d'accélération. En amont de la reconnexion, les électrons peuvent gagner de l'énergie par un mécanisme d'accélération bétatron [Lu et al., 2016, Totorica et al., 2017] ou d'accélération classique de Fermi [Fox et al., 2017a]. Le principe de l'accélération bétatron repose sur la conservation du moment magnétique. Ici,

lors de la compression des lignes du champ magnétique, l'intensité magnétique augmente et les particules adiabatiques (i.e. fortement magnétisées) vont donc être chauffées dans la direction perpendiculaire au champ magnétique par conservation du moment magnétique. Dans le cadre de l'accélération de Fermi classique, les électrons qui ne sont pas confinés dans le ruban magnétique vont pouvoir rebondir entre les deux boucles magnétiques antiparallèles qui s'approchent l'une de l'autre pendant la phase d'expansion, en amont du déclenchement de la reconnexion. Les électrons gagnent de l'énergie à chaque rebond, ainsi les électrons sont accélérés perpendiculairement au champ magnétique de la même manière que l'accélération bétatron. Pour ces deux mécanismes, les particules sont accélérées dans le plan de reconnexion.

Néanmoins, Totorica et al. [2017] soulignent que le gain d'énergie des particules se passe essentiellement lorsqu'ils sont du point X. En s'approchant du point-X, les particules se démagnétisent et sont soumises au champ électrique de reconnexion (la composante orthogonale au plan de reconnexion), ce qui les accélère dans cette même direction, c'est-à-dire qu'elles sont entraînées en dehors du plan de reconnexion. Ensuite, elles sont éjectées de la zone de reconnexion par le flux sortant, appelé « outflow » comme illustré sur la figure 2.8.

**Implémentation expérimentale** Cette mesure a été rendue possible en installant dans la chambre expérimentale un spectromètre magnétique [Roth et al., 1999]. Ce spectromètre est composé d'un aimant dont le champ magnétique est transverse à la vitesse des particules chargées, voir figure 2.9. Ces particules sont soumises à la force de Lorentz  $\mathbf{F} = q(\mathbf{v} \times \mathbf{B} + \mathbf{E})$ , ainsi la déflexion dépend de leur énergie cinétique. Comme le champ magnétique créé par l'aimant est connu, nous pouvons directement relier la dimension spatiale le long de laquelle les particules sont dispersées à l'énergie cinétique des particules.

Le spectromètre a été positionné dans le plan de reconnexion et dans le prolongement de la couche neutre, qui est la position standard illustrée sur la figure 2.8. Comme expliqué plus en détail dans la section 2.4.3, un signal n'est observé qu'en présence du champ guide, i.e. quand les cibles sont inclinées l'une par rapport à l'autre. Dans le cas coplanaire, l'absence de signal lors de la reconnexion provient potentiellement de la disposition du montage expérimental. Précédemment, l'accélération des particules au point X au cours de la reconnexion a été évoquée et est l'un des mécanismes prédominants pour accélérer les particules. Ce mécanisme accélère les particules dans la direction perpendiculaire au plan de reconnexion, c'est-à-dire orthogonale à l'axe du spectromètre de particules. Si les particules sont bien accélérées par le champ de reconnexion alors elles ne pourront pas atteindre l'entrée du spectromètre.

Dans un premier temps, plusieurs tirs de contrôle ont été effectués afin d'affirmer que les particules observées provenaient bien de la zone de reconnexion et non de la simple détente du plasma, par exemple. L'un des contrôles a été de s'assurer que les particules détectées par le spectromètre ne proviennent pas directement du plasma ablaté et que les particules ont bien été accélérées par un phénomène a posteriori de l'ablation. Pour cela, une seule bulle de plasma a été générée lors de certaines séquences de tirs. De la sorte, aucune reconnexion ne pouvait avoir lieu. Lors de ces tirs, aucun signal n'a été enregistré, ce qui confirme que la détente du plasma n'est pas la source du signal détecté par le spectromètre magnétique.

L'autre séquence de contrôle a été de placer le spectromètre normal à la couche de courant, voir figure 2.8. À cet endroit, les particules observables ne peuvent provenir directement de la

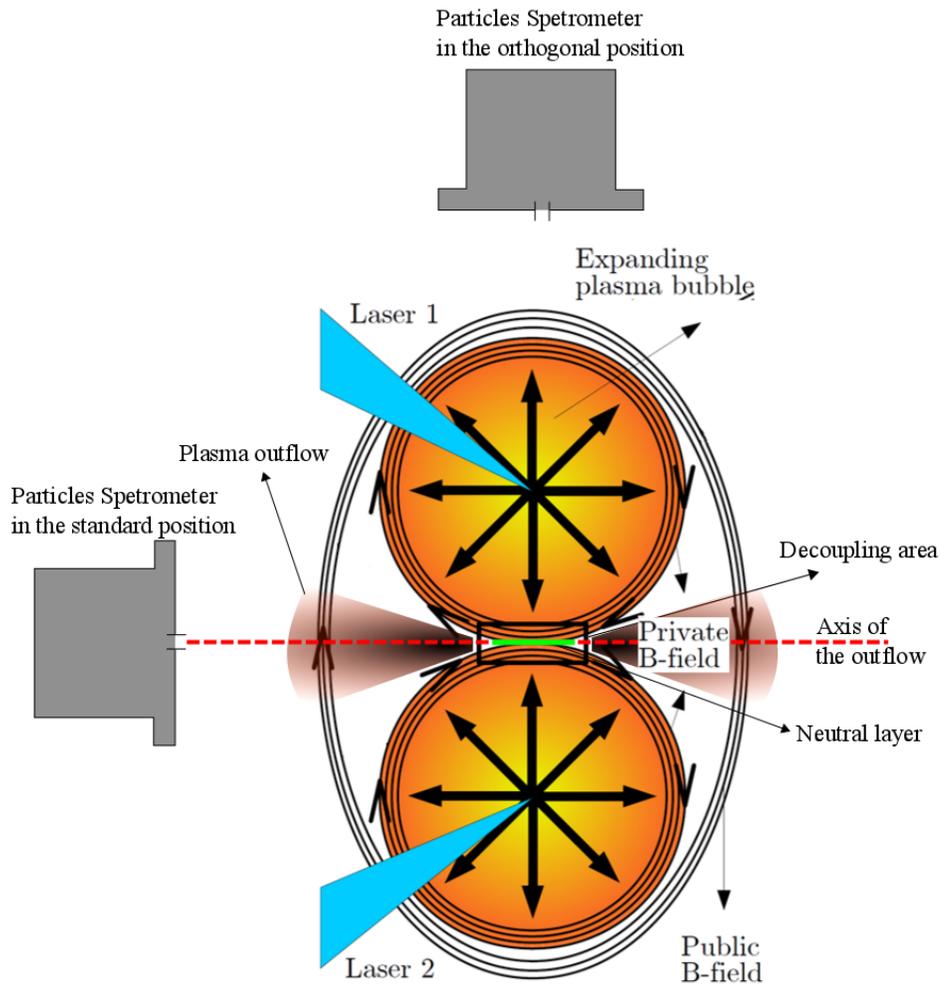


FIGURE 2.8 – Schéma de la reconnexion magnétique générée par laser et de la position relative du spectromètre magnétique, représenté par la boîte grise. Le spectromètre est utilisé pour enregistrer le spectre en énergie du flot de particules sortant « Plasma Outflow », représenté par le cône orange. Le spectromètre était positionné normalement le long de l'axe du « outflow » (« standard position »). Quelques tirs de contrôle ont été effectués en sus avec le spectromètre dans la position orthogonale.

bulle de plasma située dans la visée directe du spectromètre. Ici, non plus, aucun signal n'a été enregistré dans aucune des configurations étudiées. Ces différentes configurations confirment bien que les particules détectées proviennent de la zone de reconnexion, néanmoins elles n'affirment aucunement si elles proviennent d'un mécanisme d'accélération lié à la reconnexion ou

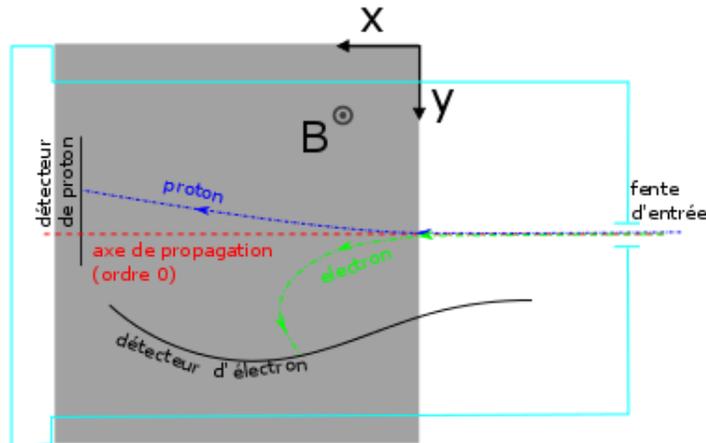


FIGURE 2.9 – Schéma du spectromètre magnétique [Roth et al., 1999] ; composé d'un aimant représenté par la boîte grise et de deux détecteurs l'un pour les ions et l'autre pour les électrons, représentés par les courbes noires. La courbe en pointillé bleu correspond à la trajectoire d'un ion et celle en verte à la trajectoire d'un électron. Les particules entrent par la fente d'entrée. Quant aux lignes cyan, elles matérialisent la structure du spectromètre.

la collision des bulles de plasma.

### 2.2.2.3 Pyrométrie de la couche neutre

Pour analyser l'émission propre du plasma et étudier son évolution au cours du temps, un diagnostic pyrométrique composé d'une caméra à balayage de fente et d'un système d'imagerie optique a été installé. L'émission du plasma était recueillie à travers la lentille de focalisation du faisceau nano-seconde 1, représentée par la flèche violette et annotée "SOP" en figure 2.5a, et la lumière réfléchiée sur la plaque de verre a été transportée jusqu'à la caméra à balayage, voir figure 2.10. Ensuite, le plasma était imagé grâce au système optique sur la fente d'entrée de la caméra à balayage. L'axe  $Z$  du plasma qui est celui qui court le long de la ligne neutre, cf. figure 2.5a, a été imagé tel qu'il soit positionné le long de la fente d'entrée.

Afin de sélectionner une bande spectrale centrée à 470 nm dans la lumière émise par le plasma, un filtre coloré vert<sup>4</sup> a été inséré dans le chemin optique juste devant l'entrée de la caméra à balayage de fente. Le couplage de la réponse spectrale du filtre à celle des optiques (miroirs) et de la caméra à balayage de fente résulte en une détection de la lumière sur une bande relativement étroite de longueurs d'onde :  $470 \pm 135$  nm.

La caméra à balayage de fente permet d'avoir sur un axe, une résolution spatiale, correspondant à l'image du plasma le long de la fente et sur l'autre axe, une résolution temporelle. Des exemples d'images enregistrées sont présentés sur les images des figures 2.26(a-c), où l'axe

4. BG38 de la marque SCHOTT

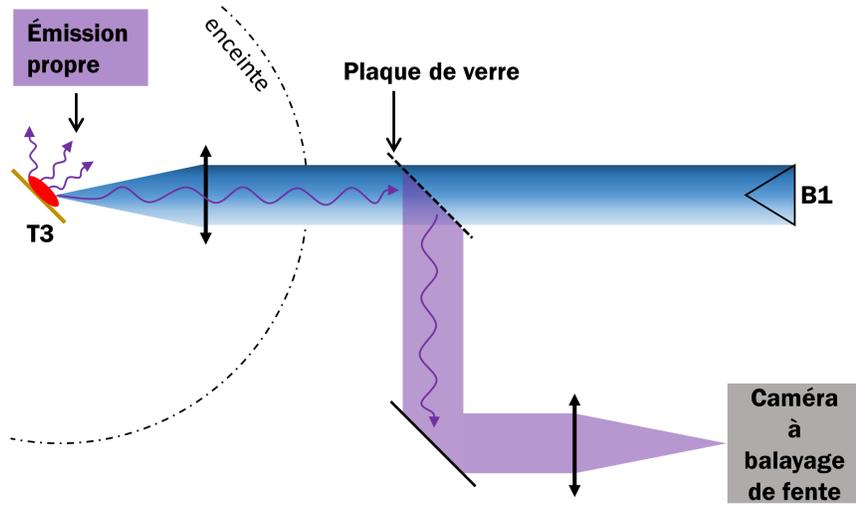


FIGURE 2.10 – Représentation de l'extraction d'une partie de l'émission propre du plasma et de son transport jusqu'à la caméra à balayage de fente. En bleu, le parcours du laser faisceau nano-seconde 1 est tracé. Une partie de la lumière émise (flèche violette et faisceau violet) a été extraite à l'aide de la lentille de focalisation du faisceau nano-seconde 1.

des abscisses correspond à l'axe spatial et l'axe des ordonnées est résolu temporellement. Ici, la caméra n'a pas été calibrée en signal, c'est-à-dire que l'on n'a pas de calibration absolue donnant le rapport entre le nombre de comptes sur la CCD et l'énergie de la lumière incidente sur la caméra.

L'émission propre du plasma est une fonction non-linéaire de la densité électronique et de la température du plasma. Cette fonction est aussi couplée à l'émission et à l'absorption du plasma. Ainsi, déduire la densité électronique et la température électronique à partir de ces enregistrements est assez complexe.

Néanmoins, d'après les simulations hydro-radiatives, présentées en section 2.3.2.2, dans la zone de reconnexion où la densité électronique est de l'ordre de  $n_e \sim 1 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ , le libre parcours moyen d'un photon [Atzeni and Meyer-ter Vehn, 2004], pour  $\lambda = 470 \text{ nm}$ , est de  $46.1 \mu\text{m}$ , ce qui est dû même ordre de grandeur que la longueur caractéristique du plasma. Par conséquent, considérer le plasma comme optiquement fin ne semble pas déraisonnable comme première hypothèse.

Dans un cadre de plasma optiquement fin, le mécanisme d'émission est principalement dominé par le mécanisme de Bremsstrahlung. Or l'émission de Bremsstrahlung sur une bande étroite s'exprime comme :

$$E_{ff} \sim Z \frac{n_e^2}{\sqrt{T_e}} g_{ff} \nu \quad (2.1)$$

Où  $g_{ff}$  est le facteur de gaunt moyenné sur la vitesse [Rybicki and Lightman, 1985] et  $\nu$  est la bande spectrale du diagnostic

En résumé, les trois diagnostics principaux implémentés lors de cette campagne expérimentale et qui nous ont permis de mesurer des variations des quantités plasma dues à la reconnexion magnétique sont :

- La radiographie de proton permet de cartographier les variations du champ magnétique à un instant donné.
- La pyrométrie permet d'observer l'évolution de l'émission du plasma au niveau de la couche de courant.
- Le spectromètre magnétique permet de mesurer le spectre des particules accélérées lors de la reconnexion.

## 2.3 Caractérisation du plasma induit par laser

Avant l'analyse et l'interprétation des observables concernant l'évolution de la reconnexion du champ magnétique, caractériser le plasma ionisé par le laser est indispensable. La caractérisation du plasma a été faite essentiellement au travers d'une comparaison entre les mesures de modulations de dose protonique de la radiographie proton et des simulations du code FCI2, présenté dans cette section. Cette vérification de la fiabilité de la prédiction de la simulation de FCI2 par rapport à l'expérience nous permettra d'évaluer la quantité de flux magnétique produit au cours du temps, ainsi que d'estimer le paramètre- $\beta$ , ces valeurs nous sont primordiales pour affiner la description de la reconnexion des deux boucles magnétiques.

### 2.3.1 Traitement des images de radiographie proton

Comme mentionnés précédemment, les détecteurs utilisés sont des films radiochromiques (RCF) [Gafchromic<sup>TM</sup>, Soares] qui s'assombrissent lorsque des particules déposent de l'énergie en les traversant. Il faut noter qu'au cours de l'expérience les empilements de RCFs ont été protégés des rayonnements du plasma et des débris en apposant un film d'aluminium de 11  $\mu\text{m}$  sur la face de l'empilement de films qui est orientée vers le plasma d'interaction.

En numérisant les RCFs avec les paramètres adéquats du lecteur, il est possible d'estimer à partir des niveaux de gris des films numérisés la dose déposée par les particules à l'aide de la courbe de calibration publiée par Chen et al. [2016]. Une fois les variations de la dose estimée, on peut en déduire directement les variations de fluence protonique, puisque la dose déposée par un faisceau de protons est proportionnelle à la fluence protonique quand ce faisceau est monoénergétique. Or il ne semble pas démunir de sens de considérer que la majorité du contraste observé sur un film donné provient d'une source quasi-monoénergétique en raison de l'existence du pic Bragg pour un proton se propageant dans un matériau.

#### 2.3.1.1 Utilisation d'une grille

Lors des premières expériences employant la radiographie proton afin de sonder un plasma magnétisé [Romagnani et al., 2005, Nilson et al., 2006, Li et al., 2007], une grille avec un fin

maillage était placée entre la source de protons et le plasma magnétisé à sonder. Par conséquent, une grille déformée se dessine sur les images de la radiographie proton. Ces déformations sont dues à la déflexion des protons.

En estimant le déplacement des protons, on peut en revenir au champ magnétique ressenti par le proton le long de son parcours, c'est-à-dire le produit  $\int \mathbf{B} \times d\mathbf{x}$ . En intégrant la force de Lorentz qui s'applique sur la particule chargée tout au long de son parcours dans le plasma magnétisé, on peut en déduire le déplacement du proton, qui s'exprime sous la forme suivante sur le plan du détecteur :

$$\xi = -\frac{ql}{m_p v_p} \int \mathbf{B} \times d\mathbf{x} \quad (2.2)$$

Où  $m_p$ ,  $v_p$  et  $q$  sont respectivement la masse, la vitesse et la charge d'un proton et  $l$  est la distance cible d'interaction - détecteur.

Bien évidemment, nous ne pouvons pas mesurer la trajectoire de chacun des protons composant le faisceau. Mais si l'on décompose le faisceau en sous-faisceaux, ces sous-faisceaux étant régis par les mêmes forces et donc les mêmes déflexions que les protons, l'équation 2.2 s'applique ainsi de la même manière à ces sous-ensembles. Dans l'utilisation d'une grille, des points remarquables apparaissent tels que les points de la grille. En prenant comme référence ces points de la grille, en d'autres termes les sous-faisceaux passant par ces points, on peut en déduire une carte de déflexion définie par ces points de grille.

L'un des inconvénients de l'utilisation d'une grille est toutefois la résolution spatiale limitée par les pas de la grille. Par exemple, Rosenberg et al. [2015] utilise une grille avec un pas de  $150 \mu\text{m}$  posée devant la cible d'interaction et les boucles magnétiques sondées ont un diamètre légèrement inférieur à 2 mm. La résolution de la mesure est donc assez basse comme chaque bulle est résolue sur 13 points au maximum.

### 2.3.1.2 Dédution analytique de la topologie magnétique à partir du flux de proton

Très rapidement, une telle méthode a montré ces limites, d'où une volonté d'utiliser les variations de contrastes mesurées sur le détecteur pour en déduire la topologie magnétique ainsi que l'intensité. Pour cela, des efforts ont été effectués pour relier des relations analytiques à des distributions de contrastes, communément enregistrées. Kugland et al. [2012a] ont dérivé les premières équations reliant une forme du champ électromagnétique à une distribution du flux de protons utilisant un certain nombre d'hypothèses pouvant s'appliquer aux expériences lasers. Néanmoins, cette méthode dérive des formes du champ électromagnétique et elle ne permet pas d'en déduire un champ électromagnétique lorsque le profil du champ est inconnu.

À partir de ces travaux, Bott et al. [2017] et Graziani et al. [2017] ont démontré la possibilité d'extraire la distribution du gradient magnétique à partir d'une image de flux de proton. Pour résoudre le système permettant de calculer la distribution magnétique, le système doit être dans un régime dit de faible contraste pour cela :

- Le système est paraxial.
- Les protons sont faiblement défléchis.

Le paramètre de contraste est un paramètre qui quantifie la taille caractéristique du champ magnétique relativement à la déflexion des protons dû champ magnétique, tout en considérant le grandissement.

Dans un régime dit de faible contraste : le déplacement des protons reste faible comparé à la taille caractéristique du champ magnétique. Ainsi, le faisceau de protons après sondage reste laminaire et ce qui signifie que les protons ne se croisent pas. Considérer les croisements des protons après sondage rend le système non-injectif et pour une carte de contraste donnée, il existe alors plusieurs solutions. C'est pourquoi lorsque le système est à un haut contraste, il ne peut être résolu par l'approche analytique proposée par Bott et al. [2017], Graziani et al. [2017].

### 2.3.1.3 Comparaison à l'aide d'un code de suivi de particules : ILZ

Les conditions pour évaluer la topologie magnétique proposée dans la section ci-dessus sont encore assez restrictives et ne sont que trop peu vérifiées dans les expériences présentées dans cette thèse. L'une des dernières méthodes utilisées, est de simuler le parcours d'un faisceau de protons à partir d'un champ électromagnétique donné afin de synthétiser une image de radiographie associée au champ électromagnétique. Cette image synthétique est par la suite comparée avec les images de radiographie proton obtenues pendant l'expérience.

Ces types de code sont appelés des codes de suivi de particules. Toutes les images synthétiques de radiographie proton présentées dans ce manuscrit ont été calculées à partir du même code de suivi de particule, appelé ILZ. Ce code a été développé en partenariat avec le groupe SPRINT dont je fais partie et le CEA.

ILZ permet de simuler la propagation d'un faisceau de particules chargées dans un champ électromagnétique donné. Les particules sont considérées comme indépendantes, i.e. elles n'interagissent pas entre-elles via des forces coulombiennes et elles ne font pas fluctuer le champ électromagnétique. La source ionique est isotrope et peut être ponctuelle ou étendue pour reproduire les effets de flou dus à la taille de la source que l'on retrouve dans la radiographie proton utilisant une capsule de DT [Bott et al., 2017]. Le faisceau est monoénergétique, c'est-à-dire que les ions ont la même énergie et donc la même vitesse.

Le champ électromagnétique est interpolé à l'ordre 0, 1 ou 2. Le déplacement des particules est régi par les équations de transport résolues par l'algorithme de Boris [1970].

Lors de la traversée, d'une particule chargée dans un solide, cette dernière est légèrement défléchie, car elle est soumise à la diffusion élastique avec la matière et qui les freineront, par ailleurs. Or la perte d'énergie et la diffusion stochastique de cette particule n'ont pas été encore implémentées dans le code. Néanmoins, il est possible d'imiter la diffusion de la particule dans la matière, processus stochastique, en convoluant le signal calculé par ILZ avec une fonction gaussienne dont l'écart type peut se calculer à l'aide de la formule d'Highland [Highland, 1975] :

$$\theta_{1/e} = \frac{E_s}{p\beta c} \sqrt{\frac{L}{L_R}} \epsilon \quad (2.3)$$

Où  $L_R$  est la longueur de radiation du matériau,  $L$  est l'épaisseur de la feuille,  $\beta c$  est la

vitesse du proton incident et  $p$  est la quantité de mouvement du proton incident  $E_s$  est une constante dont la valeur est 13.6 MeV et est un terme correctif de la forme,  $\epsilon = 1 + 0.038 \log(\frac{L}{L_R})$  [Groom and Klein, 2000].

Deux stratégies ressortent de cette méthode par comparaison, qui repose sur "l'origine du champ magnétique donné". La première consiste à prendre le champ électromagnétique calculé par un code (cinétique ou MHD, par exemple). Une image de radiographie proton sera synthétisée à l'aide du code ILZ et elle sera directement comparée avec les images expérimentales, de la sorte on valide ou non la simulation numérique qui cherche à reproduire numériquement l'expérience.

L'objectif de la deuxième stratégie est non pas de valider une simulation, mais d'estimer le profil électromagnétique. Pour cela, des simulations sont lancées avec différents paramètres du profil magnétique initialisé. Plus le nombre de paramètres décrivant le profil magnétique est grand et un plus grand nombre de simulations devront être lancées pour trouver un jeu de paramètres qui coïncide avec le profil de protons mesuré expérimentalement. Ce procédé numérique devient lourd quand un grand nombre de profils sont à tester. Cette analyse de post-traitement nécessite une capacité de calcul bien supérieure à la résolution analytique proposée par Bott et al. [2017].

## 2.3.2 Utilisation de codes numériques pour caractériser le plasma

### 2.3.2.1 Caractériser l'expansion radiale du champ magnétique

La morphologie des déflexions observées est bien celle attendue (cf Figure 2.7), c'est-à-dire un disque clair qui correspond à une déplétion des protons, voir le RCF en Figure 2.11a. Ces protons sont défléchis en bordure du tore magnétique formant une accumulation de protons et donc un périmètre assombri autour du cercle. Ainsi, les variations de fluence protonique nous permettent d'affirmer dans un premier temps que l'on a bien induit un tore magnétique qui s'étend et s'accroît dans le temps. En effet, ce cercle de déflexion grandit d'après les images de radiographie proton ; le résultat est résumé en figure 2.12. En plus de la formation de ce disque de déplétion, des microstructures complexes apparaissent au sein du disque, cf Figure 2.11a. L'origine et la nature de ces structures ne sont pas encore clairement déterminées. Celles-ci perturbent l'estimation du champ magnétique à partir des variations de dose mesurées sur les RCFs, Figure 2.11b. Dans un premier temps, la mesure du diamètre pic-à-pic, voir Figure 2.11b, nous permettra de définir quelques caractéristiques du panache et par la suite, ce signal sera comparé à des simulations.

En effet, la mesure du diamètre du cercle, cf Figure 2.11b, revient à mesurer directement le diamètre du tore magnétique (de pied à pied) à un facteur d'agrandissement près. Comme les boucles magnétiques ont été sondées à plusieurs instants, on peut ainsi en déduire l'expansion radiale de ces boucles, voir figure 2.12. La tendance de la courbe présentée en figure 2.12 montre que la boucle s'étend radialement à une vitesse constante de  $v = 81 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ .

La mesure du diamètre a été effectuée en présence des deux boucles magnétiques. Les déformations des lignes du champ magnétique (torsions, tensions, compressions, etc.) interviennent lorsque les deux boucles magnétiques se rencontrent et essaient de continuer leur expansion l'une dans l'autre. Il se passe la même chose lorsque l'on presse un ballon de baudruche sur

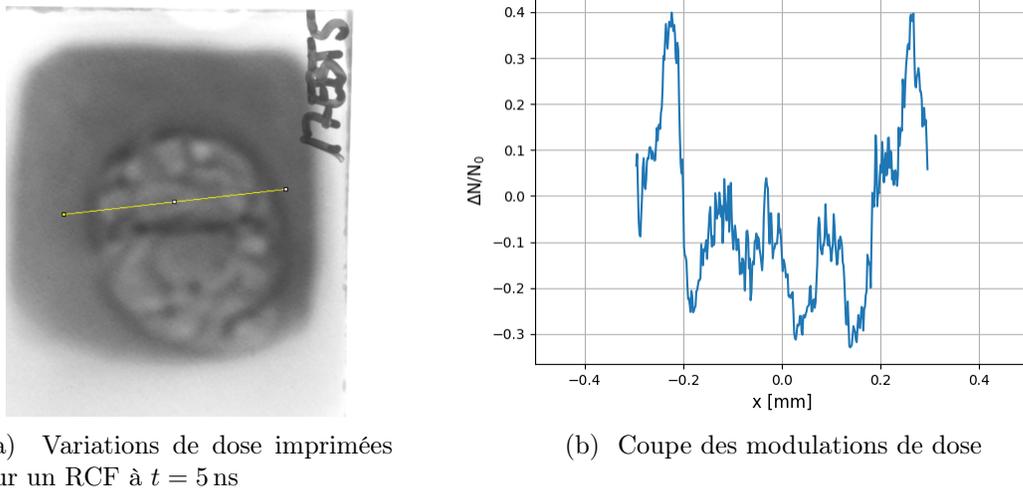


FIGURE 2.11 – Figure (a) est le signal imprimé sur un film radiochromique suite aux déflexions électromagnétiques subies par les protons sondant. Deux disques se forment sur le RCF, chacun de ces disques correspond au champ magnétique créé par un des faisceaux laser (deux faisceaux laser ont été utilisés). La droite jaune est la position de la coupe de la figure (b). Cette coupe a été exprimée en modulation de dose relative, i.e.  $\Delta N/N_0$ .

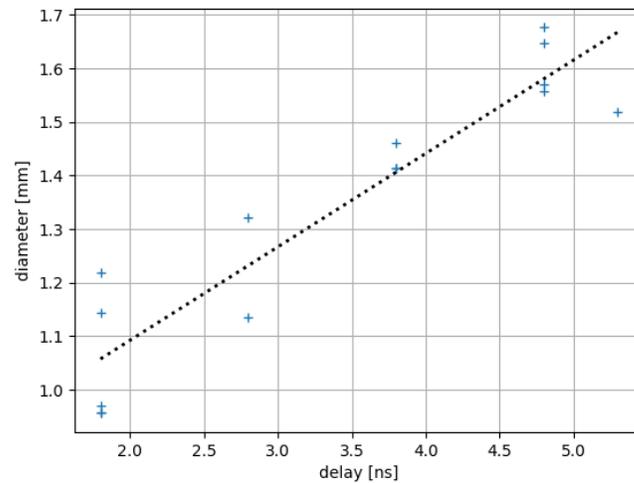


FIGURE 2.12 – Évolution temporelle du diamètre d'une boucle magnétique induite par laser. Les points, croix bleues, correspondent aux mesures expérimentales et la droite noire en pointillée correspond à la fonction linéaire ajustée par rapport aux mesures expérimentales. Les dimensions sont reportées dans le repère de la cible d'interaction.

un autre ballon. Les deux ballons vont se déformer et la forme prise dépendra de la pression interne et de l'élasticité du plastique. Malheureusement, nous n'avons pas mesuré l'expansion d'une bulle seule et il n'est donc pas possible de quantifier ces effets de déformations. Par conséquent, un biais a été introduit dans cette analyse, puisque les déformations subies par des panaches de plasma n'ont pas été exclues.

### 2.3.2.2 Étude numérique de la dynamique du plasma généré par laser : FCI2

Pour pouvoir évaluer la quantité de flux magnétique produite par rapport à celle générée lors de l'interaction laser-plasma, nous avons simulé cette interaction à l'aide d'un code numérique lagrangien 2D, plus particulièrement axisymétrique, où les effets hydro-radiatifs sont implémentés ainsi que le transport non-local de flux de chaleur. Ce code, FCI2, a été développé au CEA. Pour cela, le code résout itérativement les équations de conservation de la masse, du moment et de l'énergie pour les électrons et les ions dans le cadre d'un modèle de plasma à deux températures (ion et électron).

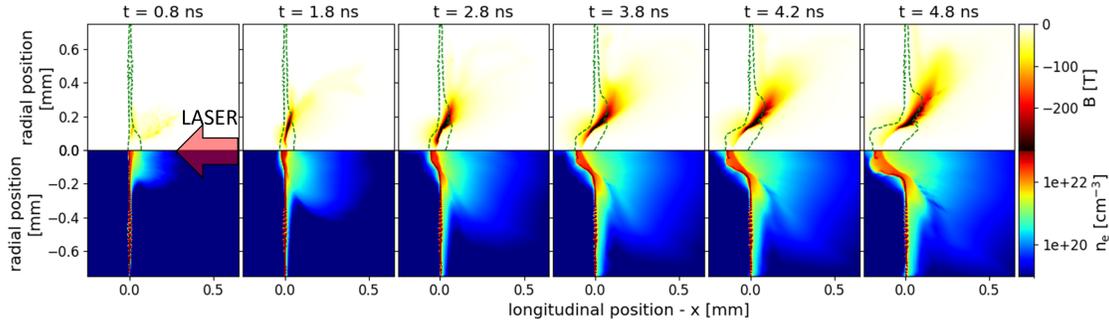


FIGURE 2.13 – Les coupes 2D du haut montrent l'amplitude de la composante azimutale du champ magnétique à plusieurs instants correspondant aux instants auxquels le champ magnétique a été sondé avec le diagnostic de radiographie proton lors de l'expérience. L'abscisse est l'axe longitudinal, orthogonal à la cible et l'ordonnée est l'axe radial. La ligne verte en pointillée représente l'iso-contour où la densité électronique est égale à la densité critique, i.e  $n_e = 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ . Les panneaux du bas montrent la densité électronique sur le même plan spatial.

La simulation a été initialisée avec les mêmes paramètres laser que l'expérience, voir section 2.2.1.1, afin de reproduire numériquement la génération d'une des deux bulles de plasma par l'un des faisceaux laser nanoseconde. Les figures 2.13 et 2.14 présentent les résultats de la simulation pendant l'interaction laser-plasma. Sur la figure 2.13, les panneaux du haut montrent l'amplitude de la composante azimutale du champ magnétique, quant aux panneaux du bas, ils représentent la densité électronique du plasma. Un champ magnétique toroïdal croît au cours du temps atteignant une amplitude pour le champ magnétique de l'ordre de 300 T. Le champ magnétique est contraint le long de la surface du solide, il ne se détend que très peu dans la direction axiale au laser, contrairement au panache du plasma ablaté.

Le paramètre- $\beta$  est le ratio de la pression thermique sur la pression magnétique, ainsi il renseigne sur ce qui régit le système. On distinguera le paramètre- $\beta$  local du paramètre- $\beta$  asymptotique. Le paramètre local fait le rapport en un point alors que le paramètre asymptotique est le rapport de la pression thermique maximale sur la pression magnétique maximale. Lorsque  $\beta < 1$ , le champ magnétique l'emporte sur les effets thermiques du plasma et inversement lorsque  $\beta > 1$ . À l'aide des jeux de données calculés par FCI2 (densité électronique, pression, champ magnétique), la distribution du paramètre adimensionné  $\beta$  local est calculée et représentée sur la figure 2.14. D'après la figure 2.14, au niveau de l'extrémité extérieure du tore magnétique le paramètre- $\beta$  atteint une valeur entre 1-10. Cette simulation confirme que nous étudions la dynamique de la reconnexion à un haut paramètre- $\beta$ .

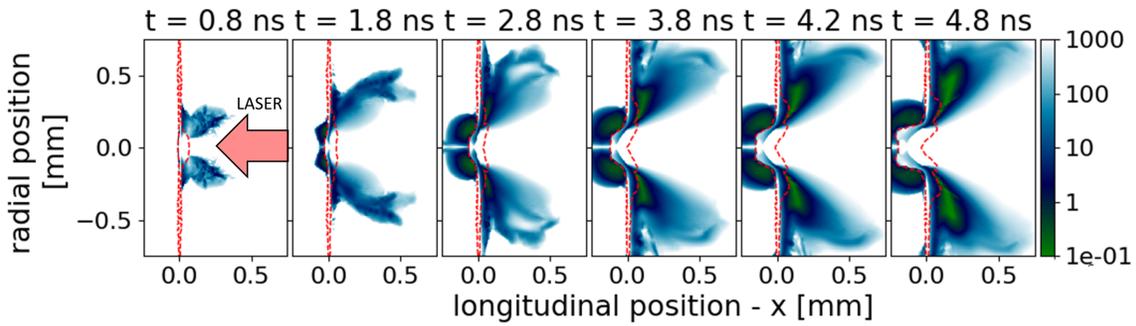


FIGURE 2.14 – Les figures montrent la distribution spatiale du paramètre adimensionné  $\beta$  au même temps que ceux de la figure 2.13 et sur le même plan. La ligne rouge désigne l'iso-contour associé à la densité critique.

De la même manière, grâce à FCI2, nous pouvons mesurer le flux magnétique généré au cours de l'interaction laser-solide, voir figure 2.15. La ligne bleue est le flux magnétique calculé à partir de la simulation FCI2. Le flux magnétique est l'intégrale de  $B_\theta$  sur le plan  $R - x$ .

Le flux magnétique est l'intégrale du champ magnétique sur le plan  $R - x$ , comme présenté sur les figures 2.13 et 2.14. D'après le calcul du flux magnétique, voir figure 2.15, l'accroissement du flux tend à suivre une fonction linéaire, dont la pente est  $2.6 \text{ T}\cdot\text{mm}^2\cdot\text{ns}^{-1}$ . On peut donc affirmer que le taux de production du flux magnétique est de  $2.6 \text{ T}\cdot\text{mm}^2\cdot\text{ns}^{-1}$  dans cette configuration laser. Dans cette simulation le plasma magnétisé se détend dans le vide tandis que dans l'expérience nous devons prendre en compte que tout le flux magnétique est contraint entre la couche neutre et le centre de la tache focale, i.e. sur  $250 \mu\text{m}$ . Si l'on considère en plus que tout le flux est réparti uniformément, alors le taux de production du champ magnétique intégré longitudinalement, i.e.  $\frac{\partial}{\partial t} \int |\mathbf{B} \times d\mathbf{l}|$ , est égal à  $10.4 \text{ T}\cdot\text{mm}\cdot\text{ns}^{-1}$ .

### 2.3.2.3 Comparaison expérience / simulation FCI2

Jusqu'à présent, les résultats exposés proviennent d'une simulation de FCI2 obtenue telle quelle; nous n'avons pas prouvé la véracité de cette simulation par rapport à l'expérience. Même si l'on peut considérer que le code a été suffisamment testé pour ne pas remettre en doute

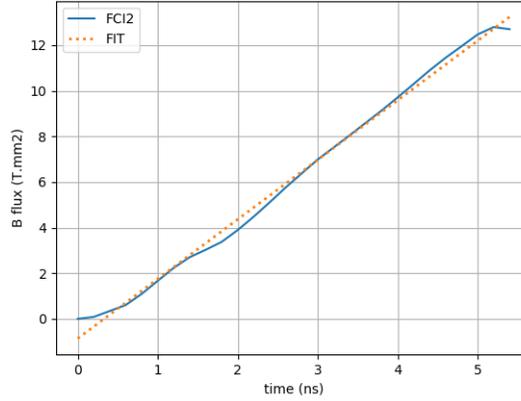


FIGURE 2.15 – Évolution du flux magnétique généré lors de l’interaction laser-solide en fonction du temps. La ligne bleue correspond aux calculs du flux magnétique à partir des résultats de la simulation FCI2. La ligne orange en pointillé est une fonction linéaire ajustée par rapport à la courbe bleue, FCI2, via la méthode des moindres carrés dont la pente est  $a = 2.6 \text{ T}\cdot\text{mm}^2\cdot\text{ns}^{-1}$  et l’ordonnée à l’origine est  $b = -0.86 \text{ T}\cdot\text{mm}^2$ .

la validité de ces résultats, certains effets ou instabilités cinétiques auraient pu croître et jouer un rôle majeur tant dans la modification de topologie que dans l’expansion du panache. Par exemple, le phénomène de reconnexion rapide ne peut être décrit puisque le code est monofluide et non bifluide. Néanmoins, nous utilisons ici FCI2 pour avoir une idée de l’évolution du champ magnétique et de son panache ainsi qu’un ordre de grandeur du flux magnétique généré. En partant de ces prédictions, nous pourrions simuler la reconnexion à l’aide d’un code qui est soit cinétique ou basé sur un formalisme bifluide, par exemple.

Pour vérifier que les prédictions de la simulation de FCI2, présentées en section 2.3.2.2 sont correctes, nous avons synthétisé à l’aide du code ILZ (section 2.3.1.3) les images de la radiographie proton à partir des cartes magnétiques calculées par FCI2 et nous les avons comparées aux images de radiographie proton obtenues au cours de l’expérience. La comparaison n’est évidemment faite qu’au niveau d’une structure du champ magnétique généré par un laser. En figure 2.16, les comparaisons à deux temps sont exposées, c’est-à-dire à  $t = 0.8 \text{ ns}$  et  $t = 1.8 \text{ ns}$ . Nous nous sommes seulement limités à faire la comparaison aux deux temps les plus tôt, puisque l’interaction des bulles entre elles induit un biais qui ne cesse de croître. Ainsi la comparaison ne peut être pertinente aux temps tard.

La courbe orange est une coupe de la modulation du flux de protons,  $\frac{N-N_0}{N_0}$ , calculée par le code ILZ à partir des simulations de FCI2. Quant à la courbe bleue, c’est la modulation du flux de protons mesurée à partir des images de radiographies et traitée. Le traitement d’une image de radiographie de proton consiste à en soustraire le bruit, à estimer le flux de protons du faisceau s’il n’avait pas été défléchi,  $N_0$ .

Sur deux points, la prédiction de FCI2 est proche des mesures expérimentales effectuées. Premièrement, la largeur du cercle synthétisé est assez proche de celle mesurée expérimenta-

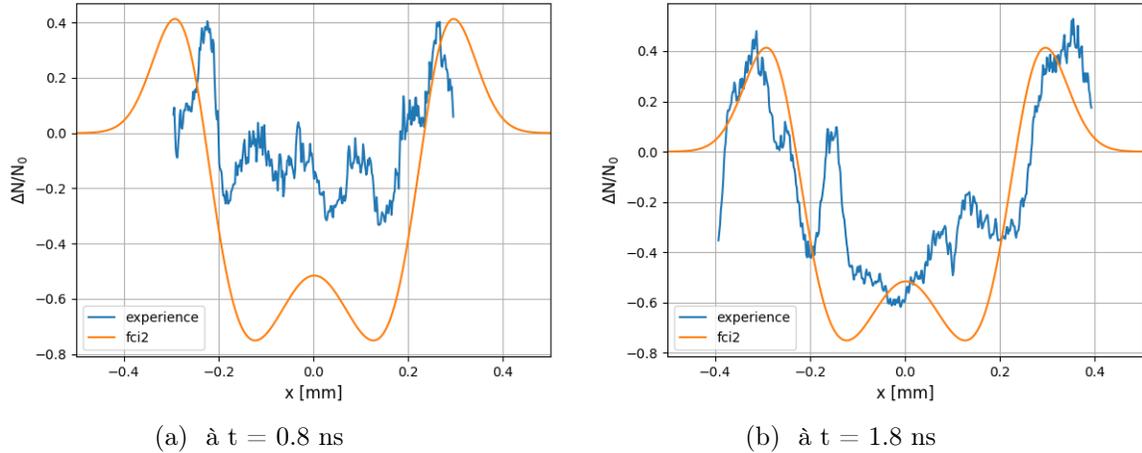


FIGURE 2.16 – Comparaison des modulations de dose entre la mesure expérimentale, courbe bleue, extraite directement des images de radiographie proton (un exemple est présenté en Figure 2.11), et des calculs de la simulation de FCI2 après un post-traitement du code ILZ, courbe orange.

lement, quel que soit le temps. De plus, l'amplitude du pic, i.e. du cercle d'accumulation, est de la même manière fidèle quel que soit le temps.

Cependant, on notera que la déplétion centrale de proton est très mal reproduite par les simulations. Premièrement, il existe des sursauts au centre des courbes bleues, qui proviennent probablement d'une instabilité enclenchée par les surintensités, aussi appelées "hot spots", des taches focales. De plus, le niveau de déplétion est surestimé au vu des observations. Ce dernier écart a été observé au cours de plusieurs campagnes expérimentales utilisant la radiographie proton. Cette hausse est potentiellement causée par une soustraction du bruit biaisée par la présence d'électrons et/ou de photons du plasma qui déposeraient de l'énergie sur les détecteurs. Les détecteurs utilisés, RCFs, sont sensibles aussi aux photons et aux électrons.

Le travail exposé a tenté de prouver que l'évolution du plasma prédite par FCI2 (une détente du plasma et une production de champ magnétique via l'effet Biermann-Batterie) était cohérente avec les mesures expérimentales et ainsi de se reposer sur les quantités plasma calculées par la simulation FCI2. Pour vérifier ces prédictions, on a comparé les modulations de dose enregistrées sur les images des radiographies de proton aux résultats de la simulation de FCI2 post-traités à l'aide du code ILZ.

## 2.4 Preuves expérimentales d'une reconnexion ralentie

### 2.4.1 Observation de la couche de courant via la radiographie proton

Alors que précédemment, nous regardions les modulations de dose de l'ensemble du disque de déplétions, dans cette partie nous nous intéressons au profil magnétique à l'endroit où le

phénomène de reconnexion intervient, c'est-à-dire au point de contact des tores magnétiques. Tous les motifs et profils évoqués dans cette section concernent ce point de contact entre les deux tores, ce qui correspond aussi à la position de la couche de courant <sup>5</sup>.

#### 2.4.1.1 Préambule : chronologie de la reconnexion magnétique

La radiographie de proton a l'avantage unique de pouvoir imager la topologie magnétique d'un champ gelé dans un plasma, i.e. avec une résolution bidimensionnelle. Il faut prendre garde, l'information brute ne permet pas directement de remonter à l'amplitude du champ magnétique ni à la disposition des lignes magnétiques, par exemple. En raison de ce trait du diagnostic, la lecture des images de radiographie de proton, affichées en figure 2.20 n'est pas immédiate. Pour aider à l'interprétation des figures, nous présentons tout d'abord dans cette sous-section l'évolution temporelle de la reconnexion entre deux boucles magnétiques dont le paramètre asymptotique  $\beta = 1$ , telle que simulée par le code hybride Heckle, introduit dans la section 1.3.4.

À partir de cette simulation, nous produisons des images synthétiques de radiographie qui sont directement comparées aux images expérimentales. Ceci nous aidera à identifier à quelle phase de la reconnexion chaque image peut être associée.

Le lecteur notera qu'ici nous présentons succinctement une simulation dans une configuration coplanaire à  $\beta = 1$ , car dans ces conditions, reconnecter le flux total prend plus de temps. Les différences de comportement de la reconnexion en fonction du paramètre- $\beta$  sont détaillées dans la section 2.5. Il est ainsi donc plus aisé d'identifier les différentes phases principales de la reconnexion, lorsque la reconnexion magnétique se déroule plus lentement. Précisons que l'une des différences fondamentales entre la simulation et l'expérience est que HECKLE ne simule pas l'apport d'énergie entretenu par le laser. HECKLE est un code de simulation auto-consistant, où l'ajout d'énergie sous quelque forme que ce soit n'a pas été implémenté une fois la simulation lancée. Puisque l'ajout d'énergie et la génération du flux magnétique au cours de l'interaction laser ne peuvent être simulés, l'idée alternative est d'étendre temporellement la phase de la reconnexion (en simulant une reconnexion à faible  $\beta$ ,  $\sim 1$ ) afin d'effectuer une observation plus fine de l'évolution du gradient magnétique aux abords du point-X. Cette méthode permet de faire une comparaison qualitative et d'identifier les phases de reconnexion enregistrées sur les RCFs. La mesure de la radiographie proton est directement dépendante des variations spatiales de la distribution magnétique.

Afin de simuler la reconnexion entre deux boucles magnétiques dans un schéma type HED, nous avons initialisé deux bulles de plasma. Chacune de ces bulles a été confinée dans une boucle de plasma, voir Figure 2.17. Pour faire correspondre l'expérience à la simulation, les deux bulles de plasma ont été séparées de  $38 c/\omega_{pi}$  ce qui est égal à  $\sim 500 \mu\text{m}$  lorsque l'on dénormalise avec  $B_0 = 100 \text{ T}$  et  $n_0 = 1 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$  pour des ions de cuivre 19+. Le code HECKLE est code adimensionné, c'est-à-dire que toutes les grandeurs physiques sont normalisées à une valeur référence de même unité, cf la section 1.3.4.

---

5. On notera que l'on nomme "point de contact", mais au vu des images de radiographie proton, ce point semble s'élargir et devenir un segment. Cependant dans le reste du texte, le terme point de contact est gardé.

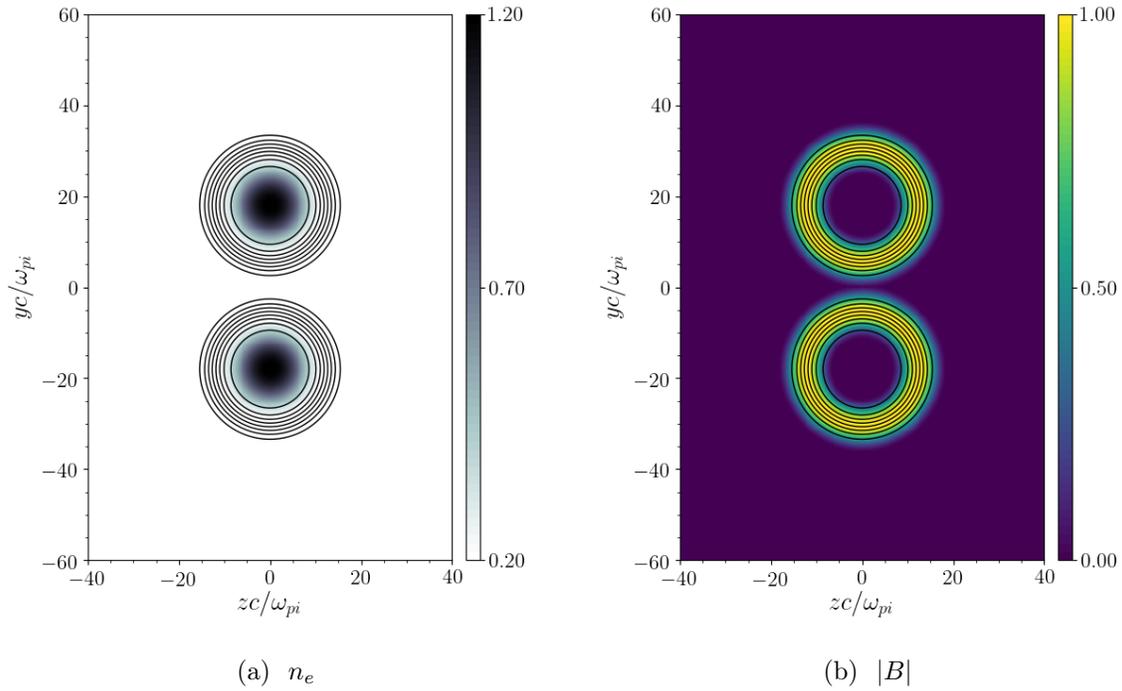


FIGURE 2.17 – Initialisation de la simulation : figure (a) est la distribution de la densité électronique et figure (b) est la distribution de l’amplitude magnétique.

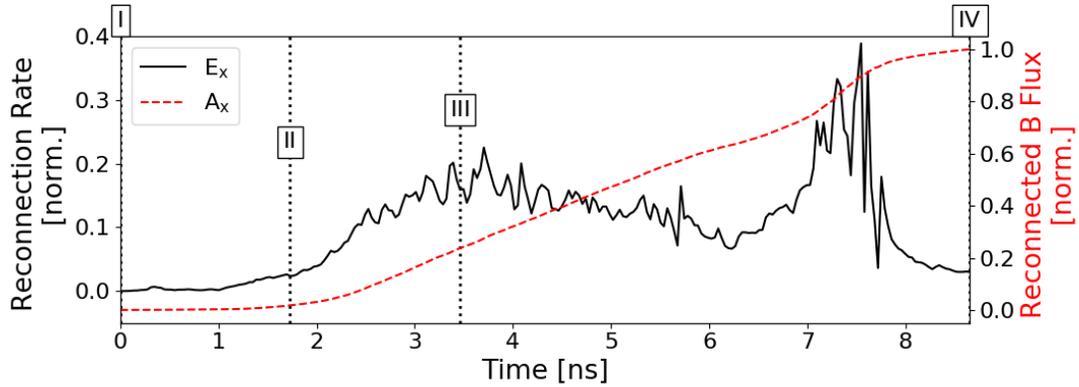


FIGURE 2.18 – Évolution temporelle du taux de reconnexion magnétique. Cette simulation a été initialisée dans le cas coplanaire et avec  $\beta = 1$ . La courbe noire correspond au taux de reconnexion et la courbe rouge en pointillé au flux reconnecté associé. Le flux reconnecté a été normalisé par rapport au flux total. Les annotations (I), (II), (III) et (IV) permettent d’identifier les 4 phases principales de la reconnexion qui sont : l’initialisation, le déclenchement, pendant la reconnexion et la fin de la reconnexion.

Dans la simulation, présentée en figure 2.18, le taux de reconnexion fluctue aux alentours de 0.2 pendant la quasi-totalité de la simulation, caractéristique d'une reconnexion rapide, ce qui est cohérent avec le challenge de GEM présenté dans la section 1.2.3. De plus, le taux de reconnexion, représenté en noir sur la figure 2.18, permet d'identifier les états de la reconnexion, annotés sur la figure 2.18 par (I), (II), (III) et (IV).

**Phase (I) : Initialisation** Cette phase n'a une représentation que numérique. Elle ne correspond qu'à l'initialisation de la simulation, i.e. le temps 0.

**Phase (II) : Déclenchement de la reconnexion (Onset)** Cette phase correspond au début de la reconnexion, lorsque les lignes magnétiques se rencontrent et se compriment. Le taux de reconnexion commence juste à croître et de même pour le flux qui commence à peine à reconnecter.

**Phase (III) : Reconnexion Magnétique (MR)** Comme son nom l'indique, c'est la phase où les lignes du champ magnétique se brisent et reconnectent. Dans cette simulation, la reconnexion dure  $\sim 8$  ns.

**Phase (IV) : Fin de la reconnexion** La reconnexion se termine quand tout le flux magnétique a reconnecté, ainsi le flux reconnecté a atteint sa valeur maximale (ici 1.0) tandis que le taux de reconnexion chute à 0.0<sup>6</sup>.

En extrayant le champ magnétique de ces 4 phases principales, nous pouvons reproduire à l'aide du code ILZ des images synthétiques de la radiographie correspondant à ces phases. Lorsque l'on procède ainsi on remarque que des structures bien particulières en ressortent, voir la ligne inférieure de la figure 2.19.

Comme le montrent les images synthétiques en Figure 2.19 des motifs caractéristiques apparaissent pour chacune des phases principales de la reconnexion.

**Phase (II) :** Alors que la reconnexion n'a pas encore commencé, une forte compression des lignes de champ intervient de part et d'autre du point de contact. Cette compression accentue le gradient magnétique autour du point de contact et donc induit une forte déflexion des protons de radiographie. Ces fortes déflexions subies par les protons engendrent cette *structure en forme de bouche caractéristique* de la figure 2.19(f).

**Phase (III) :** Suite à la forte compression des lignes du champ magnétique poussées par les panaches de plasma, une partie du flux a reconnecté, ce qui par conséquent adoucit légèrement le gradient magnétique au point de contact. Ainsi, la déflexion légèrement plus faible entraîne l'apparition d'un trait noir (une surdose de protons) le long de la couche de courant. Cela peut se comprendre comme la fermeture du motif de bouche vu en phase (II).

**Phase (IV) :** Toute la majorité du flux a été presque reconnectée. Le gradient du champ magnétique est très faible sinon nul. D'où la disparition du trait protonique au niveau de la zone de reconnexion au fur et à mesure que le flux reconnecte.

---

6. Avant la fin totale de la reconnexion, un sursaut du taux de reconnexion est mesuré,  $E_x \sim 0.4$  à 4.5 ns. Ce sursaut est lié au fait que le champ magnétique dans la région de reconnexion tend vers 0. Or, le champ électrique est normalisé en fonction du champ magnétique. La normalisation n'est plus bien traitée numériquement quand le champ magnétique tend vers 0, plus de détails sont donnés dans la section 2.5.

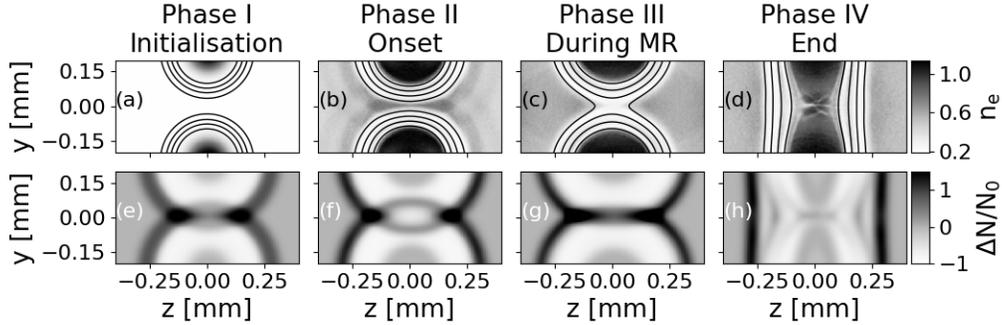


FIGURE 2.19 – **ligne supérieure** : distributions de la densité électronique agrandies autour de la zone de reconnexion pour les 4 phases principales présentées en figure 2.18. Les lignes noires matérialisent les lignes du champ magnétique. **ligne inférieure** : Images synthétiques de radiographie proton agrandies autour de la zone de reconnexion pour les 4 phases principales présentées en figure 2.18.

**Interprétation préliminaire** Cette simulation nous permet dans un premier temps de mieux interpréter les images présentées en figure 2.20 et de les associer à une phase de la reconnexion. À partir de cette association, on comprend mieux l'évolution temporelle de la reconnexion et de son comportement face à la présence d'un champ guide.

$B_{GF}/B_{yz} = 0.0$  : (première ligne en figure 2.20) toutes les images présentent une ligne fine et noire (protonique) le long de la couche neutre. D'après l'analyse numérique précédente, ceci traduit le fait que la reconnexion magnétique s'est déclenchée très tôt et se produit pendant toute la durée de l'impulsion laser, excepté au dernier moment où l'on observe un élargissement de la ligne. Cet élargissement peut signifier qu'un ralentissement de la reconnexion est apparu à la fin.

$B_{GF}/B_{yz} = 0.13$  et  $B_{GF}/B_{yz} = 0.27$  : (première et seconde lignes en figure 2.20) Au point de contact des deux bulles, nous observons la forme d'une bouche, similaire à la figure 2.19(f), qui grossit au cours du temps. D'après l'analyse précédente, la reconnexion n'a toujours pas commencé, seul le gradient spatial du champ tend à croître à cause de la compression qui ne s'arrête pas. La reconnexion commence avant  $t = 4,8$  ns, car au dernier temps de sondage, on observe le trait fin, synonyme d'une reconnexion magnétique amorcée.

$B_{GF}/B_{yz} = 0.41$  : (dernière ligne en figure 2.20) Comme pour le cas précédent, on observe un accroissement de la bouche au niveau de la reconnexion, ce qui signifie que la reconnexion tarde à commencer. Même au dernier temps, on n'observe pas la fine ligne au niveau de la couche neutre, signifiant que la reconnexion, pour ces valeurs de champ guide, n'a pas pu s'amorcer pendant la durée de vie du champ.

Cette première analyse nous a permis de montrer qualitativement que dans le cas coplanaire la reconnexion avait cours pendant toute la durée de l'impulsion laser. Mais la présence d'un champ guide affecte considérablement la reconnexion et la retarde de plus de 4 ns.

## 2.4.1.2 Caractériser l'accumulation du flux magnétique au point de reconnexion

Les profils des modulations de dose peuvent être utilisés afin de caractériser la compression magnétique au point de contact des boucles magnétiques, lieu où les lignes du champ magnétique sont comprimées et où la reconfiguration magnétique se produit.

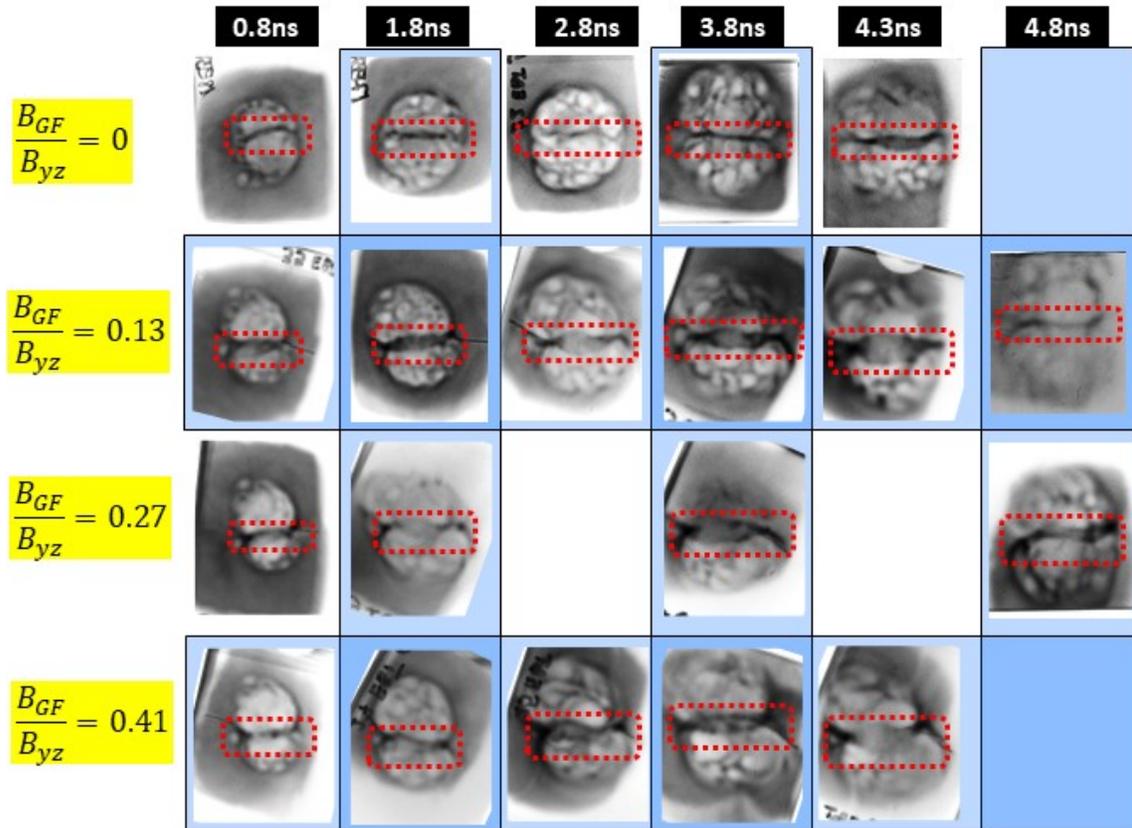


FIGURE 2.20 – Compilation des images de radiographie de protons obtenues à différents instants et dans différentes configurations. Chaque ligne correspond à une configuration donnée et chaque colonne à un délai. Chaque champ magnétique induit dans le plasma ablaté est reconnaissable par ce motif caractéristique d'un disque clair (plus ou moins déformé) délimité par un périmètre foncé. Ces disques s'agrandissent au cours du temps, puisque lors de la détente du plasma à la surface de la cible le champ magnétique figé dans le plasma l'accompagne. La zone de reconnexion, aussi nommée couche neutre, est le point de contact des champs magnétiques induits par les deux impulsions laser. Le motif au niveau de la zone de reconnexion n'est pas le même selon la configuration et de même quant à son évolution dans le temps. Les protons sonde ont une énergie de 11 – 14 MeV selon les images.

Comme le montre la compilation des images de radiographie en Figure 2.20, nous observons bien un trait noir (surdensité/accumulation de protons) entre les disques de déplétion. Comme nous l'avons expliqué précédemment, ce motif traduit la compression magnétique intervenant lors de la collision des boucles magnétiques. C'est bien ce trait de surdensité qui nous permet de mieux comprendre comment évolue la compression magnétique au niveau de la couche neutre. Par exemple, dans la configuration coplanaire le profil de la ligne n'est pas altéré au cours du temps, ce qui laisse penser que le profil magnétique est invariant. Alors qu'en présence du champ guide, la ligne s'élargit ce qui donne forme à une bouche. Cette bouche continue de s'élargir.

Deux scénarios aux antipodes l'un de l'autre peuvent expliquer cet accroissement. **(1)** Les bords des deux boucles magnétiques s'éloignent l'une de l'autre, ce qui revient à dire que la couche neutre s'élargit. Une décompression des lignes du champ magnétique se produit. **(2)** Le scénario opposé où les lignes de champ continuent de se comprimer. Cette accumulation du champ magnétique aux abords d'une fine couche neutre défléchit d'autant plus les protons que le flux magnétique s'accumule. Dans le cadre de la physique des plasmas à haute densité d'énergie, le scénario **(2)** semble le plus plausible. Puisque le paramètre  $\beta$  est élevé (de l'ordre de 10, voir section FCI2), le système est dominé par la pression thermique du plasma. En présence d'une pression interne prédominante, chaque bulle de plasma est contrainte à s'étendre et lors de cette détente, le champ magnétique gelé dans le plasma est entraîné. C'est bien cette détente que l'on observe sur les séquences temporelles des images de proton radiographie figure 2.20 (agrandissement au cours du temps des disques clairs sur les images de radiographie proton. Dans un tel cadre, une décompression des lignes magnétiques proche de la couche neutre (scénario **(1)**) semble improbable, aucune force n'étant présente au niveau de la couche neutre qui pourrait expliquer un éloignement des boucles. De plus, la largeur de la bouche atteint une valeur de  $\sim 450 \mu\text{m}$ , ce qui correspond à la distance entre les deux taches focales (en incluant le rayon des taches). Un tel écartement semble impossible au vu de la pression exercée par le faisceau laser.

Si on considère le scénario (2), pour former ce motif les protons doivent être défléchis d'au moins la moitié de la largeur de la bouche. Nous supposons ici que les deux bulles sont identiques comme les faisceaux laser avaient les mêmes caractéristiques. La couche neutre représente donc l'axe de symétrie. Dans le cadre du scénario (2), les protons dessinant le « front d'une bouche » ont été suffisamment défléchis par la boucle magnétique pour passer de l'autre côté de la couche neutre. En d'autres termes, les protons ont été défléchis d'au moins la moitié de la largeur de la bouche. En mesurant cet élargissement, nous pouvons estimer la limite inférieure du  $\int \mathbf{B} \times d\mathbf{x}$  de part et d'autre de la couche neutre. Puisque le déplacement transverse d'un proton est intégré le long du chemin de propagation d'après l'équation 2.2. Ce calcul permet donc d'estimer la borne inférieure de  $\int |\mathbf{B} \times d\mathbf{x}|$ .

Les figures 2.21 donnent le champ magnétique intégré le long du parcours des protons en fonction du temps, calculé à partir de l'élargissement de la forme en "bouche" comme expliqué précédemment. Sur l'ensemble des configurations, excepté la coplanaire, le champ magnétique croît avec le temps. Mais cette accumulation du flux magnétique aux abords de la couche neutre n'est pas la même selon la configuration. Au vu des mesures expérimentales (cf Figure 2.21), il paraît justifié de représenter la tendance à partir d'une fonction linéaire, tout en excluant les

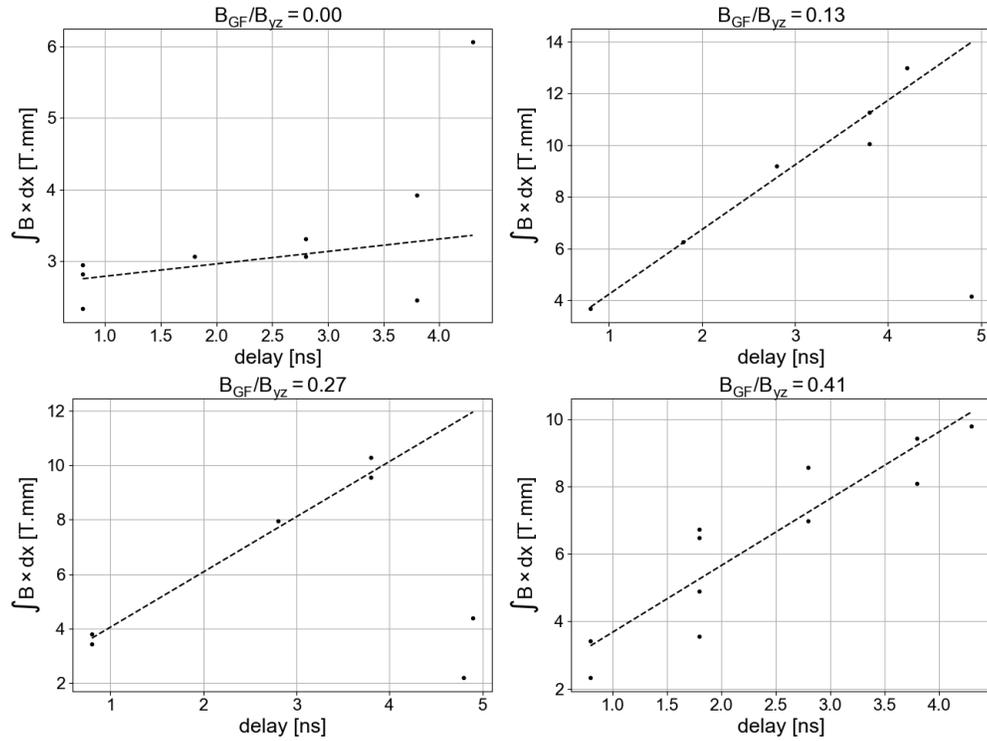


FIGURE 2.21 – Les graphiques montrent l'évolution du  $\int |\mathbf{B} \times d\mathbf{x}|$  au cours du temps à  $B_{GF}/B_{yz} = 0.13$ ,  $B_{GF}/B_{yz} = 0.27$  et  $B_{GF}/B_{yz} = 0.41$ . Les points correspondent aux mesures expérimentales et la droite en pointillée à une fonction linéaire ajustée pour déterminer la pente de  $\int |\mathbf{B} \times d\mathbf{x}|$

points aux derniers temps. Le taux d'accumulation du flux magnétique est directement fourni par la pente de la fonction linéaire, dont les valeurs sont résumées dans le tableau suivant.

$B_{GF}/B_{yz}$	Le taux d'accumulation du flux magnétique
0.41	$1.93 \text{ T}\cdot\text{mm}\cdot\text{ns}^{-1}$
0.27	$2.11 \text{ T}\cdot\text{mm}\cdot\text{ns}^{-1}$
0.13	$2.50 \text{ T}\cdot\text{mm}\cdot\text{ns}^{-1}$
0.0	$0.17 \text{ T}\cdot\text{mm}\cdot\text{ns}^{-1}$

TABLE 2.1 – Table résumant l'accumulation de flux magnétique calculée à partir des graphs en Figure 2.21

### 2.4.1.3 Interprétation du cas coplanaire

On observe une accumulation de flux magnétique au voisinage de la couche neutre en présence d'un champ guide, tandis que dans la configuration coplanaire,  $\theta = 0^\circ$ , le champ reste quasi-constant. Cette non-accumulation de champ au cours du temps signifie que dans

la configuration coplanaire tout le flux magnétique généré est reconnecté au fur et à mesure qu'il est injecté dans la zone de reconnexion, contrairement aux configurations en présence du champ guide.

Cependant au dernier temps  $t = 4.3$  ns, le trait associé à l'accumulation de protons au niveau de la couche neutre, voir figure 2.20, augmente soudainement. Dans le cadre du calcul présenté précédemment cela serait causé par une accumulation brutale du flux magnétique et donc une baisse soudaine de l'efficacité de la reconnexion. Comme pour la section précédente envisager le scénario **(1)**, i.e un élargissement de la couche neutre, ne semble pas envisageable dans un plasma à haut paramètre- $\beta$ .

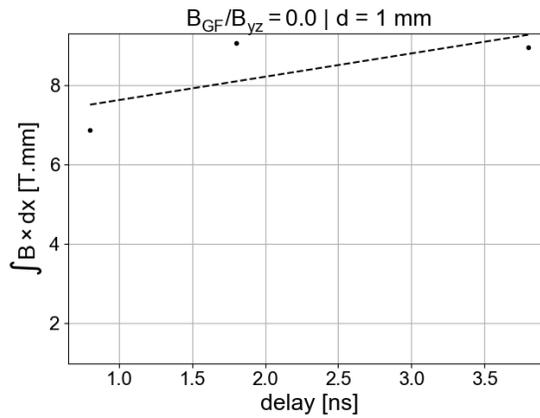


FIGURE 2.22 – L'évolution temporelle du  $\int |\mathbf{B} \times d\mathbf{x}|$  dans la configuration coplanaire où les taches focales étaient éloignées de 1 mm. Les points correspondent aux mesures expérimentales et la droite en pointillée à une fonction linéaire ajustée pour déterminer la pente de  $\int |\mathbf{B} \times d\mathbf{x}|$

L'hypothèse d'une non-accumulation du flux magnétique dans le cas coplanaire est confirmée par l'analyse de l'évolution de la couche de courant dans une autre configuration coplanaire. Cette autre configuration coplanaire consiste à avoir des boucles magnétiques deux fois plus éloignées l'une de l'autre, i.e 1 mm. De la même manière que pour l'écart (standard) de  $500 \mu\text{m}$ , la reconnexion magnétique est dans un régime stable, c'est-à-dire le flux magnétique s'accumulant près de la couche neutre est aussitôt reconnecté. On voit cela grâce à la courbe en figure 2.22 qui est constante à partir de  $t = 1.8$  ns, ce qui signifie qu'aucune accumulation n'est enregistrée. La différence notable entre les configurations coplanaires avec des écarts de  $500 \mu\text{m}$  et 1 mm est que ce régime de la reconnexion sans accumulation de champ est atteint à partir de 1.8 ns pour la configuration coplanaire aux taches focales éloignées. Ce délai provient du temps nécessaire pour que les boucles se percutent et se compriment suffisamment pour enclencher la reconnexion, ce qui est en adéquation avec la mesure de la détente de la boucle magnétique en Figure 2.12. Dans le cas des boucles resserrées, la reconnexion avait démarré avant 0.8 ns, le temps de sondage le plus tôt effectué lors de cette campagne expérimentale.

#### 2.4.1.4 Interprétation des cas en présence d'un champ guide

En présence d'un champ guide quand  $\theta \neq 0^\circ$ , la pente de l'évolution du  $\int |\mathbf{B} \times d\mathbf{x}|$  présentée dans la figure 2.21 n'est plus négligeable, signifiant que le flux magnétique s'entasse au bord de la couche neutre. Si le taux de reconnexion n'est pas suffisant pour reconnecter le champ magnétique généré par l'impulsion laser, alors le flux magnétique sera contraint à s'accumuler aux abords de la couche neutre. Il est à noter que nous mesurons ici un taux d'empilement du flux magnétique qui diminue à mesure que le champ guide augmente. Cette tendance semble au premier abord surprenante puisqu'on observe un ralentissement de la reconnexion dû à la présence d'un champ guide. En résumé, on observe qu'un faible champ guide ralentit plus la reconnexion qu'un champ guide élevé. L'une des sources de cette tendance peut être inhérente à la géométrie de l'expérience. Comme l'axe des faisceaux laser durant l'expérience était fixé et que les cibles étaient penchées afin d'imposer un champ guide, une telle géométrie implique que la tache focale en surface de la cible solide est légèrement déformée en fonction de la configuration adoptée. Ainsi possiblement la quantité de flux produit au cours du temps serait plus faible à  $\theta = 45^\circ$  qu'à  $\theta = 0^\circ$ , ce qui expliquerait une accumulation de flux magnétique plus faible à  $45^\circ$ , ceci est à confirmer à l'aide de simulations FCI2 complémentaires.

#### 2.4.1.5 Analyse à partir d'abaques

Cette première analyse des images de radiographie proton donne une première idée de la quantité de flux magnétique s'accumulant au point de reconnexion.

Nous avons présenté dans la section 2.3.1 différentes méthodes afin d'analyser des images de radiographie proton. La méthode utilisant la grille, présentée en section 2.3.1.1, n'a pas été considérée entre autres due au manque de résolution spatiale de cette méthode. La méthode analytique, présentée en section 2.3.1.2, n'est pas applicable dans le cadre de notre expérience. En effet l'hypothèse requise sur le contraste faible n'est pas possible. Dans la section 2.3.1, nous avons d'ailleurs déjà utilisé l'hypothèse selon laquelle l'augmentation du flux magnétique aux abords de la couche neutre force les protons sondant à se croiser.

Dans le cadre d'un régime à haut contraste, c'est-à-dire que les protons après sondage se croisent, il est tout de même possible d'estimer un profil du champ magnétique en fonction du profil de contraste des images à l'aide d'un outil de post-traitement. Ici, nous avons tiré profit du code de suivi des trajectoires des particules, décrit dans la section 2.3.1.3. Pour cela, des simulations sont lancées avec différents paramètres du profil magnétique initialisé, jusqu'à trouver un profil de dose simulée qui coïncide avec la mesure expérimentale. Plus le nombre de paramètres décrivant le profil magnétique est grand et plus l'intervalle d'intérêt des paramètres est étendu, plus l'espace des phases du jeu de donnée à explorer sera conséquent ce qui rend ce procédé numérique lourd. Cette analyse de post-traitement nécessite une capacité de calcul bien supérieure à la résolution analytique décrite en section 2.3.1.2.

Ici, nous voulons caractériser le flux magnétique s'accumulant dans la zone de reconnexion. Le profil magnétique dans la zone de reconnexion a donc été initialisé sous la forme simplifiée suivante :

$$B_z(y) = \underbrace{B_0 \frac{y - y_0}{\sigma} \frac{e^{-\frac{(y-y_0)^2}{\sigma^2}}}{\max(e^{-\frac{y_0^2}{\sigma^2}})}}_{\text{boucle B 1}} + \underbrace{B_0 \frac{y + y_0}{\sigma} \frac{e^{-\frac{(y+y_0)^2}{\sigma^2}}}{\max(e^{-\frac{y_0^2}{\sigma^2}})}}_{\text{boucle B 2}} \quad (2.4)$$

Où  $B_z$  est la composante z du champ magnétique (parallèle à la couche neutre) dont les paramètres  $\sigma$  et  $B_0$  représentent respectivement la largeur et l'amplitude du ruban magnétique. Le 1<sup>er</sup> terme correspond au profil d'une des boucles magnétiques et le 2<sup>ième</sup> à l'autre boucle magnétique. Le champ magnétique est nul en  $y = 0$ .  $\pm y_0$  correspond aux positions des taches focales :  $y_0 = 250 \mu m$ , comme les taches focales sont séparées de  $500 \mu m$ . Cette forme simplifiée du profil magnétique, équation 2.4, a été inspirée d'une des premières études analytiques de la radiographie proton développée par Kugland et al. [2012a]. De plus, cette forme coïncide correctement avec ce que prédit le code hydro-radiative, FCI2 décrit dans la section 2.3.2.2, voir Figure 2.23.

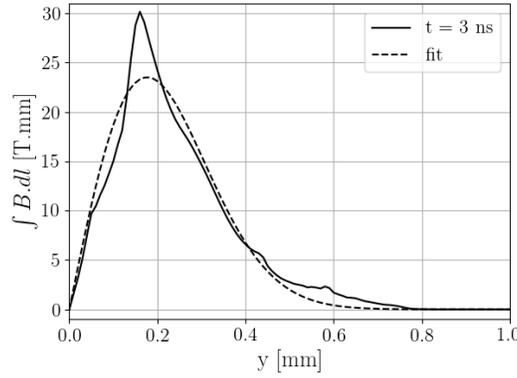
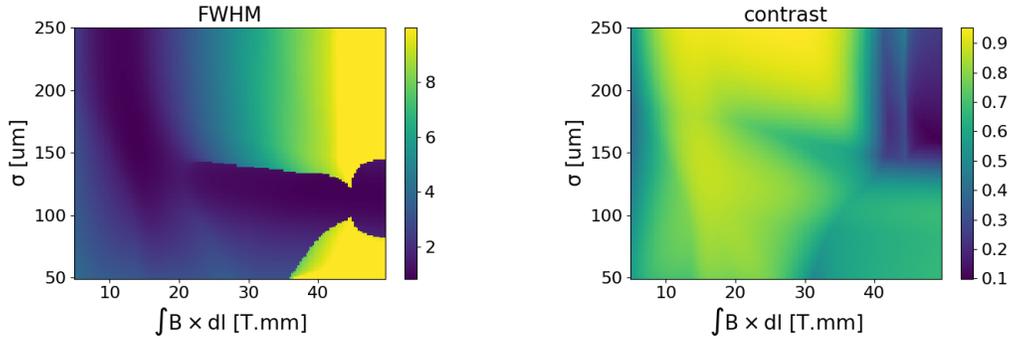


FIGURE 2.23 – (pleine) Champ magnétique intégré le long du chemin des protons d'après la simulation de FCI2 (cf section 2.3.2.2) à  $t = 3$  ns. (pointillé) Fonction 2.4 ajustée par rapport à la courbe noire, où  $\sigma = 0.25$  mm et  $B_0 = 54.8$  T.

Un grand nombre de simulations ont été lancées afin d'échantillonner l'espace des phases  $(\sigma, B_0)$ . Sur chacune de ces simulations apparaît un pic de fluence de protons au niveau de la couche neutre, comme le montrent les observations expérimentales, cf figure 2.20. À partir des simulations on extrait la largeur à mi-hauteur et le contraste du pic qui dépendent du jeu de paramètres  $(\sigma, B_0)$ . De la même manière, on mesure les mêmes caractéristiques sur les images de radiographie protons obtenues lors de la campagne expérimentale. Une fois ces caractéristiques extraites des simulations, des cartes de la largeur à mi-hauteur et du contraste sont générées dans l'espace des phases  $(\sigma, B_0)$ .

La figure 2.24 présente les cartes obtenues en utilisant un profil magnétique défini par l'équation précédente. Une fois ces cartes (ou abaques) générées, on fait la fonction inverse, c'est-à-dire que nous regardons s'il existe un ou plusieurs jeux de paramètres  $(\sigma, B_0)$  qui correspondent aux données expérimentales, i.e la largeur à mi-hauteur et le contraste. De



(a) Largeur à mi-hauteur en fonction de  $\sigma$  et de  $\int |\mathbf{B} \times d\mathbf{x}|$ , exprimée en mm. (b) Contraste en fonction de  $\sigma$  et de  $\int |\mathbf{B} \times d\mathbf{x}|$ .

FIGURE 2.24 – Abaques obtenus via les simulations ILZ. À partir de la mesure de la largeur à mi-hauteur et du contraste sur les images de proton radiographie (voir figure 2.20), l'objectif est de voir s'il existe un jeu de paramètre  $(\sigma, \int |\mathbf{B} \times d\mathbf{x}|)$  où la largeur à mi-hauteur et le contraste coïncident.

cette manière, un ou plusieurs profils magnétiques au voisinage de la zone de reconnexion peuvent en être déduits. Néanmoins, il est possible de ne pas trouver une fonction inverse si le profil magnétique n'est pas suffisamment proche de la réalité, alors aucun jeu de paramètres ne pourra alors décrire correctement les observations expérimentales.

Notons que le contraste obtenu par les simulations ILZ est très haut ( $\sim 0.4 - 0.9$ , voir panneau de droite de la figure 2.24) en comparaison de celui mesuré sur les films radiochromiques (RCF), qui est de l'ordre de 0.2-0.6. Le niveau du contraste est sensible à la présence du bruit. Or, une partie du bruit de fond n'a pas pu être soustrait. Néanmoins sur quelques tirs, le bruit était suffisamment faible pour estimer un jeu de paramètres décrivant le profil magnétique, voir figure 2.25. Les quelques tirs où il existe un jeu de paramètres  $(\sigma, B_0)$  montrent que le  $\int |\mathbf{B} \times d\mathbf{x}|$  observé est de l'ordre de 4 à 13 T.mm confirmant l'analyse présentée sur la figure 2.21.

#### 2.4.1.6 Résumé de l'analyse de la radiographie proton

La radiographie proton tire profit de la capacité qu'ont les protons énergétiques à pouvoir passer au cœur d'un plasma dense tout en étant sensible à son champ électromagnétique, ce qui permet ainsi de cartographier la topologie magnétique du plasma sondé. Toutefois, les collisions élastiques subies par les protons et les fortes variations du champ magnétique rendent l'analyse complexe. Afin de produire l'analyse la plus riche, plusieurs méthodes ont été utilisées dans ce chapitre.

1. Une comparaison avec les résultats d'une simulation hybride PIC a permis d'identifier les différentes phases de la reconnexion magnétique et de mettre en évidence que ces phases prennent plus de temps à s'établir en présence d'un champ guide.

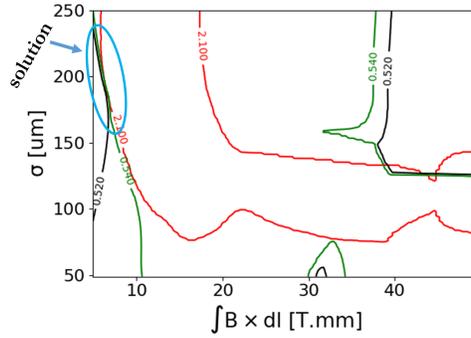


FIGURE 2.25 – Exemple d'utilisation des abaques pour un tir donné où la largeur à mi-hauteur du trait protonique au niveau de la couche neutre était de 2.1 mm et son contraste était de 0.52 et de 0.54 (nous avons défini deux contrastes différemment afin de distinguer une structure à un pic ou à deux pics). La ligne rouge est l'iso-contour pour la largeur à mi-hauteur de la structure observée, ici la ligne rouge correspond exactement à l'iso-contour de la figure 2.24a pour une valeur de 2.1 mm. Quant aux lignes vertes et noires, elles correspondent aux deux contrastes. La ligne verte correspond exactement à l'iso-contour de la figure 2.24b pour une valeur de 0.54. L'ensemble des solutions correspond à l'endroit où se croisent les 3 courbes (noire, verte et rouge). Dans cet exemple, le profil magnétique a un  $\int |\mathbf{B} \times d\mathbf{x}|$  compris entre 5.7 T.mm et 7.2 T.mm et  $\sigma$  compris entre 167  $\mu\text{m}$  et 220  $\mu\text{m}$ . Nous excluons les solutions autour de 40 T.mm car elles correspondent à des valeurs irréalistes (trop élevées) du gradient.

2. Une mesure de la croissance du motif au niveau de la couche neutre montre qu'une accumulation de flux magnétique se produit en présence d'un champ guide.
3. Une comparaison de ce même motif avec des profils de variations de dose nous a permis d'estimer que le champ magnétique aux abords de la couche neutre était compris entre 4 à 13 T.mm.

Au travers de ces analyses, nous avons pu mettre en évidence que la reconnexion magnétique est dans un régime "stationnaire" dans une configuration coplanaire. Par "stationnaire", on entend que le rythme auquel est le flux magnétique reconnecte et est éjecté, est égal à la production du flux magnétique par effet Biermann-batterie. Par la suite, nous avons observé que la reconfiguration magnétique était drastiquement ralentie et retardée (i.e. se déclenche plus tardivement) lorsqu'on impose un très faible champ guide,  $B_{GF} = 0.13B_{yz}$ .

#### 2.4.2 Chauffage et accumulation de plasma proche du point-X

La radiographie proton nous a permis de qualifier l'influence du champ guide sur la reconnexion des boucles magnétiques. Les images présentent clairement une accumulation du flux magnétique qui n'est pas évacuée en présence d'un champ guide, rompant la symétrie du système. Coupler les observations faites à partir des images des radiographies proton et des simulations de FCI2 nous a permis de quantifier la perte d'efficacité du flux reconnecté au cours du temps.

En enregistrant l'émission propre du plasma entre les deux taches focales, i.e. la couche neutre, lieu de la reconnexion, nous mesurons les variations de la température et de la densité électronique du plasma intégrées non-linéairement le long de l'axe longitudinal (normal à la surface de la cible). Cependant, là où le plasma sera assujéti à la reconnexion (plasma coronal), et donc soumis à des altérations telles que le chauffage, le plasma peut être considéré dans un régime optique fin au vu du libre parcours moyen des photons, qui est de  $41.6 \mu\text{m}$  pour une densité électronique de  $1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  en comparaison de la longueur caractéristique du plasma  $20 - 40 \mu\text{m}$ . Les simulations montrent que la reconnexion se fait dans cette région du plasma de couronne, i.e. en bordure la couche critique ( $n_{cr}$ ). Plus proche de la partie solide de la cible, i.e. le plasma surdense ( $n > n_{cr}$ ), le paramètre- $\beta$  est élevé, plus précisément  $\beta \sim 100$ , ce qui revient à dire l'énergie magnétique est négligeable en comparaison de l'énergie interne du plasma. Un transfert de l'énergie magnétique à thermique, même si totale, résulterait en une infime hausse de l'énergie thermique et donc par extension l'émissivité serait la même. En d'autres termes, tout transfert d'énergie magnétique à thermique (dû à un phénomène de reconnexion, par exemple) dans un plasma surdense ne pourrait être détecté avec un diagnostic de pyrométrie.

Dans un régime optiquement fin, c'est-à-dire où l'émission est dominée par une émission de bremsstrahlung l'émission est proportionnelle au carré de la densité et à l'inverse de la racine carrée de la température lorsqu'on l'observe sur une bande étroite.

En figure 2.26, est présentée l'émission enregistrée pour les différentes configurations, coplanaire et en présence du champ guide mais aussi avec une seule bulle de plasma. Cette dernière configuration, avec un seul faisceau nanoseconde, à l'intérêt de nous exposer l'évolution d'un panache de plasma se détendant dans le vide sans aucune interaction avec un autre objet. De la même manière que pour les autres tirs, on regarde l'émission  $250 \mu\text{m}$  au loin de la tache focale et  $t = 0 \text{ ns}$  sur le graphe en figure (d) correspond au début de l'irradiation de l'impulsion laser sur la cible.

Avec un seul plasma, on observe une montée du signal sur  $0.3-0.4 \text{ ns}$  qui est suivie par un signal stable et constant sur toute la durée de l'interaction laser-plasma, qui est de  $5 \text{ ns}$ . Cette première phase de montée du signal est due au temps pris au plasma pour s'étendre radialement. Après l'arrêt du laser, à  $5 \text{ ns}$ , le plasma se dissipe complètement dans le vide du fait que le champ magnétique qui confinait le plasma n'est plus maintenu par le flux de chaleur (effet Nernst), d'où la chute du signal à partir de  $5 \text{ ns}$ .

Lorsque deux bulles de plasma sont présentes et entrent en collision, l'émission observée est bien différente. Premièrement, le signal n'est pas constant dans le temps. Plusieurs phases sont présentes, une première montée plus importante en terme de signal enregistré suivie d'une chute progressive jusqu'à atteindre le niveau du signal enregistré du tir : « 1 faisceau » et finalement la perte de signal causée par l'arrêt de l'impulsion laser.

Cette première augmentation du signal provient d'une accumulation de la densité du plasma au niveau de la couche neutre. Lorsque les deux bulles en détente se rencontrent, elles vont fournir par la suite du plasma constamment qui sera éjecté par le phénomène de reconnexion. Suite, à cette première montée, on observe une décroissance lente du signal qui peut être expliquée par :

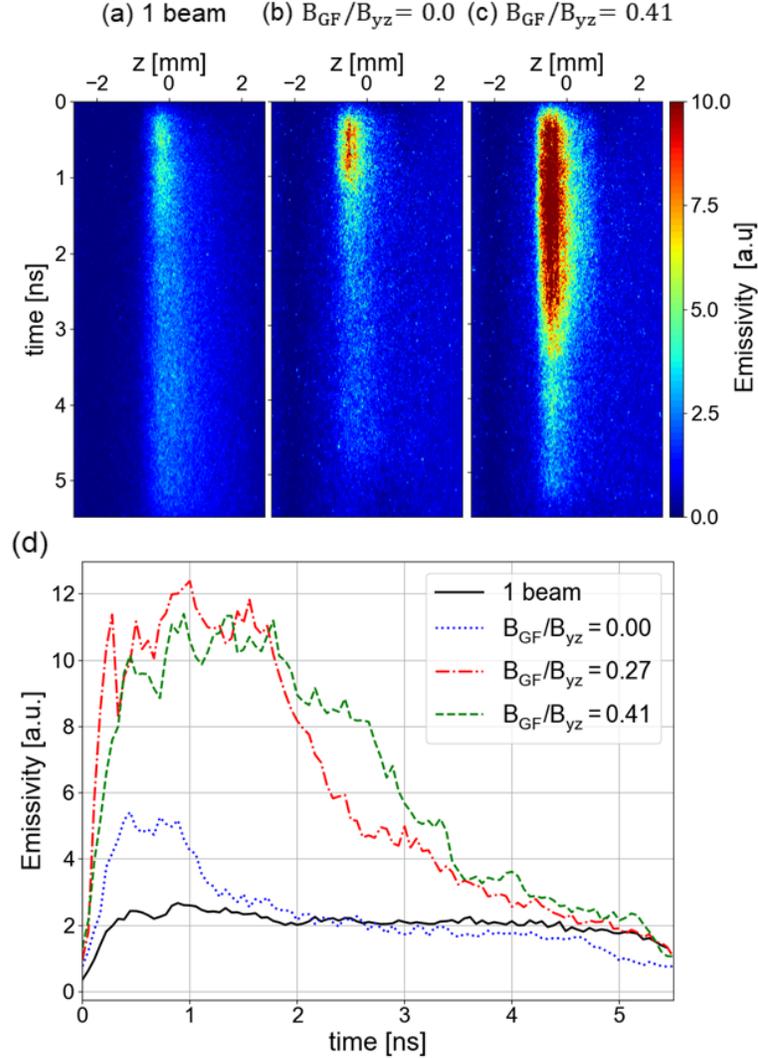


FIGURE 2.26 – **Observation expérimentale de de pyrométrie optique de la reconnexion magnétique en présence d'un champ guide.** (a-c) images obtenues par la caméra à balayage de fente de l'émission propre du plasma dans la région de reconnexion, telle qu'enregistrée dans l'expérience de laboratoire suivant l'axe  $z$  (voir Figure 2.5), dans le plan moyen entre les points d'irradiation des deux lasers nanoseconde. L'émission propre est enregistrée pour les photons autour de  $(480 \pm 250)$  nm de longueur d'onde et intégrée sur  $230 \mu\text{m}$  le long de l'axe des ordonnées (voir Figure 2.5). Le panneau (a) correspond à un seul faisceau laser nanoseconde activé. Les panneaux (b) et (c) correspondent au cas où les deux faisceaux nanoseconde sont tirés ; pour le panneau (b) sur des cibles coplanaires, tandis que pour le panneau (c), une des cibles est inclinée de  $45^\circ$ , induisant la présence d'un champ guide. (d) Coupes de l'émission propre enregistrée du plasma et intégrée selon l'axe  $z$  et en fonction du temps. Certaines de ces coupes sont associées aux images affichées en (a-c), plus d'une autre prise de vue correspondant à une intensité de champ de guidage intermédiaire. Le temps,  $t = 0$  ns, correspond au début de l'irradiation des cibles par les faisceaux nanosecondes.

- La matière est éjectée en dehors de la zone de reconnexion en même temps que le flux magnétique reconnecté et la densité décroît.
- Le plasma est chauffé du fait qu'une partie de l'énergie magnétique est transférée au plasma.

Une chute du signal de l'émission propre du plasma peut s'expliquer soit par une diminution de la densité électronique ou un chauffage du plasma d'après l'équation 2.1. On remarquera qu'en l'absence d'un champ guide, la montée est bien plus faible et la décroissance s'effectue sur 1 ns, contrairement aux configurations en présence d'un champ guide.

À l'aide du diagnostic de pyrométrie, nous avons été capables d'observer l'évolution temporelle de l'émission du plasma dans la couche de courant. Ce diagnostic nous a permis d'identifier certaines phases temporelles de la reconnexion magnétique : une accumulation de densité aux abords de la couche neutre, suivie d'une évacuation de la matière concomitante au chauffage du plasma. En imposant un champ guide, ces phases s'étalent plus dans le temps (la phase d'accumulation est plus longue et l'évacuation est moins efficace). Ces observations convergent bien dans la même direction que l'analyse de la radiographie proton présentée en section 2.4. En présence d'un champ guide, la reconnexion magnétique est drastiquement ralentie.

### 2.4.3 Observation de particules provenant de la reconnexion

Dans cette section, nous présenterons les mesures des spectres de particules accélérées lors de la collision entre les deux plasmas ablatés. Ces mesures ont été effectuées à l'aide du spectromètre de particules, voir section 2.2.2.2. Avant de présenter, il est nécessaire d'estimer la distribution de l'état d'ionisation dans le plasma. Nous avons pour cela tiré profit du code FLYCHK [Chung et al., 2005]. Ce code développé au LLNL modélise la distribution de l'état de charge dans le plasma ainsi que la répartition de population entre les niveaux atomiques en fonction des conditions plasma dans un équilibre thermodynamique non-local ou local.

Concernant les conditions plasma, les résultats de FCI2 (cf section 2.3.2.2) ont été utilisés. Ces résultats ont été complétés par ceux d'un diagnostic de spectrométrie à rayonnement X [Faenov et al., 1994], la température du plasma était estimée à 800 eV.<sup>7</sup>

Au vu des paramètres plasma considérés, l'état d'ionisation moyen du plasma d'après les simulations de FLYCHK était de l'ordre de  $Z^* = 19$ . Comme le montre la figure 2.27, pour une densité électronique proche de la densité critique, i.e  $n_e = 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ , la distribution de l'état de charge est maximale et centrée en  $Z^* = 19$ . À partir de ces calculs, nous avons fait l'hypothèse que tout ion observé au travers du spectromètre de particules serait un ion  $\text{Cu}^{19+}$ . La quantité de contaminants, eau et hydrocarbonés, composant le plasma est négligeable au vu de la quantité de cuivre ablatée, puisque la couche de contaminant est de l'ordre de 1 nm [Cowan et al., 2004] alors que le matériau est ablaté sur une épaisseur de plusieurs micromètres.

---

7. Les résultats ne sont pas présentés exhaustivement dans ce manuscrit puisque je n'ai pas travaillé sur l'analyse de ces données. De plus, les résultats n'ont pas apporté d'éléments sur la mécanique de la reconnexion magnétique sinon sur les conditions plasma.

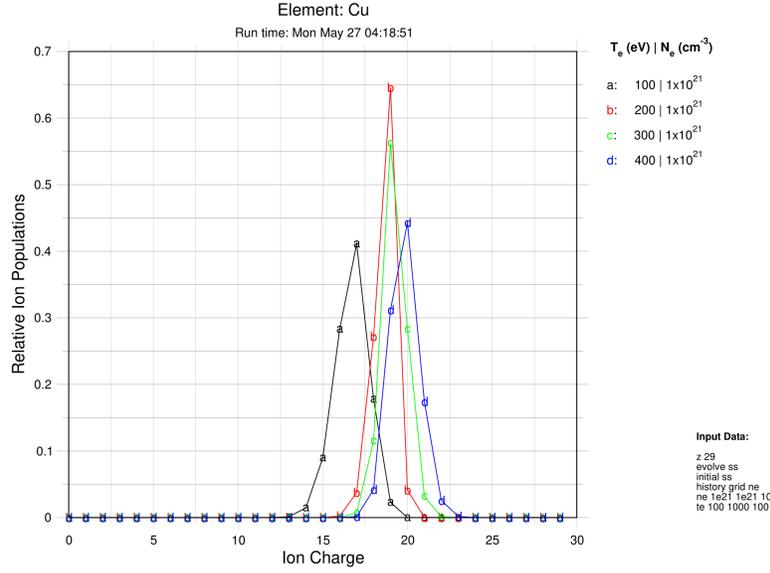


FIGURE 2.27 – Distributions calculées à l’aide de FLYCHK du degré d’ionisation du plasma pour une densité de  $n_e = 10^{21} \text{ cm}^{-3}$  et en fonction de la température électronique .

Dans le cadre du modèle de Sweet et Parker (MHD résistive, présenté en section 1.2.1), le flux sortant est accéléré à la vitesse d’Alfvén, or nombre d’études numériques et expérimentales ont montré que ce modèle était limité et ne pouvait expliquer les observations et les mesures expérimentales d’accélération des électrons à des vitesses suprathermiques [Hoshino et al., 2004]. Par exemple, Raymond et al. [2018] ont mesuré une accélération des électrons jusqu’à 6 MeV lors d’une reconnexion relativiste induite par laser. Au cours de l’expérience, nous avons pu mesurer des particules, ions et électrons, ayant une énergie de l’ordre de 1 à 6 MeV pour les électrons et de 0.1 MeV/amu pour les ions en provenance de la zone de reconnexion, voir figure 2.28.

Comme le présente le résumé des résultats affiché en figure 2.28(e)-(f), des spectres des ions et des électrons éjectés de la zone de reconnexion ont été enregistrés. Comme décrits dans la section de présentation de l’implémentation du diagnostic (section 2.2.2.2), plusieurs tirs de contrôle nous permettent d’affirmer que ces particules accélérées proviennent de la zone d’intérêt (couche de courant).

La mesure du spectre ionique montre qu’en augmentant l’amplitude du champ guide le spectre croît et de même pour l’énergie de coupure. Néanmoins, le lecteur devra noter qu’extraire une tendance telle que la pente du spectre ou une énergie de coupure sur ces données est délicat en raison du rapport signal à bruit. Le niveau de bruit enregistré comparé au signal est élevé, ce bruit est essentiellement causé par l’émission-X du plasma inondant le détecteur, Image Plate (IP). Ce bruit est particulièrement localisé dans la région correspondant à la projection de la fente d’entrée, identifiée par le trait rouge en pointillé en Figure 2.28(a,b). Dans cette région en question, le bruit intense a été masqué par un patch correspondant au second

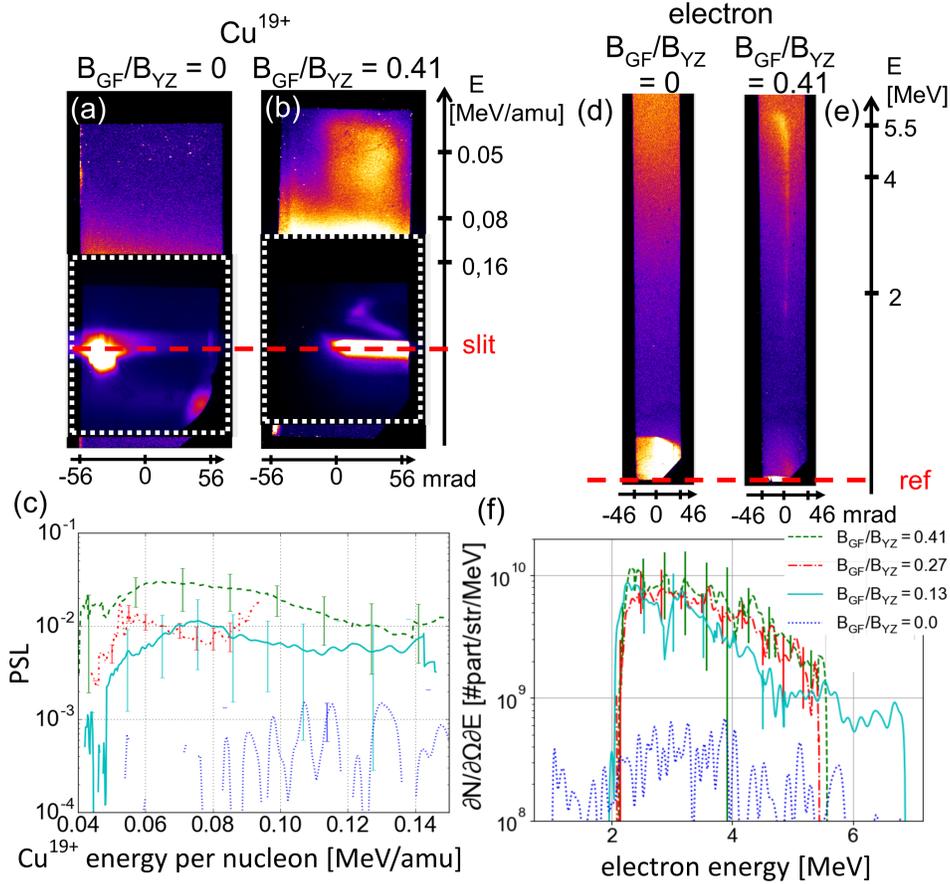


FIGURE 2.28 – Preuve expérimentale de l'accélération de particules le long de la couche de courant en présence d'un champ guide. (a, b) spectres bruts d'ions Cu enregistrés par le spectromètre de particules en présence (a) ou en l'absence (b) d'un champ guide. Pour le panneau b, nous avons  $B_{GF}/B_{yz} = 0,41$ . Dans la région au niveau de la fente d'entrée du spectromètre, les images sont fortement saturées par les rayons X et la lumière visible émise par le plasma. C'est la raison pour laquelle, un patch délimité par les pointillés blancs a été ajouté, associé à une seconde numérisation du détecteur, Image Plate. La partie supérieure, le signal ionique peut être vu avec le premier scan, non saturé à cause du bruit bien plus faible dans cette partie. Le spectromètre était capable de détecter de manière fiable des ions dans la plage d'énergie allant de 0,04 keV / amu à 0,16 keV / amu. (e) spectres bruts, sans champ guide (ligne en pointillés) ou avec un champ guide de magnitude différente (lignes pleines, en pointillés et en pointillés, voir le panneau f pour la légende). Chaque tracé résulte de la moyenne des spectres enregistrés dans les mêmes conditions sur deux à cinq tirs laser, selon les configurations, les barres d'erreur correspondant à l'écart type du signal sur ces coups. (d, e, f) identique à (a, b, c) mais ici pour les électrons.

scan de l'Image Plate, ce patch est délimité par le périmètre blanc en pointillé. Le bruit causé par l'émission du plasma s'étendait aussi dans la zone d'intérêt, i.e la partie supérieure des figures 2.28(a,b). Dans cette partie, le contraste de l'image a été augmenté fortement pour que le signal apparaisse clairement et ressorte du bruit. Les barres d'erreur illustrent bien qu'en raison du faible rapport signal à bruit, aucune caractérisation précise du spectre ne peut être extraite, mais la tendance due à la présence du champ guide et de son intensité est irréfutable.

Le spectre du cas coplanaire, représenté par la courbe bleue en pointillé, permet de modéliser le niveau du bruit, puisqu'aucun signal n'a été enregistré en absence du champ guide.

Quant aux spectres des électrons observés, de la même manière que celui des ions, aucune trace d'électron accéléré n'a été détectée dans le cas coplanaire. Cependant, le comportement du spectre en présence du champ guide diverge en comparaison de celui des ions. En Figure 2.28(f) qui présente les spectres des électrons mesurés expérimentalement et moyennés sur plusieurs tirs, aucune tendance ne ressort. Au vu de la variance, il n'est pas possible de pointer l'effet du champ guide sur l'accélération des électrons, excepté qu'en absence du champ guide, il n'est pas possible d'observer la moindre particule.

Comme le spectromètre a été positionné dans ce plan de reconnexion, aucune des particules s'échappant du plan de reconnexion ne pouvait atteindre le spectromètre. En d'autres termes, le spectromètre ne peut détecter des particules accélérées au point-X, le gain d'énergie mesuré des ions et électrons provient donc d'un autre mécanisme d'accélération en lien avec la collision des bulles de plasma comme l'accélération de Fermi classique ou l'accélération bétatron.

Lors d'un événement de reconnexion, les particules sont susceptibles de subir de fortes accélérations. C'est cela que nous avons essayé de mesurer avec le spectromètre magnétique, qui nous a permis d'enregistrer des électrons ayant une énergie allant au-delà 6 MeV et des ions avec une énergie supérieure à 0.14 meV/amu. Ces particules ont été accélérées et ont atteint cette gamme d'énergie lors de la collision des deux boucles magnétiques. Le spectre des particules est dépendant de la présence du champ guide et en particulier le spectre des ions. Les mesures effectuées avec le spectromètre de particules sur le gain d'énergie des particules statuent dans la même direction que les autres diagnostics : la présence d'un champ guide affecte drastiquement la reconnexion, même si l'amplitude de ce champ guide est assez faible en comparaison du champ de reconnexion,  $B_{GF}/B_{yz} = 0.13$ .

## 2.5 Simulations et comparaisons

### 2.5.1 Modèle PIC-hybride pour une reconnexion entre deux bulles de plasmas

#### 2.5.1.1 Le modèle PIC-hybride, un candidat idéal

Dans les sections précédentes, nous avons tenté de démontrer expérimentalement que l'annihilation du champ magnétique était fortement affectée par la présence d'un champ guide, même faible ( $B_{GF}/B_{yz} = 0.13$ ). La particularité de cette expérience est que nous sommes dans

un schéma de reconnexion forcée, puisque l’ablation et le chauffage de matière par le laser induit un flot de plasma entrant continu dans la zone de reconnexion tant que le laser irradie la cible. Le phénomène n’est donc pas que régi par la microphysique proche de la couche neutre, mais aussi par la dynamique du système dans sa totalité. La détente du plasma, la pression interne du plasma, le taux de production du champ magnétique, l’apport de matière et bien d’autres contributions jouent un rôle dans la dynamique du phénomène. La simulation numérique permet entre autres d’essayer de distinguer l’effet apporté par chacun de ces événements et en quelle quantité.

Pour cela, il faut essayer de décrire le système en entier, qui se détend sur 1 à 2 mm pendant toute la durée de l’impulsion 5 ns ; au-delà, on considère que le panache n’est plus maintenu et il se diffuse rapidement comparé au temps caractéristique de la reconfiguration magnétique. Or, un code hybride-PIC se révèle être adéquat pour simuler une expérience laser, car il permet de simuler sur plusieurs échelles : les grandes échelles (MHD) et les échelles microscopiques (longueur inertielle des ions). De cette manière, la physique qui régit la détente des bulles de plasma magnétisées (MHD) est restituée correctement tout en conservant la microphysique imputable au comportement cinétique des ions. Pour résoudre cinétiquement les électrons, cela nécessiterait de mettre en œuvre un code PIC, dont le pas de temps est résolu sur une fraction de la période cyclotronique de l’électron. Rappelons que le rapport d’une période cyclotronique d’un proton et d’un électron est :  $\omega_{cp}/\omega_{ce} = 1836$ . Or, typiquement le champ magnétique produit par un faisceau laser nanoseconde est de l’ordre de  $B_0 = 200$  T, il faudrait donc 96 périodes cyclotroniques des ions pour reproduire numériquement le phénomène induit par une impulsion d’une durée de 5 ns à l’aide d’un code hybride-PIC. Si on désire simuler ce même phénomène avec un code full-PIC, on devrait lancer la simulation sur 176256 périodes cyclotroniques des électrons. Souvent pour réduire le nombre de pas nécessaire, il est de coutume de réduire le rapport de masse entre les électrons et les ions, ce qui n’est pas physique excepté dans un plasma de paires. Un code PIC divergerait de façon conséquente sur autant de périodes cyclotroniques et en plus cela nécessiterait une capacité de calcul faramineuse (voir irréalisable à ce jour) par rapport aux capacités de calcul actuelle. Quant à un code MHD, il ne permet pas de résoudre la région de Hall, ou la zone de découplage des ions voir section 2.5.1.3, qui est pressentie comme primordiale afin de raffiner la capacité de prédiction du phénomène de reconnexion [Birn et al., 2001].

En revanche, une expérience laser sous-entend que pendant toute la durée de l’impulsion laser, le laser dépose de l’énergie dans la matière. Cette déposition d’énergie est source d’apport de matière (électrons et ions) au panache en détente, de chauffage et d’autres processus produisant du flux magnétique continuellement. Or, tous ces mécanismes d’interaction laser-solide ne sont pas inclus dans le code HECKLE. Aucun apport de matière, de flux magnétique ou d’énergie ne peut être effectué. L’équation de fermeture isothermique permet de maintenir le fluide d’électrons à une même température, ce qui peut être perçu comme un apport d’énergie si les électrons perdent de l’énergie au profit des autres espèces ou du champ électromagnétique. Un tel processus pourrait s’apparenter à un chauffage par laser. Cependant, ce chauffage n’est pas local, contrairement au chauffage par un faisceau focalisé. De plus, l’apport d’énergie par le laser fait croître significativement la température, il ne fait pas *que le maintenir*.

Il convient de garder à l’esprit que dans les simulations présentées dans ce manuscrit, la

quantité de flux magnétique est fixée dès l'initialisation et elle est la même entre toutes les simulations de ce chapitre et quel que soit le paramètre- $\beta$ . Ceci, contrairement à l'expérience, où le flux magnétique est continuellement produit en raison du chauffage laser, ce que l'on avait présenté à l'aide des simulations de FCI2 (section 2.3.2.2).

### 2.5.1.2 Description des simulations

Ici, puisque nous voulons simuler la reconnexion de deux boucles magnétiques entre elles dans les mêmes conditions que celles de l'expérience du LULI2000, nous nous sommes basés sur les valeurs de  $B_0$  et de  $n_0$  de la simulation de FCI2 qui reproduit l'ionisation de la feuille de cuivre de  $5\ \mu\text{m}$ , la détente du plasma et la génération du champ magnétique, voir la présentation des résultats de FCI2 en section 2.3.2.2. Ces résultats numériques ont été confrontés aux données expérimentales pour vérifier si l'on pouvait se fier à ces simulations hydro-radiatives. La simulation de FCI2 montre que dans le cœur du plasma ablaté, i.e. où le plasma est irradié par le laser, la densité max est  $n_0 = 10^{22}\ \text{cm}^{-3}$  et la température max est  $T_0 = 1500\ \text{eV}$ . Quant à l'amplitude magnétique, elle atteint une valeur de  $B_0 = 600\ \text{T}$ , en bordure de tache focale où le gradient de température est le plus élevé. Ainsi le paramètre- $\beta$  asymptotique du système est évalué à  $\beta = 20$ . Toutes les simulations présentées dans ce qui suit ont été initialisées avec  $\beta = 20$ .

La zone d'intérêt dans le cadre de notre étude sur la reconnexion magnétique est située entre les deux bulles de plasma, c'est-à-dire à  $250\ \mu\text{m}$  des taches focales. À cette position (couche neutre), les paramètres plasma sont évalués à  $n_0 = 10^{21}\ \text{cm}^{-3}$  et  $B_0 = 200\ \text{T}$ , d'après les simulations FCI2. C'est avec ces derniers paramètres plasma que les simulations présentées dans cette partie ont été normalisées, ce qui donne une longueur inertielle des ions  $\lambda_i = 11.4\ \mu\text{m}$ , une gyropériode  $\Omega_i^{-1} = 0.13\ \text{ns}$  et une vitesse d'Alfvén  $v_a = 87.4\ \text{km}\cdot\text{s}^{-1}$ . En réduisant la densité électronique, nous réduisons par ailleurs la taille des boîtes à simuler pour une dimension donnée, ce qui réduit la puissance de calcul et le temps de calcul nécessaire à lancer la simulation.

Il est important de noter que les ions considérés ne sont pas des protons mais des ions de cuivre dont le degré d'ionisation est  $Z^* = 19$ , ceci a bien évidemment été pris en compte dans la normalisation des simulations. Le calcul de la valeur moyenne du degré d'ionisation a été présenté en section 2.4.3.

Dans le but de reproduire numériquement l'expérience laser conduite au LULI2000, nous avons initialisé le profil magnétique et celui de densité pour une bulle de plasma comme illustré sur la figure 2.29b, où le profil de densité électronique est défini par un polynôme de l'équation 2.5, plus un fond uniforme. Quant au champ magnétique, il est initialisé en bordure de la bulle de plasma à l'aide du même polynôme (éq. 2.5). Ce schéma bidimensionnel est en accord avec les résultats des simulations d'interaction laser-solide de FCI2, en première approximation<sup>8</sup>. Comme le montre la simulation FCI2 (cf section 2.3.2.2), un plasma se forme dans la zone

---

8. Peaufiner l'initialisation signifie prendre des distributions magnétique et de densité électronique identiques à celles de FCI2, par exemple. Il s'avère que ceci n'a pas de sens, puisque la formation du champ magnétique et du plasma évolue au cours du temps et HECKLE ne peut reproduire cette dynamique du système.

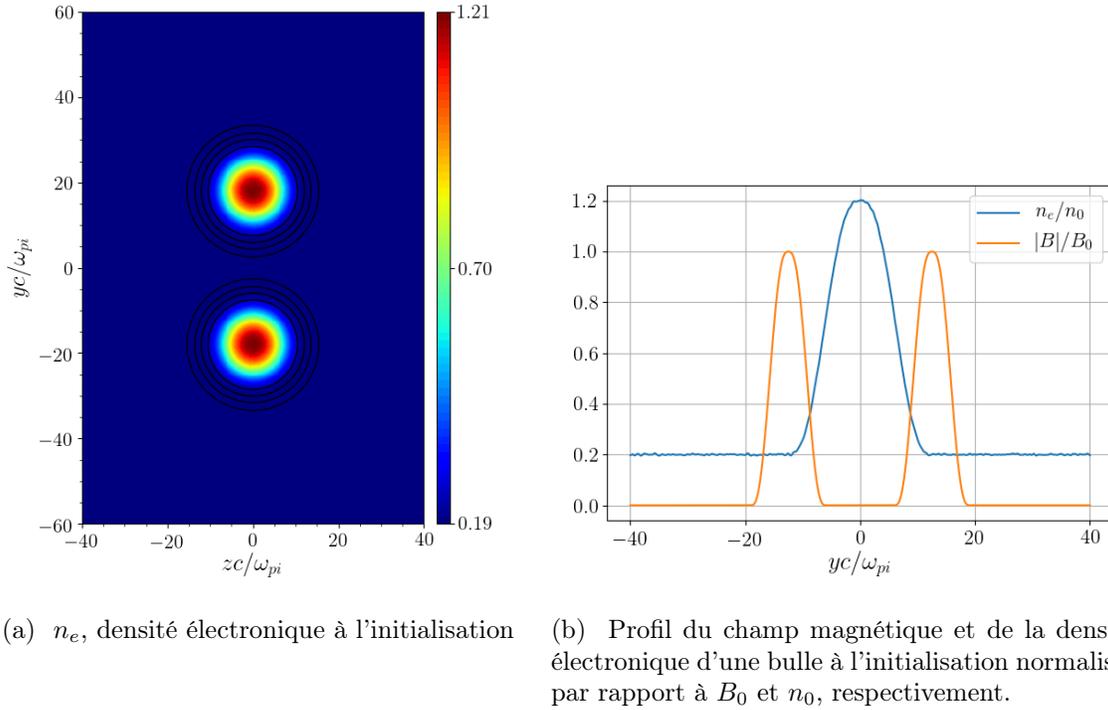


FIGURE 2.29 – Initialisation d'une simulation HECKLE. Les contours noirs en figure 2.29a correspondent aux lignes du champ magnétique.

d'irradiation dont le profil de densité est proche de celui proposé en Figure 2.29a et en bordure du panache, un champ magnétique se génère spontanément, puisque c'est à cette interface où l'on s'attend à avoir les plus forts gradients de température et de densité induisant une forte circulation des électrons, source du champ magnétique. Ce schéma d'initialisation a été pour la première fois proposé par Fox et al. [2012] et il a été par la suite couramment repris pour ce type d'étude numérique de type HDE. Contrairement à ce schéma utiliser pour la reconnexion induite par laser, la vitesse fluide du plasma est ici nulle à l'initialisation et la détente des bulles est forcée par la pression thermique interne du plasma qui est confiné magnétiquement par le ruban magnétique entourant le plasma en question. La détente du plasma et du ruban magnétique associé sont rapidement décélérés par la présence du plasma de fond (présent sur toute la boîte de simulation) et de la tension magnétique du ruban qui exercent des forces dans le sens opposé à l'expansion du plasma.

Nous avons défini un polynôme afin d'initialiser le profil magnétique et de la densité. Ce polynôme,  $P(u)$ , a été défini afin de répondre à cinq contraintes qui sont :

1.  $P(0) = 1$
2.  $P(+1) = 0$
3.  $P'(+1) = P'(0) = 0$

4. Le polynôme est symétrique

L'avant dernière contrainte est indispensable dans un code fluide comme HECKLE. Si  $P(\pm 1) \neq 0$ , une discontinuité serait présente en  $x = \pm 1$  ce qui est mal traitée par un code tel que HECKLE. En prenant en compte ces contraintes, le polynôme s'exprime sous la forme suivante et son profil est donné en Figure 2.30 :

$$P(u) = \begin{cases} -6|u|^5 + 15u^4 - 10|u|^3 + 1 & \text{si } |u| < 1 \\ 0 & \text{si } |u| \geq 1 \end{cases} \quad (2.5)$$

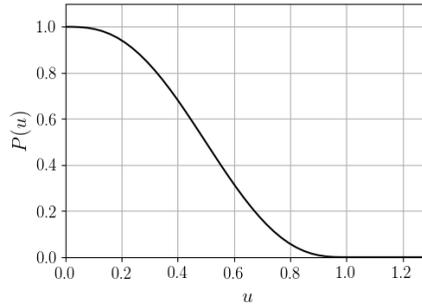


FIGURE 2.30 – Profil du polynôme, éq. 2.5

Les codes faisant intervenir des équations fluides ne supportent pas la présence de vide, comme dans la nature. Par exemple avec HECKLE, on comprend facilement à partir de la loi d'Ohm généralisée que si des cellules tendent vers le vide, i.e.  $n_e \rightarrow 0 \text{ cm}^{-3}$ , le champ électrique sera très sensible au bruit numérique dû à la densité au dénominateur dans le terme de Hall,  $\frac{\mathbf{j} \times \mathbf{B}}{n_e}$ . Ce comportement est uniquement numérique et n'a aucune valeur physique. En effet, le courant  $\mathbf{j}$  est proportionnel à la densité d'après sa définition et donc le terme de Hall n'a pas de raison de diverger quand la densité tend vers 0. Tandis que dans HECKLE, le courant est calculé par le rotationnel du champ magnétique, ainsi une divergence numérique est possible lorsque la densité est très petite. Pour empêcher l'explosion du champ électrique produit par un bruit numérique, un fond de plasma, de faible densité, est donc initialisé uniformément dans toute la boîte de simulation. Ajouter un élément plasma a des conséquences, qui ne sont pas présentes dans l'expérience. Ce fond restreint l'expansion de la bulle plasma, nous appelons ce phénomène : l'effet chasse-neige. Le nom vient de ce que, lors de sa détente, le champ magnétique doit pousser le plasma de fond situé proche de la bordure extérieure de la boucle. On ne peut donc correctement à ce jour reproduire la détente d'une bulle de plasma dans le vide.

À l'initialisation, pour chacune des bulles, le plasma est défini sur un disque d'un rayon  $R = 13 c/\omega_{pi}$  et chaque bulle de plasma est entourée d'un ruban magnétique de largeur  $W = 13 c/\omega_{pi}$ , voir figure 2.29. Dû à l'effet chasse-neige restreignant la détente du plasma, les bulles ont été rapprochées le plus possible pour que la compression des lignes de champ démarre le plus tôt possible. Donc les bulles ont été séparées d'une distance de  $D = 36.0 c/\omega_{pi}$  (centre-à-centre). Pour réduire au maximum les effets de bords engendrés par une boîte de simulation

trop petite, la dimension de la boîte de la simulation était de  $120.0c/\omega_{pi} \times 80.0c/\omega_{pi}$ . De plus, le long de l'axe-y et de l'axe-z, une condition aux limites périodique a été imposée, ce qui revient à réintroduire une particule à l'exact opposé de la boîte de simulation lorsque cette dernière quitte la boîte de simulation, de même pour les champs. Concernant l'axe-x, l'axe perpendiculaire au plan illustré en figure 2.29a, on considère qu'il est invariant selon x. En d'autres termes, les bulles sont des colonnes de plasma confinées dans des cylindres magnétiques, ce qui n'est pas exactement en accord avec l'expérience.

### 2.5.1.3 Reconnexion : phénomène multi-échelle

Dans le code HECKLE, la loi d'Ohm généralisée est la clé de voûte permettant de coupler le plasma et le champ magnétique. Or les différents termes de la loi d'Ohm généralisée contribuent sur différentes échelles spatiales. À l'échelle macroscopique, c'est-à-dire à des longueurs supérieures comparées à la longueur d'inertie des ions et du rayon de Larmor des ions, nous nous retrouvons dans un cadre de MHD. Ainsi, la loi d'Ohm en MHD idéal s'exprime simplement par  $\mathbf{E} = \mathbf{v}_i \times \mathbf{B}$ . Comme attendu, le terme idéal,  $\mathbf{v}_i \times \mathbf{B}$ , est prédominant pour les grandes longueurs d'onde, voir Figure 2.31.

Notons que lorsque la collisionnalité au sein du plasma est restituée à l'aide d'un terme de résistivité ajouté dans la loi d'Ohm de la forme :  $\eta\mathbf{J}$ . Dans le plasma coronal généré par laser, la collisionnalité du plasma est très faible. Pour restituer cet aspect non-collisionnel, le terme de résistivité,  $\eta$ , est initié avec une très faible valeur afin qu'il soit négligeable par rapport aux autres termes. Cependant, ce terme doit être pris en compte, car au point X il est l'un des seuls termes dissipatifs.

À l'échelle de la longueur d'inertie des ions, les ions se découplent du champ magnétique alors que les électrons restent couplés au champ magnétique. Cette dissociation de trajectoire des électrons et des ions induit un courant. À partir de ce courant et de ce champ magnétique, le terme de Hall,  $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ , va croître significativement et sera le terme dominant dans la zone de découplage des ions, représentée en orange sur la figure 2.31. Cet effet, appelé effet Hall, est la signature d'une reconnexion rapide (et non-collisionnelle). Nous l'avons présenté au chapitre 1.

Quant aux électrons, ils se démagnétisent lorsque les fluctuations atteignent des longueurs d'onde bien plus faibles, de l'ordre de la longueur inertielle des électrons, qui est illustrée par la zone de découplage des électrons en Figure 2.31. À des échelles de l'ordre de la longueur inertielle des électrons seulement le terme inertiel des électrons jouera un rôle,  $\frac{m_e}{e} \frac{dv_e}{dt}$  et le terme de gradient de pression sont dominants. Or, dans un modèle hybride-PIC où les électrons sont traités comme un fluide sans masse, le comportement cinétique n'est pas restitué. Le gradient de pression, quant à lui, est nul dans la direction z en raison de l'équation de fermeture choisie, puisque les termes agyrotropes du tenseur de pression, qui sont nécessaires au mécanisme de dissipation, ont été négligés. Afin d'induire un terme de dissipation (non résistif) dépendant de l'échelle (i.e du nombre d'onde), un terme d'hyperviscosité a été ajouté de la forme  $\eta'\Delta\mathbf{J}$ . Hesse et al. [2011] ont démontré que ce terme dissipatif agit de la même manière sur le champ électrique de reconnexion que le tenseur de pression complet des électrons.

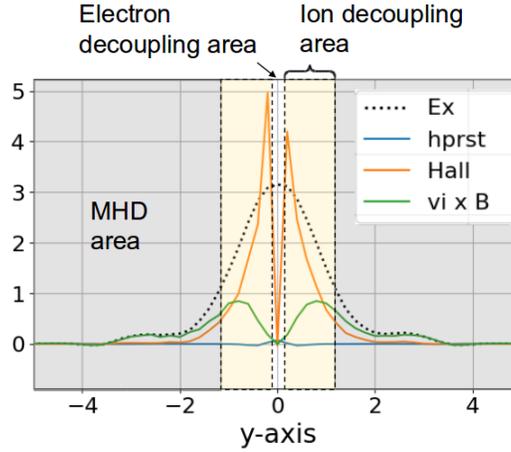


FIGURE 2.31 – Coupe perpendiculaire à la couche de neutre passant par le point-X pendant la reconnexion : la courbe noire en pointillé correspond à l'évolution de la composante x du champ électrique. Les autres courbes sont les termes principaux de la loi généralisée d'Ohm (eq. 1.63, i.e. les termes sources de  $E_x$ ). À partir de ces courbes, on peut identifier trois différentes zones, où, chacun à son tour, l'un des termes est dominant.

Dans les simulations présentées ici, le terme de gradient de pression n'affecte que le  $E_{\parallel}$ . Comme les électrons sont isothermes, le tenseur de pression peut être réduit à une pression scalaire. De plus, les simulations sont 2D et une condition périodique est appliquée aux conditions de bord, d'où  $\frac{\partial P_e}{\partial z} = 0$ .

## 2.5.2 Reconnexion à $\beta$ élevé

### 2.5.2.1 Reconnexion impulsionnelle

Contrairement aux simulations à  $\beta \sim 1$ , où la reconnexion se fait progressivement pendant 50 gyropériodes avec un taux de reconnexion oscillant autour de 0.2, comme illustré en Figure 2.18, la dynamique de la reconnexion à haut  $\beta$  présente un comportement impulsionnel, c'est-à-dire que tout le flux magnétique reconnecte en moins d'une gyropériode. Ce comportement impulsionnel est illustré en Figure 2.32, où le taux de reconnexion, représenté par la courbe noire, a un pic à  $t = 34.8 \Omega_i^{-1}$  d'une largeur d'environ une gyropériode. Pendant cette brève impulsion, la majorité du flux reconnecte. Ce phénomène s'observe à l'aide la quantité de flux reconnecté représentée par la courbe rouge en pointillé. Pendant ce laps de temps, le taux de flux reconnecté passe de 40% à 90%. Avant le pic, le taux de reconnexion fluctue légèrement au dessus de 0, ce qui explique la faible croissance de la quantité de flux reconnecté.

Ce comportement impulsionnel de la reconnexion n'a été observé que pour les simulations à  $\beta > 1$ . On rappelle qu'un système dont le paramètre bêta est élevé ( $\beta > 1$ ), signifie que la pression thermique du plasma est plus importante que la pression magnétique. Par conséquent,

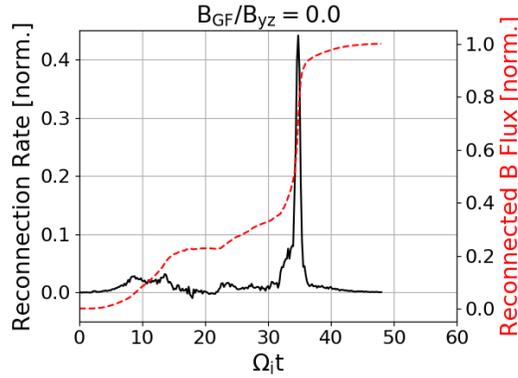


FIGURE 2.32 – Évolution temporelle du taux de reconnexion magnétique. Cette simulation a été initialisée dans le cas coplanaire et avec  $\beta = 20$ . La courbe noire correspond au taux de reconnexion et la courbe rouge en pointillés au flux reconnecté associé. Le flux reconnecté a été normalisé par rapport au flux total.

au vu de la géométrie de la simulation, le gradient de pression électronique comprime les lignes du champ magnétique sur une faible surface aux abords de la couche de neutre et donc augmente l'intensité magnétique proche de la couche neutre observée.

En parallèle de cette compression magnétique, les bulles magnétiques se vident en raison du rayon de Larmor fini des ions. En raison du comportement cinétique des ions, les ions ont un mouvement giratoire autour des lignes de champs dont le rayon est égal au rayon de Larmor,  $r_i = v_i/\omega_{ci} = v_i m_i/(ZeB)$ . Lorsque le rayon de Larmor d'une particule est comparable à la moitié de la largeur du ruban magnétique confinant le plasma,  $r_i \geq \delta_B/2$ , la particule pourra s'échapper du plasma confiné dans la boucle magnétique. Or dans les simulations présentées dans ce chapitre, pour atteindre un paramètre- $\beta$  de l'ordre de 20, on augmente la température dans le plasma, ce qui revient à élargir la distribution maxwellienne de la collection des macroparticules, à savoir les ions dans la bulle<sup>9</sup>. Par conséquent, une plus grande quantité de particules auront une vitesse suffisamment grande pour s'échapper de la bulle dont la densité s'amointrit par extension. On parle donc d'un échappement des ions par rayon de Larmor fini.

Une baisse de la densité électronique et/ou ionique conjointe à une augmentation de l'intensité magnétique entraîne une forte augmentation de la vitesse d'Alfvén,  $v_A = B/\sqrt{\mu_0 n_i m_i}$ . Or, le flot de plasma entre dans la zone de reconnexion à une vitesse de l'ordre de la vitesse d'Alfvén. À cette échelle, le plasma est régi par la physique de la MHD. Par conséquent, cette augmentation de la vitesse d'Alfvén force une hausse du débit de plasma magnétisé entrant dans la zone reconnexion. Ce flux magnétique reconnecte et est éjecté par la suite. On comprend donc que la reconnexion est forcée par le flot en amont de la région de diffusion qui se déplace à la vitesse d'Alfvén. Plus la vitesse d'Alfvén est élevée et plus le rythme du flux

9. Au contraire, les macroparticules constituant le fond sont initialisées avec une distribution maxwellienne dont la température est  $T = 0.2$ .

magnétique reconnectant sera soutenu.

### 2.5.2.2 Déclenchement de la reconnexion tardive

Somme toute, un comportement impulsionnel de la reconnexion à  $\beta$  élevé, on observe un retard du déclenchement de la reconnexion. Plusieurs phénomènes semblent entraver la mise en place de la reconnexion magnétique. Les simulations suggèrent que la reconnexion ne se déclenche que lorsque les trois ingrédients pour maintenir la reconnexion dans les 3 différentes zones (cf section 2.5.1.3) sont présents :

- Dans la zone MHD : un flot de plasma entrant qui est associé au terme idéal dans la loi d'Ohm généralisée ( $\mathbf{v}_i \times \mathbf{B}$ )
- Dans la zone de découplage des ions : un courant de Hall qui est associé au terme de Hall dans la loi d'Ohm généralisée ( $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ )
- Dans la zone de découplage des électrons : un pincement de la nappe de courant qui est associé au terme d'hyper-viscosité dans la loi d'Ohm généralisée ( $\eta' \Delta \mathbf{j}$ )

Dans le cadre des simulations présentées dans cette section, les bulles de plasma dans un premier temps se détendent en raison de leur pression thermique interne et les lignes magnétiques antiparallèles finissent par se rencontrer. La rencontre de lignes de champ magnétique antiparallèles forme une couche neutre. Cette phase est suivie par une compression des lignes de champ au niveau de la couche neutre. En comprimant les lignes de champ, un courant de densité MHD,  $\mathbf{j} = \nabla \times \mathbf{B}$ , apparaît. Seulement une configuration avec une fine couche de courant permet de maintenir au niveau de la couche neutre (la région de découplage des électrons) le champ électrique de reconnexion,  $E_x$ , et par conséquent de reconnecter le flux magnétique s'accumulant proche de la couche neutre. D'après la loi d'Ohm généralisée le seul terme permettant de maintenir le champ  $E_x$  au voisinage de la couche neutre, i.e.  $|\mathbf{B}|_{xy} \sim 0$ , est le terme d'hyperviscosité, les autres termes sont négligeables.

Les graphes en figure 2.33 sont les résultats d'une simulation dans la configuration coplanaire, c'est-à-dire que les lignes du champ magnétique des deux boucles sont dans le même plan à l'initialisation, à savoir le plan de reconnexion. La figure 2.33(a) montre l'évolution du taux de reconnexion et la dynamique impulsionnelle dont le pic est à  $t = 34.8 \Omega_i^{-1}$ . Sur la figure 2.33(a) plusieurs phases ont été annotées :

- phase **A** : phase de rebond
- phase **B** : phase de compression et de déclenchement de la reconnexion
- phase **C** : reconnexion magnétique

Suite à cette phase C, le flux magnétique a été totalement reconnecté donnant lieu à une unique bulle de plasma entourée par un ruban magnétique. Pour montrer l'évolution des différents paramètres plasma au cours de la simulation, 2 coupes le long de l'axe-y (à  $z = 0$  et

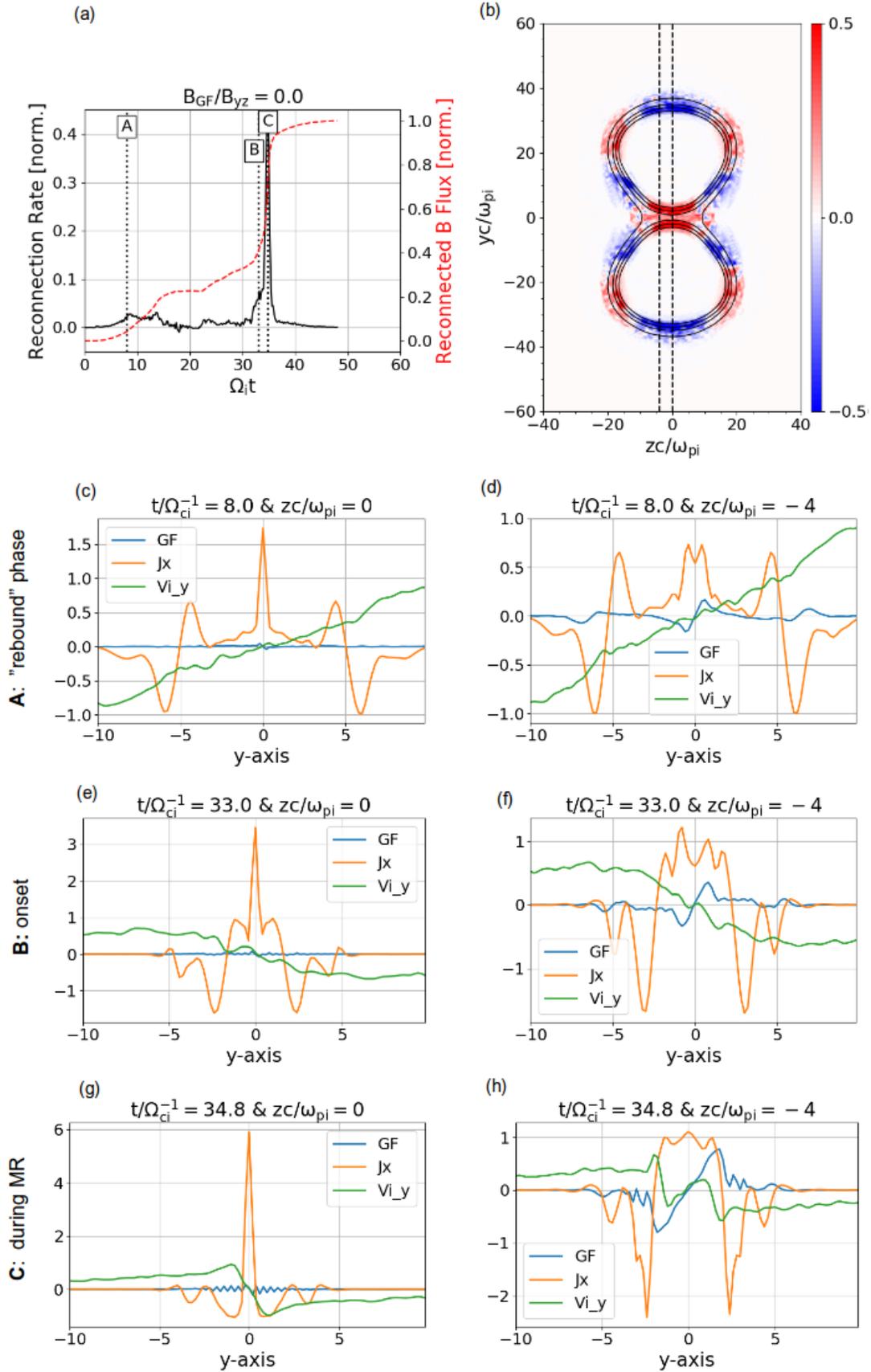


FIGURE 2.33 – Les figures (c) – (j) montrent les variations spatiales de la composante hors du plan du champ magnétique, appelée champ guide (GF), la composante x du courant de densité et la composante transverse de la vitesse fluide. Les figures de la colonne de gauche (c), (e), (g) et (i) correspondent à une coupe de long de l'axe y passant par le point-X. Cette coupe est représentée sur la figure (b) par la droite en pointillé à  $z = 0$ . Quant à la colonne de droite (d), (f), (h) et (j), la coupe est effectuée le long de l'axe y sur la gauche du point-X. Cette coupe est représentée sur la figure (b) par la droite en pointillé à  $z = -4$ . La figure (b) est la distribution de  $E_x$  à  $t = 33 \Omega_i^{-1}$ , avant reconnexion. Les lignes noires pleines modélisent les lignes du champ magnétique. La figure (a) est le taux de reconnexion de la simulation coplanaire et le flux magnétique reconnecté est tracé en pointillé rouge. Trois phases temporelles sont présentées sur la figure (a), **A** : l'effet de « rebond » à  $t = 8.0 \Omega_i^{-1}$  les figures (c) et (d) sont associées à la phase **A** ; phase **B** : le déclenchement de la reconnexion dans le cas coplanaire à  $t = 33.0 \Omega_i^{-1}$  les figures (e) et (f) sont associées à la phase **B** ; et phase **C** : la phase de reconnexion à  $t = 34.8 \Omega_i^{-1}$  les figures (g) et (h) sont associées à la phase **C**. Ces résultats proviennent d'une simulation initialisée dans la configuration coplanaire, en absence d'un champ guide.

$z = -4 c/\omega_{pi}$ ) ont été tracées pour les 3 phases temporelles mentionnées. Les graphiques de la colonne de gauche sont les coupes passant par le point-X, à  $z = 0$ , illustré sur la figure 2.33(b). Quant aux graphiques de la colonne de droite, ils correspondent à une droite passant sur la gauche du point-X à  $z = -4 c/\omega_{pi}$ , voir figure 2.33(b). Lors de la reconnexion (figure 2.33(e)–(h)), la couche de courant est fortement marquée avec une épaisseur inférieure à la longueur d'inertie des ions. L'amincissement de la couche de courant est intrinsèquement limité par la résolution des grilles de champs de la simulation. Puisque la résolution spatiale des simulations est égale à un cinquième de la longueur d'inertie des ions, la couche de courant ne peut avoir une épaisseur inférieure à un cinquième de la longueur d'inertie des ions.

Bien qu'une nappe de courant prononcée et pincée soit obtenue à des temps tôt,  $t \sim 10$ , la reconnexion n'est pas pour autant enclenchée, voir la phase **A** en figure 2.33(c). Lors de la détente des bulles, le flux magnétique est entraîné ce qui permet la compression des lignes du champ magnétique. Mais associé à cette compression, un effet de rebond a lieu entre ces deux bulles, générant un défaut d'apport de plasma. Ce phénomène de rebond, renversement de la vitesse fluide du plasma, est clairement mis en évidence par la vitesse fluide du plasma tracée en vert sur les figures 2.33(c) et 2.33(d). Au voisinage du point de reconnexion, la pente de la courbe verte est positive, ce qui signifie que les deux bulles de plasma s'éloignent l'une de l'autre. En revanche, quand cette pente est négative, cela signifie que les deux bulles de plasma se rapprochent. Sans un flot de matière en amont de la zone de reconnexion, la reconnexion ne peut être maintenue. En plus, du défaut d'apport de matière, le rebond entraîne les champs magnétiques à s'éloigner et donc les lignes magnétiques se décompressent au voisinage de la couche neutre et donc la couche de courant ne peut plus être maintenue. Le début de la reconnexion, la phase B, pourra avoir lieu une fois que les lignes magnétiques auront été comprimées de nouveau et que cette compression sera maintenue. Cette re-compression est possible en raison de la pression interne des bulles de plasma qui continue d'exercer une pression sur le ruban magnétique.

### 2.5.2.3 Influence du champ guide

Dans la section 2.4, nous avons mis en lumière l'impact qu'a le champ guide sur la reconfiguration de la topologie magnétique. Le champ guide a été induit en inclinant selon l'angle d'élévation l'une des feuilles d'interaction par rapport à l'autre feuille d'interaction. Cette configuration a été de la même manière implémentée numériquement sur HECKLE. Plusieurs simulations ont été lancées avec un angle de croisement plus ou moins prononcé allant de  $0^\circ$  (configuration coplanaire présentée dans la section précédente) à  $45^\circ$  (configuration où le champ guide est le plus fort). Pour toutes ces simulations à haut- $\beta$ , le caractère impulsif de la reconnexion est conservé. La majorité du flux magnétique reconnecte sur moins d'une gyropériode.

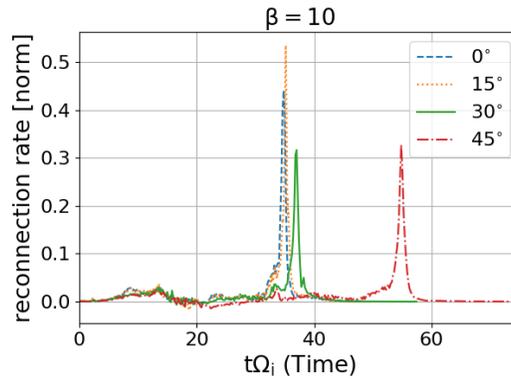


FIGURE 2.34 – Évolution temporelle du taux de reconnexion en fonction des différents angles étudiés lors de l'expérience;  $0^\circ$ ,  $15^\circ$ ,  $30^\circ$  et  $45^\circ$  ce qui correspond respectivement à un champ guide relatif de  $\frac{B_{GF}}{B_{ZY}} = 0.0$ ,  $\frac{B_{GF}}{B_{ZY}} = 0.13$ ,  $\frac{B_{GF}}{B_{ZY}} = 0.27$  et  $\frac{B_{GF}}{B_{ZY}} = 0.41$

De plus, les simulations montrent que l'évolution de la topologie magnétique est affectée par la présence d'un champ guide. Sur la figure 2.34, l'évolution temporelle de la reconnexion est tracée pour les 4 configurations étudiées au cours la campagne expérimentale et le pic de la reconnexion est de plus en plus décalé en temps, à mesure que le champ guide est intense, ce qui témoigne de l'influence du champ guide sur le déclenchement de la reconnexion. Dans le cas coplanaire, le maximum du taux de reconnexion est à  $t = 34.8 \Omega_i^{-1}$  alors que ce maximum apparaît à  $t = 54.8 \Omega_i^{-1}$  pour  $\theta = 45^\circ$ . Les résultats numériques semblent confirmer les observations expérimentales : la présence d'un faible champ guide retarde le déclenchement de la reconnexion.

La figure 2.35 présente les résultats de la simulation HECKLE avec le champ guide le plus intense, i.e.  $B_{GF}/B_{ZY} = 0.41$  pour  $\theta = 45^\circ$ . Similairement à la simulation coplanaire résumée au travers de la figure 2.33, les mêmes phases temporelles ont été tracées : la phase de rebond (phase **A**), le déclenchement de la reconnexion (phase **B**) et la phase de reconnexion (phase **C**). À dessein de comparaison directe avec le cas coplanaire, une phase  $C_0$  a été ajoutée par rapport à la figure 2.33(a), cette phase correspond à la phase de déclenchement de reconnexion

dans le cas coplanaires, à  $t = 33.0$ . Ce repère temporel permet de visualiser directement le délai existant entre le début de la reconnexion dans le cas coplanaire et en présence du champ guide.

Comme dans le cas planaire, nous observons un effet de rebond qui retarde le déclenchement de la reconnexion à un temps *tôt*<sup>10</sup>. Lors des phases d'enclenchement et de reconnexion, les paramètres plasma sont similaires entre la simulation avec  $\frac{B_{GF}}{B_{ZY}} = 0.0$  et la simulation avec  $\frac{B_{GF}}{B_{ZY}} = 0.41$ , voir figure 2.35(g)-(j) et Figures 2.35(c)-(f). La couche de courant se forme, elle s'accroît et s'affine jusqu'à ce que la couche de courant soit instable. Ainsi une fois la couche de courant rendue instable, les lignes du champ magnétique des deux plasmas ablatés reconnectent entre elles. Que ce soit en l'absence du champ guide (figure 2.33(g)) ou avec  $\frac{B_{GF}}{B_{ZY}} = 0.41$  (Figure 2.35(i)), lors de la reconnexion le profil de la couche de courant au point de reconnexion est identique : sa largeur à mi-hauteur est inférieure à la longueur inertielle ionique. Nous pourrions pointer aussi l'existence d'un flot entrant en amont du point-X nécessaire pour maintenir la reconnexion, qui est représentée par les courbes vertes en figure 2.35.

Un effet de rebond est aussi observé au même temps quel que soit l'angle de croisement initial. Comme en phase **A** illustrée en Figure 2.35(c) et Figure 2.33(c) la vitesse fluide du plasma a une pente positive, ce qui signifie un éloignement des bulles de plasma. De plus les autres paramètres plasma à ce stade ne sont pas encore affectés par la présence du champ guide. Par exemple, le courant de densité est aussi identique au même temps, ici  $t = 10 \Omega_i^{-1}$ . Uniquement  $B_x$  diffère en raison de la perturbation induite à l'initialisation.

Le champ guide imposé au début de la simulation n'affecte que  $B_x$  et l'altère non-linéairement. Cette modification se transmet que plus tard au reste du système. À  $t = 33 \Omega_i^{-1}$ , i.e à l'instant de la phase  $C_0$  (début de la reconnexion dans le cas coplanaire), la structure quadrupolaire magnétique n'est pas totalement formée, contrairement à la structure quadrupolaire en coplanaire tracée en bleu en Figures 2.33(e)-(f). Or si la structure quadrupolaire n'est pas présente, le densité de courant le long des séparatrices ne pourra plus être induit dans la zone de découplage des ions, parce que le courant le long des séparatrices est le rotationnel du champ magnétique,  $\mathbf{j}_{yz} = \nabla \times \mathbf{B}_x$ . Par conséquent le terme de Hall,  $\mathbf{j}_{yz} \times \mathbf{B}$ , ne maintiendra plus le champ de reconnexion.

Ce résumé démontre qu'en perturbant le système en imposant initialement un champ guide, la croissance du quadrupôle magnétique le long des séparatrices est ralentie, ce qui retarde l'enclenchement de la reconnexion par rapport à la reconnexion en l'absence d'un champ guide.

### 2.5.3 Interprétation

Les simulations présentées dans cette section montrent que le champ guide a un effet significatif sur l'évolution temporelle de la reconnexion magnétique. Plus le champ guide est

---

10. Le terme "tôt" ne donne qu'un repère temporel approximatif et relatif à un autre événement. Cependant, ici, "tôt" se situe en fonction de la rencontre des lignes magnétiques antiparallèles. Par exemple, on considère que la reconnexion est enclenchée tôt dans le cas présenté en figure 2.18. La reconnexion est enclenchée pour  $t < 10.0 \Omega_i^{-1}$ .

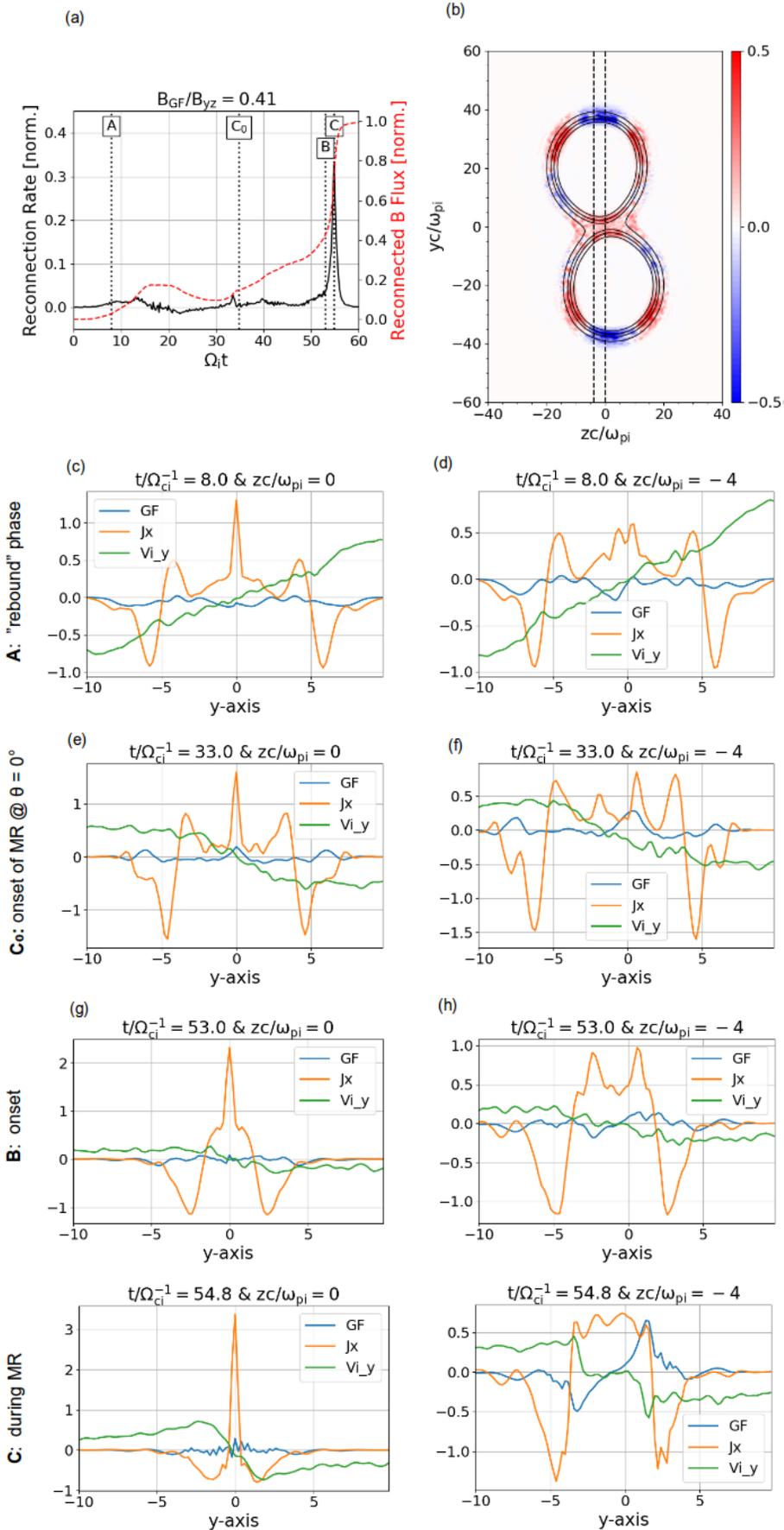


FIGURE 2.35 – Les figures (c) – (j) montrent les variations spatiales de la composante hors du plan du champ magnétique, appelée champ guide (GF), la composante x du courant de densité et la composante transverse de la vitesse fluide. Les figures de la colonne de gauche (c), (e), (g) et (i) correspondent à une coupe de long de l'axe y passant par le point-X. Cette coupe est représentée sur la figure (b) par la droite en pointillé à  $z = 0$ . Quant à la colonne de droite (d), (f), (h) et (j), la coupe est effectuée le long de l'axe y sur la gauche du point-X. Cette coupe est représentée sur la figure (b) par la droite en pointillé à  $z = -4$ . La figure (b) est la distribution de  $E_x$  à  $t = 33 \Omega_i^{-1}$ , avant reconnexion. Les lignes noires pleines désignent les lignes du champ magnétique. La figure (a) est le taux de reconnexion de la simulation coplanaire et le flux magnétique reconnecté est tracé en pointillé rouge. Trois phases temporelles sont présentées sur la figure (a), phase **A** : l'effet de « rebond » à  $t = 8.0 \Omega_i^{-1}$  les figures (c) et (d) sont associées à la phase **A** ; phase **B** : déclenchement de la reconnexion à  $t = 53.0 \Omega_i^{-1}$  les figures (g) et (h) sont associées à la phase **B** et phase **C** : pendant la reconnexion à  $t = 54.8 \Omega_i^{-1}$  les figures (i) et (j) sont associées à la phase **C**. Quant à la phase  $C_0$ , elle sert de repère temporel afin de comparer le cas coplanaire au cas de la simulation présentée dans cette figure : elle correspond au déclenchement de la reconnexion dans le cas coplanaire à  $t = 33.0 \Omega_i^{-1}$  les figures (e) et (f) sont associées à la phase **B**. Les résultats présentés proviennent d'une simulation initialisée dans le cas 45 arcdeg, en présence d'un champ guide :  $B_{GF}/B_{yz} = 0.41$ .

intense par rapport au champ reconnectant et plus le déclenchement de la reconnexion est retardé dans le temps, voir Figure 2.34.

Les observations expérimentales et numériques s'accordent quant au retard du démarrage de la reconnexion en présence d'un champ guide. Du côté expérimental, une accumulation du champ magnétique s'effectue au point de contact jusqu'à un certain moment, où une grande partie du flux magnétique accumulé reconnecte soudainement, voir section 2.4. Et du côté numérique, tout le flux magnétique reconnecte en un court laps de temps et le déclenchement de cette reconnexion impulsive dépend de l'intensité du champ guide et de la densité au sein de la bulle.

Hormis ce retard insufflé par la présence du champ guide, le comportement observé de la collision entre deux bulles n'est pas restitué correctement par les simulations numériques présentées dans ce chapitre. Par exemple, la physique de l'interaction laser-solide n'est pas décrite, ceci suscite donc des biais entre les simulations et des expériences laser. Dans nos observations, nous avons mis en évidence que dans le cas coplanaire le système est dans un état quasi-stable, c'est-à-dire que tout le flux magnétique fraîchement produit par le mécanisme de Biermann-Batterie et entrant dans la zone de reconnexion est aussitôt reconnecté. Par conséquent, la topologie magnétique reste stable pendant la durée de l'impulsion laser, ce qui est rendu possible par la production continue de champ magnétique. Nous avons estimé à l'aide de FIC2 que la production de flux magnétique était  $2.6 \text{ T}\cdot\text{mm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ . Au vu de la géométrie implémentée pour les simulations, ce terme source ne peut pas apparaître. Ce terme nécessite une simulation tridimensionnelle et de maintenir de forts gradients par une source d'énergie (via un rayonnement laser, par exemple), comme  $\frac{\partial B_{source}}{\partial t} \propto \nabla n_e \times \nabla T_e$ . Ceci étant implémenté, le comportement impulsionnel ne serait pas observé numériquement, du fait qu'un

flux magnétique entrant serait produit continuellement.

L'apport de matière force le flux entrant et favorise la reconnexion dite fortement forcée, appelée "strongly driven reconnection" dans la littérature. Dans cette section, nous avons détaillé qu'il y avait un échappement des ions par rayon de Larmor fini réduisant la pression interne dans chacune des bulles. On comprend rapidement qu'il manque un maillon crucial pour reproduire numériquement le forçage induit par laser et qui se répercute sur la dynamique générale. Effectivement, l'ablation de la matière par le laser force la présence d'un flot continu entrant dans la région de diffusion. Ce flot continu semble contraire à l'inversion de la vitesse fluide au niveau de la couche neutre, présenté comme un effet de rebond et observé dans la simulation numérique. Cet effet de rebond, tel une mèche à retardement, retarde l'amorce du phénomène dans le temps. Or, un tel retard n'a pas été observé expérimentalement. On rappelle que dans le cas coplanaire, la reconnexion est enclenchée dès que les lignes antiparallèles se rencontrent.

Certaines divergences numérique/expérience peuvent être comprises comme le comportement impulsif observé dans la simulation numérique et détaillé dans le paragraphe précédent. Néanmoins, il n'est pas évident d'évaluer toutes les sources d'erreurs causées par les limites numériques imposées nécessaires à la réalisation des simulations. Regardons par exemple le caractère bidimensionnel d'une simulation et ses limites par rapport à une simulation tridimensionnelle. Une simulation bidimensionnelle ne nous permet pas de modéliser numériquement le comportement d'une "fine galette" magnétique<sup>11</sup> pendant un événement de reconnexion magnétique. Cette "galette" magnétique, sera-t-elle soumise à des déformations ? Si ces déformations ont lieu, y aura-t-il une compétition entre les déformations causées par la reconnexion et l'effet de Nernst qui confine cette "galette" magnétique le long de la couche critique ? L'importance de ces déformations et le rôle joué par celles-ci pourront être mis en lumière à travers d'autres expériences, cf chapitre 4.

Dans le code numérique, le plasma est couplé au champ électromagnétique à l'aide de la loi d'Ohm généralisée et les équations de Maxwell. Le phénomène de reconnexion est maintenu dans la zone de découplage des électrons via le terme d'hyperviscosité, qui permet de modéliser l'action des termes agyrotropes du tenseur de pression. Comme expliqué en section 2.5.1.3, le gradient de pression est nul pour le champ de reconnexion, i.e  $E_x$ , dans le cadre d'une simulation isotherme et la reconnexion n'est donc pas directement assujettie au gradient de pression électronique. Employer une autre fermeture, où les composantes agyrotropes ne sont pas négligeables, va altérer la dynamique et même l'amorce du phénomène [Sladkov, 2019]. Expérimentalement, Fox et al. [2017a] ont essayé de montrer que la reconnexion était pilotée par ces termes agyrotropes du tenseur de pression. En raison de l'impossibilité de mesurer directement la contribution des termes agyrotropiques du tenseur de pression électronique, les études à ce jour restent centrées sur une modélisation numérique. Cependant, la validation d'hypothèses peut se faire au travers de comparaisons directes avec des données expérimentales sur l'évolution du champ magnétique, l'accélération de particules ou le chauffage du plasma, par exemple, qui sont des quantités dépendantes de l'état de la reconnexion magnétique.

11. On parle de galette magnétique en 3D. Dans l'axe longitudinal, les simulations FCI2 montrent que l'épaisseur de la boucle magnétique est faible ( $e \sim 100 \mu m$ ) comparée au rayon de cette dernière, voir figure 2.13. Ainsi pour évoquer la forme de la boucle magnétique en 3D, on la dénomme "galette".

## 2.6 Conclusion

La plupart des modèles de reconnexion magnétique s'intéressent à la reconnexion magnétique dans un cadre *restrictif*, car bidimensionnel et coplanaire. Les expériences en laboratoire ont donc suivi la même trajectoire. Or, dans la nature, cette symétrie est bien trop rare. Il est même récurrent d'avoir la présence d'un champ guide dont l'amplitude est 1 à 10 fois l'amplitude du champ reconnectant ( $B_{GF} \sim 10 \times B_{yz}$ ). La physiologie de la reconnexion est donc complètement modifiée, puisque les particules, habituellement démagnétisées au voisinage de la couche de reconnexion, restent magnétisées en présence d'un champ guide. Cette problématique a attiré l'intérêt de nombreux groupes de recherche. Les études numériques et expérimentales montrent que cette perte de symétrie par la présence d'un champ guide abaisse non seulement le taux de reconnexion [Tharp et al., 2012, Huba, 2005], mais aussi modifie le mécanisme d'accélération des électrons. Les électrons gagnent de l'énergie grâce au champ électrique parallèle formé le long des séparatrices et non plus grâce au champ de reconnexion Pritchett [2006].

Dans ce chapitre, nous avons présenté les résultats de la première expérience sur la reconnexion en champ guide induite par laser, expérience où nous avons été en mesure d'évaluer l'influence du champ guide sur la reconnexion du système. Nous avons notamment montré que la présence d'un champ guide même faible ( $B_{GF} \sim 0.13 \times B_{yz}$ ) freine la reconnexion drastiquement.

Afin d'estimer l'impact du champ guide sur la reconnexion, nous avons comparé l'évolution de la topologie magnétique entre les configurations avec champ guide et sans champ guide (configuration coplanaire). Le diagnostic de radiographie proton a été implémenté dans l'expérience afin de sonder le champ magnétique gelé dans le plasma. En sondant à différents temps, les cartographies enregistrées suggèrent qu'en présence d'un champ guide (faible) le flux magnétique s'accumule continuellement dans la couche de reconnexion, tandis que cette phase d'accumulation n'a pas été observée dans la configuration coplanaire (sans champ guide). Associé à cette accumulation magnétique, la mesure de l'émission propre du plasma montre deux phases distinctes se succédant temporellement. La première phase est équivalente à une phase d'accumulation de plasma dans la couche neutre alors que la deuxième phase se traduit pas à un chauffage et une évacuation du plasma. Cette phase d'accumulation est plus longue en présence d'un champ guide et le chauffage et l'éjection de plasma sont moins efficaces. L'analyse de ces deux diagnostics conforte l'image d'une reconnexion retardée et plus lente lorsqu'un champ guide est imposé.

Les résultats obtenus au cours de l'expérience ont été comparés à des simulations PIC-hybrides où les deux bulles de plasma magnétisé induites par laser étaient entièrement simulées. Il ressort de ces simulations que la reconnexion est essentiellement retardée par la présence d'un champ guide. Plus le champ guide est intense et plus ce retard est conséquent. Par ailleurs, l'efficacité n'est pas affectée par la présence du champ guide, puisqu'une fois mis en place, on observe une reconnexion impulsionnelle. En regard des simulations, l'analyse des données expérimentales montre un comportement de la reconnexion beaucoup plus radical

vis-à-vis du champ guide, c'est-à-dire qu'un très faible champ guide ralenti le développement de la reconnexion. Cette différence de comportement vis-à-vis du champ guide entre l'expérience et nos simulations incite à penser que d'autres éléments clés doivent être inclus pour mieux prédire la reconnexion entre deux bulles de plasmas. Par exemple : **(1)** effectuer des simulations tridimensionnelles, la répartition du champ magnétique et de la densité étant loin d'être équivalentes à un cylindre comme dans les simulations ; ou **(2)** inclure les flux de chaleur, nous avons vu que le flux de chaleur est fortement couplé au champ magnétique, ce qui nous persuade de l'importance du flux de chaleur dans une configuration de reconnexion, où les gradients magnétiques sont très prononcés.

En outre, nous avons été en mesure d'enregistrer des flots de particules pendant la collision des deux bulles. Lors de la collision de deux bulles de plasma induites par laser, les particules sont accélérées via plusieurs mécanismes d'accélération [Fox et al., 2017a, Titorica et al., 2017] (accélération bêtatron et accélération de Fermi) avant d'être accélérées par le champ électrique de reconnexion au point X. En raison de l'implémentation du diagnostic (situé sur le plan de reconnexion) et de la géométrie des boucles magnétiques (présence d'un champ guide ou non), cela nous persuade que les spectres des particules accélérées sont donc associés à un ensemble de particules n'ayant pas subi d'accélération au point X. Ceci suggère qu'en effet il existe des processus d'accélération en amont de la reconnexion. Cette mesure du spectre de particules est ainsi un premier élément pour mieux comprendre les processus d'accélération tant dans la fusion par confinement inertiel, que dans des objets d'astrophysique HDE. Ces premiers résultats incitent à être complétés par d'autres mesures, ce qui devrait encourager des campagnes expérimentales à se concentrer sur l'accélération de particules lors de la reconnexion HDE.



## Chapitre 3

# Rôle de la structure magnétique quadrupolaire pour la reconnexion

Dans ce chapitre, nous allons nous intéresser au rôle de la structure magnétique quadrupolaire de Hall. Cette structure magnétique est le résultat du mouvement des électrons et des ions qui à cause de leur différence de masse vont se découpler à l'échelle de la longueur d'inertie des ions et induire le champ magnétique en question [Sonnerup, 1979]. Comme nous avons pu l'introduire dans le chapitre 1, la reconnexion rapide au point X est fortement couplée à l'effet de Hall et à cette structure magnétique, qui est vue comme la signature de la reconnexion non-collisionnelle. Malgré cela, il reste un point d'interrogation sur le rôle du quadrupôle : le quadrupôle de Hall, est-il une conséquence ? Ou est-il un précurseur dans la reconnexion magnétique ? Comment peut-il affecter la dynamique reconnexion ? Nous avons donc mené une campagne expérimentale au LULI2000 pour pouvoir répondre à ces interrogations.

### 3.1 État de l'art

Deux études numériques ont essayé de mieux comprendre le rôle de ce quadrupôle magnétique dans la dynamique de la reconnexion. Dans cette section, nous allons les introduire, puisqu'ils seront par la suite une des bases des travaux présentés dans ce chapitre.

#### 3.1.1 Qu'est-ce que le champ quadrupolaire ?

Dans un plasma non-collisionnel, le comportement cinétique des ions et des électrons contrôle la reconnexion magnétique. En considérant ce comportement cinétique des particules, on remarque que les ions et les électrons se découpent chacun à son tour du champ magnétique dans lequel ils étaient préalablement gelés. Du fait de leur différence de masse, les électrons restent magnétisés lorsque les protons se découpent en premier du champ magnétique à l'approche de la couche neutre. Dans cette région, appelée "région de découplage des ions", la dissociation du mouvement des électrons (flèches rouges de la figure 3.1) et des ions (flèches bleues de la figure 3.1) induit des boucles de courant dans le plan de reconnexion,  $\mathbf{j}_{xy} = ne(\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_e)$ . Ce courant est représenté par les lignes fléchées vertes en Figure 3.1.

Ces boucles de courant sont associées à un champ magnétique hors du plan de reconnexion,  $\mathbf{j}_{xy} = \nabla \times \mathbf{B}_z$ . Ce champ magnétique hors du plan apparaît sous la forme d'un quadrupôle dont le maximum est atteint le long des séparatrices, comme illustré en Figure 3.1.

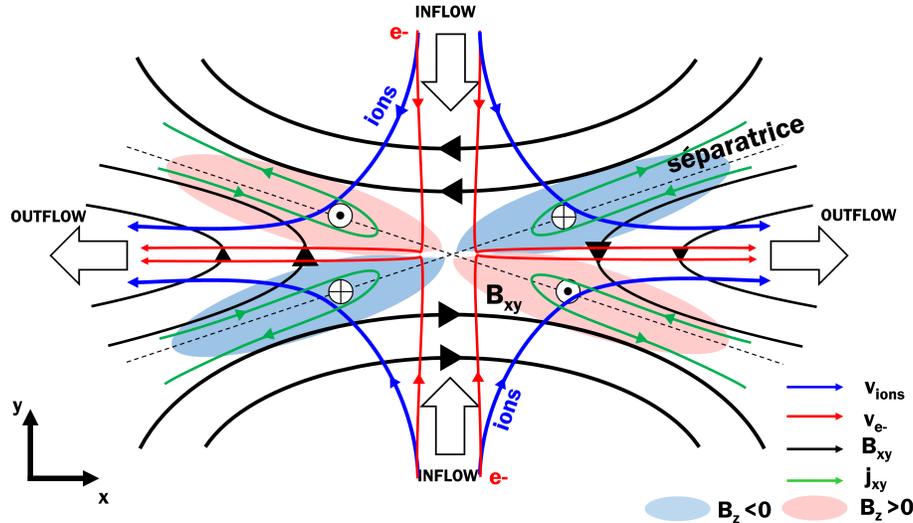


FIGURE 3.1 – Schéma d'une reconnexion antiparallèle non-collisionnelle où le découplage des ions et des électrons est illustré par la représentation de leurs trajectoires respectives (électron : flèches rouge et ions : flèches bleues). Cette dissociation du mouvement induit un courant de Hall matérialisé par les flèches vertes. Les lignes noires correspondent aux lignes du champ magnétique dans le plan de reconnexion, XY. Les régions en aval et en amont de la reconnexion sont délimitées par les séparatrices, lignes en pointillé.

Cette structure quadrupolaire est la signature d'une reconnexion rapide. La région de découplage des ions délimite la région de diffusion dont la largeur est de l'ordre de la longueur d'inertie des ions. On pourra mentionner qu'à des échelles de l'ordre de la longueur d'inertie des électrons au voisinage du point X, ce sont au tour des électrons de se découpler du champ magnétique. Comme nous l'avons évoqué dans la section 2.5.1.3, le champ de reconnexion,  $\mathbf{B}_z$ , est maintenu par le gradient de pression électronique. Dans la région de découplage des ions, la reconnexion est maintenue par le terme de Hall et plus exactement, par le produit vectoriel du courant induit par "dissociation" avec le champ magnétique,  $\mathbf{E}_z = \mathbf{j}_{xy} \times \mathbf{B}_{xy}$ . L'un des apports majeurs du challenge "GEM" a été de démontrer numériquement l'importance de décrire l'effet de Hall dans la reconnexion rapide sinon le taux de reconnexion est bridé. En MHD résistive, une dissociation du mouvement des électrons et des ions n'est pas prise en compte. La résistivité gouverne le rythme de la reconnexion et elle n'est pas suffisante pour atteindre une reconnexion rapide comme nous avons pu le voir.

Sonnerup [1979] suggère en regardant les mécanismes dans la région de diffusion, donc à l'échelle de la longueur d'inertie des ions, que les effets de rayon de Larmor des ions doivent être pris en compte, entraînant l'apparition d'un courant de Hall et donc du quadrupôle magnétique. À la suite de cette supposition, des études numériques et des observations satellites

ont mis en évidence la présence de cette structure dans la magnétopause lors d'un événement de reconnexion [Mozer et al., 2002, Wygant et al., 2005, Borg et al., 2005]. Ces observations ont été confirmées par des études expérimentales en laboratoires [Ren et al., 2005]. Cependant juste avant cette dernière décennie, il n'était pas établi si cette structure en question était la conséquence de la reconnexion rapide non-collisionnelle ou bien au contraire un ingrédient nécessaire au déclenchement du phénomène.

Uzdensky and Kulsrud [2006] ont proposé un premier mécanisme expliquant la formation du champ quadrupolaire comme une conséquence de la reconnexion. Par la suite, Smets et al. [2014] ont proposé un mécanisme où la reconnexion magnétique nécessite la formation de ce champ quadrupolaire pour se déclencher.

L'expérience que nous allons détailler dans ce chapitre a pour objectif de répondre à nos interrogations : le champ magnétique quadrupolaire, est-il un précurseur dans le développement de la reconnexion? Et comment l'affecte-t-il? Pour y répondre, nous avons imposé une structure de Hall (et anti-Hall) au point de reconnexion et nous avons observé par la suite la dynamique du système qui semble être en accord avec le mécanisme proposé par Smets et al. [2014]. Nous présenterons au préalable les deux mécanismes, celui proposé par Uzdensky and Kulsrud [2006] et celui proposé par Smets et al. [2014]. Toutefois, nous nous attarderons en particulier sur les résultats obtenus par Smets et al.

### 3.1.2 Champ quadrupolaire comme conséquence de la reconnexion, Uzdensky et Kulsrud 2006

Plaçons-nous dans un schéma de reconnexion antiparallèle comme présenté dans la section précédente, voir Figures 3.1 et 3.2 et considérons un tube de flux magnétique donné qui s'approche de plus en plus près du point-X, c'est-à-dire à l'origine des axes du schéma 3.2. En ce point, le champ magnétique s'annule. L'amplitude magnétique à l'approche du point-X s'atténue, ce qui pour le tube de flux magnétique revient à s'étendre spatialement par conservation du flux magnétique. Par conséquent, les électrons étant magnétisés<sup>1</sup>, la densité électronique diminue. La densité ionique, quant à elle, ne s'abaisse pas puisque les ions sont démagnétisés. Afin de restaurer la neutralité des charges, un champ électrique est induit colinéaire aux lignes du champ magnétique. Ce champ électrique entraîne les électrons vers le point-X et suivant les lignes du champ magnétique. Il en résulte un flux d'électron colinéaire au champ magnétique et qui augmente significativement à l'approche du point-X, puisque c'est en ce lieu que le tube de flux magnétique se dilate le plus.

Une fois que le tube de flux magnétique a reconnecté, il s'éloigne dans la région aval à la reconnexion magnétique. Le tube de flux magnétique subit le processus inverse, c'est-à-dire qu'il est comprimé. De cette compression, un champ électrique colinéaire au champ magnétique qui s'éloigne du point-X cette fois-ci, est induit. Il en résulte un flux d'électrons sortant, voir figure 3.3. À partir de ce courant résultant de la dilatation des tubes de flux magnétique, la composante hors du plan de reconnexion est produite. Ce champ magnétique, comme illustré en Figure 3.2(d) s'établit le long des séparatrices puisque c'est en ce lieu que le produit vectoriel de ce courant et du champ magnétique est le plus intense (effet Hall).

---

1. dans toute cette démonstration, Uzdensky et Kulsrud établissent la région d'étude uniquement dans la région de découplage des ions et non celle des électrons.

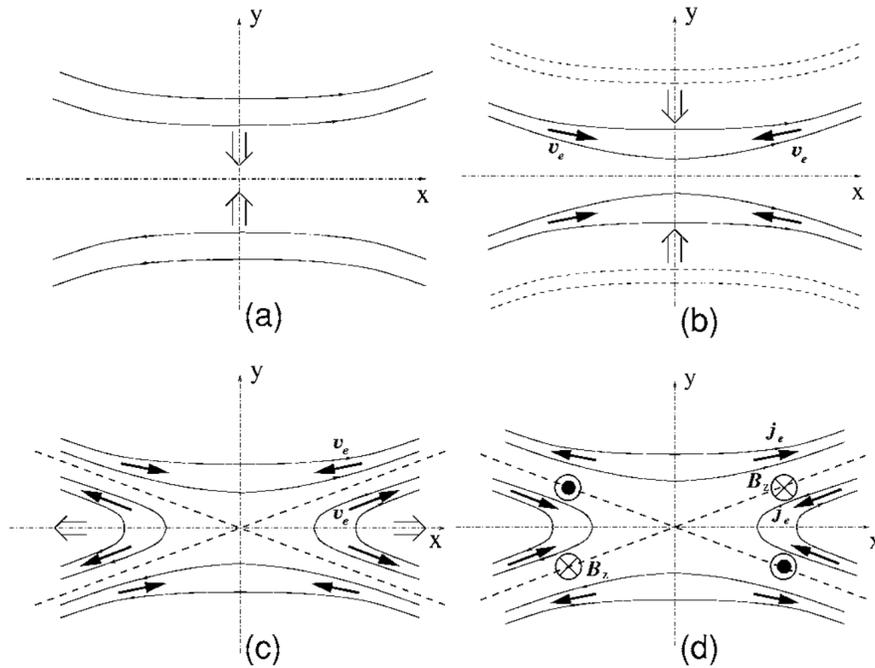


FIGURE 3.2 – Évolution temporelle schématisée de la reconnexion magnétique non-collisionnelle et de la formation du champ magnétique quadrupolaire hors du plan de reconnexion ; tirée de l'article d'Uzdensky and Kulsrud [2006]

Un tel schéma a donc été proposé par Uzdensky et Kulsrud en 2006 afin d'expliquer les mesures expérimentales effectuées à MRX par Ren et al. [2005] et aussi des observations in situ d'un courant de Hall (et donc d'une signature d'une reconnexion de Hall) par les satellites des missions Polar [Mozer et al., 2002] et Cluster [Wygant et al., 2005, Borg et al., 2005]. Afin de mieux comprendre le rôle de ce motif, Uzdensky et Kulsrud décident de se placer dans un cadre de MHD-Hall où le mouvement des électrons et des ions peut être différencié. De plus, le flux d'électrons est incompressible et la résistivité est négligeable et la couche de reconnexion est dans un état stable. Toute la démonstration faite ci-dessus a été effectuée dans la région de découplage des ions, c'est-à-dire que les ions sont démagnétisés. De plus, les ions ici sont considérés comme un fond afin de conserver la quasi-neutralité des charges et le fond est considéré comme uniforme. Ce schéma suggère que le quadrupôle ne peut se former qu'une fois la reconnexion magnétique établie.

### 3.1.3 Champ quadrupolaire comme cause de la reconnexion, Smets et al 2014

Contrairement à ce qui vient d'être décrit, Smets et al. ont mis en lumière numériquement l'influence de cette structure magnétique quadrupolaire dans le déclenchement (c'est-à-dire antérieur à l'événement de la reconnexion) de la reconnexion rapide. Cette étude a été effectuée dans le cadre des plasmas de haute densité d'énergie induits par laser, ce qui correspond au

cadre de notre étude expérimentale. Nous allons décrire le résultat de cette étude, qui s'intéresse à la reconnexion entre deux boucles magnétiques et au rôle du quadropôle dans le processus.

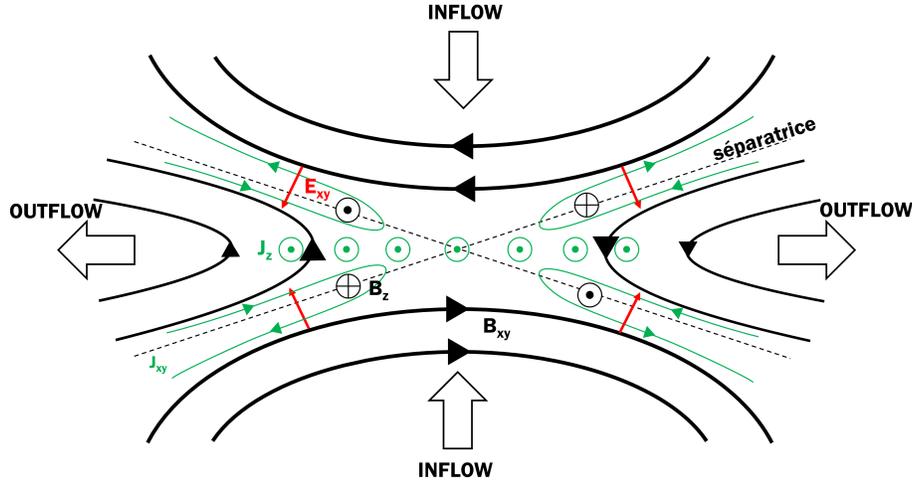


FIGURE 3.3 – Représentation des champs électromagnétiques mis en jeu lors de la reconnexion magnétique dans un schéma de type HDE. Les lignes noires correspondent aux lignes du champ magnétique dans le plan de reconnexion, XY. Les régions en aval et en amont de la reconnexion sont délimitées par les séparatrices, lignes en pointillées. Les courants induits sont représentés en vert et les champs électriques en rouge.

Smets et al. place son étude dans une configuration coplanaire, c'est-à-dire que les lignes du champ magnétique sont parallèles au plan de reconnexion qui est le plan XY du schéma 3.3. Les lignes du champ magnétique sont dessinées par des lignes pleines noires sur le schéma 3.3.

Avant que la reconnexion n'ait lieu, les deux boucles magnétiques s'approchent l'une de l'autre. Il faut noter la présence d'un courant dans la direction Z aux bords extérieurs et intérieurs des boucles magnétiques. Ce courant provient du gradient magnétique,  $\mathbf{j}_z = \nabla \times \mathbf{B}$ . Du couplage de ce courant et du champ magnétique  $\mathbf{B}_{xy}$ , un champ électrique est généré via le terme de Hall dans la loi généralisée d'Ohm  $\mathbf{E}_{xy} = \mathbf{j}_z \times \mathbf{B}_{xy}/en$ . On rappelle que la loi d'Ohm généralisée peut s'écrire sous la forme simplifiée suivante :

$$\mathbf{E} = -\mathbf{v} \times \mathbf{B} - \frac{1}{en} \nabla \cdot \overline{\overline{\mathbf{P}_e}} + \frac{1}{en} \mathbf{j} \times \mathbf{B} + \eta \mathbf{j}$$

Où  $\mathbf{v}$  est la vitesse des ions. Le champ électrique induit est dans le plan de reconnexion,  $\mathbf{E}_{xy}$  et il est représenté par des flèches rouges dans le schéma en Figure 3.3. De plus en raison du caractère azimutal du champ magnétique, le champ électrique  $\mathbf{E}_{xy}$  de Hall est radial, et par extension irrotationnel, si le champ magnétique reste non perturbé. Or, suite à la rencontre des deux boucles magnétiques après leur expansion radiale, les lignes du champ magnétique se compriment au point de rencontre (point-X) et pincent la couche de courant. De ce pincement,

la symétrie est cassée et donc le champ électrique,  $E_{xy}$ , n'est plus irrotationnel. Ainsi, un champ magnétique en dehors du plan croît donc dans la direction Z. C'est ce champ magnétique en dehors du plan qui est dessiné le long des séparatrices sur le schéma et que l'on désigne par structure quadrupolaire magnétique de Hall, par analogie avec le raisonnement détaillé en section 3.1.2. Un courant de Hall est donc associé à ce motif quadrupolaire de Hall<sup>2</sup>, puisque  $\mathbf{j}_{xy} = \nabla \times \mathbf{B}_z$ . Lors du phénomène de reconnexion, le champ électrique ( $E_z$ ) nécessaire à la reconnexion sera induit via l'effet Hall, par le courant de Hall et le champ magnétique seulement dans la zone de diffusion des ions. Ainsi, la reconnexion dans la zone de diffusion des ions est maintenue par la présence du courant de Hall qui est lui-même associé au quadrupôle magnétique. Sans cette structure, la région de diffusion se limiterait à la région de découplage des électrons.

Le mécanisme proposé par Smets et al. montre que la formation du champ quadrupolaire précède la reconnexion magnétique, contrairement à celui d'Uzdensky et Kulsrud qui nécessite que la reconnexion soit déjà établie. Dans le raisonnement de Smets et al. la formation du  $j_{xy}$  provient du  $B_z$ , alors qu'on a un raisonnement inverse pour Uzdensky et al. :  $j_{xy}$  vient du mouvement des électrons et il induit  $B_z$ . Selon Smets et al., La formation de cette structure magnétique, et donc du courant de Hall, semble indispensable au déclenchement de la reconnexion. Smets et al. prouvent cela numériquement au travers d'une étude paramétrique en imposant un champ magnétique quadrupolaire dont l'intensité a été modulée. Pour cela, ils ont mis en œuvre le code PIC-hybride : HECKLE, présenté dans la section 2.5.1.

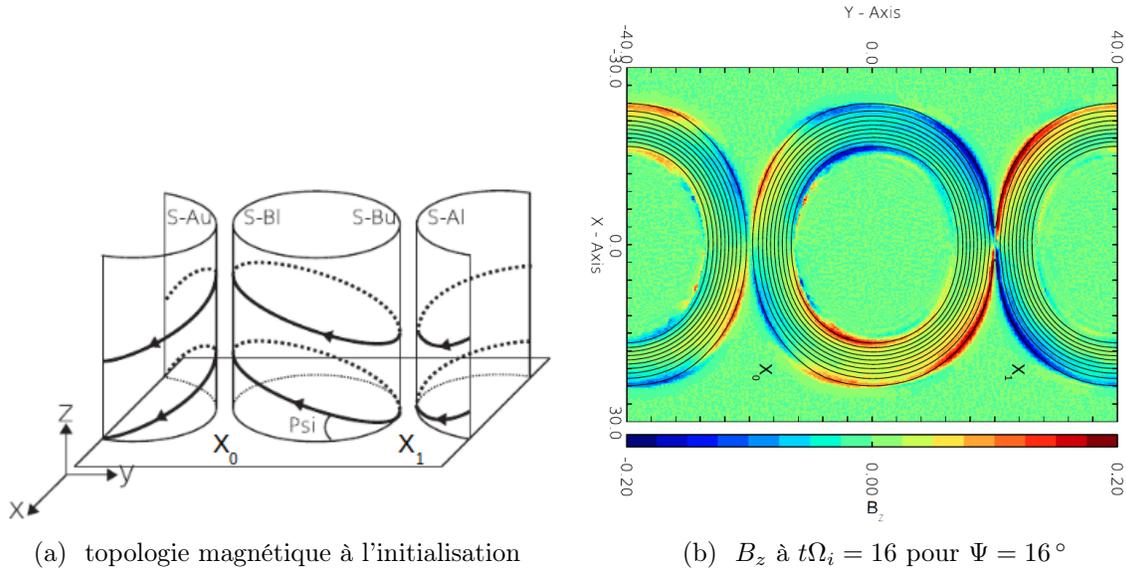


FIGURE 3.4 – (a) Configuration initiale du champ magnétique implémentée. Les flèches noires matérialisent les lignes du champ magnétique. (b) Résultats obtenus dans une configuration non-coplanaire. Les lignes noires correspondent à des lignes du champ magnétique. Ces deux figures sont tirées de l'article de Smets et al. [2014].

2. La répétition du terme "Hall" permet de marquer leur liaison.

Smets et al. se sont inspirés du schéma de reconnexion avec des plasmas HDE pour l'initialisation [Fox et al., 2012], i.e deux bulles de plasma confinées chacune par une boucle magnétique. Cette configuration est représentée en figure 3.4 et correspond au schéma déjà utilisé dans la section 2.5. Ces simulations sont dans une configuration 2.5D, ceci revient à dire que le long des bords la condition aux limites imposée est une condition périodique. Des cylindres de plasma sont confinés dans leur propre cylindre magnétique, mais comme le montre la figure 3.4a, deux cylindres de plasma sont initialisés : l'un est au centre, tandis que l'autre est positionné de part et d'autre du cylindre central. Pour cela, le cylindre est coupé en deux, ce qui est possible en raison du caractère périodique imposé le long de la bordure de l'axe- $x$ . Ce type d'initialisation permet d'avoir deux points de reconnexion en une simulation. En penchant les deux lignes magnétiques de  $+\Psi$  et de  $-\Psi$  par rapport à l'axe ( $Ox$ ) pour chacun des cylindres, on force la reconnexion dans un cas non-coplanaire. Une telle disposition fait apparaître une structure quadrupolaire magnétique similaire à celle de Hall discutée préalablement. Par exemple, au point X0 de la figure 3.4, la structure quadrupolaire qui est imposée à l'initialisation par l'angle  $\Psi$ , est opposée à celle qui se développe pendant le déclenchement de la reconnexion magnétique. Elle est donc appelée angle « anti-Hall ». Cependant, au point X1 de la figure 3.4 la structure quadrupolaire initialisée est dans le même sens que la structure quadrupolaire de Hall. Cet angle est donc appelé angle "Hall" ou "pro-Hall".

En figure 3.4b, la distribution spatiale de la composante magnétique hors du plan à  $t\Omega_i = 16$  est affichée pour une simulation initialisée avec  $\Psi = 16^\circ$ . Aux deux points de reconnexion, un quadrupôle magnétique apparaît au bord extérieur des boucles magnétiques. Les lignes du champ magnétique sont tracées en noir.

Au point X1, l'amplitude du quadrupôle magnétique est bien définie et y est plus intense qu'au point X0. De plus, la reconnexion magnétique a déjà commencé, puisqu'une première ligne magnétique au point X1 a déjà cassé et été reconfigurée. Il est à noter que cela contraste avec la situation au point X0, où la reconnexion n'a pas encore été enclenchée. Là, aucune des lignes magnétiques n'a été rompue pour reconnecter avec une ligne magnétique de l'autre bulle.

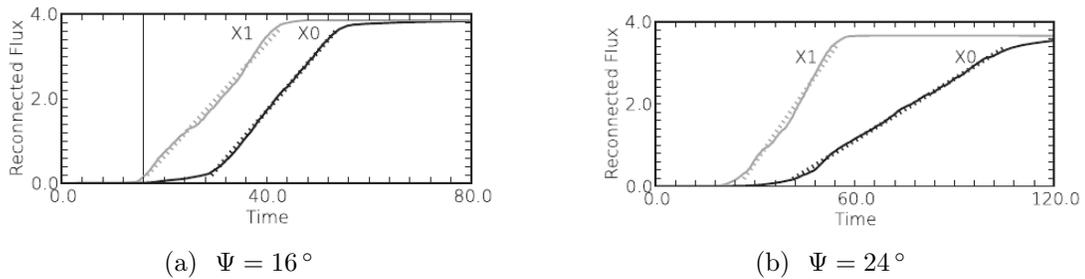


FIGURE 3.5 – Évolution temporelle (en unités de  $\Omega_{ci}^{-1}$ ) du flux magnétique reconnecté aux points-X (X0 et X1) pour deux configurations initiales de l'angle  $\Psi$  différentes. Le taux de reconnexion est donné par la pente de la droite tracée en pointillé. Ces deux figures sont tirées de l'article de Smets et al. [2014].

L'évolution temporelle du flux magnétique reconnecté de la simulation avec un angle initial de  $\Psi = 16^\circ$ , cf Figure 3.5a, confirme que la reconnexion est affectée différemment aux deux points X0 et X1, en particulier pour ce qui concerne le déclenchement de la reconnexion. Tandis que la reconnexion au point X1 démarre qu'à partir de  $t\Omega_i = 16$  (expansion des bulles, compression des lignes magnétiques), la reconnexion au point X0 ne démarre qu'à partir  $t\Omega_i = 28$ . On note toutefois qu'il ne s'agit que d'un décalage temporel au déclenchement de la reconnexion : pour ce qui est du taux de reconnexion associé au point X0, son évolution n'est pas affectée en comparaison de celle qui intervient au point X1 lorsque  $\Psi = 16^\circ$ .

Cependant en augmentant l'angle  $\Psi$ , le taux de reconnexion au point X0 est aussi affecté, en plus du retard introduit. L'évolution du flux magnétique reconnecté pour un angle de  $\Psi = 24^\circ$  est tracée en figure 3.5b. Pour reconnecter tout le flux magnétique au point X0, il faut  $t \sim 70 \Omega_{ci}^{-1}$ . Ceci est différent de ce qui se produit au point X1, où la durée pour reconnecter tout le flux magnétique est similaire pour les simulations réalisées à  $\Psi = 0^\circ$  et  $\Psi = 16^\circ$ . Ceci signifie qu'à partir d'un certain seuil (ici compris entre  $16^\circ$  et  $24^\circ$ ), la reconnexion est ralentie en plus d'être décalée dans le temps. Il ne s'agit cependant que de ce qui se produit au point X0 (avec une structure magnétique "anti-Hall"). La reconnexion au point X1 n'a en effet été affectée aucunement par l'angle "Hall".

Ainsi au travers de ces différentes simulations, Smets et al. ont démontré que le déclenchement de la reconnexion est fortement dépendante de la présence du champ quadrupolaire de Hall et si sa structure est biaisée (en forçant la présence d'un champ magnétique quadrupolaire, par exemple) l'efficacité de la reconnexion diminue significativement.

## 3.2 Expérience au LULI2000 sur l'influence du quadrupôle magnétique

Dans le chapitre précédent, l'étude du champ guide sur la dynamique de la reconnexion magnétique a été effectuée en tirant profit du champ magnétique autogénéré via le mécanisme de Biermann-batterie. En mettant suffisamment proche les deux boucles magnétiques induites par laser, les lignes de ces boucles magnétiques reconnectent rapidement entre elles.

Le principe expérimental employé ici est identique à celui décrite au chapitre 2 et à celui utilisé par Smets et al. [2014], comme présenté dans la section 3.1.3. Cette volonté d'étudier la reconnexion dans ce manuscrit en utilisant toujours le même dispositif expérimental tient du souhait d'avoir un travail cohérent et comparable afin de mieux comprendre et de discerner le rôle que peut jouer la reconnexion entre des plasmas ablatés.

### 3.2.1 Montage expérimental

Cette expérience sur l'étude de la reconnexion magnétique en présence d'un champ magnétique quadrupolaire a été menée au LULI2000, comme celle du chapitre 2. On notera donc quelques similitudes, essentiellement dans les conditions laser, produisant donc des plasmas dans des conditions proches. Nous caractériserons encore le plasma produit au cours de cette

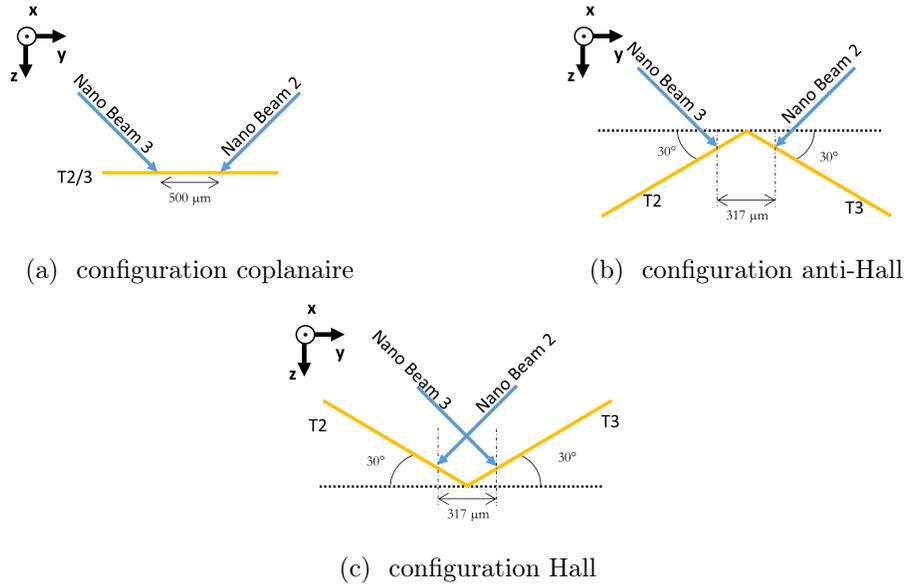


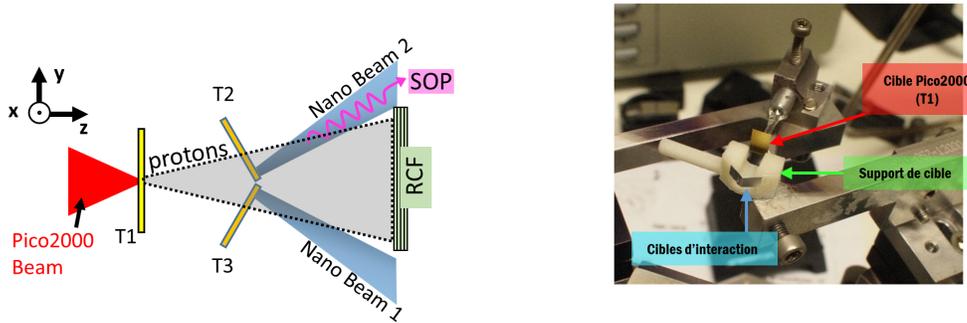
FIGURE 3.6 – Configurations des cibles d’interactions faisant apparaître une structure quadrupolaire magnétique au point de contact utilisées au cours de la campagne expérimentales

expérience. La différence majeure tient dans la géométrie des cibles afin d’imposer une structure magnétique quadrupolaire et non un champ guide.

Comme au cours de l’expérience sur l’influence du champ guide, le faisceau laser nanoseconde a été divisé en deux sous-faisceaux de 200 J chacun à l’aide d’apodiseurs. Comme l’illustre la figure 3.7a, le faisceau picoseconde, ultra-intense, a été utilisé pour la radiographie proton. On notera qu’ici le détecteur protonique, cassette de RCF, était éloigné de 5 cm de la cible d’interaction, ce qui revient à avoir un grandissement de 6 sachant que la distance entre la cible d’interaction et la source de protons est de 1 cm. Comme le montre le schéma du montage expérimental en figure 3.7a, la disposition était très similaire à celle utilisée au chapitre 2. Quant à la disposition des cibles d’interaction (T2 et T3), elles ont été tournées de  $30^\circ$  et  $-30^\circ$  par rapport à l’axe (Ox), ce qui revient à basculer les tores magnétiques et de la sorte on fait apparaître une structure quadrupolaire au point de contact. Une cible en forme de toit a été utilisée comme support, où chaque pan du toit est la cible T2 ou T3, voir la photo affichée en 3.7b.

Par ailleurs, plusieurs matériaux ont été utilisés pour la cible, ce qui nous a permis de nous intéresser à la manière dont la nature de la composition du plasma modifie le déroulement du phénomène de reconnexion, en plus d’étudier l’impact de la structure quadrupolaire sur la dynamique de la reconnexion. Pour cela, deux matériaux différents ont été utilisés pour les cibles d’interaction, T1 et T2 :

- Aluminium, choisi pour son faible numéro atomique,  $Z = 13$ . Lors de l’expérience, des feuilles de  $25 \mu\text{m}$  d’épaisseur ont été disposées sur le porte-cible.



(a) Schéma du montage expérimental, en vue de dessus (b) Porte-cible utilisé lors de l'expérience

FIGURE 3.7 – (a) Schéma du montage expérimental mis en place. Comme pour l'expérience présentée en section 2.2, deux faisceaux laser nano-seconde ont permis de générer le plasma sur les cibles T2 et T3 (feuilles d'or ou d'aluminium). Quant au faisceau pico-seconde, il a été focalisé sur T1, une feuille d'or de  $25\ \mu\text{m}$  d'épaisseur afin de générer un faisceau de proton sondant le plasma formé sur T1 et T2. Une cassette de RCF, détecteur de protons, a été placée de l'autre côté pour mesurer les déflexions subies par les protons. (b) Photo du porte-cible fabriqué à l'aide d'une imprimante 3D, la cible en forme de toit correspond à la cible d'interaction (T2 et T3) où la reconnexion a lieu. Ici, c'est une feuille d'aluminium de  $25\ \mu\text{m}$  d'épaisseur. De l'autre côté, on aperçoit la cible du faisceau picoseconde, T1.

- Or, choisi pour son numéro atomique élevé,  $Z = 79$ . Lors de l'expérience, des feuilles de  $5\ \mu\text{m}$  d'épaisseur ont été disposées sur le porte-cible.

Le lecteur notera que, dans la configuration coplanaire, les résultats obtenus pourront être comparés à ceux obtenus lors de la campagne du LULI2000 sur la reconnexion magnétique en champ guide, cf section 2.2. Au chapitre 2, le plasma était produit sur une feuille de cuivre. Le numéro atomique du cuivre est  $Z = 29$ . En compilant les données acquises aux chapitres 2 et 3, nous pourrions ainsi étudier l'influence du matériau sur la reconnexion. Bien évidemment, une telle comparaison reste possible, car les conditions laser de ces deux campagnes expérimentales étaient identiques.

### 3.2.1.1 Paramètres plasma

Les deux faisceaux nanosecondes, "Nano Beam 1 & 2" illustrés en figure 3.7, sont le résultat du carottage d'un faisceau laser à la 1<sup>ère</sup> harmonique (i.e  $\lambda_{laser} = 1.064\ \mu\text{m}$ ) dont l'énergie du faisceau est de 800 J. Puisque chaque sous-faisceau carotté a un rayon qui est la moitié du faisceau mère, l'énergie par sous-faisceau est de 200 J. De plus, l'impulsion laser a été programmée pour que sa durée soit de 4 ns<sup>3</sup>.

3. Lors de la campagne de la reconnexion en champ guide, la durée de l'impulsion laser était de 5 ns. Ce léger changement avait été décidé afin d'augmenter la plage temporelle d'observation de la reconnexion.

Des RPPs ont été placées derrière les lentilles de focalisation afin d'obtenir une tache focale de  $80\ \mu\text{m}$  de diamètre sur cible. Tous ces paramètres laser nous permettent d'atteindre une intensité laser modérée de  $10^{15}\ \text{W}\cdot\text{cm}^{-2}$ .

Pour ce qui est du faisceau picoseconde, il a été utilisé afin de produire un faisceau de protons nécessaire pour le diagnostic de radiographie proton. La production de ce faisceau a été réalisée en ionisant la cible T1 (cible d'Or de  $25\ \mu\text{m}$ ) avec le "Pico2000 Beam" comme illustré en Figure 3.7. Nous ne reviendrons pas sur les détails du mécanisme TNSA (mécanisme d'accélération des protons sonde).

### 3.2.2 Diagnostics

Comme le présente la figure 3.7, la radiographie proton et la pyrométrie ("SOP" sur la figure 3.7a) ont été implémentées. D'autres diagnostics de contrôle ont aussi été installés afin de s'assurer que les séquences de tirs étaient effectuées dans les mêmes conditions lasers et plasmas. Par exemple, un diagnostic d'ombroscopie a permis de contrôler le pointé des faisceaux laser et la croissance des deux plasmas ablatés.

#### 3.2.2.1 Radiographie proton

Ce diagnostic a été installé exactement de la même manière que pour le chapitre 2, i.e le même faisceau laser, Pico2000, a été employé pour accélérer les protons sondant le plasma en focalisant le faisceau sur une cible d'or de  $25\ \mu\text{m}$  d'épaisseur. La géométrie implémentée est aussi la même : le faisceau de protons arrive par la face arrière de la cible d'interaction et en ressort par la face avant. Dans cette géométrie, les protons sont expulsés en dehors de la boucle magnétique du plasma comme schématisé sur la figure 2.7, ce qui a l'avantage d'évaluer plus précisément la vitesse d'expansion de la boucle magnétique. Dans une géométrie inversée<sup>4</sup>, le disque de déflexion apparaissant sur le détecteur ne change que très faiblement dans le temps [Gao et al., 2015].

Comme nous l'avons expliqué, la résolution spatiale du diagnostic est essentiellement réduite par la diffusion élastique des protons sonde lors de la traversée de la cible d'interaction. Cette diffusion agit comme un floutage. Elle peut être modélisée via la convolution d'un signal non affecté par la diffusion avec une fonction gaussienne, qui est déterminée en fonction de la nature du solide, de son épaisseur et de l'énergie de la particule incidente. Plus la largeur de la fonction gaussienne sera importante et plus la résolution sera basse. Dans le tableau suivant, nous avons résumé la largeur à mi-hauteur de cette fonction gaussienne pour les deux cibles utilisées : Or et Aluminium. Et nous avons ajouté la diffusion associée à une feuille de cuivre de  $5\ \mu\text{m}$  d'épaisseur. Cette feuille de cuivre est la cible utilisée au chapitre 2. La largeur donnée correspond à la largeur de la fonction gaussienne dans le plan du plasma d'interaction (et non du plan du détecteur). Elles ont été calculées à l'aide de la formule d'Highland, équation 2.3.

---

Cette légère dilatation de l'impulsion entraîne une diminution de l'intensité laser sur cible de 20%, ce qui au vu des fluctuations laser n'affecte pas drastiquement la comparaison entre les données des deux campagnes expérimentales.

4. Une géométrie inversée correspond à la situation où les protons passent par la face avant de la cible d'interaction et ressortent par la face arrière.

Matériau \ Énergie des protons	14 MeV	18 MeV
Al ( $25 \mu\text{m}$ )	$\Delta = 110 \mu\text{m}$	$\Delta = 86 \mu\text{m}$
Cu ( $5 \mu\text{m}$ )	$\Delta = 134 \mu\text{m}$	$\Delta = 104 \mu\text{m}$
Au ( $5 \mu\text{m}$ )	$\Delta = 281 \mu\text{m}$	$\Delta = 218 \mu\text{m}$

TABLE 3.1 – Table de la largeur (dans le plan du plasma) de la diffusion élastique subie par une collection de protons en fonction du matériau traversé (et de l'épaisseur associée) et de l'énergie des protons incidents.

Le tableau résume la limite de résolution du diagnostic. Il faut noter que le calcul est une fonction estimant cette diffusion stochastique. Elle peut surévaluer la diffusion réelle. Lors d'une diffusion trop importante, la linéarisation du modèle ne fonctionne plus. De plus, cette limite de résolution est dans tous les cas surévaluée puisque l'on ne prend pas en compte l'ablation de la matière des cibles T2 et T3, ce qui tend à diminuer la diffusion et par conséquent, à améliorer la résolution.

### 3.2.2.2 Mesure temporelle de la pyrométrie

Un grand nombre de similarités existent entre l'expérience présentée ici et celle présentée dans le chapitre 2 et le diagnostic de pyrométrie en est une autre. L'objectif de ce diagnostic est d'analyser l'évolution temporelle de l'émission propre du plasma. Le lecteur pourra donc se reporter à la section 2.2.2.3, où plus de détails sont donnés concernant l'extraction du signal lumineux, le système d'imagerie et le filtrage spectral du signal.

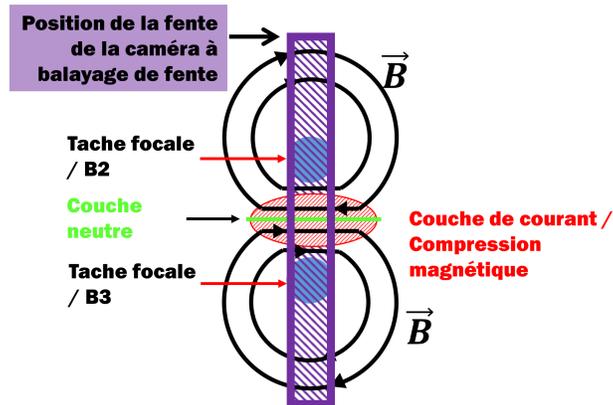


FIGURE 3.8 – Position relative de la fente d'entrée de la caméra à balayage par rapport aux taches focales représentées par les disques bleus et les boucles du champ magnétique associées au plasma induit par laser, lignes fléchées noires.

Pour cette expérience en comparaison de celle du chapitre 2, le plasma n'a pas été imagé sur l'entrée de la caméra de la même manière. Dans la campagne sur la reconnexion en champ

guide, la fente et la couche de courant étaient coïncidentes. Or, ici la fente est perpendiculaire à la couche de courant, c'est-à-dire que les taches focales sont alignées le long de la fente comme présenté sur le schéma en figure 3.8. De ce fait, l'émission propre du plasma au niveau des taches focales étant tellement intense, le signal au niveau de la région de reconnexion est malheureusement trop faible pour être détecté. Cette différence d'émission s'explique par la différence de densité électronique perçue au niveau des taches focales et dans la couche neutre. En effet, les électrons sont la cause de l'émission du plasma. Nous avons même vu lors de l'émission par bremsstrahlung qu'elle est proportionnelle au carré de la densité électronique, cf éq. 2.1. La densité électronique au centre de la tache focale que peut percevoir le diagnostic va jusqu'à la densité critique pour  $\lambda = 470 \mu\text{m}$ , c'est-à-dire  $n = 5 \times 10^{21} \text{cm}^{-3}$ . Tandis qu'à  $250 \mu\text{m}$  du centre de la tache focale, la densité descend à des valeurs de  $1 \times 10^{20} \text{cm}^{-3}$ . En raison de cette différence, le signal au cœur du plasma dans la tache focales du laser aveugle le détecteur et le signal en provenance de la couche de courant n'est plus détectable.

Quant à l'émission dans le plasma ablaté, elle ne semble pas être affectée par le développement d'un phénomène de reconnexion magnétique. Ceci s'explique en raison du paramètre- $\beta$  élevé des plasmas HDE ( $\beta \gg 1$ ), i.e. l'énergie totale magnétique est largement dominée par l'énergie thermique au sein du plasma ablaté. Si un transfert d'énergie magnétique à thermique (l'une des conséquences de la reconnexion) s'effectue, la contribution de ce transfert serait presque négligeable vis-à-vis de l'énergie thermique déjà présente dans le plasma. Par conséquent, ce chauffage ne serait pas détectable.

### 3.2.2.3 Ombroscopie : diagnostic de contrôle

L'ombroscopie repose sur un principe semblable à celui des ombres chinoises. Plus précisément, l'ombroscopie est l'observation de l'ombre produite par un objet placé dans un rayon lumineux collimaté, cf schéma 3.9a. Considérons un objet placé dans le chemin d'un faisceau sonde (rayon lumineux collimaté), voir schéma 3.9a. Une partie des rayons lumineux est absorbée, ceux qui ont été entravés par l'objet, puisque l'on considère l'objet opaque aux rayons lumineux. L'autre partie des rayons lumineux passe et atteint le détecteur. Ainsi, une image du contour de l'objet se forme en négatif, comme illustré sur la figure 3.9a.

Un plasma est considéré comme opaque ou transparent à une onde électromagnétique selon la densité du plasma et la longueur d'onde de l'onde électromagnétique. Rappelons que la relation de dispersion de l'onde électromagnétique du faisceau laser dans un plasma s'écrit sous la forme suivante :

$$k = \frac{\omega}{c} \sqrt{1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}} \quad (3.1)$$

Où  $k$  et  $\omega$  sont le nombre d'onde et pulsation de l'onde électromagnétique et  $\omega_{pe}$  est la pulsation plasma électronique qui s'exprime :

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0}} \quad (3.2)$$

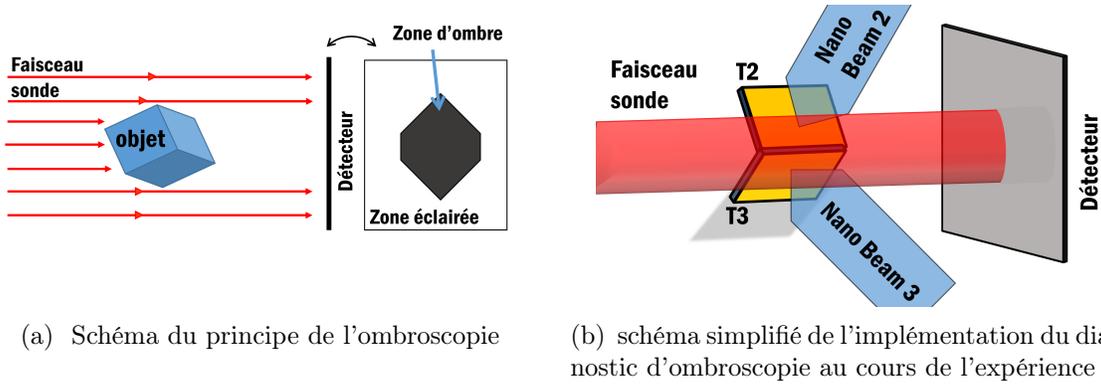


FIGURE 3.9 – (a) Schéma du principe de l'ombroscopie, un faisceau collimaté sonde l'objet, le cube bleu. Le signal est récupéré via un détecteur. Les zones foncées correspondent aux ombres de l'objet et les zones blanches aux zones éclairées là où le faisceau n'a pas été obstrué.(b) Schéma de l'implémentation du diagnostic par rapport aux cibles d'interaction (T2 et T3). La direction de sondage du faisceau sonde (cylindre rouge) y est indiquée.

où  $n_e$  est la densité électronique,  $m_e$  est la masse de l'électron,  $e$  est la charge de l'électron et  $\epsilon_0$  est permittivité du vide.

L'onde électromagnétique se propage dans le plasma, i.e.  $k$  est réel, si est seulement si  $\omega_{pe} < \omega$ , d'après l'équation 3.1. Cette dernière inégalité peut être simplifiée en terme de densité électronique sous la forme :  $n_e < n_c(\omega)$ , où  $n_c(\omega)$  est la densité critique en fonction de la pulsation du laser.

$$n_c = \frac{m_e \epsilon_0 \omega^2}{q^2} = \frac{4\pi^2 m_e}{\mu_0 q^2 \lambda^2} \quad (3.3)$$

Pour un faisceau sonde dont la longueur d'onde est  $\lambda = 532$  nm, la densité critique associée est  $n_c = 3.9 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ . En d'autres termes, concernant le diagnostic d'ombroscopie, toutes les formes d'ombre apparaissant sur le détecteur correspondent à des zones où la densité du plasma est au moins supérieure à densité critique,  $3.9 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ . À l'aide de ce diagnostic, nous avons une bonne idée de la place occupée par le plasma et voir si la disposition des plasmas est comme souhaitée.

Seul le phénomène d'obstruction du faisceau laser par l'objet est pris en compte pour évaluer l'occupation du plasma dans l'espace. Évidemment, ce diagnostic est également influencé par le phénomène de réfraction occasionné par les gradients de l'indice de réfraction (liés aux gradients de densité). Prendre en compte ces effets aurait un intérêt pour confronter les résultats de ce diagnostic avec des simulations de type FCI2 afin de vérifier les conditions du plasma prédites par le code. Ce travail n'a malheureusement pas pu être effectué à ce jour.

On notera qu'il est important d'avoir un instantané en comparaison du phénomène étudié. Sinon dans notre cas on intégrerait la détente de l'ombre depuis sa formation jusqu'à la fin de l'interaction laser-plasma, puisque la durée de l'impulsion du laser sonde est de 10 ns. Ceci

se traduirait par un signal totalement flou dont on ne pourrait extraire aucune information. Afin d'enregistrer des images d'ombroscopie qui sont des instantanés, des caméras dites "GOI" (Gated Optical Imager) ont été employées. L'obturateur de ces caméras est contrôlé électriquement, plus précisément il est intégré au système électronique du capteur, ce qui permet d'avoir une ouverture sur une fenêtre temporelle de quelques dizaines de picosecondes. Du point de vue du temps caractéristique du plasma ablaté, une fenêtre temporelle aussi étroite est équivalent à un instantané.

### 3.3 Mesure expérimentale de l'évolution de la reconnexion

#### 3.3.1 Caractérisation de la dynamique d'un plasma induit par laser

Lors de l'interaction entre deux bulles de plasmas, un grand nombre de facteurs peut favoriser le déclenchement de la reconnexion ou au contraire la retarder ou réduire l'efficacité de reconnexion. Par exemple, augmenter la fréquence des collisions dans le plasma tend à ralentir la reconnexion rapide. Au-delà d'un certain seuil, cette augmentation de la résistivité fera passer la reconnexion rapide à une reconnexion résistive. Il est donc primordial d'identifier les divers facteurs qui peuvent entraîner, une modification dans la dynamique de la reconnexion et donc de caractériser le plus exhaustivement possible le plasma formé. Il serait possible de caractériser les conditions plasma exhaustivement à l'aide d'une grande panoplie de diagnostics. Cependant en raison du nombre de faisceaux, de la place dans l'enceinte et du temps alloué pour la campagne expérimentale, il est nécessaire de prioriser les diagnostics implémentés. Or, les plasmas induits par des faisceaux nanoseconde sont connus et caractérisés suffisamment correctement pour le cadre de notre étude, i.e. dans la limite de résolution de nos diagnostics. Dans la suite de cette sous-section nous allons démontrer que le code de simulations hydro-radiatives, FCI2, dans ce régime est valide.

Les diagnostics implémentés ont surtout permis de caractériser la dynamique de la reconnexion magnétique. Pour caractériser la détente d'un plasma nous nous sommes appuyés sur des simulations du code FCI2 qui reproduisent numériquement l'évolution d'un plasma ablaté induit par laser, de la même manière que dans la section 2.3.2.2.

Dans cette section, nous détaillerons l'analyse de la dynamique de l'interaction d'un laser de puissance avec une cible solide d'or et par la suite avec une cible solide d'aluminium. Ces mesures expérimentales/numériques nous serviront par la suite à mieux comprendre le phénomène de reconnexion.

##### 3.3.1.1 Feuille d'or

Afin de valider la simulation du code FCI2 reproduisant la détente d'un plasma à partir une feuille d'or, nous avons comparé les résultats de FCI2 aux données obtenues via la radiographie proton. Tout d'abord, à l'aide de la radiographie proton nous avons sondé le champ magnétique à différent temps pour obtenir une séquence temporelle de la distribution magnétique. Le plasma magnétisé a été sondé par les protons à quatre temps différents, 1.17 ns, 2.17 ns, 3.17 ns et 3.97 ns, cf figure 3.10. Le dernier temps correspond à la fin de l'impulsion laser et les autres temps ont été choisis afin d'échantillonner de façon homogène toute la durée de

l'impulsion laser. L'échelle spatiale dans la figure 3.10 est donnée dans le plan du détecteur. Dans le référentiel du plasma, l'échelle spatiale est de 0.825 mm.

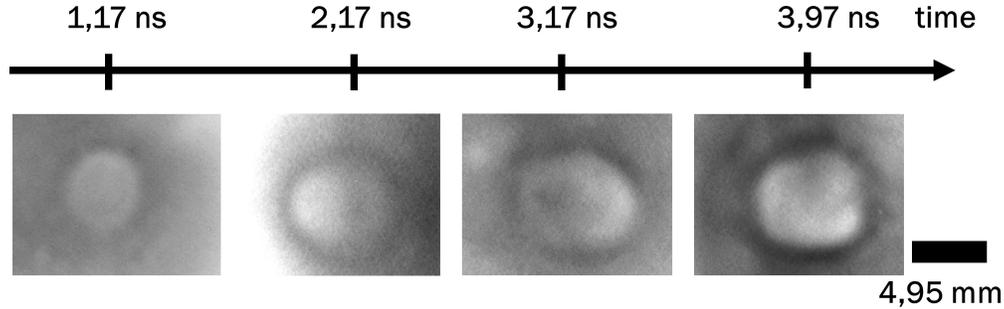


FIGURE 3.10 – Radiographies proton du champ magnétique induit par l'interaction entre un faisceau laser nanoseconde et d'une feuille d'or de  $5 \mu\text{m}$  d'épaisseur. L'échelle correspond à la longueur dans le plan du détecteur. L'énergie des protons pour ces radiographies est de 18 MeV.

Nous observons bien une boucle magnétique, ce qui se traduit sur les films par un disque clair entouré par un périmètre plus foncé. Cet assombrissement est une accumulation de protons expulsés vers l'extérieur par la boucle magnétique. En raison de la difficulté à évaluer le flux initial avant la déflexion du faisceau de protons, du fait de la présence sur les films d'un bruit probablement causé par un rayonnement X et des électrons, et aussi de la forte diffusion du faisceau des protons sondant la matière, nous n'avons pas estimé la distribution magnétique directement à partir des modulations de dose enregistrées. Ce signal a plutôt été comparé à la simulation de FCI2 initialisée dans les mêmes conditions expérimentales, cf paragraphe 3.3.1.1. Des images synthétiques de radiographie proton ont été réalisées à l'aide du code de suivi de particules, ILZ.

Dans la figure 3.11, les résultats de la simulation FCI2 couplée aux simulations d'ILZ sont affichés et comparés aux données expérimentales des radiographies proton. L'amplitude des variations de doses n'est pas bien reproduite. Le contraste des modulations de dose des données expérimentales est bien plus faible que le contraste de celles simulées, en particulier dans la zone de déplétion. Une telle tendance sur la mesure expérimentale provient probablement de la difficulté à évaluer le flux des protons s'il n'avait pas été défléchi et aussi de la difficulté à identifier les diverses sources de bruit.

Concernant l'expansion radiale de la bulle de plasma et du tore magnétique associé, on notera que l'expansion radiale est légèrement sous-estimée au vu des résultats obtenus par FCI2/ILZ, comme le montre la figure 3.12. Cette mesure de l'expansion de la bulle de plasma correspond plus exactement à l'évolution du diamètre du disque observé sur les radiographies proton, voir figure 3.10. Nous avons mesuré le diamètre du cercle (la surdensité de proton) qui enserre le disque de déplétion. Sur la figure 3.12, nous avons comparé l'évolution de ce diamètre entre les données expérimentales et numériques (ILZ/FCI2). Au vu de l'incertitude de

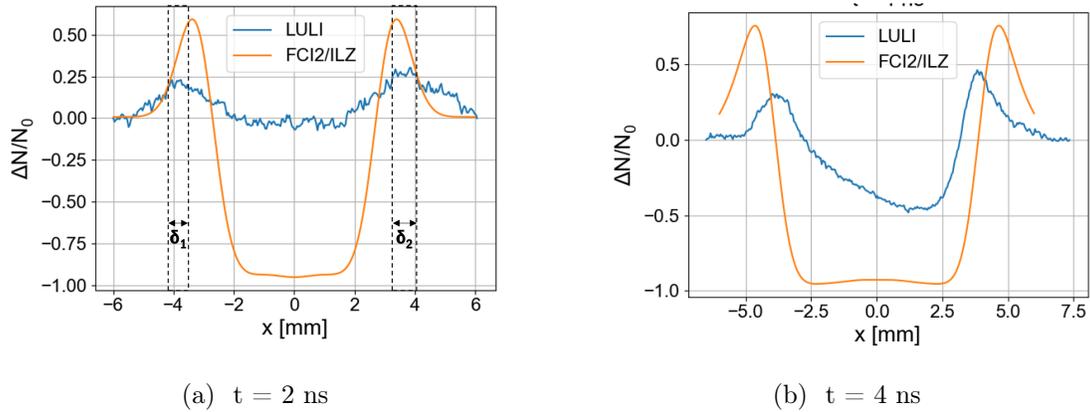


FIGURE 3.11 – Coupes radiales des modulations de dose expérimentales obtenues via la radiographie proton lors de l'interaction laser-cible solide d'or (courbe bleue) et des modulations de dose obtenues au travers de la simulation FCI2 couplée au code ILZ pour synthétiser des images de radiographie proton (courbe orange). On notera que l'abscisse ( $x$ ) est exprimée dans le référentiel du détecteur. La comparaison expérience/numérique a été effectuée à plusieurs temps : 2 ns (a) et à 4 ns (b). Le temps de sondage par les protons est de 2.17 ns et 4.17 ns, il existe donc un léger décalage temporel entre les courbes bleues et les courbes oranges. En plus sur la figure (a), a été illustrée la mesure de l'incertitude associée à la mesure du diamètre (pic à pic) du disque de déplétion enregistré sur les films, où  $\delta_1 = 0.67$  mm et  $\delta_2 = 0.82$  mm. L'abscisse ( $x$ ) est exprimé dans le référentiel du détecteur.

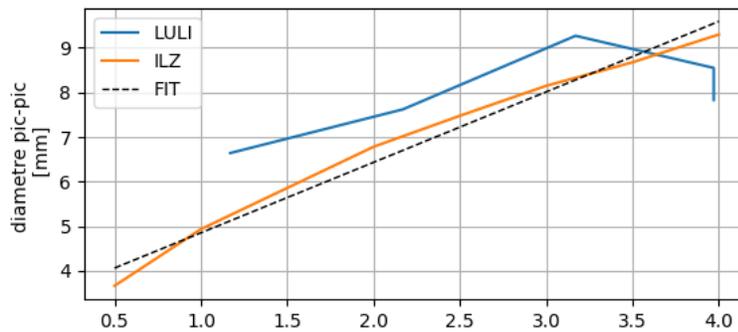


FIGURE 3.12 – Évolution temporelle du diamètre pic-à-pic du disque observé sur les radiographes proton et formé dû au champ magnétique généré sur une cible d'or. La courbe bleue correspond à la mesure expérimentale, c'est-à-dire à partir des images de radiographie proton dont l'énergie incidente des protons était de 18 MeV. La courbe orange correspond aux données numériques de FCI2 et ILZ. Quant à la droite en pointillé noir, elle a été ajustée par rapport à la courbe orange et sa pente est de  $1.6 \text{ mm} \cdot \text{ns}^{-1}$ . On notera que le diamètre est exprimé dans le référentiel du détecteur.

la mesure, voir paragraphe 3.3.1.1, la cohérence entre la prédiction de FCI2 et de l'expérience est assez bonne, ce qui nous laisse penser que le calcul de FCI2 sur la production du flux magnétique est suffisamment proche de la réalité en regard de nos mesures et de la variabilité des tirs laser.

**Mesure de l'incertitude :** En Figure 3.11, les droites verticales en pointillé entourant chacun des pics de la surdensité de protons déterminent la plage d'incertitude sur la mesure du diamètre des disques de déplétion observés sur les films de la radiographie proton. En raison du bruit et aussi de la forme de la surdensité, on estime que l'incertitude sur la mesure est de 20%. Dans l'exemple donné en figure 3.11, l'incertitude mesurée pour chaque pic est de  $\delta_1 = 0.67$  mm et  $\delta_2 = 0.82$  mm ainsi l'incertitude totale est de 1.49 mm pour un diamètre du disque de 7.62 mm. La mesure de l'incertitude sur les autres images de radiographie proton convergent vers cette même valeur.

**Évolution des conditions plasma prédites par FCI2** Le code FCI2 est un code hydro-radiatif développé au CEA, présenté dans la partie 2.3.2.2. De la même manière que dans la partie 2.3.2.2, la simulation a été initialisée avec les mêmes paramètres laser que l'expérience pour qu'elle soit comparable aux données expérimentales, cf figures 3.11 et 3.12.

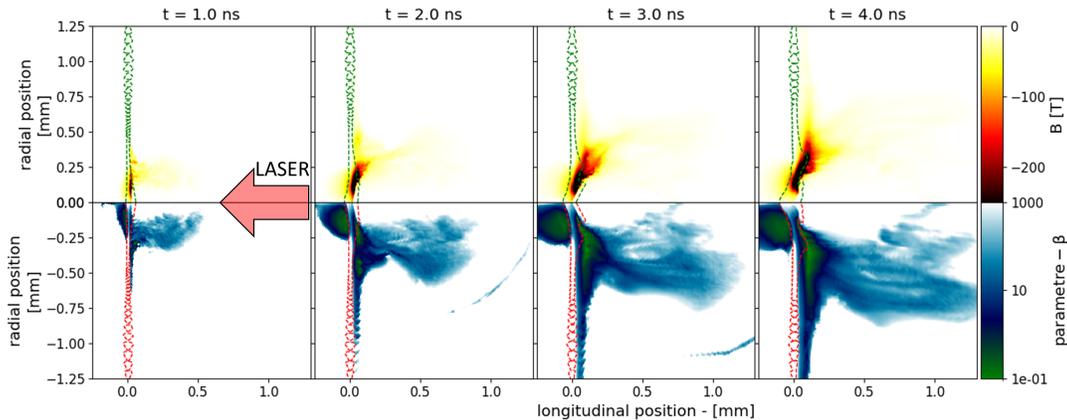


FIGURE 3.13 – Les coupes 2D du haut montrent l'amplitude de la composante azimutale du champ magnétique à plusieurs instants : 1 ns, 2 ns, 3 ns et 4 ns. L'abscisse est l'axe longitudinal au laser et orthogonal à la cible et l'ordonnée est l'axe radial. Les panneaux du bas montrent le paramètre- $\beta$  local. Les lignes vertes (panneaux du haut) et rouges (panneaux du bas) en pointillé représentent l'iso-contour où la densité électronique est égale à la densité critique, i.e  $n_e = 10^{21}$  cm $^{-3}$ . Simulation de l'évolution d'un plasma lors de l'interaction laser - cible d'or (Au).

Les figures 3.13 et 3.14 présentent les résultats de la simulation de FCI2 au cours de l'interaction laser-solide. Sur la figure 3.13, les panneaux du haut montrent l'amplitude de la composante azimutale du champ magnétique quant aux panneaux du bas, ils représentent

la distribution du paramètre- $\beta$  local. Au vu des résultats, le champ magnétique a la forme d'un donut aplati dont le rayon extérieur atteint une valeur de  $r \sim 0.5$  mm et une épaisseur  $e \sim 100 \mu\text{m}$ . Quant au paramètre- $\beta$ , à  $r = 0.25$  mm<sup>5</sup>, il est compris entre 0.1 et 1. Le champ magnétique est essentiellement contraint le long de la surface du solide. Cependant, on observe un champ magnétique non nul jusqu'à 1 mm de la cible bien que négligeable au vu du reste.

De la même manière, nous pouvons évaluer le paramètre- $\beta$  asymptotique (le rapport de la pression thermique maximum sur la pression magnétique maximum). Or d'après la pression thermique et le champ magnétique, le paramètre- $\beta$  asymptotique décroît de 5 (à 1 ns) jusqu'à 2 (à 4 ns).

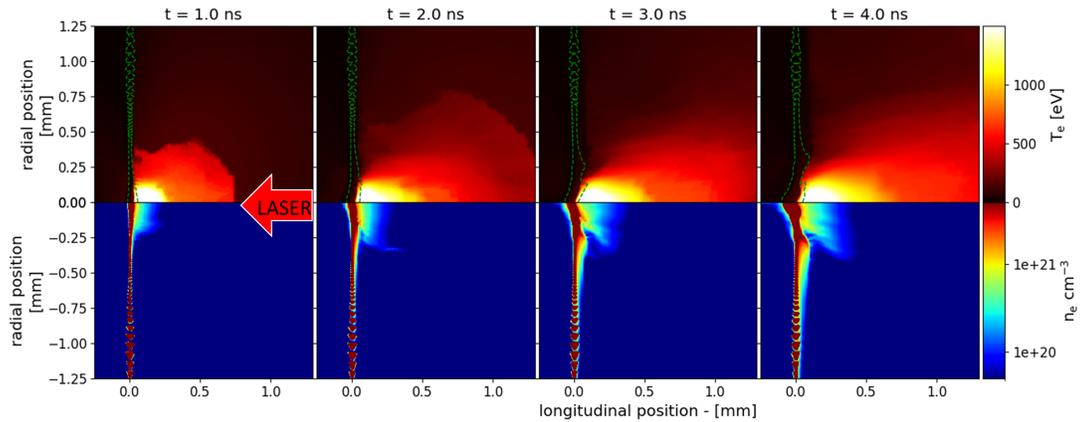


FIGURE 3.14 – Simulation de la détente d'un plasma sur une cible d'or (**Au**). Les panneaux du haut montrent la distribution spatiale de la température du plasma aux mêmes instants que ceux de la figure 3.13 et sur le même plan. Quant aux panneaux du bas, ils montrent la distribution spatiale de la densité électronique.

Dans le cadre de l'étude de la reconnexion magnétique, il est important de connaître la quantité totale de flux magnétique produit par le mécanisme de Biermann-batterie et aussi son taux de production. La figure 3.15 donne l'évolution au cours du temps du flux magnétique. Ce flux magnétique a été calculé à partir des cartes du champ magnétique présentées dans la figure 3.13. D'après ces calculs, le flux magnétique maximum est atteint, avec une valeur de  $10 \text{ T}\cdot\text{mm}^{-2}$  à 4 ns, dont le taux de production moyen est de  $2.9 \text{ T}\cdot\text{mm}^2\cdot\text{ns}^{-1}$ .

### 3.3.1.2 Feuille d'aluminium

Nous avons répété le même procédé pour voir comment se comporte le plasma ablaté sur une feuille d'aluminium. Cependant, le plasma a été sondé à deux temps différents seulement, comme le montre la séquence chronologique en figure 3.16a rassemblant les images de radiographie proton. Ceci est dû au fait que le nombre de tirs est limité pendant une campagne expérimentale et la priorité était donnée à l'étude sur la cible d'or.

5. Position de la couche neutre lors de la reconnexion entre deux bulles, puisque les taches focales seront

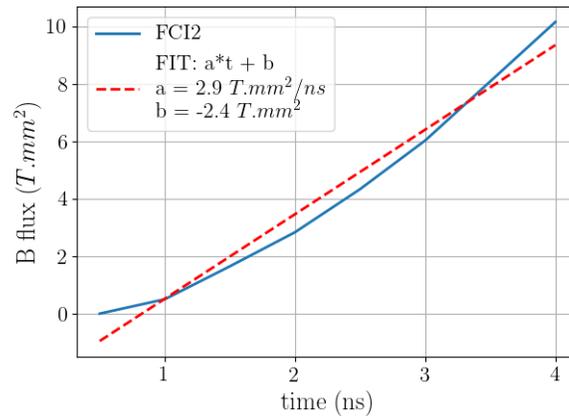
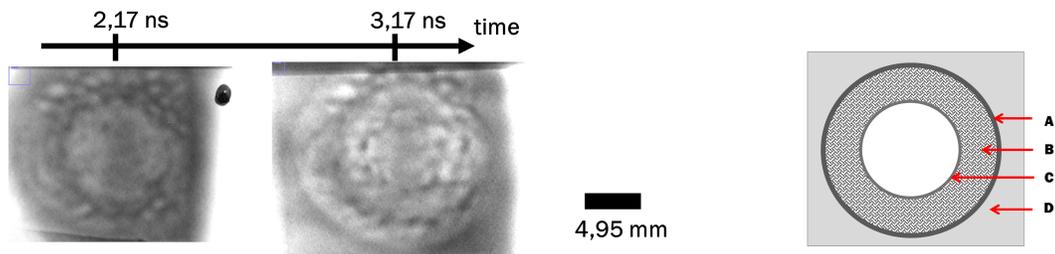


FIGURE 3.15 – Évolution du flux magnétique généré lors de l'interaction laser-solide (**Au**) en fonction du temps. La ligne bleue correspond aux calculs du flux magnétique à partir des résultats de la simulation FCI2. La ligne orange en pointillé est une fonction linéaire ajustée par rapport à la courbe bleue, FCI2, dont la pente est  $a = 2.9 \text{ T.mm}^2.\text{ns}^{-1}$  et l'ordonnée à l'origine est  $b = -2.4 \text{ T.mm}^2$ .



(a) Radiographies proton du champ magnétique induit par l'interaction laser-solide.

(b) Représentation simplifiée des radiographies proton

FIGURE 3.16 – (a) Séquence chronologique de la détente du plasma magnétisé formé sur une feuille d'aluminium de  $25 \mu\text{m}$  d'épaisseur et sondé par un faisceau de proton. (b) Schéma des divers caractéristiques observables sur les radiographies proton de la figure (a).

**Caractéristiques observables sur les radiographies proton :** Contrairement au cas de l'or, des structures plus complexes apparaissent sur les images de radiographie proton, cf Figure 3.16a. Hormis, la présence du disque "clair" qui s'étend plus rapidement pour l'aluminium (annoté par le libellé "C" du schéma 3.16a), les autres motifs ne sont pas observés dans le cas de l'or. Par exemple, on mentionnera l'apparition d'un second disque, annoté par le libellé "A". Le premier disque "C" est imbriqué dans le second disque, "A". La simulation FCI2/ILZ dans ces mêmes conditions montre aussi l'apparition de cette double structure, voir Figure 3.17, bien que cette double structure apparaisse tardivement, c'est-à-dire à partir de 2.5 ns.

séparées de  $500 \mu\text{m}$ .

Sur la figure 3.17, la droite en orange donne l'expansion radiale de l'anneau "A" calculée à l'aide de FCI2/ILZ. Quant à la droite verte, elle donne l'expansion radiale de l'anneau "C".

Le libellé "D", fond gris, désigne uniquement le flux de protons qui n'a pas été défléchi. Ce flux de protons est censé être observable dans n'importe quelle configuration, à condition que la structure magnétique soit plus petite que l'ouverture du faisceau de protons. Il est même indispensable pour estimer les modulations de dose,  $\Delta N/N_0$ .

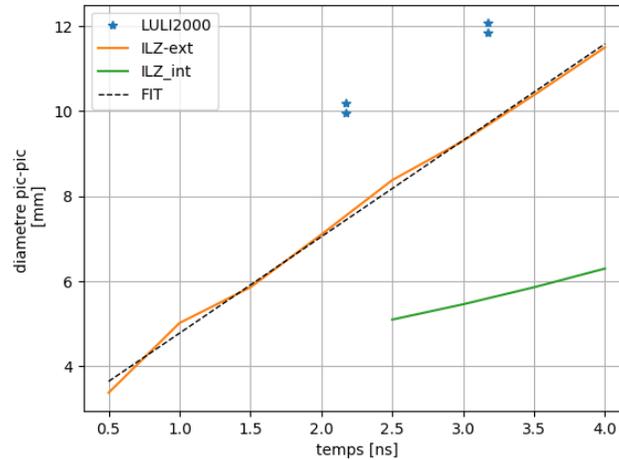


FIGURE 3.17 – Évolution temporelle du diamètre pic-à-pic du disque observé sur les radiographes proton et formé dû au champ magnétique induit par laser. Les points bleus étoilés correspondent à la mesure expérimentale, c'est-à-dire à partir des images de radiographie proton et les courbes orange et verte correspondent aux données numériques de FCI2 et ILZ. La courbe orange correspond au diamètre du disque extérieur et la courbe verte à celui du disque intérieur. La droite noire en pointillés a été ajustée par rapport à la courbe orange et sa pente est de  $2.3 \text{ mm} \cdot \text{ns}^{-1}$ . On notera que le diamètre est exprimé dans le référentiel du détecteur.

En plus, de cette double structure des motifs erratiques grandissent au sein des boucles magnétiques, voir l'annotation "B" du schéma 3.16b. Ces structures n'avaient pas été observées dans le cadre de l'or. Ceci ne veut pas dire qu'elles n'existent pas pour l'or. En raison de la diffusion multiple, ces structures peuvent ne pas être perceptibles. À titre d'exemple pour savoir si les motifs "A" et "B" sont présents à un temps tôt ( $t = 1.17 \text{ ns}$ ), regardons la figure 3.18 qui présente l'image d'une radiographie proton à  $t = 1.17 \text{ ns}$ . Cette radiographie a été effectuée en présence de deux faisceaux laser, c'est-à-dire pour forcer la reconnexion. La compression magnétique et la reconfiguration des lignes du champ magnétique entraînent une modification de la topologie magnétique, ce qui peut biaiser l'analyse. Seulement d'un point de vue qualitatif, cette image est suffisante pour discriminer la présence ou non des motifs "A" et "B". Il est évident que le motif "B" est présent et très contrasté, alors que la présence du second disque n'est pas aussi évidente. Le contraste marqué des formes erratiques (motif "B") et sa forme circulaire laissent deviner la présence du second disque (motif "A").

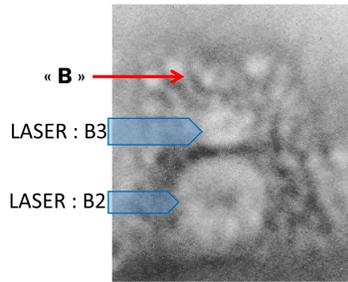


FIGURE 3.18 – Radiographie proton sondant un champ magnétique 1.17 ns après l’ionisation d’une cible d’aluminium par deux faisceaux laser nanoseconde.

L’origine du second disque est clairement démontrée par les simulations de FCI2 qui prouve que l’imbrication de ces deux disques provient du champ magnétique généré par le mécanisme de Biermann-batterie. Cependant concernant les motifs erratiques apparaissant dans les disques ("B"), leur origine n’est pas aussi claire. Premièrement au vu des formes, une simulation axisymétrique ne pourrait pas reproduire de telles structures. Il serait nécessaire de lancer une simulation tridimensionnelle. L’apparition de ces structures a déjà été observée par Gao et al. [2015], lors de la production d’un seul panache par deux faisceaux nanoseconde<sup>6</sup>. Gao et al. n’ont pas essayé de déterminer l’origine exacte de ces structures. En se basant sur les études théoriques de Haines [1986] et au vu de la longueur caractéristique de ces structures, des instabilités tel que l’instabilité de Weibel ou l’instabilité magnétothermique pourraient être à la source de fluctuations électromagnétiques dans la couronne du plasma ablaté, ce qui produiraient ces structures observées.

Comme pour la figure 3.12, la figure 3.17 compare l’évolution temporelle de l’expansion radiale de la boucle magnétique entre la mesure expérimentale (radiographie proton) et la simulation numérique (FCI2/ILZ) présentée dans cette section. On observe la mise en place d’un double disque dans la simulation FCI2/ILZ à partir de 2.5 ns. Le diamètre du disque extérieur est représenté par la courbe orange, dont la pente est de  $2.3 \text{ mm} \cdot \text{ns}^{-1}$ . Les mesures du diamètre du disque des images expérimentales reportées sur la figure 3.17 correspondent au diamètre du disque intérieur (motif "C"). La prédiction de l’évolution du champ magnétique autogénéré semble sous-évaluer la quantité de flux magnétique et sa vitesse d’expansion au vu des résultats présentés sur la figure 3.17, bien que certains aspects tels que la double structure ont bien été modélisés.

**Évolution des conditions plasma prédites par FCI2** Dans ce paragraphe, nous allons brièvement présenter les résultats de la simulation FCI2 modélisant la détente du plasma produit par l’interaction laser - cible d’aluminium (solide) et la génération du champ magnétique induit par le transport de chaleur.

6. On notera que les conditions laser étaient différentes : la durée des impulsions laser étaient de 2.5 ns, l’énergie par faisceau était de 2 kJ et le diamètre de la tache focale était de  $820 \mu\text{m}$ . L’intensité résultante était de  $4 \times 10^{14} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ .

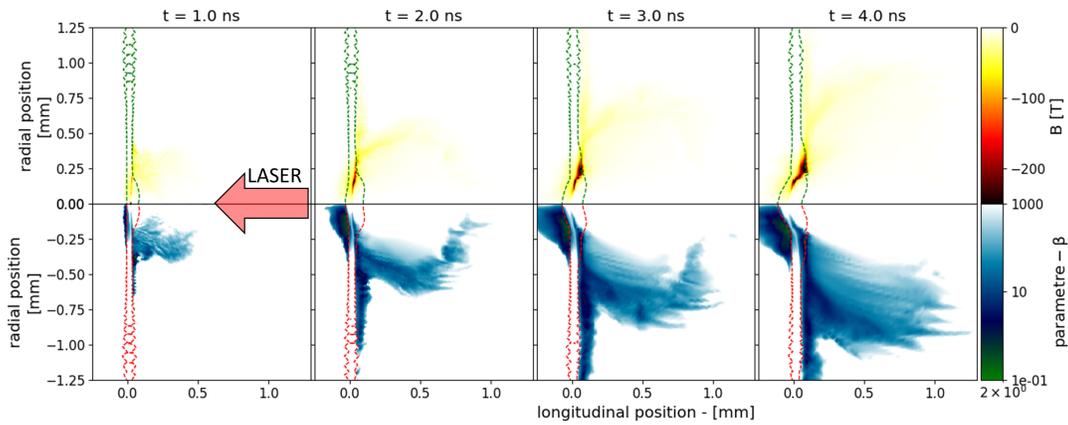


FIGURE 3.19 – Les coupes 2D du haut montrent l’amplitude de la composante azimutale du champ magnétique à plusieurs instants : 1 ns, 2 ns, 3 ns et 4 ns. L’abscisse est l’axe longitudinal au faisceau laser et orthogonal à la cible et l’ordonnée est l’axe radial. Les panneaux du bas montrent le paramètre- $\beta$  local. Les lignes vertes (panneaux du haut) et rouges (panneaux du bas) en pointillé représentent l’iso-contour où la densité électronique est égale à la densité critique, i.e  $n_e = 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ . Simulation de la détente d’un plasma sur une cible d’aluminium (A1).

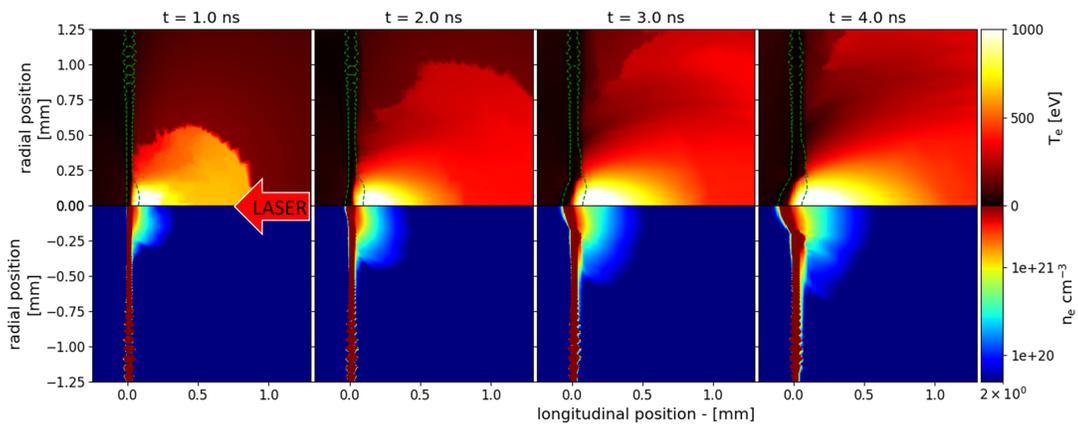


FIGURE 3.20 – Les panneaux du haut montrent la distribution spatiale de la température du plasma aux mêmes instants que ceux de la figure 3.13 et sur le même plan. Quant aux panneaux du bas, ils montrent la distribution spatiale de la densité électronique. Simulation de la détente d’un plasma sur une cible d’aluminium (A1).

Les figures 3.19 et 3.20 correspondent aux figures 3.13 et 3.14, à la différence que ces résultats proviennent d'une simulation FCI2 modélisant l'interaction du laser avec une cible d'aluminium et non avec une cible d'or. Pour ces raisons, nous ne détaillerons pas ces figures. Les informations importantes extraites de ces figures sont listées ci-dessous :

- À  $r = 250 \mu\text{m}$ <sup>7</sup>, le paramètre- $\beta$  est compris entre 1 et 10 et le champ magnétique atteint une valeur de l'ordre de 300 T.
- Le paramètre- $\beta$  asymptotique vaut à  $t = 1 \text{ ns}$   $\beta \sim 18$  puis il diminue jusqu'à  $\beta \sim 4$  à la fin de l'impulsion laser (à  $t = 4 \text{ ns}$ ).
- Flux magnétique (cf Figure 3.15) : il atteint une valeur maximale de  $6 \text{ T}\cdot\text{mm}^2$  à 4 ns avec un taux de production de  $1.7 \text{ T}\cdot\text{mm}^2\cdot\text{ns}^{-1}$ .

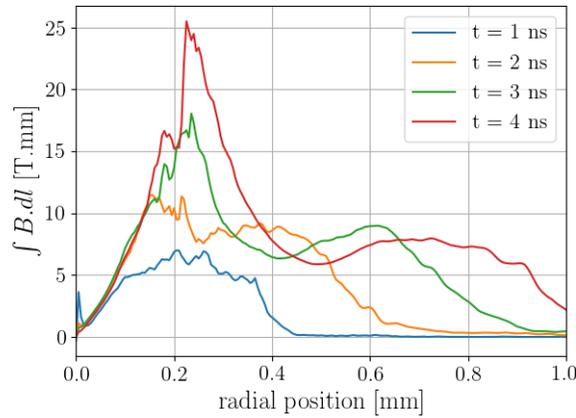


FIGURE 3.21 – Coupes radiales du champ magnétique intégré le long de la direction longitudinale à partir des distributions magnétiques présentées en Figure 3.19 et à divers instants : 1 ns, 2 ns, 3 ns et 4 ns.

Intéressons-nous à la présence de ce double disque qui a été observé aussi au travers de la simulation FCI2. Dans la radiographie proton, nous pouvons revenir uniquement au champ magnétique intégré le long du chemin du proton,  $\int |\mathbf{B} \times d\mathbf{l}|$ , puisque les protons sont défléchis tout le long de leur parcours. Compte-tenu de la distance entre la source et le détecteur qui vaut 6 cm et de l'épaisseur du champ magnétique ( $300 \mu\text{m}$ ), il n'est pas déraisonnable de faire une hypothèse paraxiale, ce qui nous permet d'affirmer que le proton ressent le champ magnétique intégré le long de la *direction longitudinale*. C'est ce que nous avons tracé sur la figure 3.21 à différents temps (1 ns, 2 ns, 3 ns et 4 ns) à partir de la distribution magnétique de la figure 3.19. On observe donc un champ magnétique intégré qui croît et qui s'étend radialement. De plus, une structure en *double bosse* se forme. Il faut préciser qu'une image de radiographie proton ne donne pas une cartographie de la topologie magnétique, mais une cartographie des

7. Position de la couche neutre lors de la reconnexion entre deux bulles, puisque les taches focales seront séparées de  $500 \mu\text{m}$ .

gradients du champ magnétique [Kugland et al., 2012b, Bott et al., 2017]. En d'autres termes, la formation de cette double bosse fait apparaître deux forts gradients qui se traduit sur les radiographies proton par deux surdensités, i.e. deux disques l'un imbriqué dans l'autre. Une partie du flux magnétique est rapidement transportée au loin de la tache focale, ce qui aura pour conséquence de produire ce double disque sur les images de radiographie proton.

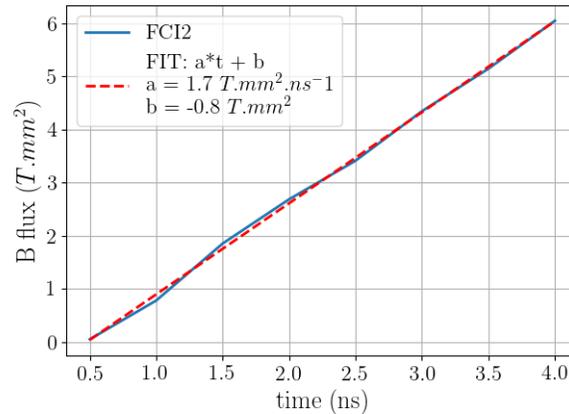


FIGURE 3.22 – Évolution du flux magnétique généré lors de l'interaction laser-solide (A1) en fonction du temps. La ligne bleue correspond au calcul du flux magnétique à partir des résultats de la simulation FCI2. La ligne orange en pointillé est une fonction linéaire ajustée par rapport à la courbe bleue, FCI2, dont la pente est  $a = 1.7 \text{ T.mm}^2.\text{ns}^{-1}$  et l'ordonnée à l'origine est  $b = -0.8 \text{ T.mm}^2$ .

### 3.3.2 Reconnexion magnétique forcée

Pour l'or et l'aluminium, la production de champ magnétique n'est pas égale. Par exemple, le champ magnétique toroïdal atteint des valeurs de 800 T et 500 T pour l'or et l'aluminium respectivement. Quant à l'expansion radiale du champ magnétique, il s'effectue à des vitesses supersoniques, de l'ordre de 250 et 400 km/s pour l'or et l'aluminium respectivement. Dans cette section, nous allons étudier la dynamique de la reconnexion magnétique entre deux boucles magnétiques en configuration coplanaire ou en présence d'un angle "anti-Hall" ou de "Hall", afin d'imposer une structure magnétique quadrupolaire dans la région de reconnexion.

Cette dynamique est étudiée comme dans le chapitre 2 à l'aide de la radiographie proton. Lorsque les boucles magnétiques entrent en collision, une accumulation du flux magnétique s'opère au point de rencontre. Cette compression des lignes de champ aura pour effet de produire une surdensité de proton sur le détecteur (films) au niveau de la couche de courant, motif libellé "T" sur la figure 3.23. En analysant le changement de la forme de ce motif, nous pourrions en déduire un changement dans la dynamique de la compression magnétique au point de contact et donc dans la mise en place de la reconnexion. Dans cette section, nous exposerons les résultats obtenus dans une configuration coplanaire et en présence d'un champ quadrupolaire de Hall.

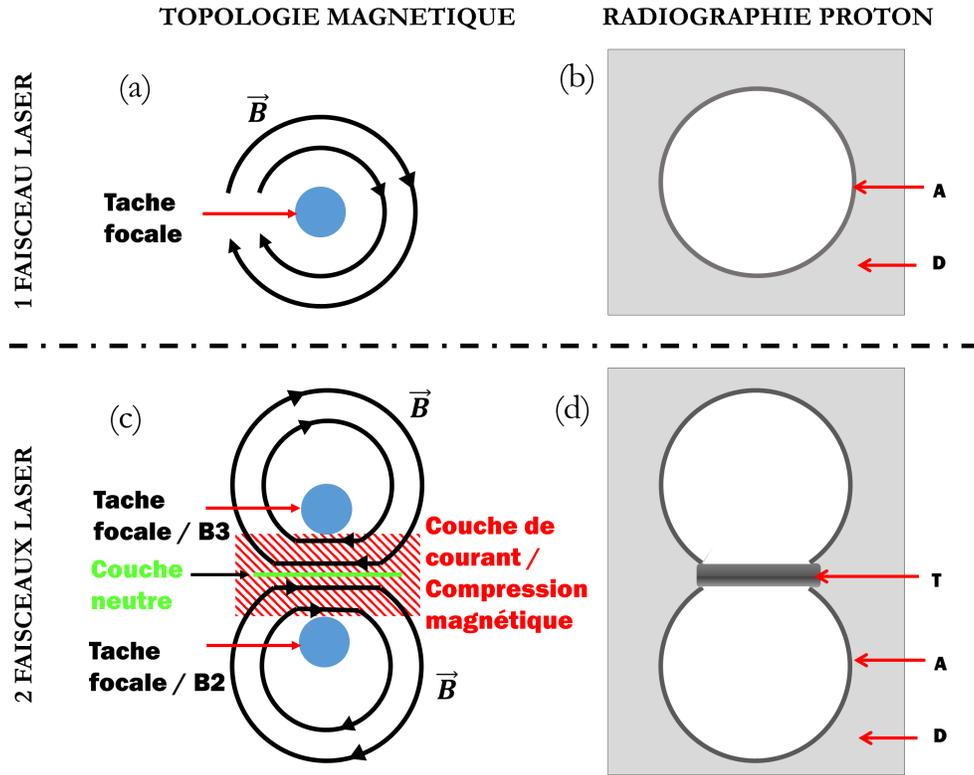


FIGURE 3.23 – Schéma de l’image d’une radiographie proton, figure (b) et (d), associée à une distribution magnétique donnée, figure (a) et (c). Les figures (a) et (b) correspondent au cas à un faisceau. Les figures (c) et (d) correspondent au cas à deux faisceaux, c’est-à-dire en configuration reconnexion, où les lignes magnétiques sont comprimées et une couche courant se forme, zone hachuré en rouge.

### 3.3.2.1 Reconnexion entre deux plasmas d’aluminium

La figure 3.24 est une compilation des images de radiographie proton enregistrées au cours des différents tirs lorsque la cible d’interaction était une feuille d’aluminium et pour deux configurations différentes : coplanaire (1<sup>ère</sup> ligne) et la configuration anti-Hall (2<sup>ème</sup> ligne), i.e. initialisée avec un quadrupôle magnétique opposé au quadrupôle magnétique de Hall. Cette séquence temporelle nous permet d’appréhender les modifications spatiales de la distribution magnétique engendrée par la collision des deux panaches de plasma et en particulier de la reconnexion magnétique.

**Cas coplanaire :** Premièrement, les deux boucles magnétiques se distinguent nettement sur les radiographies proton exposées en figure 3.24. Dans le cas coplanaire, les deux boucles sont distinguables et visibles aux premiers temps, 1.17 ns et 2.17 ns. Au point de contact de ces boucles magnétiques, où les lignes sont antiparallèles (point-X), une surdensité apparaît le long de cette couche neutre, motif "T" sur la figure 3.23. Cette surdensité provient du

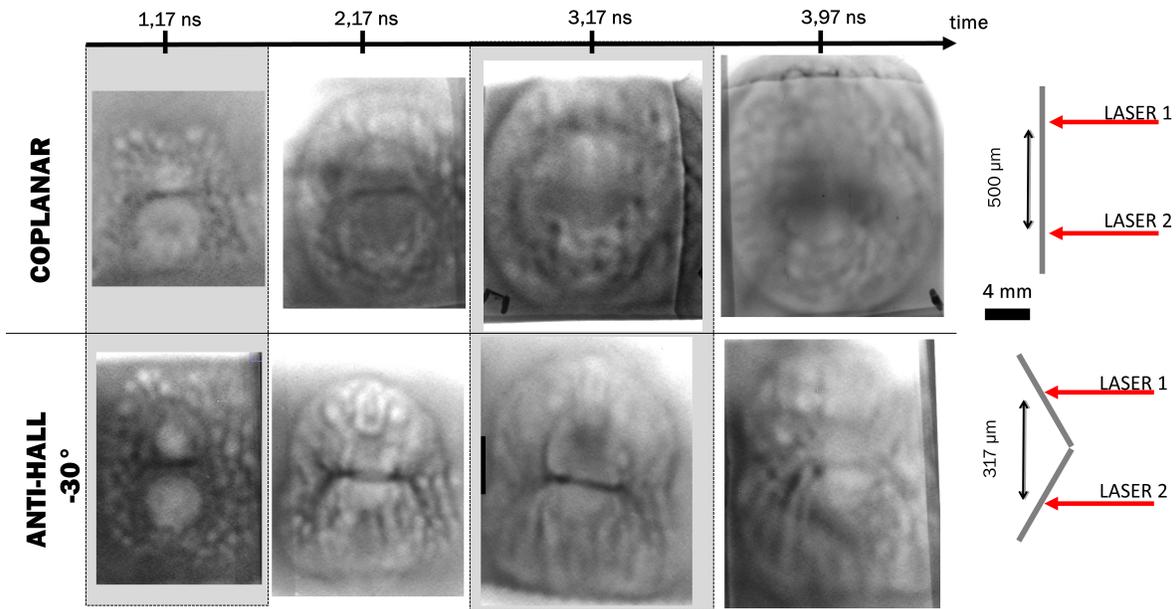


FIGURE 3.24 – Évolution temporelle de l'interaction entre deux tores magnétiques induits par laser observée au travers de la radiographie proton. Les panaches de plasma magnétisé ont été sondés à quatre temps : 1.17 ns, 2.17 ns, 3.17 ns et 3.97 ns. La première ligne correspond aux images de radiographie proton obtenues dans la configuration coplanaire. Le schéma de la configuration est rappelé à la droite de la ligne. La deuxième ligne correspond aux images de radiographie proton obtenues dans la configuration "anti-hall". Le schéma de la configuration est rappelé à la droite de la ligne.

fort gradient magnétique perpendiculaire à cette ligne sombre. En effet les lignes magnétiques antiparallèles font diverger au centre de la couche neutre les protons. Un faible gradient du champ magnétique ne sera la source que d'un faible contraste. Plus le gradient est important et plus cette ligne de protons est contrastée. Néanmoins, au-delà d'un certain point, la déflexion des protons sera de la sorte que les protons se croisent. On passe donc d'un système convergeant à un système divergeant. Par analogie à l'optique géométrique, prenons une lentille ayant une distance focale  $f$  donnée qui image un objet à l'infini sur le plan d'un détecteur éloigné d'une distance  $f$  de la lentille. En changeant de lentille en prenant une lentille plus focalisante, c'est-à-dire en diminuant la distance focale de la lentille, le plan image et le plan du détecteur ne sont plus coïncidents. Le plan du détecteur se retrouve derrière le plan focal. Passé ce point "focal", les rayons divergent. C'est bien cela qui se passe lorsque l'on augmente le gradient magnétique, on augmente l'effet focalisant du champ magnétique sur le faisceau de protons.

Dans le cas coplanaire, très rapidement le trait sombre s'atténue jusqu'à disparaître. À  $t = 3.17$  ns, ce trait n'est déjà plus aussi flagrant qu'aux premiers temps. Ce trait laisse la place à une unique boucle magnétique. La première interprétation de la disparition d'un tel trait est que le gradient magnétique s'est complètement atténué jusqu'à devenir complètement uniforme, c'est-à-dire jusqu'à s'annihiler au point X. Nous avons, ici, observé une reconfiguration

du champ magnétique des deux boucles de plasma pour en devenir une seule.

De plus, un second argument qui confirme une reconnexion totale des deux tores magnétiques est dans la forme générale des deux boucles magnétiques. Les images en figure 3.24 montrent que la structure passe d'une forme en "8" à une forme en "0". La forme en "8" provient de la torsion magnétique dans un plasma magnétisé. La torsion magnétique fait que chacune des bulles essaie de garder sa forme circulaire bien qu'elle soit déformée en raison de la pression qu'exerce sur elle l'autre bulle. Comme l'illustre le schéma en figure 3.23, on s'attend bien à ce que cette forme se dessine sur les images de radiographie lorsqu'une faible portion du flux magnétique a reconnecté. Lorsqu'une grande majorité du flux magnétique a reconnecté, c'est la tension des lignes du champ magnétique commune qui l'emporte, ce qui fait place à une forme en "0".

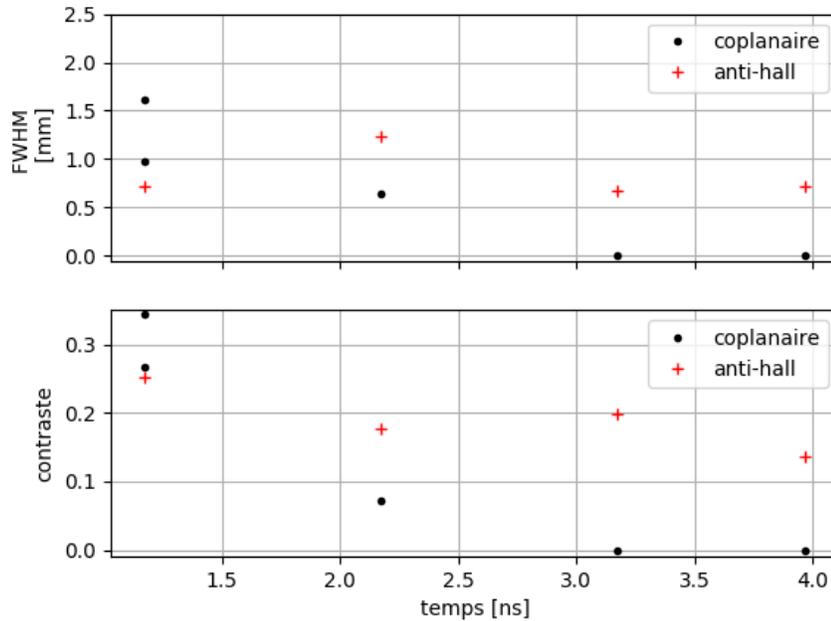


FIGURE 3.25 – (haut) Largeur à mi-hauteur du motif "T" au point-X en fonction du temps (bas) contraste en fonction du temps. Les points noirs correspondent aux résultats dans le cas coplanaire et les croix rouges dans le cas anti-Hall.

**Cas anti-Hall :** Lorsque la configuration passe du cas plan au cas dit « anti-Hall », on observe une dynamique assez similaire d'après la séquence des radiographies, cependant la dynamique de la reconnexion est ralentie ou retardée. Le trait caractérisant le gradient magnétique de la couche neutre disparaît bien plus lentement. À  $t = 1.17$  ns, le trait est bien présent et à contraste quasiment égal au cas coplanaire. Par la suite, le trait (motif "T") s'affine légèrement, mais elle garde un contraste assez élevé comparé au cas coplanaire. Jusqu'au dernier temps observé,  $t = 3.97$  ns, où le motif en question s'affaiblit et se distingue

difficilement.

Cette lente altération du trait avec un angle anti-Hall entre les cibles suggère que la topologie magnétique aux abords de la couche neutre est plus statique que dans le cas coplanaire. En d'autres termes, la reconfiguration magnétique est ralentie lors de la présence imposée d'un champ magnétique quadrupolaire.

La figure 3.25 présentant l'évolution temporelle du contraste et de la largeur à mi-hauteur illustre le caractère plus lent de la reconnexion en présence d'un angle "anti-Hall". La largeur à mi-hauteur, comme le contraste, diminue doucement pendant toute la durée de l'impulsion laser, tandis que dans le cas coplanaire, cette diminution de la largeur à mi-hauteur et du contraste du motif "T" est beaucoup plus rapide. Premièrement, aucune surdensité n'est détectable pour  $t > 2.17$  ns. Deuxièmement, il faut attendre 3.97 ns pour avoir un motif dans la configuration anti-Hall semblable à celui du cas coplanaire à  $t = 2.17$  ns, au vu des mesures présentées en figure 3.25. En d'autres termes, il faut attendre 2.8 ns pour avoir un gradient au point de reconnexion dans la configuration anti-Hall similaire au gradient magnétique dans la configuration coplanaire. Plus précisément, la compression magnétique reste plus prononcée dans le cas anti-Hall même après 2.8 ns. Cependant, la durée de l'impulsion laser était de 4 ns, ainsi le phénomène de reconnexion ne pouvait pas être étudié au-delà de 4 ns.

Les images de radiographie proton mettent en évidence que le système est moins prédisposé à se reconfigurer. Or le seul paramètre modifié est la présence de cette structure quadrupolaire magnétique formée en inclinant les cibles d'interaction. Ainsi, imposer un angle entre les deux boucles magnétiques a clairement ralenti la reconnexion magnétique.

### 3.3.2.2 Reconnexion entre deux plasmas d'or

En ablatant une feuille d'or et non d'aluminium, le plasma généré pour étudier la reconnexion magnétique est composé d'ions d'or, cette fois-ci. De par la différence de composition, la dynamique du développement du plasma diverge. Certains de ces paramètres peuvent jouer un rôle essentiel dans la reconnexion entre deux boucles magnétiques. Par exemple, la vitesse d'expansion d'un plasma et de son champ magnétique autogénéré associé est plus faible lorsque le plasma est composé d'or, voir figure 3.3.1. Ceci n'est pas surprenant puisque les ions d'or sont 6.7 fois plus lourds que ceux d'aluminium. Même si nous n'avons pas pu évaluer expérimentalement et précisément la production de flux magnétique, les quelques éléments montrent que sur une feuille d'or la production de flux magnétique est plus efficace que sur une feuille d'aluminium. En plus des paramètres plasma, modifier la composition des plasmas modifie aussi des paramètres de la reconnexion. Par exemple, en alourdissant les ions pour une distribution magnétique figée, la zone de découplage des ions tend à s'agrandir car le seuil de démagnétisation des ions tend à s'élever. Est-ce que toutes ces perturbations affectent la reconnexion significativement ? Ou tous les effets se compensent-ils ? Ou bien la reconnexion forcée, est-elle dominée par la pression du plasma de telle sorte que ces effets sont négligeables ?

De ce fait, l'influence de l'effet de l'angle anti-Hall, persiste-t-elle de la même manière ?

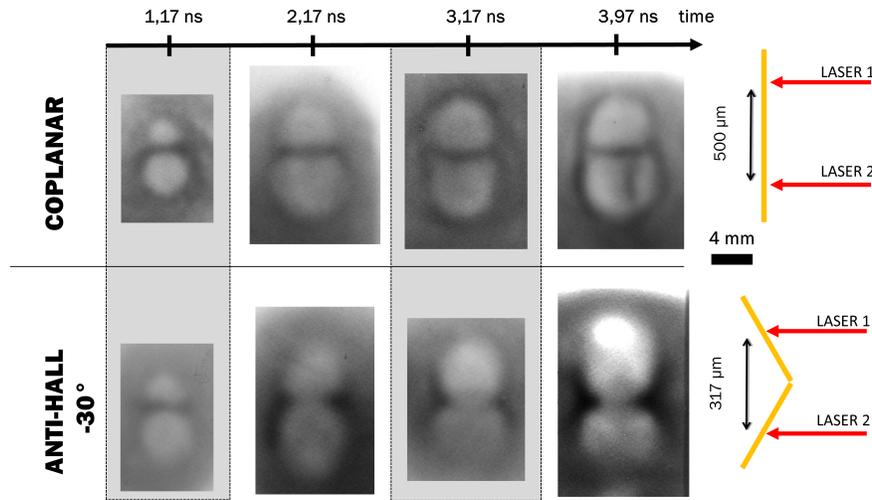


FIGURE 3.26 – Évolution temporelle de l'interaction entre deux tores magnétiques induits par laser observée au travers de la radiographie proton. Les panaches de plasma magnétisé ont été sondés à quatre temps : 1.17 ns, 2.17 ns, 3.17 ns et 3.97 ns. La première ligne correspond aux images de radiographie proton obtenues dans la configuration coplanaire. Le schéma de la configuration est rappelé à la droite de la ligne. La deuxième ligne correspond aux images de radiographie proton obtenues dans la configuration "anti-hall". Le schéma de la configuration est rappelé à la droite de la ligne.

**Cas coplanaire :** En figure 3.26 est présentée la trame temporelle des images de radiographie proton enregistrées au cours de l'expérience lors de l'interaction laser - feuille d'or. Il faut rappeler qu'en raison de la diffusion multiple bien supérieure sur la feuille d'or que sur la feuille d'aluminium, les motifs observés ont une forme plus grossière, en particulier le motif "T". Hormis cela, au premier instant de sondage ( $t = 1.17$  ns), la forme du trait délimitant les deux boucles magnétiques (motif "T" défini dans la figure 3.23) est très proche tant pour l'aluminium que pour l'or et ce, dans les deux configurations (coplanaire et anti-Hall). Cette première phase correspond à la compression magnétique lors de la rencontre des panaches. Cette première phase est primordiale pour la mise en place de la reconnexion. Par la suite, dans le cas coplanaire, tout au long de l'interaction le motif "T" reste immuable. La largeur et le contraste sont constants au cours de la durée de l'impulsion laser. Uniquement, les bulles continuent à s'étendre radialement. Cette observation est confirmée par la figure 3.27 qui donne la largeur à mi-hauteur et le contraste du motif "T" en fonction du temps.

Ce comportement rappelle celui observé en section 2.2, c'est-à-dire la reconnexion coplanaire où le matériau ablaté était une feuille de cuivre de  $5 \mu\text{m}$  d'épaisseur. De la même manière, le trait de proton observé avec la radiographie proton était stable au cours de l'interaction laser-solide, excepté à la fin où une accumulation de flux magnétique a eu lieu.

Pour l'interaction entre ces deux boucles magnétiques, nous pouvons conclure à un comportement similaire à celui observé dans le chapitre 2, c'est-à-dire une reconnexion "stationnaire". Aux abords de la couche neutre, l'accumulation de flux magnétique ne change pas (la surden-

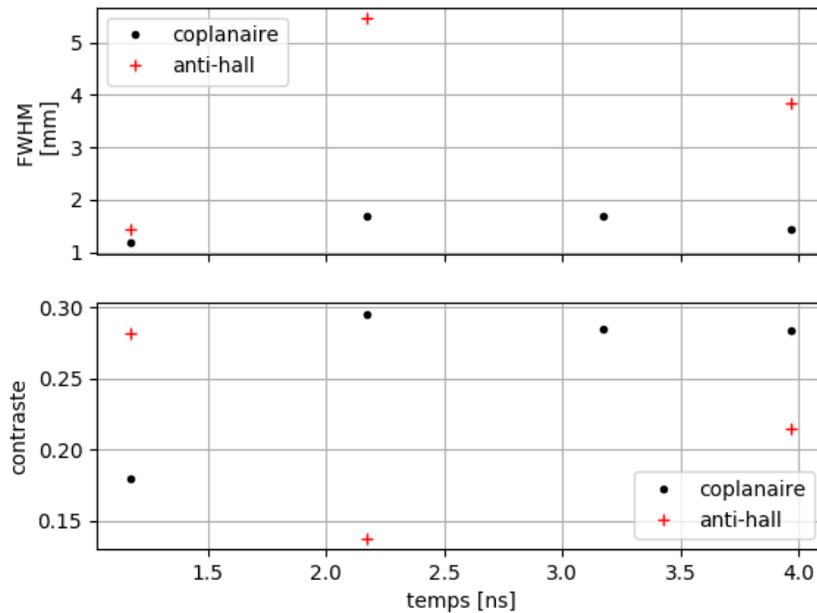


FIGURE 3.27 – (haut) Largeur à mi-hauteur du motif "T" au point-X en fonction du temps (bas) contraste en fonction du temps. Les points noirs correspondent aux résultats dans le cas coplanaire et les croix rouges dans le cas anti-hall.

sité de proton sur les images en figure 3.26 est statique, ainsi il n'y a pas de fluctuation notable du champ magnétique), la quantité de flux magnétique reconnectant au cours du temps est par conséquent égale à celle produite par l'effet Biermann-batterie.

**Cas anti-Hall :** Dès que l'angle anti-Hall est imposé, une autre dynamique est mise en avant par les radiographies proton, voir la seconde ligne de la figure 3.26. Au premier temps de sondage ( $t = 1.17$  ns), le trait protonique apparaît avec un fort contraste. Par la suite, ce motif disparaît quasiment, il est plus difficilement visible à l'œil. Sur les coupes perpendiculaires à la couche de courant, on mesure des surdensités au niveau du point de contact des boucles magnétiques très étalées et dont le contraste est très faible, voir Figure 3.27. À la fin de l'impulsion laser ( $t = 3.97$  ns), le trait protonique se redessine légèrement : il s'affine et le contraste s'améliore. Cependant, sa présence n'est toujours pas évidente à l'œil.

Deux scénarios sont possibles :

1. La disparition de ce trait magnétique souligne que la couche de courant devient plus faible et s'étale, de la même manière que pour le cas coplanaire sur la feuille d'aluminium. Cet évanouissement est dû à une reconnexion bien plus efficace que l'est la production magnétique par le mécanisme de Biermann-batterie. Ce scénario revient à conclure que la reconnexion a été plus efficace dans la configuration anti-Hall.

2. Ou le contraire : la reconnexion n'est quasiment pas effective, ce qui entraîne une accumulation de flux magnétique aux abords de la couche neutre. Les protons sont de plus en plus déviés. Ils se croisent donc derrière le plasma. Le gradient continue d'augmenter et le trait continue de s'élargir en raison de l'angle de déviation des protons. Tous ces protons ne sont plus concentrés en une fine ligne. De plus, comme la diffusion dans l'or amoindrit fortement le contraste, lorsque le trait continue de s'élargir, le contraste aussi va continuer de diminuer.

Le premier scénario semble le moins probable. Si la reconnexion l'emportait sur la production de flux magnétique, les lignes du champ magnétique seraient toujours pincées dans la zone de reconnexion, seulement l'amplitude magnétique diminuerait. Cette annihilation du flux magnétique aux abords de la couche de courant devrait alors se traduire par un trait protonique dont le contraste et la largeur (dans la limite de la résolution de la radiographie proton) diminuent progressivement, de la même manière que pour l'aluminium, voir figure 3.25.

En conséquence, le second scénario est le plus plausible, nous confirmerons cela à l'aide des simulations à la fin de ce chapitre. La reconnexion dans la configuration anti-Hall a donc été ralentie en imposant un quadrupôle magnétique opposé au quadrupôle de Hall. Comme pour la reconnexion sur la feuille d'aluminium, nous avons pu observer un ralentissement évident malgré leur comportement bien distinct.

### 3.3.2.3 Interprétation de la nature de l'ion sur la reconnexion coplanaire

Il faut rappeler au lecteur que les conditions laser dans l'expérience présentée dans ce chapitre ou dans le chapitre 2 étaient les mêmes, excepté le choix de la cible. Dans l'expérience présentée dans le chapitre 2, la cible était une feuille de cuivre de  $5\ \mu\text{m}$  d'épaisseur. Les données récoltées lors de ces deux campagnes donnent un échantillonnage plus large quant à l'effet des ions sur la dynamique de la reconnexion forcée. En effet, le numéro atomique du cuivre est  $Z = 29$ , un numéro atomique intermédiaire comparé à celui de l'or ( $Z = 79$ ) et l'aluminium ( $Z = 13$ ).

Dans le chapitre précédent, nous avons montré que la reconnexion était dans un état quasi-stationnaire. Cela sous-entend qu'au cours des 5 ns de l'impulsion, la quantité de champ magnétique reconnectant est presque égale à la quantité de champ magnétique produit<sup>8</sup>. Nous avons prouvé ceci grâce à l'observation d'un motif stable au cours de l'impulsion laser. La reconnexion induite sur les feuilles d'or se comporte de la même manière. Le trait protonique associé à la couche de courant reste stable au cours de l'interaction avec le laser. On rappellera que la production de flux magnétique au cours du temps est de  $2.6\ \text{T}\cdot\text{mm}^2\cdot\text{s}^{-1}$ , contre  $2.9\ \text{T}\cdot\text{mm}^2\cdot\text{s}^{-1}$  pour l'or. Quant à la vitesse d'expansion, elle était de 130 km/s sur l'or et de 80 km/s sur une feuille de cuivre.

Pour le matériau à faible numéro atomique (Al), la dynamique de la reconnexion observée est bien différente, la reconnexion est loin d'être dans un état quasi-stationnaire. En effet en

---

8. le terme "quasi" marque que la limite de l'affirmation est due essentiellement à la résolution du diagnostic, c'est-à-dire de la diffusion multiple des protons sondant la matière. On notera de plus qu'ici la résolution est moindre en raison des épaisseurs et des matériaux employés.

moins de 3 ns, la totalité du flux magnétique a été reconnectée. Ainsi, avant la fin de l'impulsion laser, nous avons obtenu une unique boucle magnétique enveloppant les deux taches focales. La plus faible production de flux magnétique pour l'aluminium peut sans doute expliquer cela,  $1.7 \text{ T} \cdot \text{mm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$  d'après les prédictions de FCI2, ce qui sous-entendrait que la reconnexion n'est pas plus efficace. Seulement, la production magnétique est plus faible, il est donc plus rapide de reconnecter la totalité du flux magnétique. On notera par ailleurs que l'expansion du champ magnétique et la détente du panache sont plus élevées (de l'ordre de 200 km/s). Le flux de plasma entrant force la reconnexion plus fortement. On peut par conséquent s'interroger sur l'importance de la vitesse d'expansion de la boucle magnétique. Augmenter la vitesse du flot entrant revient à forcer la reconnexion d'autant plus.

Au travers de ces quelques résultats, il n'est pas évident de conclure sur l'effet de la nature des ions sur la dynamique de la reconnexion. Toutefois, ces résultats préliminaires soulèvent un point important : en modifiant la composition du plasma, la dynamique de la reconnexion a été significativement perturbée. Pour mieux comprendre ce que l'on vient mettre en évidence, il faudrait dans un premier temps appuyer ces observations avec des simulations numériques et dans un second temps conduire une campagne expérimentale complémentaire pour mieux évaluer le rôle de la nature des ions.

#### 3.3.2.4 Configuration pro-Hall : une géométrie impossible

Nous avons présenté les résultats obtenus dans la configuration coplanaire et celle en configuration anti-Hall. La troisième configuration présentée dans la section 3.2 a bien évidemment été étudiée et avec les cibles d'or et d'aluminium et suivant la même méthodologie que pour les deux autres configurations. En figure 3.28, les images de radiographie proton aux quatre temps de sondage (1.17 ns, 2.17 ns, 3.17 ns et 3.97 ns) ont été compilées pour les deux matériaux d'étude. Le schéma à droite de la figure rappelle la géométrie des cibles (en toit inversé) et de l'incidence des deux faisceaux laser nanoseconde.

Bien qu'aucune image ne soit présentée à 1.17 ns pour l'or, les structures qui se dessinent sur les radiographies en Figure 3.28 ne contiennent pas les mêmes motifs que pour les radiographies dans en Figure 3.26. Premièrement, les deux boucles magnétiques se distinguent à 2.17 ns. Toutefois, l'un des disques est dominant par rapport à l'autre et le chevauche. Après 2.17 ns, les deux disques de déplétion commencent à se confondre pour donner au dernier temps, 3.97 ns, une structure complexe en forme de ballon de rugby horizontal.

Quant à l'interaction sur la cible d'aluminium, au temps tôt les deux disques de déplétions apparaissent sur les films. Ces disques de déplétion sont la signature des boucles magnétiques induits par les faisceaux laser. Néanmoins, un motif différent apparaît au niveau de la couche neutre. Ce n'est plus le motif "T" observé sur films présentés en Figures 3.24 et 3.26, mais une forme longiligne le long de la couche neutre et évidée en son centre de protons de sondage. Cette forme s'accroît au cours du temps. Cette forme masque toute présence d'une accumulation de protons de sondage au niveau de la couche générée par le gradient magnétique attendu lors de la collision des bulles de plasmas. À partir de 3.17 ns, la complexité des motifs fait que la compréhension des variations magnétiques en est presque impossible.

L'apparition de ces structures est très surprenante. Comme pour la configuration coplanaire

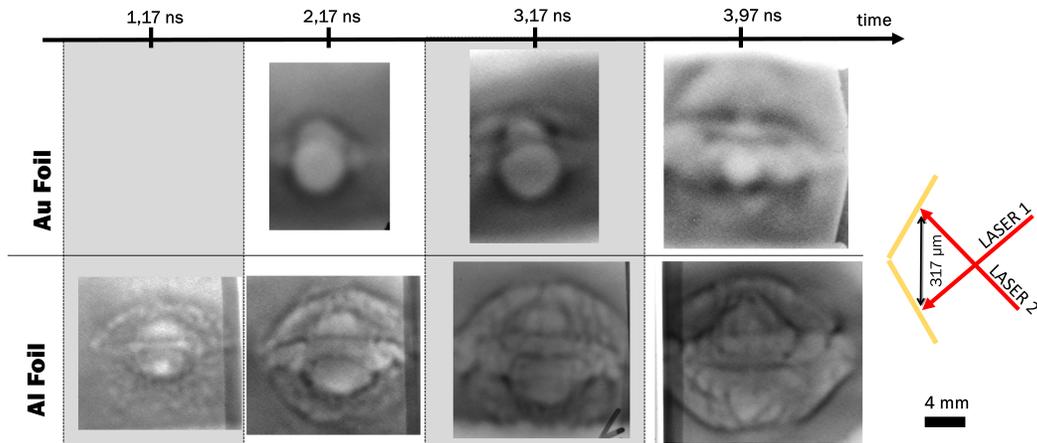


FIGURE 3.28 – Évolution temporelle de l'interaction entre deux tores magnétiques induits par laser observée au travers de la radiographie proton. Les panaches de plasma magnétisé ont été sondés à quatre temps : 1.17 ns, 2.17 ns, 3.17 ns et 3.97 ns. La première ligne correspond aux images de radiographie proton obtenues lors de l'ablation d'une feuille d'or et la deuxième ligne lors de l'ablation d'une feuille d'aluminium. Le schéma de la configuration est rappelé à la droite de la ligne.

et anti-Hall, on s'attend à observer des motifs similaires plus ou moins contrastés, ou voire la disparition de certains de ces motifs. Or, ce n'est pas ce qui est observé.

En regardant les images du diagnostic d'ombroscopie (voir section 3.2.2.3), qui enregistre l'ombre de la détente du plasma et donc révèle la place occupée par le plasma, la géométrie implémentée montre un problème de conception. La figure 3.29 présente les images enregistrées avec le diagnostic d'ombroscopie à  $t = 2$  ns pour l'aluminium et l'or. Par-dessus ces données, le chemin des faisceaux laser a été matérialisé à l'aide des flèches rouges. Or, à travers ce dessin, on comprend que la géométrie croisée des faisceaux implique que lors de la détente des panaches, les faisceaux vont être obstrués par l'autre panache. Si un panache obstrue l'autre faisceau, ceci implique que le faisceau apporte l'énergie à ce panache et non plus au panache de plasma qu'il a initialement induit. En d'autres termes, le dépôt d'énergie des faisceaux dans le plasma devient géométriquement plus complexe, induisant d'autres flux de chaleur et donc une autre structuration de la génération de flux magnétique. Pour ces raisons, nous avons décidé de ne pas traiter plus en détail les résultats obtenus dans cette configuration et donc nous ne pourrions pas conclure sur l'influence d'un angle pro-Hall sur la dynamique de la reconnexion. Afin de prouver que l'on n'avait pas ce croisement de faisceau dans les plasmas, en Figure 3.30 sont affichées deux images d'ombroscopie enregistrées à  $t = 2$  ns, l'une en configuration "anti-Hall" et l'autre en configuration coplanaire lors de l'irradiation d'une feuille d'aluminium.

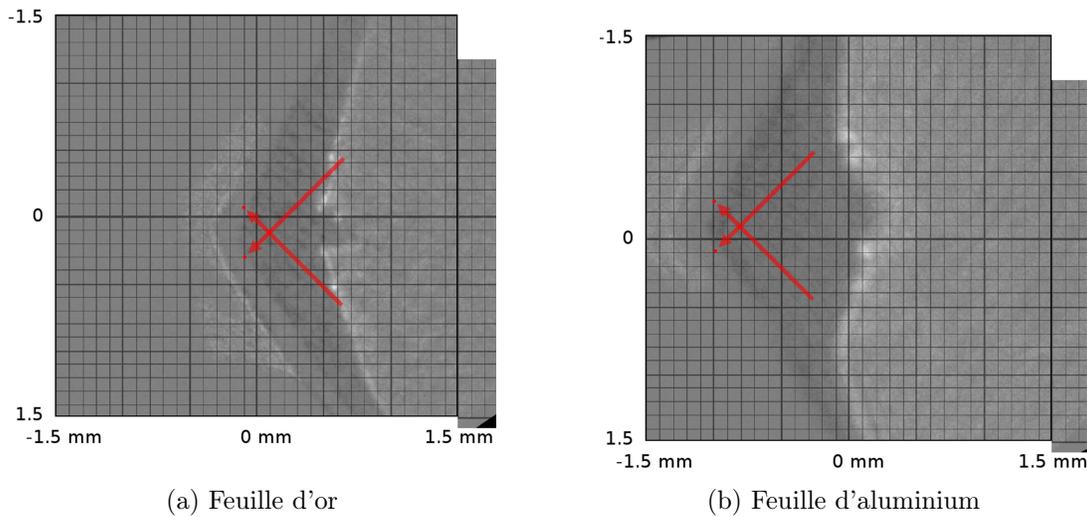


FIGURE 3.29 – Images d'ombroscopie enregistrées à  $t = 2$  ns lors de l'ablation sur une feuille d'or **(a)** et sur une feuille d'aluminium **(b)**. Les flèches rouges matérialisent le trajet emprunté par les faisceaux laser. Les zones d'ombre, les plus foncées, est le plasma qui bloque les rayons lumineux. La délimitation "éclairée" est la limite du plasma dont sa densité est au moins supérieure à la densité critique. Cette délimitation est plus claire en raison de la réfraction subie par les faisceaux lumineux en limite de plasma.

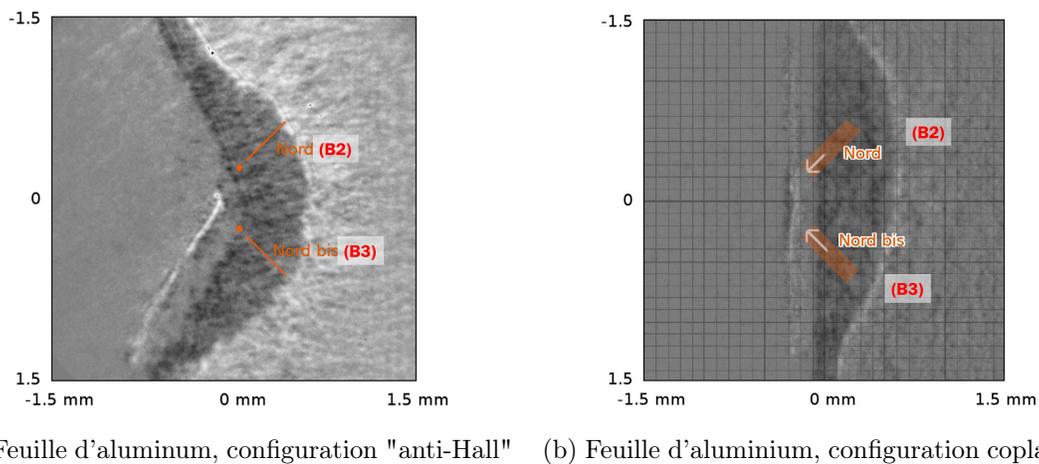


FIGURE 3.30 – Images d'ombroscopie enregistrées à  $t = 2$  ns lors de l'ablation sur une feuille d'aluminium **(a)** : en configuration "anti-Hall", **(b)** : en configuration coplanaire. Les flèches oranges matérialisent le trajet emprunté par les faisceaux laser, "B2" et "B3".

### 3.4 Simulations de l'impact du quadrupôle

Dans cette partie, nous présenterons les résultats de simulations sur l'interaction entre deux bulles de plasma en présence d'une structure magnétique quadrupolaire. Afin d'imposer un quadrupôle magnétique, les deux boucles magnétiques ont été basculées l'une par rapport à l'autre de la même manière qu'au cours de l'expérience et sur le même principe d'initialisation que celui présenté par Smets et al. [2014]. Dans la section précédente, nous avons aussi mis en avant que la nature du matériau composant le plasma avait un fort impact quant à la dynamique de la reconnexion. Ce point ne sera malheureusement pas abordé numériquement.

Les simulations ont pour but d'être comparées aux résultats expérimentaux obtenus sur LULI2000, ceux présentés dans la section 3.2. Cette comparaison nous permettra de vérifier l'analyse de la radiographie proton. À l'aide de ces simulations, nous pourrions aussi accéder directement à l'évolution suivie par le quadrupôle de Hall (de la mise en place de la reconnexion jusqu'à sa fin) et voir comment imposer un angle anti-Hall perturbe ce quadrupôle magnétique.

#### 3.4.1 Définition du protocole numérique

Afin d'avoir un travail cohérent avec le chapitre 2 et aussi en raison des similarités existantes entre les expériences du chapitre 2 et 3, l'initialisation des simulations présentées dans cette section est assez proche de celles du chapitre 2. La différence principale réside dans l'initialisation des boucles magnétiques. Au chapitre 2, afin d'imposer un champ guide à l'initialisation, les bulles de plasmas ont été tournées selon l'axe (Oy) ainsi formant un « croisillon ». Pour l'étude du quadrupôle magnétique, les cibles d'interaction ont été tournées selon l'axe (Ox) de telle manière à avoir une forme de toit. Dans la simulation, tourner directement les boucles magnétiques ainsi que la bulle s'apparente à tourner la cible d'interaction. Cette initialisation a été proposée par Smets et al., voir Figure 3.31.

Toutes les simulations présentées sont bidimensionnelles, plus exactement 2.5-D. Les conditions aux limites sont les mêmes que dans le chapitre 2, c'est-à-dire que dans toutes les directions le domaine est périodique. Cette condition dans la direction z revient à avoir non pas juste une bulle de plasma confinée dans une boucle magnétique, mais un cylindre de plasma confiné dans un cylindre magnétique en raison de la l'invariance selon z. La boîte de simulation a été dimensionnée selon le même dimensionnement que dans le chapitre 2, c'est-à-dire  $L_x \times L_y = 120\delta_i \times 80\delta_i$ , où  $\delta_i$  est la longueur d'inertie des ions.

Comme l'illustre la figure 3.32, le champ magnétique et la densité électronique ont été initialisés selon le schéma de Fox et al. [2012]. Cette initialisation de la densité, du champ magnétique ainsi que de la vitesse fluide est habituellement reprise pour la reconnexion dans les plasmas HDE.

Les paramètres de la largeur de la bulle de plasma et de la largeur des boucles magnétiques ont été méticuleusement choisis afin de répondre à ce critère. Puisque la rotation des bulles rétrécit les bulles dans la direction perpendiculaire à l'axe de rotation, il est nécessaire de compenser ce rétrécissement à l'aide de paramètres tels que la largeur de bulle et la largeur de la boucle magnétique. De la sorte, nous nous assurons que les simulations sont exactement dans les mêmes conditions initiales que le quadrupôle soit présent ou absent. La distance

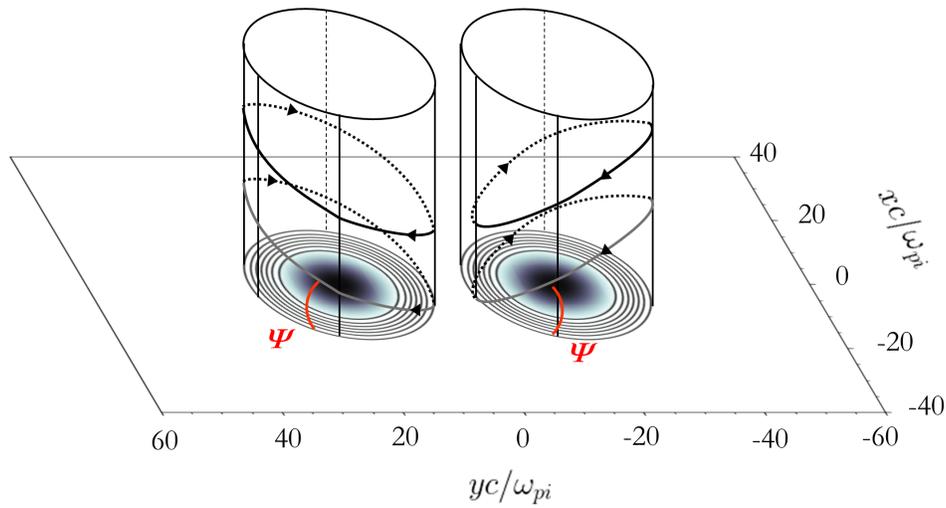


FIGURE 3.31 – Représentation schématisée de l'initialisation employée pour les simulations, la distribution à la base est la distribution de la densité électronique. Les droites noires matérialisent les lignes du champ magnétique. Les deux boucles sont tournées selon l'axe (Ox) d'un angle  $\Psi$ , identifiable à l'aide de l'arc de cercle rouge.

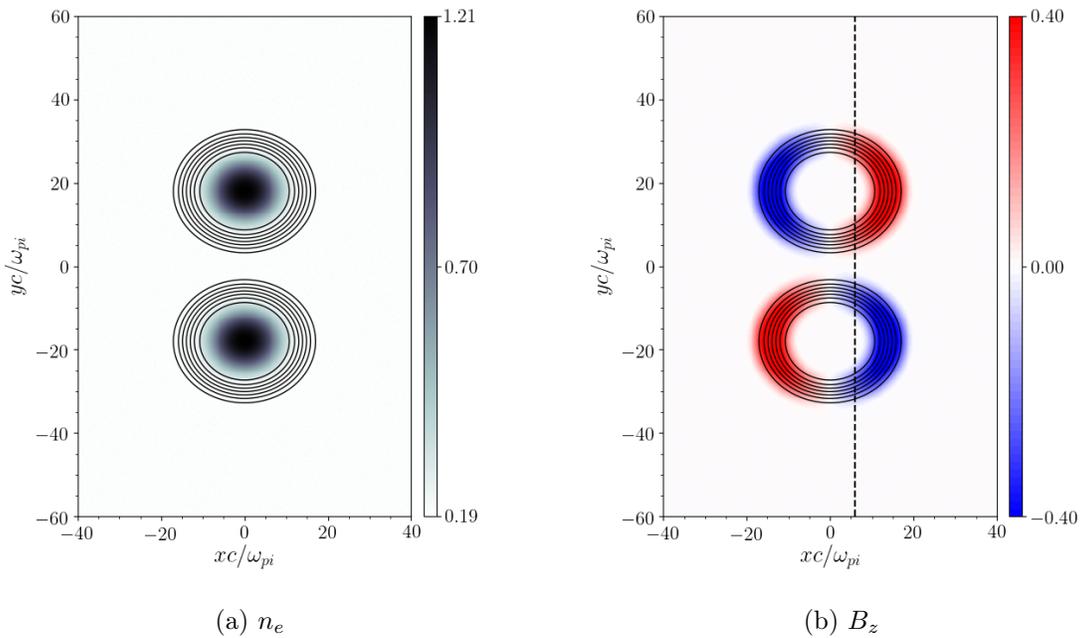


FIGURE 3.32 – Distributions de la densité électronique **(a)** et de la composante magnétique hors du plan **(b)** à l'initialisation pour un angle "anti-Hall",  $\Psi = -30^\circ$

séparant les deux boucles magnétiques semble être un enjeu crucial. Au chapitre 2, l'*effet chasse neige* a été introduit. Cet effet empêche les bulles de plasma et leur boucle magnétique de se détendre. Puisque le paramètre- $\beta$  est supérieur à l'unité, la pression thermique l'emporte sur la pression magnétique, permettant à la bulle de plasma de s'étendre radialement. Tandis qu'elle s'étend radialement, elle pousse le plasma de fond en dehors de son chemin, puisque ce plasma de fond entrave l'expansion de la bulle. Cet effet joue un rôle dans la dynamique des bulles. L'importance de cet effet est à ce jour encore à l'étude. C'est un effet assez complexe, puisqu'il faut comprendre comment la température et la densité de ce plasma interviennent et sous quel mécanisme le couplage du plasma de fond et de la bulle de plasma se manifeste. Cet effet est particulièrement accru au point de contact des deux bulles, étant donné que chacune des bulles pousse de son côté du plasma de fond engendrant donc une forte accumulation de ce dernier au point de contact. Si au point de contact le champ magnétique n'est pas le même (les boucles sont plus écartées par exemple), l'accumulation de plasma de fond peut jouer un rôle, son effet peut donc fausser l'analyse de l'influence du champ quadrupolaire de Hall. On s'est donc assuré d'avoir le même profil magnétique et de densité à l'initialisation pour chacune de ces simulations, voir Figure 3.33.

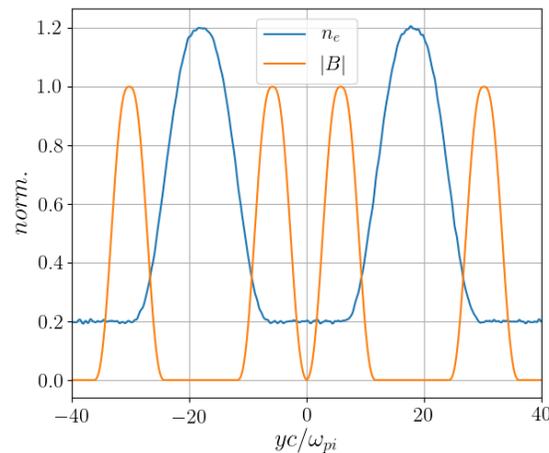


FIGURE 3.33 – Profils magnétique (courbe orange) et de densité électronique (courbe bleue) utilisés pour l'initialisation.

Dans un plasma de type HDE, le temps d'équilibration thermique des ions avec des électrons est de l'ordre de la picoseconde. Lors de l'ablation de la matière par le laser, le faisceau lumineux apporte de l'énergie au plasma. Il chauffe et accélère les électrons au travers de divers mécanismes d'absorption et d'accélération à l'aide du processus de bremsstrahlung inverse, par exemple. Par la suite, dans la zone d'irradiation par le laser, les ions et électrons s'équilibrent thermiquement en quelques centaines de picosecondes, c'est-à-dire par collisionnalité les électrons vont donner une partie de leur énergie aux ions. D'un point de vue temporel en comparaison du temps caractéristique de notre expérience, cette équilibration est quasi-instantanée. Ainsi, les électrons et les ions ont été initialisés avec la même température. Des

simulations ont été initialisées avec une température normalisée de 1 et de 10 afin d'étudier les divergences de comportement pour un paramètre- $\beta$  de 2 et de 20. Les résultats de FCI2 dans les conditions laser, voir section 3.3.1, montrent que le paramètre- $\beta$  aux asymptotes était compris entre 20 et 5 pour l'aluminium et entre 5 et 2 pour l'or.

### 3.4.2 Le quadrupôle magnétique pour inhiber ou accélérer le déclenchement de la reconnexion

#### 3.4.2.1 Description de la dynamique générale

La première observation générale qui ressort de ces simulations est qu'on n'observe pas une reconnexion magnétique suivant les mêmes phases que celles vues dans le chapitre 2. Les simulations commencent évidemment par une première phase de détente des bulles. Cette détente permet la compression des lignes du champ magnétique au point de contact. Ensuite la reconnexion magnétique est enclenchée au point X, jusqu'à la reconnexion totale du flux magnétique présent. Toute cette dynamique est exprimée au travers de la figure 3.34 qui montre l'évolution de la composante hors du plan du courant,  $j_z$ . Ces résultats proviennent d'une simulation initialisée dans le cas coplanaire et pour  $\beta = 2$ . Comme le montrent les lignes du champ magnétique au cours du temps, la reconnexion a bien lieu. Les lignes du champ cassent pour reconnecter avec celles de la bulle d'en face. Ainsi, un point-X s'établit au centre de la boîte de simulation très rapidement à partir de  $t = 9.6 \Omega_{ci}^{-1}$ . La fin de la reconnexion est à  $t = 46.0 \Omega_{ci}^{-1}$ , quand tout le flux magnétique a reconnecté. Avant que la reconnexion ne démarre, les bulles se détendent et entrent en collision à un instant donné. Tandis que les bulles continuent de se détendre, au point de contact les lignes magnétiques sont comprimées par la pression interne des bulles de plasma. De cette compression un courant est induit et orienté dans la direction z, c'est ce qui est représenté en couleur sur la figure 3.34. Comme le montre la séquence, la couche de courant est fortement pincée sur une largeur inférieure à la longueur d'inertie des ions. La reconnexion magnétique se produit en ce point.

En modifiant le paramètre- $\beta$  (en l'augmentant jusqu'à 20, par exemple) ou en imposant un angle « pro-Hall » ou « anti-Hall », l'interaction entre les deux panaches magnétiques se déroule de la même manière, i.e. selon les mêmes phases principales. Une reconfiguration magnétique a bien lieu, où les deux boucles se réarrangent pour en devenir une seule. Un point X s'établit, ce qui laisse supposer que le mécanisme de reconnexion est le même. En d'autres termes, on n'observe pas une reconnexion résistive ou bien le développement d'une instabilité de déchirement. La prédisposition de l'initialisation est favorable à l'apparition d'un point-X et ne laisse pas la place au développement de l'instabilité de déchirement compte tenu du rapport d'aspect (rapport entre les dimensions de la région de diffusion) faible. L'initialisation du champ magnétique en boucle implique de fortes tensions qui contraignent la boucle magnétique. Même si les lignes magnétiques subissent une forte compression (à  $\beta = 10$ , par exemple), les lignes s'aplatissent très peu au point de contact puisqu'elles sont retenues par la tension magnétique.

Le développement de la reconnexion et la manière dont elle prend place, n'ont pas été complètement bousculés par les quelques changements de paramètres, ce qui est rassurant, car les résultats expérimentaux montrent quelques divergences, mais dans l'ensemble l'évolution

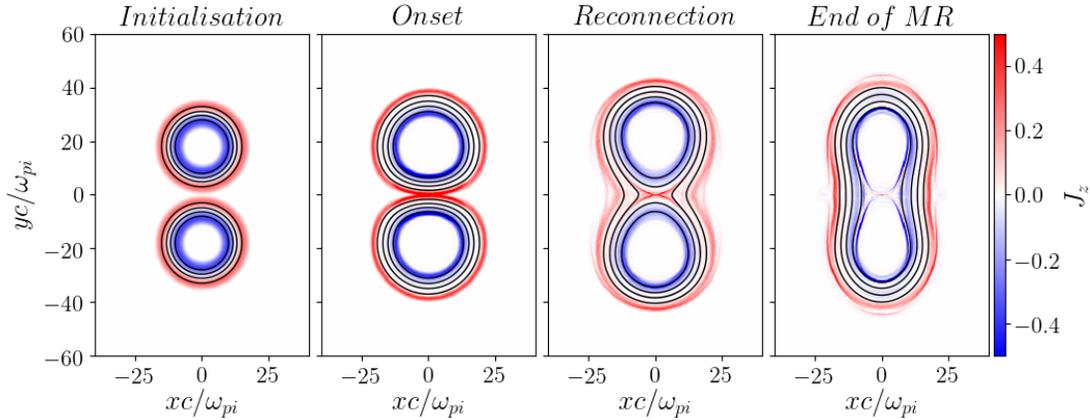


FIGURE 3.34 – Distribution spatiale de la composante du courant hors du plan de reconnexion,  $J_z$ , pour les 4 phases principales de la reconnexion magnétique : initialisation, début ("Onset"), reconnexion et fin de la reconnexion ("End of MR").

reste similaire. Les analyses des données expérimentales indiquent qu'imposer un quadrupôle magnétique ralentit la reconnexion. Pour analyser plus précisément le déroulement de la reconnexion et de son développement, nous avons calculé le taux de reconnexion des simulations au point-X ainsi que le flux magnétique reconnecté au cours du temps. L'évolution temporelle de ces deux quantités a été tracée en figures 3.35 et 3.36. Dans le cas d'un faible  $\beta$ , nous retrouvons une dynamique assez familière. En effet la dynamique est assez proche de celle observée dans le chapitre précédent, cf Figure 2.18, ce qui est cohérent au vu de l'initialisation.

Au contraire, à  $\beta$  élevé, nous observons une reconnexion non plus impulsionnelle comme nous avons pu le constater au chapitre 2, mais une reconnexion où le taux de reconnexion atteint un plateau. Cette reconnexion à  $\beta$  élevé suit le même déroulement que celle à  $\beta = 2$ , bien que plus courte (donc plus efficace comme la quantité totale de flux magnétique est la même). À  $\beta$  élevé, la reconnexion se développe pendant 1 à 3 périodes cyclotroniques (croissance de  $E_z$ ) par la suite elle reste stable ( $E_z$  a atteint un plateau qui dure  $\sim 10 \Omega_{ci}^{-1}$ ) jusqu'à avoir reconnecté la totalité du flux magnétique, entraînant une chute du taux de reconnexion. Ce premier résultat est surprenant au vu des résultats présentés au chapitre 2. En effet, nous avons mis en avant le caractère impulsif de la reconnexion à haut- $\beta$  et une reconnexion qui se déclençait tardivement. Une phase de rebond en amont de la reconnexion avait été identifiée, ce qui semblait être la cause du retard. L'origine de ce rebond n'a pas encore été clarifiée.

Dans le cas coplanaire, la seule différence d'initialisation entre la simulation de ce chapitre et celle du chapitre 2 est le profil magnétique, voir figure 3.37. Le gradient du profil magnétique des simulations de ce chapitre, courbe bleue, est nul au point de contact, i.e.  $yc/\omega_{pi} = 0$ . Les bords extérieurs des rubans magnétiques ne sont pas en contact contrairement à l'autre profil, courbe orange. En raison de cet écart, deux dynamiques distinctes interviennent. Dans

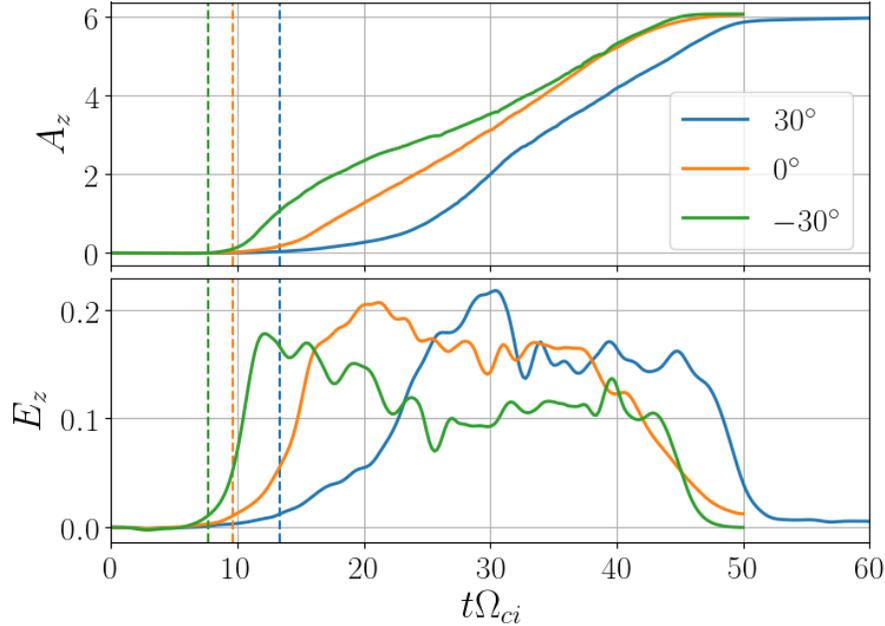


FIGURE 3.35 – **(haut)** Flux magnétique reconnecté en fonction du temps (normalisé) et **(bas)** taux de reconnexion normalisé en fonction du temps. Ces résultats correspondent aux simulations dont  $\beta = 2$  et pour les différentes configurations anti-Hall (courbe bleue,  $30^\circ$ ), coplanaire (courbe orange,  $0^\circ$ ) et Hall (courbe verte,  $-30^\circ$ ). Les droites marquent le début de la reconnexion.

la première situation (chapitre 2), les bulles sont collées initialement. En raison de la forte pression interne des bulles, la détente subit une forte accélération et donc lorsqu'elles rentrent en collision la vitesse est suffisamment élevée pour qu'elles rebondissent l'une sur l'autre, tels deux ballons qui se repoussent suite à leur collision. Dans la deuxième situation (ce chapitre), où les bulles sont légèrement plus séparées, au cours de leur détente, les bulles sont ralenties par le plasma de fond. Au moment de l'impact, leur vitesse de détente a été suffisamment ralentie pour que l'effet de rebond soit négligeable. Si nous reprenons l'image précédente, les ballons ont été ralentis par frottement et lorsqu'ils se rencontrent, ils ne se repoussent que très peu à cause de leur faible vitesse. La reconnexion peut ainsi s'instaurer aussitôt, puisqu'elles ne se sont pas repoussées suite à leur collision. Ce comportement entre les deux simulations coplanaires et à haut  $\beta$  est bien la preuve que le plasma de fond joue un rôle complexe, voire presque contre-intuitif. En effet au vu de l'initialisation présentée en figure 3.37, on s'attend à ce que la configuration où les rubans magnétiques sont plus proches reconnecte le plus vite. Or on observe l'inverse.

Les figures 3.35 et 3.36 suggèrent que la présence d'un quadrupôle imposé initialement affecte la dynamique de la reconnexion pour les deux paramètres- $\beta$  d'étude 2 et 20. L'évolution

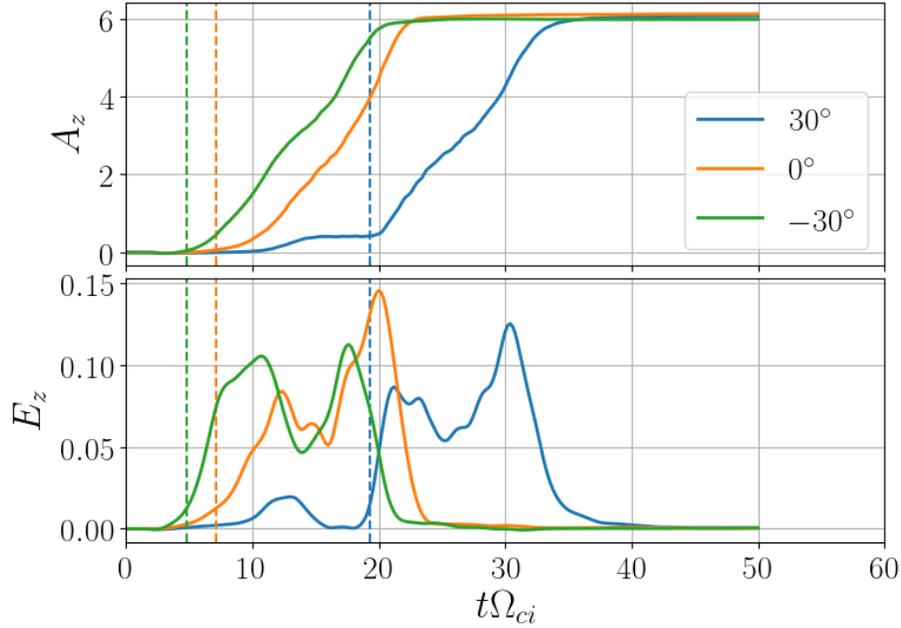


FIGURE 3.36 – **(haut)** Flux magnétique reconnecté en fonction du temps (normalisé) et **(bas)** taux de reconnexion normalisé en fonction du temps. Ces résultats correspondent aux simulations dont  $\beta = 20$  et pour les différentes configurations anti-Hall (courbe bleue,  $30^\circ$ ), coplanaire (courbe orange,  $0^\circ$ ) et Hall (courbe verte,  $-30^\circ$ ). Les droites marquent le début de la reconnexion.

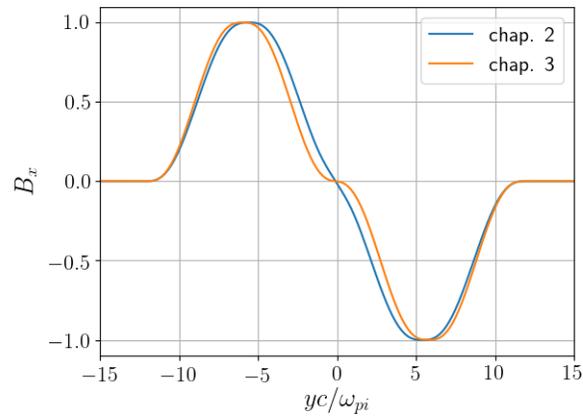


FIGURE 3.37 – Comparaison de l'initialisation du champ magnétique employée dans le chapitre 2 et dans le chapitre 3 de ce manuscrit. Concernant la densité, la forme était la même.

pour la configuration coplanaire est tracée en orange en figures 3.35 et 3.36. L'angle « $30^\circ$ » correspond à l'angle « anti-Hall » dont  $\Psi = 30^\circ$ , voir figure 3.31. Quant à l'angle « $-30^\circ$ », il correspond donc à l'angle pro-Hall » dont  $\Psi = 30^\circ$ , i.e. inversé par rapport à l'angle anti-Hall. La présence du quadrupôle magnétique affecte surtout le déclenchement de la reconnexion. Le taux de reconnexion est toujours compris entre 0.05 et 0.15 à haut  $\beta$  et entre 0.1 et 0.2 à  $\beta$  unitaire. On est donc bien en présence d'une reconnexion rapide. La présence d'un quadrupôle avance ou retarde son déclenchement en comparaison du cas coplanaire,  $0^\circ$ . Les droites en pointillé marquent le début du déclenchement de la reconnexion. Une étude paramétrique telle que celle de Smets et al. n'a pas été faite, nous nous sommes restreints à des simulations dans le cadre de la campagne expérimentale, d'où l'angle pro Hall et anti-Hall avec  $\Psi = 30^\circ$ . Le retard dans le démarrage de la reconnexion rapporté par Smets et al. a aussi été observé dans les simulations présentées dans cette partie. Cependant, en plus de mesurer un retard, un ralentissement de la reconnexion a été observé dans l'étude de Smets et al., ce qui n'a pas été le cas dans nos simulations. Aucun ralentissement significatif n'a pu être observé. De plus, on note que la présence d'un quadrupôle dirigé dans le même sens que le quadrupôle de Hall accélère le début de la reconnexion, contrairement à Smets et al. où aucune variation due à la présence d'un quadrupôle pro-Hall n'a été reportée. Ces deux différences majeures entre l'étude de Smets et notre étude numérique sont la conséquence de la géométrie. Dans l'une des géométries (Smets et al.) une bulle est contrainte de chaque côté par une autre bulle, ce qui occasionne deux points de reconnexion. Dans l'autre géométrie (ce travail) les deux bulles sont simulées comme dans l'expérience et donc un seul point de reconnexion s'établit. Une analyse plus approfondie des résultats de Smets et al. serait nécessaire pour expliquer cette divergence.

Malheureusement en raison de la géométrie expérimentale nous n'avons pas vérifié expérimentalement le déroulement de l'interaction entre les deux bulles en configuration pro-Hall, cf section 3.3.2.4. Malgré ces deux points divergents, notre expérience numérique aussi confirme l'étude numérique conduite par Smets al. sur les effets d'un quadrupôle magnétique imposé à l'initialisation.

### 3.4.2.2 Mise en place du quadrupôle de Hall en amont de la reconnexion

Pour voir comment intervient le quadrupôle lors de la collision entre les deux bulles et la reconfiguration qui s'ensuit, nous avons regardé la forme du quadrupôle au cours du temps. Pour cela, le diagnostic numérique, dont les résultats sont présentés en Figure 3.38, est inspiré du diagnostic "SOP", présenté dans la section introduisant les diagnostics. Avec ce diagnostic, la caméra à balayage de fente permet d'acquérir une image de l'émission du plasma dont un axe est résolu spatialement et l'autre axe est résolu temporellement. En Figure 3.38, les images de la même manière ont une résolution temporelle (l'axe des abscisses) et une résolution spatiale (l'axe des ordonnées); plus précisément, l'axe spatial correspond à une coupe perpendiculaire à la couche neutre (à la position  $x = 6 \delta_{pi}$ <sup>9</sup>) matérialisée par la droite en pointillé en Figure 3.32b. Cependant, le code couleur des figures est la composante hors du plan du champ magnétique et non l'émission du plasma comme pour le diagnostic de pyrométrie (SOP). En d'autres termes,

---

9. Cette coupe passe légèrement à côté du point X afin de mesurer le champ magnétique quadrupolaire.

ces images nous permettent de visualiser l'évolution des pôles de droite<sup>10</sup> du quadrupôle magnétique de Hall.

Ces images ont des caractéristiques similaires entre elles qui prouvent comme attendu l'apparition d'une structure magnétique quadrupolaire proche de la couche neutre. La couche neutre apparaît nettement. C'est la fine ligne blanche horizontale en  $yc/\omega_{pi} = 0$ . En haut et en bas de ce la couche neutre, les lignes du champ magnétique viennent s'y comprimer. Cette compression du point de vue de  $B_z$  se manifeste par l'arrivée du champ magnétique négatif en haut et positif en bas dont l'amplitude croît dans le temps. Ce pincement est suivi par un mouvement de décompression/éloignement. En regard du temps auquel intervient la détente du  $B_z$  et en comparaison de l'analyse temporelle de la reconnexion, cf Figure 3.35 et 3.36, cet éloignement est associé à la fin de la reconnexion magnétique.

Afin de mieux comprendre l'évolution du quadrupôle de Hall par rapport au développement de la reconnexion, une droite verticale en pointillé a été tracée. Ces droites marquent le début de la reconnexion comme identifié sur les figures 3.35 et 3.36. Ce repère marquant le début du développement de la reconnexion montre que le déclenchement de la reconnexion coïncide avec la mise en place du quadrupôle de Hall. Ceci suggère la nécessité de la présence du quadrupôle de Hall avec une intensité suffisante pour enclencher la reconnexion. Dans la configuration "pro-Hall", on observe très distinctement la phase de détente des bulles de plasma qui se traduit par la convection du champ magnétique vers le point X (i.e.  $yc/\omega_{pi} = 0$ ) et la phase de compression du quadrupôle magnétique et donc par extension la compression des lignes magnétiques. Ces observations sont vérifiées à  $\beta = 2$  et  $\beta = 20$ . On notera toutefois que pour  $\beta = 20$ , ces phases sont plus rapides, ce qui est attendu en raison de la pression interne des bulles. Suite à cette compression, la reconnexion est enclenchée. Dans la configuration coplanaire, contrairement à la configuration "pro-Hall", le quadrupôle de Hall doit se former en plus de la phase de compression, ce qui engendre un délai supplémentaire par rapport à la reconnexion "pro-Hall". Ce déroulement des événements se passe ainsi à  $\beta = 2$  ou à  $\beta = 20$ .

Dans cette même logique, en configuration "anti-Hall", le début de la reconnexion magnétique est d'autant plus décalé dans le temps, puisque la mise en place du quadrupôle de Hall doit contrer la structure magnétique "anti-Hall" imposée en début de simulation. À  $\beta = 2$ , hormis le délai pour produire le quadrupôle dans le "bon sens", le déroulement de la formation et le début de la reconnexion sont similaires aux autres cas présentés. À  $\beta = 20$ , la reconnexion semble démarrer alors que la structure quadrupolaire est polarisée en "anti-Hall". Cette observation semble en contradiction avec l'hypothèse de l'implication du quadrupôle de Hall pour le développement de la reconnexion. Nous allons voir que ceci est seulement dû à une contrainte de mesure et qu'un quadrupôle de Hall est en réalité établi en début de reconnexion.

En figure 3.39, la distribution de  $B_z$  est représentée au début du développement de la reconnexion, l'instant marqué par la droite en Figure 3.38. Cette visualisation a pour but de mieux comprendre d'où provient la "micro structure d'anti-Hall" pointée sur la figure 3.38 (dans la configuration "anti-Hall" et  $\beta = 20$ ). Pour toutes les configurations excepté l'anti-Hall à  $\beta = 20$ , le quadrupôle magnétique de Hall est défini et présente le long des lignes du

---

10. Par "droite", on prend comme référence la distribution du  $B_z$  le long de la droite de la figure 3.32b

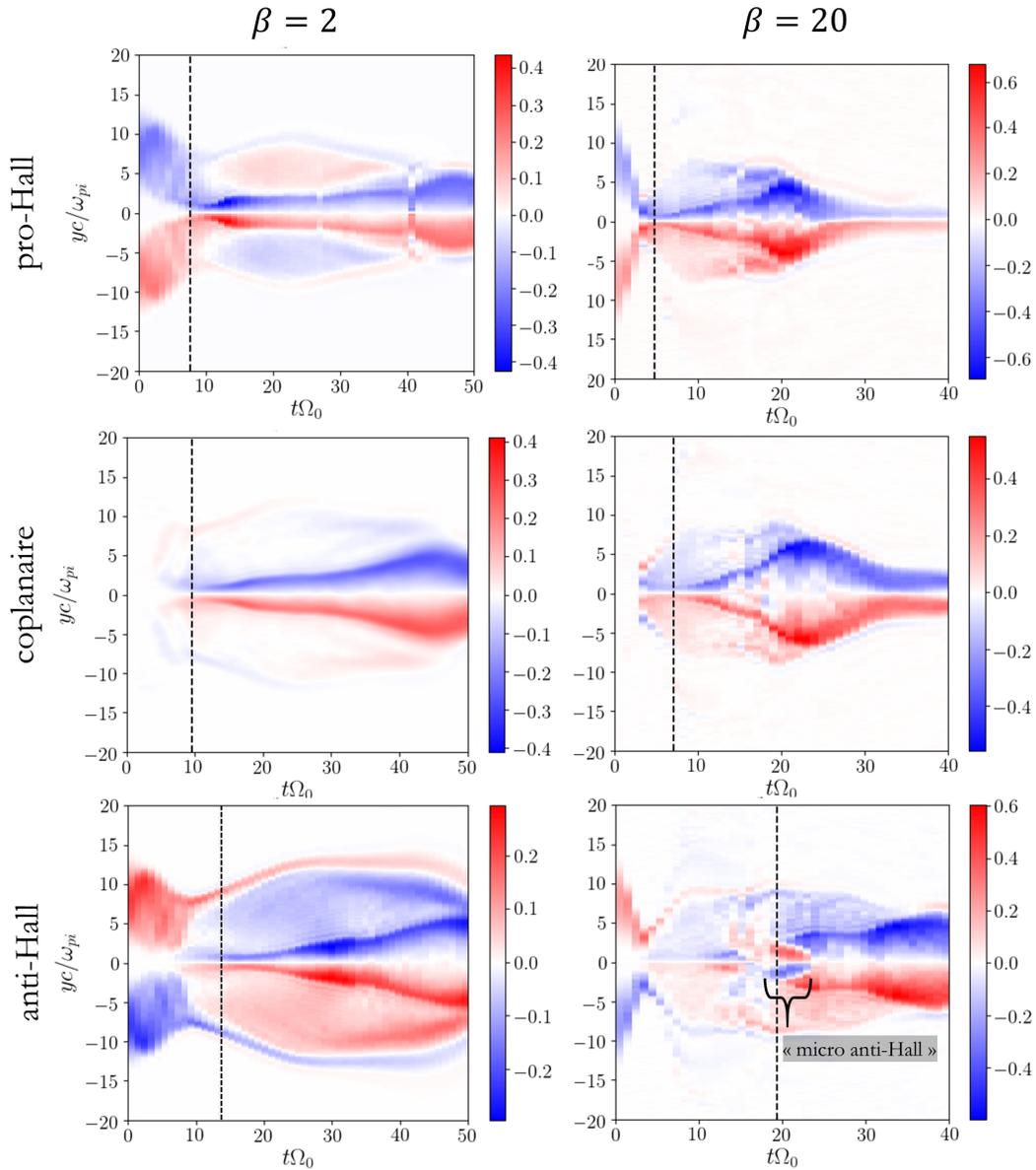


FIGURE 3.38 – Composante hors du plan du champ magnétique,  $B_z$ , en fonction du temps et de la position  $y$  à  $x = 6\delta_{pi}$  (cette position correspond à la droite en pointillé en Figure 3.32b). Cette évolution du quadrupôle de Hall est donnée pour les deux paramètres- $\beta$ , 2 et 20, ainsi que pour les trois configurations : pro-Hall coplanaire et anti-Hall. Les droites noires en pointillé sur chacune des sous-figures marquent le début de la reconnexion identifié sur les figures 3.35 et 3.36.

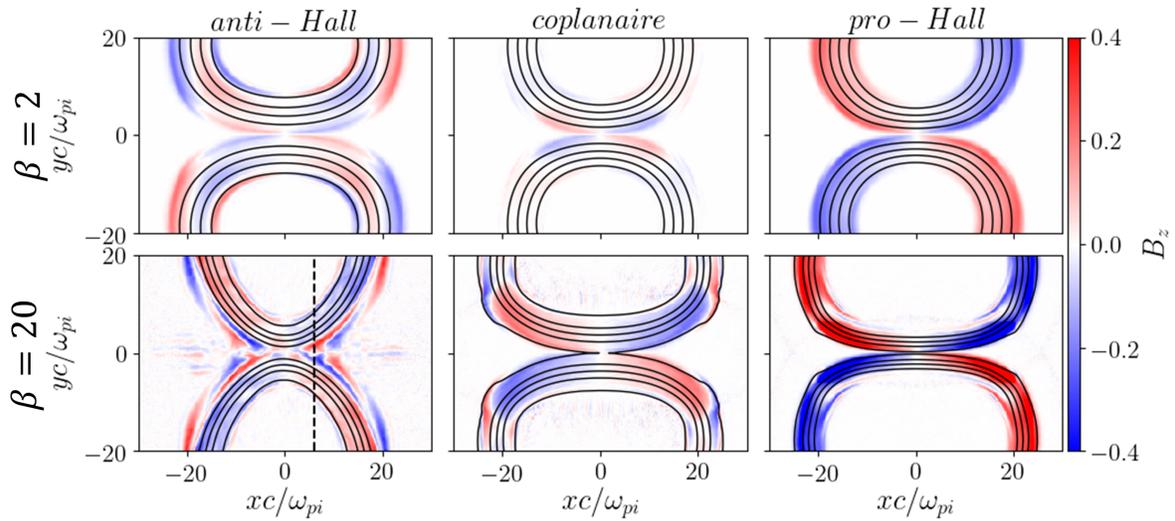


FIGURE 3.39 – Zoom sur la distribution de la composante hors du plan du champ magnétique ( $B_z$ ) au démarrage de la reconnexion (instant matérialisé par la droite en pointillé en Figures 3.38, 3.35 et 3.36) pour les deux paramètres- $\beta$ , 2 et 20, ainsi que pour les trois configurations : pro-Hall, coplanaire et anti-Hall. Les courbes noires sont les lignes du champ magnétique. La droite noire en pointillé est la position de la coupe utilisée pour les figures 3.38. Il est à noter que la même quantité de flux a été reconnectée à l’instant correspondant à ces images. Elles n’ont pas été prises au même temps, mais dans la même phase de la reconnexion. Si la figure à  $\beta = 20$  en coplanaire semble être la seule figure déjà dans une phase de reconnexion, ceci est uniquement dû au choix des lignes magnétiques effectué par le logiciel.

champ magnétique. Concernant la configuration anti-Hall à  $\beta = 20$ ,  $B_z$  est très perturbé entre les deux boucles magnétiques. La couche neutre est par conséquent très perturbée. À l’endroit de la coupe des figures 3.38,  $B_z$  est dans la polarisation de type anti-Hall. Cependant, cette coupe est un peu éloignée du point-X. En effet au voisinage proche du point-X un quadrupôle de Hall apparaît (dans la bonne polarisation).

Cette dernière analyse de la composante du champ magnétique hors du plan de reconnexion confirme l’hypothèse émise initialement : le développement de la reconnexion nécessite la présence d’un quadrupôle magnétique de Hall dans un plasma non collisionnel et dans un contexte de HDE.

### 3.4.2.3 Radiographies proton synthétiques et interprétation

Nous avons pu voir dans le chapitre précédent que l’on pouvait synthétiser des images de radiographies proton à partir des résultats obtenus avec HECKLE et dans la géométrie de l’expérience (i.e. en respectant les distances cibles - source de protons - détecteurs). Ces images

sont synthétisées à l'aide du code de suivi de particules, ILZ voir section 2.3.1.3. Toutes les images synthétiques sont compilées dans les figures 3.40 et 3.41, le lecteur notera que l'effet de flou causé par la diffusion multiple des protons dans la matière n'a pas été ajouté. En raison de la non-prise en compte de la diffusion multiple des protons, le trait délimitant les deux disques de déplétion apparaît plus détaillé. L'élargissement de ce trait lors de la compression magnétique (avant le déclenchement de la reconnexion) est visible à  $t\Omega_{ci} = 5$  des images en Figure 3.41. Ceci se voit aussi sur la séquence d'images entre  $t\Omega_{ci} = 10$  et  $t\Omega_{ci} = 20$  de la figure 3.40 dont la dynamique se comprend mieux. Cet élargissement du trait est causé par un gradient de plus en plus fort, donc une compression. C'est après cette compression que la reconnexion est enclenchée. Les images synthétiques montrent que pendant la reconnexion, c'est-à-dire lorsque le flux magnétique reconnecte au cours du temps (donc, la quantité totale de flux magnétique aux abords de la couche neutre diminue), le trait de surdensité de protons s'atténue au cours du temps jusqu'à disparaître, voir les images à  $t\Omega_{ci} = 50$  en Figure 3.40 et celles à  $t\Omega_{ci} = 30$  en Figure 3.41 (excepté dans la configuration anti-Hall où la reconnexion n'est pas terminée). Cette atténuation s'exprime par la diminution de la largeur de trait qui peut être accompagnée par une diminution de l'accumulation de protons.

Sur les radiographies d'une même figure (soit 3.41 ou soit 3.40), on peut observer des images de radiographie similaires entre les différentes configurations, mais évidemment décalées dans le temps. Par exemple : dans le cas  $\beta = 20$  (figure 3.41), la forme (structure, largeur et contraste) du trait de surdensité à  $t\Omega_{ci} = 10$  et  $t\Omega_{ci} = 15$  en configuration coplanaire est identique à celle vue à  $t\Omega_{ci} = 20$  et  $t\Omega_{ci} = 25$  respectivement en configuration anti-Hall. Dans le cas coplanaire (figure 3.40), la forme du trait de surdensité à  $t\Omega_{ci} = 30$  en configuration coplanaire est identique à  $t\Omega_{ci} = 40$  en configuration anti-Hall, respectivement. Ceci illustre que la reconnexion est plus ou moins à un même stade de la reconnexion.

La morphologie et la dynamique des images synthétiques présentées en figures 3.40 et 3.41 montrent des similarités avec les radiographies proton obtenues en utilisant une cible d'aluminium, cf Figure 3.24. Premièrement, nous pouvons reporter que l'atténuation puis la disparition du trait de surdensité est semblable. De plus, la forme générale des deux disques de déplétion qui deviennent un seul et unique disque, suite à la reconnexion, est également similaire. Cette similarité confirme l'interprétation faite en section 3.3.2.1, que l'on a bien une reconnexion complète lorsque le plasma est produit sur une feuille d'aluminium. De plus, la présence d'un quadrupôle magnétique anti-Hall ralentit, voir même retarde le phénomène de reconfiguration magnétique.

Les images en figure 3.42 sont les mêmes images qu'en figure 3.41, mais convoluées avec une fonction gaussienne pour imiter la diffusion multiple ressentie par les protons de sondage lors de leur traversée dans la feuille d'or ou d'aluminium. L'écart-type de la fonction gaussienne est l'angle de diffusion calculé à partir de la formule de Highland (éq. 2.3). Une fois la convolution effectuée, les fins détails apparents sur les images synthétiques de la figure 3.41 disparaissent et laissent place à des formes plus grossières. Ces formes sont plus ressemblantes à celles enregistrées sur une feuille d'or, voir section 3.3.2.2.

Pour les images synthétiques non-convoluées, le trait de surdensité de proton s'atténue au cours du temps jusqu'à disparaître en même temps que le flux magnétique reconnecte.

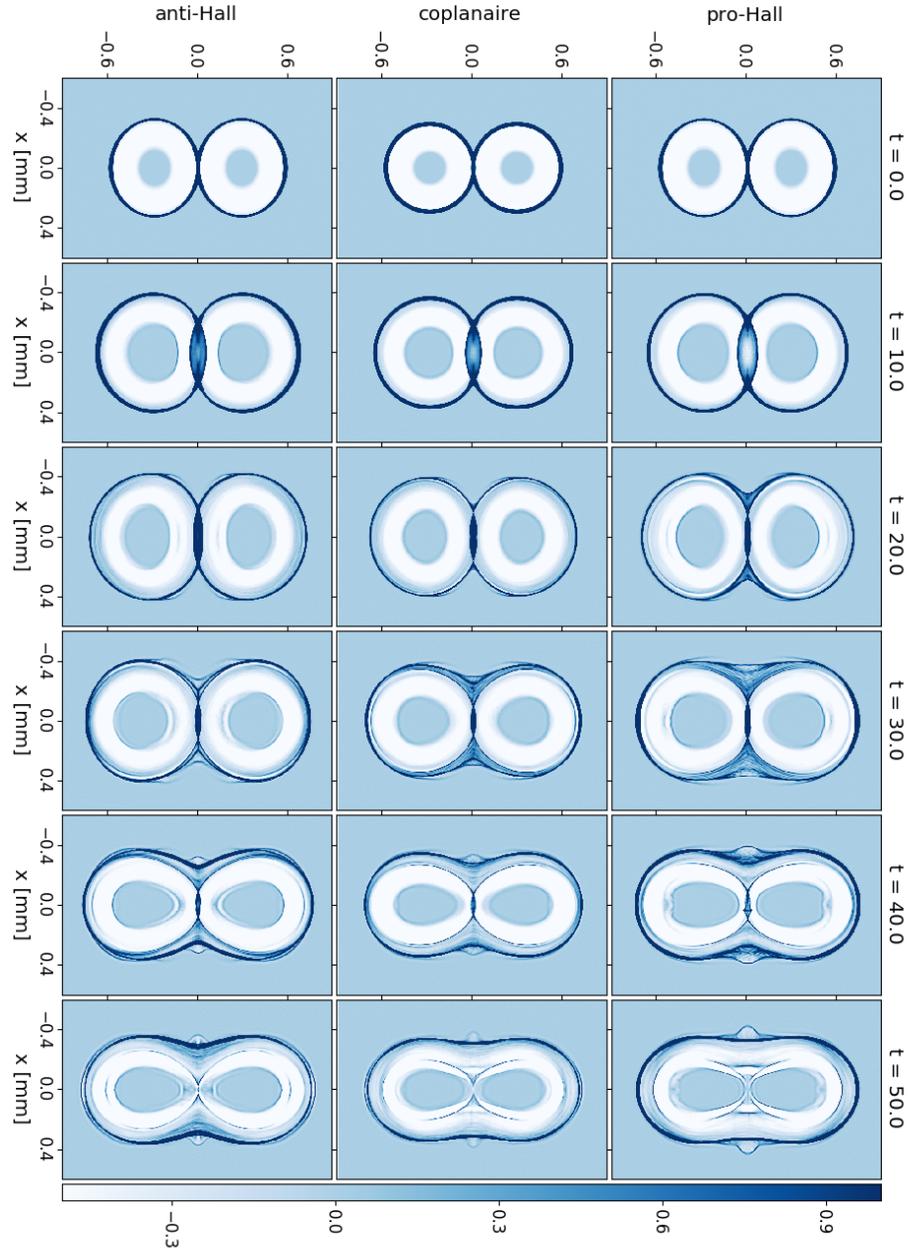


FIGURE 3.40 – Compilation des images synthétiques de radiographie proton réalisées à partir des cartes du champ électromagnétique des simulations HECKLE présentées précédemment. Les simulations correspondent à celles dont le paramètre- $\beta = 2$ . Les résultats ont été renormalisés en prenant  $n_0 = 0.2 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$  et  $B_0 = 200 \text{ T}$ . Le code couleur correspond aux modulations de dose,  $\Delta N/N_0$ .

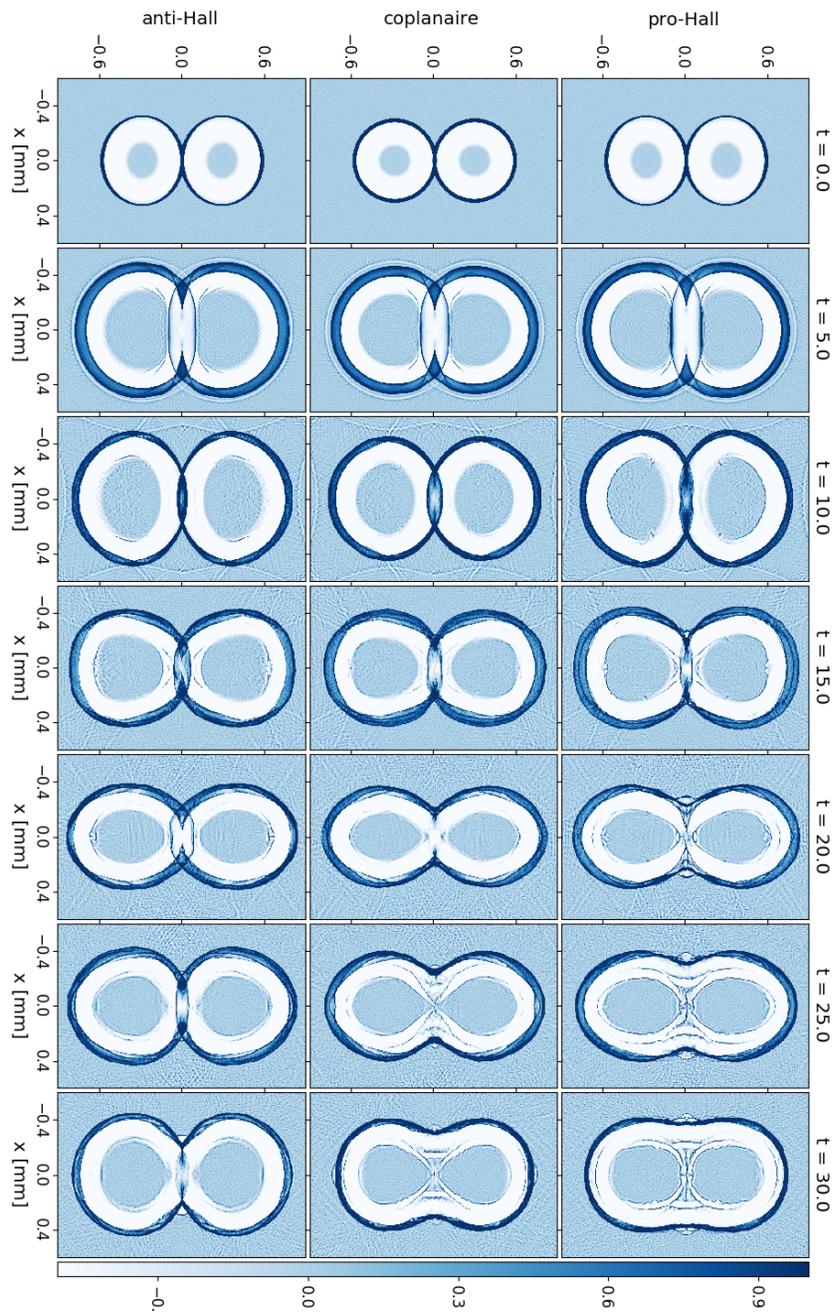


FIGURE 3.41 – Compilation des images synthétiques de radiographie proton réalisées à partir des cartes du champ électromagnétique des simulations HECKLE présentées précédemment. Les simulations correspondent à celles dont le paramètre- $\beta = 20$ . Les résultats ont été re-normalisés en prenant  $n_0 = 0.2 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$  et  $B_0 = 200 \text{ T}$ . Le code couleur correspond aux modulations de dose,  $\Delta N/N_0$ .

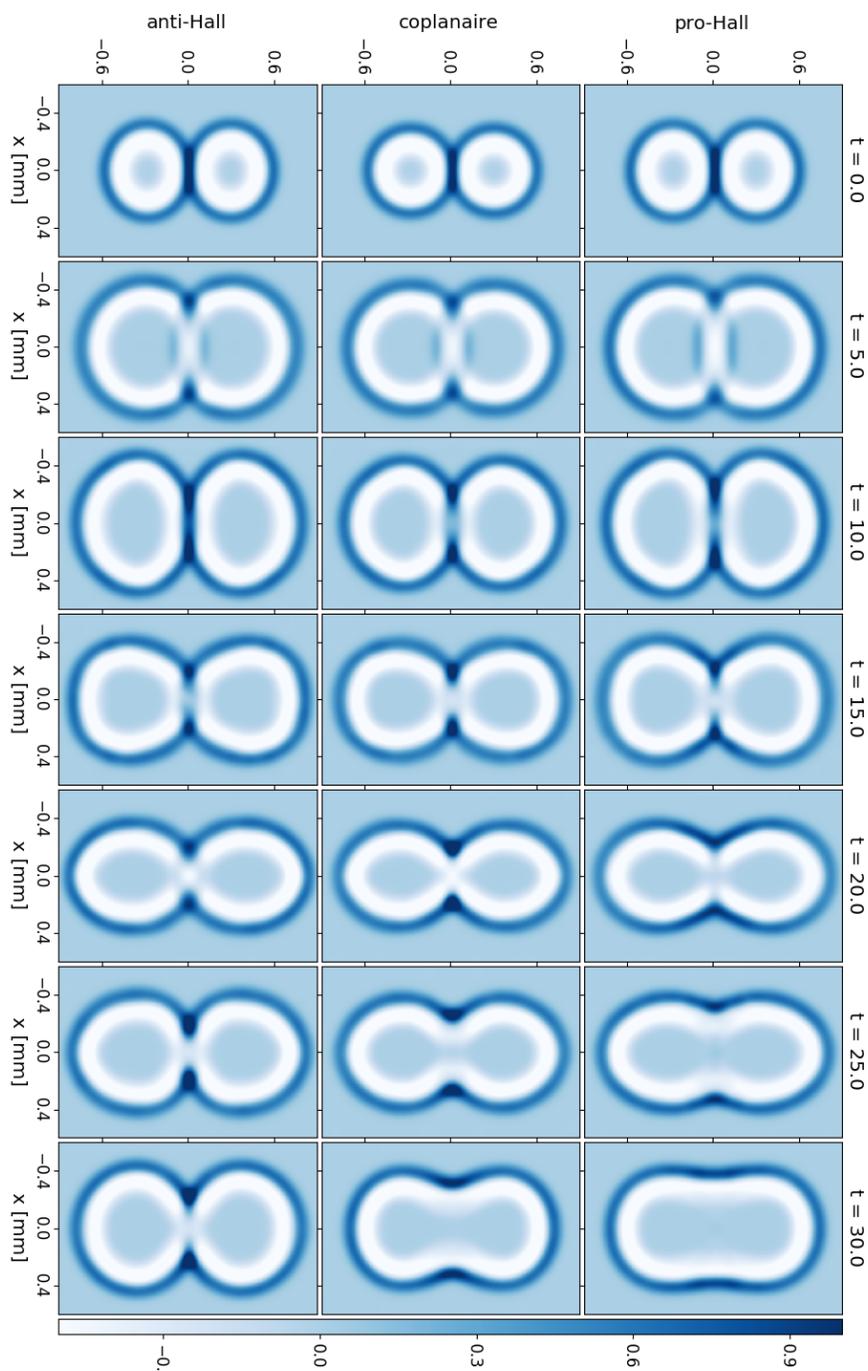


FIGURE 3.42 – Compilation des images synthétiques de radiographie proton de la figure 3.41 floutées afin de reproduire de la diffusion des protons dans la feuille d'aluminium.

Prendre en compte l'effet de flou causé par la diffusion revient à convoluer le signal avec une fonction gaussienne. Ainsi, l'atténuation du trait et son rétrécissement seront toujours vérifiés malgré la convolution. Bien évidemment, si l'angle de diffusion est significativement plus étendu que l'angle apparent des structures, l'amincissement du trait sera à peine perceptible. Cette évolution du trait au niveau de la couche neutre se passe bien ainsi lors de la reconnexion au vu des images entre  $t\Omega_{ci} = 5$  et  $t\Omega_{ci} = 20$  en figure 3.42 pour les configurations pro-Hall et coplanaire. Lorsque l'on regarde plus en détail à l'aide de coupes des modulations de dose des images convoluées, ce déroulement (atténuation et amincissement suivis d'une disparition) est bien vérifié, voir Figure 3.43.

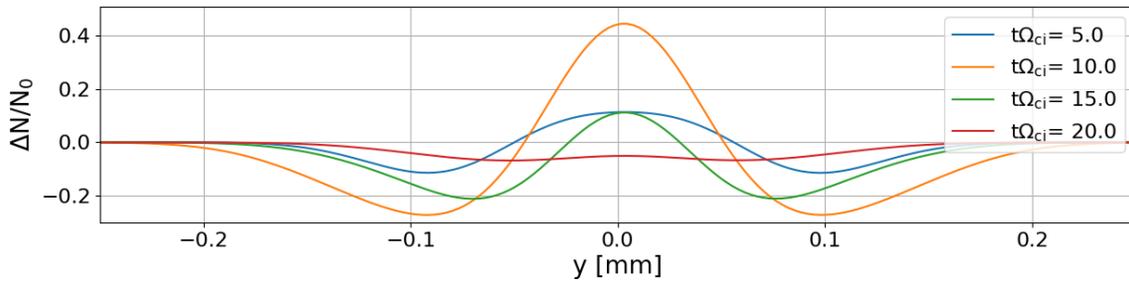


FIGURE 3.43 – Coupes des modulations de dose présentées en figure 3.42 de la configuration pro-Hall. Cette séquence montre l'évolution du  $\Delta N/N_0$  au cours de la reconnexion magnétique jusqu'à la reconfiguration totale des lignes du champ magnétique.

En Figure 3.43, les coupes ont été effectuées perpendiculairement à la couche de courant et passent par le point X. Le point X est identifiable, puisqu'il est positionné en  $x = 0$  mm. Cette figure montre bien que le contraste et la largeur de la surdensité au point X diminuent entre  $t\Omega_{ci} = 10$  et  $t\Omega_{ci} = 20$ , ce qui correspond à la phase de reconnexion dans la configuration pro-Hall, voir Figure 3.36. On notera, cependant qu'à  $t\Omega_{ci} = 5$ , la surdensité est plus aplatie. Cet aplatissement est dû à un fort gradient magnétique qui induit de fortes déflexions des protons.

En effet, une accumulation de flux magnétique implique un gradient magnétique plus important et donc des déflexions plus grandes. C'est un mécanisme similaire que nous avons observé pour la séquence d'images entre  $t\Omega_{ci} = 10$  et  $t\Omega_{ci} = 20$  de la figure 3.41 en configuration anti-Hall, i.e une compression lente étalée sur une dizaine périodes cyclotroniques. En Figure 3.44, l'évolution de la surdensité produite par la compression magnétique entre  $t\Omega_{ci} = 10$  et  $t\Omega_{ci} = 20$  est représentée. Sur le panneau du haut (sans effet de flou), les pics s'éloignent en même temps que le gradient s'intensifie. En prenant en compte la diffusion multiple des protons dans la matière, cet éloignement des pics revient à aplatir la surdensité (diminuer le contraste et élargir le "trait protonique") jusqu'à observer seulement un creux à  $t\Omega_{ci} = 20$  (courbe verte du panneau du bas en Figure 3.44). Par la suite, quand la reconnexion a démarré, on remarque que la surdensité réapparaît de nouveau à  $\Omega_{ci} = 20$  (courbe rouge du panneau du bas en Figure 3.44). Une faible partie du flux magnétique a reconnecté ainsi le gradient a été adouci au point X. Par conséquent, la surdensité au point-X est visible de

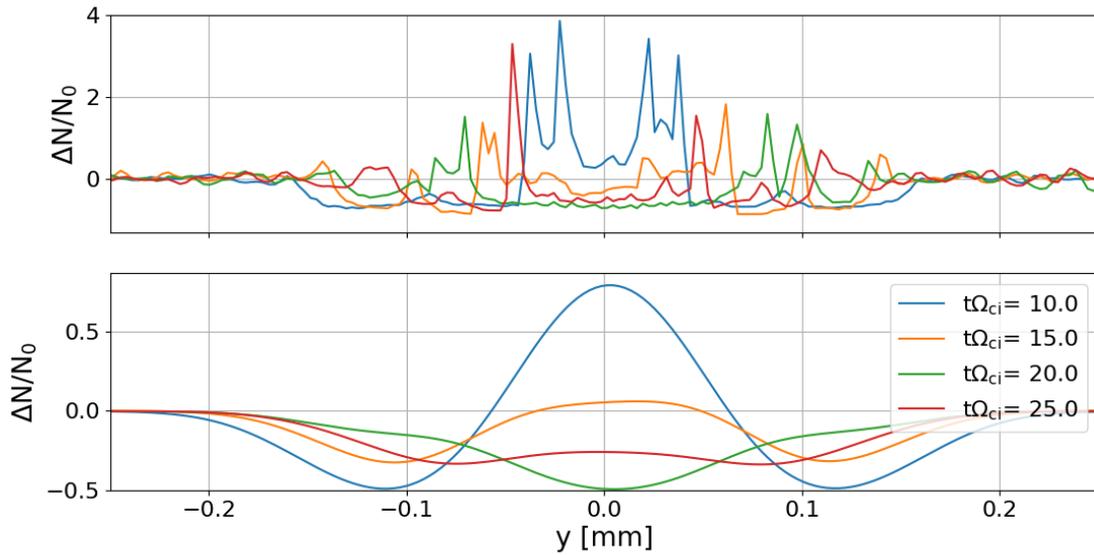


FIGURE 3.44 – Coupes des modulations de dose de la configuration anti-Hall. Cette séquence montre l'évolution du  $\Delta N/N_0$  au cours de la reconnexion magnétique jusqu'à la reconfiguration totale des lignes du champ magnétique. Panneau du haut : les coupes correspondent au signal sans diffusion des protons, donc les images en Figure 3.41. Panneau du bas : les coupes correspondent au signal avec diffusion des protons, donc les images en Figure 3.42.

nouveau.

Cette altération de la surdensité au point X coïncide avec celle observée lors de la campagne expérimentale pour la cible d'or, cf section 3.3.2.2. Les coupes des modulations de dose enregistrées sur les RCFs sont reportées dans la figure 3.45. La position du point-X est toujours en  $x = 0$  mm afin d'avoir sa position en repère. De la même manière, on observe un aplatissement de la surdensité au point X jusqu'à  $t = 3.17$  ns. Aucune bosse de surdensité n'a pu être identifiée à 3.17 ns comme au cours de la simulation HECKLE/ILZ, c'est-à-dire on observe uniquement un creux. Puis en toute fin d'impulsion laser à 3.97 ns, une légère bosse ressurgit. D'après l'analyse numérique précédente, l'apparition de la "bosse" en fin d'impulsion signifie que la reconnexion a lieu.

Ceci confirme bien l'hypothèse concernant une accumulation de flux magnétique en raison d'une reconnexion trop lente en comparaison de la production de flux magnétique. Ainsi, la reconnexion dans la configuration anti-Hall a été ralentie ou retardée comparée à la reconnexion coplanaire. L'efficacité de la reconnexion a été abaissée en imposant un champ magnétique quadrupolaire dans la zone de reconnexion.

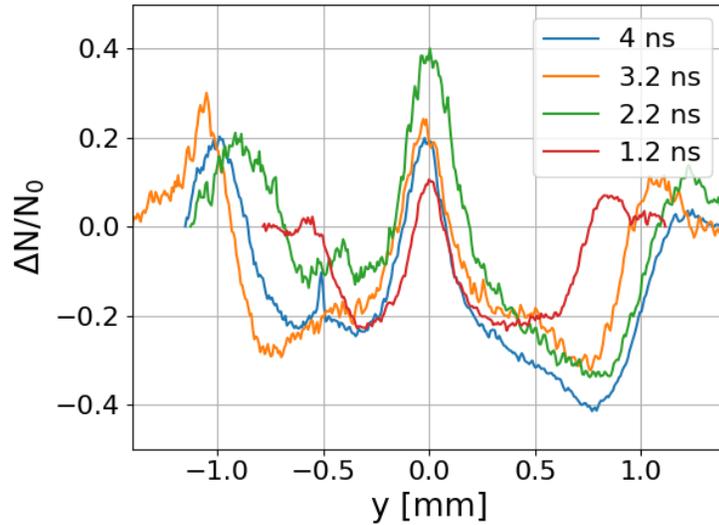


FIGURE 3.45 – Coupes des modulations de dose enregistrées sur les images de radiographie proton lors de la campagne expérimentale dans la configuration pro-Hall, cf Figure 3.26. Les coupes ont été réalisées de la même manière que celles en des figures 3.43 et 3.44. Les distances sont données dans le plan du détecteur et non celui du plasma.

### 3.5 Conclusion

Ce chapitre résume nos travaux portant sur l’impact du quadrupôle magnétique dans la dynamique de la reconnexion. Cette étude expérimentale a été possible en asymétrisant la géométrie entre les bulles (i.e. en basculant une des cibles par rapport à l’autre) pour induire un quadrupôle magnétique dès leur formation. La radiographie proton a été le diagnostic principal en raison des informations que l’on peut en extraire concernant la couche de courant, mais aussi sur l’évolution générale des deux bulles. L’analyse des radiographie proton prouve clairement que la reconnexion magnétique est ralentie et retardée lorsque l’on impose un quadrupôle anti-Hall. Malheureusement, nous n’avons pas pu extraire d’information sur l’impact d’un quadrupôle de Hall à cause de la géométrie employée.

Ce ralentissement avait été prédit par les prédictions numériques émises par Smets et al. [2014], ce qui a été vérifié à nouveau ici dans les simulations que j’ai réalisé et qui sont présentées dans le chapitre. Nos simulations sont quasiment similaires à celles présentées par Smets al., et utilisent le même code : HECKLE, avec des profils magnétiques et de densité fondés sur le même schéma. Cependant, nous avons ici adopté une configuration numérique différente afin d’être au plus proche de notre configuration expérimentale. Sur quelques aspects nous n’obtenons pas les mêmes résultats que ceux de Smets et al. [2014], essentiellement dus aux conditions limites. Toutefois, au regard de la dynamique générale, nos simulations s’accordent, i.e on voit qu’imposer un quadrupôle anti-Hall va retarder la reconnexion. Cette observation est bien en accord avec ce qui a été observé au cours de l’expérience, à l’exception que les

simulations n'arrivent pas à reproduire quantitativement la perte d'efficacité mesurée dans l'expérience.

En plus de l'étude sur l'implication du quadrupôle de Hall, la compilation des deux campagnes réalisées au LULI2000 (chapitre 2 et 3) nous a permis d'observer que la dynamique de la reconnexion est dépendante de la composition du plasma, i.e si ce dernier est composé d'ions d'or, de cuivre ou d'aluminium. Jusqu'à présent aucune étude expérimentale ne s'est attelée à l'importance de la nature des ions dans l'efficacité de la reconnexion. Les résultats obtenus suggèrent que plus légers sont les ions, et plus rapide sera la reconnexion. Malheureusement, nous n'avons pas pu faire d'analyse numérique complémentaire pour essayer de mettre en évidence le facteur de ce ralentissement. Or, cet effet revêt un grand intérêt pour les études numériques (PIC) qui jouent sur le rapport de masse, mais aussi dans les systèmes astrophysique où des éléments, autres que des protons, sont présents.

## Chapitre 4

# Reconnexion magnétique dans une configuration FCI

Le Laser Méga-Joule (LMJ) est l'une des installations dédiées à l'étude de la fusion par confinement inertiel et pour cela, elle fait partie des installations laser les plus énergétiques. Dans le cadre de nos travaux, augmenter l'énergie laser permet d'injecter dans le système une plus grande quantité d'énergie magnétique : les structures magnétiques produites sont plus grandes et le champ magnétique est plus intense. Étudier la reconnexion dans un contexte différent en regard des expériences du LULI2000 (chapitres 2 et 3) nous a donc amenés à conduire une expérience au LMJ, présentée dans ce chapitre.

### 4.1 État de l'art

Dans cette section, nous introduirons ce qu'est la fusion par confinement inertiel (FCI). Ensuite, nous donnerons une explication de pourquoi mener une telle étude expérimentale avec le LMJ et ce que peut apporter notre étude pour la FCI, où nous avons essayé de quantifier l'impact de la reconnexion magnétique sur un système de FCI.

#### 4.1.1 La Fusion par Confinement Inertiel en bref

Dans le domaine de la fusion nucléaire, il est nécessaire de distinguer si un système est énergétiquement rentable ou pas, ce que fait le critère de Lawson. Ce critère donne une condition nécessaire sur le temps de confinement du combustible<sup>1</sup>,  $\tau$  et la densité du plasma,  $n$ , pour que l'énergie produite par les réactions ne se diffuse pas plus rapidement qu'elle n'a été produite. La recherche sur la réalisation de la fusion en laboratoire s'est donc regroupée en deux filières abordant le critère de rentabilité énergétique de façon complètement différente.

La première (la plus connue du grand public), appelée « *Fusion par Confinement Magnétique* », rassemble la physique liée aux installations de type tokamak. Sur ces installations, la densité du plasma est faible ( $n \sim 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ), le temps de confinement doit donc être long

---

1. deutérium-tritium, par exemple

( $\tau > 1$  s). Dans la fusion par confinement magnétique,  $\tau$  décrit le temps caractéristique des pertes d'énergie.

La deuxième approche, aux antipodes, se sert d'un plasma très dense ( $n \sim 10^{24} - 10^{26} \text{ cm}^{-3}$ , i.e. un plasma comprimé). Pour vérifier le critère de Lawson, le temps de confinement est donc très court ( $\tau > 100$  ps). Cette alternative concerne la fusion par confinement inertiel (FCI).  $\tau$  a une autre signification : il est le temps de confinement inertiel nécessaire pour que l'énergie produite par réactions nucléaires soit supérieure à l'énergie fournie pour « brûler » et « enclencher les réactions ». L'objectif de la fusion par confinement inertiel est « d'allumer » une cible contenant le combustible DT (deutérium-tritium) pour déclencher les réactions de fusion qui produisent l'énergie. Les cibles sont des capsules sphériques contenant un gaz cryogénisé de DT scellé dans une sphère composée d'un matériau tel du plastique ou du carbone. Cette fine couche recouvrant le combustible est appelée « ablateur ».

La première phase consiste à comprimer le combustible de DT et donc à apporter de l'énergie au système. Cet apport d'énergie peut être effectué par une source de lumière, un faisceau de protons ou un faisceau laser.

- Dans un schéma de la FCI en *attaque directe* : la source d'énergie est un ensemble de faisceaux laser qui irradient la capsule de DT.
- Dans un schéma de la FCI en *attaque indirecte* : la capsule est irradiée par une source de rayonnement X. Des faisceaux laser irradient la paroi interne d'un cylindre creux où en son sein est positionnée la capsule de DT. En ionisant la paroi interne, un plasma est produit le long de la paroi de ce cylindre (*holhraum*) dont la température est de l'ordre de 300 eV. Ce plasma produit un rayonnement X thermique qui interagit avec la cible. Le holhraum convertit l'émission laser dans la gamme X. Ce principe est illustré dans la figure 4.1.

Ce rayonnement ionise et chauffe la fine couche externe de la cible (l'ablateur). Le plasma produit atteint de hautes pressions et se détend dans le vide à des hautes vitesses. Ceci aura pour conséquence d'accélérer la matière vers l'intérieur de la capsule, suivant le même principe que la propulsion des fusées. La matière se déplace en direction du centre à des vitesses de l'ordre de la centaine de km/s (à la vitesse du son). Au centre de la cible qui est un point de stagnation au vu de la géométrie, l'énergie cinétique de la matière mise en mouvement est convertie en énergie interne comprimant le combustible. Ainsi, le combustible atteint une densité de l'ordre de 1000 fois sa densité liquide.

Ensuite, le combustible doit être allumé pour que les réactions de fusion démarrent. Dans l'idéal, le combustible s'allume spontanément au centre de la capsule et est maintenu par la forte compression. Ceci est possible si les conditions de température et de pression sont atteintes pour permettre les réactions de fusion. Sinon une source externe est utilisée pour allumer le combustible comprimé, c'est le principe de « l'allumage rapide ».

On comprend que dans le but de produire de l'énergie, la dernière phase consiste à récupérer l'énergie produite. Contrairement à la fusion par confinement magnétique, la production d'énergie est pulsée et afin que ce procédé soit viable d'un point de vue énergétique, il faut

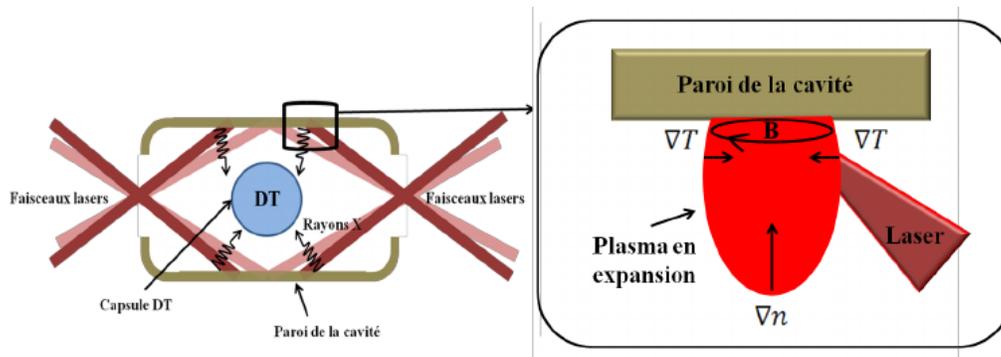


FIGURE 4.1 – Schéma de la FCI en attaque indirecte et de la production du champ magnétique le long de la paroi. Tirée de Albertazzi [2014]

réitérer cette opération d'ignition d'une capsule de DT à la fréquence adéquate. Dans l'attaque indirecte, deux plateformes ont été construites à ce jour : NIF et LMJ. Chacune de ces installations sera capable de fournir une énergie laser de 1.5 à 2 MJ sur cible pendant une durée allant jusqu'à 20 ns. Ces caractéristiques proviennent des premières prévisions effectuées afin d'atteindre l'ignition de la capsule. Ces installations sont considérées comme les plus énergétiques.

Nous avons vu que dans un plasma induit par laser, un champ magnétique était produit spontanément. En augmentant la quantité d'énergie déposée dans le plasma, la production d'énergie magnétique sera aussi plus importante. On peut se poser la question comment va se comporter le système alors ? Dans le cadre de ma thèse, nous avons été en mesure de mener une expérience avec le LMJ pour évaluer le rôle de la reconnexion dans un contexte de FCI.

#### 4.1.2 Investiguer la reconnexion magnétique à $\beta \sim 1$

Avant les expériences laser sur la reconnexion magnétique, aucune étude ne s'était intéressée à la reconnexion à  $\beta$  élevé. La plupart des études se positionnaient dans un régime de  $\beta \sim 1$  ou  $\beta \ll 1$ . Ceci est la conséquence des observations spatiales et solaires où le paramètre- $\beta$  n'excède généralement pas l'unité. Récemment, l'étude théorique de la reconnexion à paramètre- $\beta$  élevé à émerger suite à la constatation que des couches de courant pouvait se former dans des environnements spatiaux comme l'intérieur des étoiles, dans les rémanents de supernovæ ou les plasmas intergalactiques [Yamada et al., 2010] où le paramètre- $\beta$  est élevé, i.e. où la pression magnétique est dominée par la pression du plasma (cinétique et thermique). Toutefois, les premières études numériques sur la reconnexion à paramètre- $\beta$  élevé ont commencé au début de la décennie suite aux expériences de Nilson et al. [2006], Li et al. [2007], Zhong et al. [2010] et Willingale et al. [2010]. Ces premières études numériques [Fox et al., 2011, Joglekar et al., 2014] avaient pour but de reproduire numériquement les observations faites en laboratoire et de mettre en évidence les mécanismes en place lors d'une reconnexion à  $\beta$  élevé et induite par laser.

Excepté les quelques études numériques qui se sont intéressées à la reconnexion magné-

tique induite par laser [Fox et al., 2011, Joglekar et al., 2014, Matteucci et al., 2018] et donc à la reconnexion à  $\beta$  élevé, la plupart des études numériques sont effectuées à  $\beta < 1$  et les satellites n'ont jamais été en mesure jusqu'à présent de faire des observations d'un événement de reconnexion dont le paramètre- $\beta$  excédait 1. Ainsi, il y a un vrai intérêt d'amener notre régime d'étude dans un régime plus proche des études existantes (numériques et expérimentales) en diminuant le paramètre- $\beta$  afin de nous rapprocher de travaux sur le phénomène dans un régime plus familier.

Or, nos études préliminaires ont montré qu'en augmentant l'énergie par faisceau, le paramètre- $\beta$  diminuait [Riquier, 2016]. Plus exactement, en utilisant des faisceaux laser de type LMJ comparé à ceux du LULI2000, l'énergie déposée sur la cible est accrue d'un facteur 60. Ceci aura pour conséquence d'accroître la production de flux magnétique via l'effet Biermann-batterie ainsi qu'intensifier le champ magnétique. De plus, les boucles magnétiques induites sont plus grandes : la tache focale au LULI2000 était de l'ordre de  $80 \mu\text{m}$  (aux cours des expériences décrites aux chapitres 2 et 3) et au LMJ la tache focale sur cible était de  $800 \mu\text{m}$ . De la sorte, on augmente les autres paramètres : paramètre de Lundqvist (le rapport de la longueur de la couche de courant sur la longueur caractéristique de la résistivité. Ce nombre quantifie l'influence des collisions dans la couche de courant) et le rapport d'aspect (le rapport des dimensions de la région de diffusion). En étudiant la reconnexion dans une installation type LMJ / NIF, nous sommes en mesure de passer à un paramètre- $\beta$  de l'ordre de 1 et d'augmenter d'un facteur 10 le paramètre de Lundqvist et le rapport d'aspect en comparaison des plasmas produits au LULI2000. Nous changeons ainsi le régime d'étude et nous nous rapprochons ainsi un peu plus des conditions spatiales de type magnétosphère. En agrandissant la taille des bulles, la couche de courant sera plus longue et la reconnexion sera donc éventuellement dans un régime plasmöide.

### 4.1.3 La reconnexion multiple

Dans une expérience de FCI en attaque indirecte, afin de déposer de l'énergie sur la cible de DT de façon homogène, un grand nombre de faisceaux sont utilisés (176 dans l'installation LMJ) afin d'ioniser la paroi interne du hohlraum. En raison de cette multiplicité, une boucle magnétique induite par un faisceau laser aura dans son voisinage plusieurs autres boucles magnétiques avec lesquelles elle pourra reconnecter. Est-ce que la multiplicité des points de reconnexion perturbe la dynamique de la reconnexion ?

L'analyse des données concernant l'influence du quadrupôle sur la reconnexion suggère que deux points de reconnexion suffisamment proches vont mutuellement ralentir la reconnexion que chacun pourrait expérimenter. Au chapitre 3, nous avons mis en avant le fait qu'un quadrupôle magnétique était nécessaire pour la mise en place de la reconnexion magnétique. Un quadrupôle magnétique implique une déformation des lignes du champ magnétique. La formation d'un quadrupôle magnétique force les lignes magnétiques à se lever au niveau du point X. Si l'on considère deux points de reconnexion côte à côte, la torsion des lignes magnétiques d'un point affecte le point de reconnexion mitoyen en modifiant la structure du quadrupôle magnétique qui essaie de se former. Ces déformations magnétiques sont donc susceptibles de ralentir ou retarder le phénomène de la reconnexion.

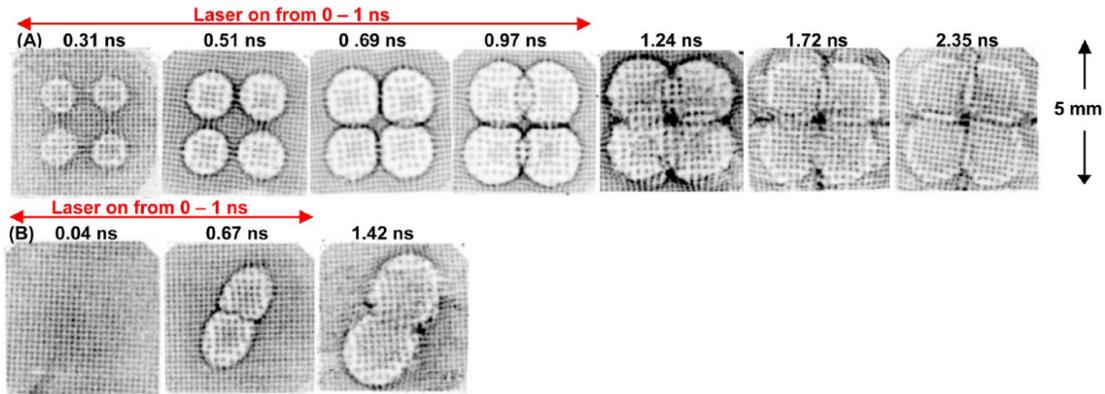


FIGURE 4.2 – Images de radiographie proton lorsque (A) quatre faisceaux ou (B) 2 faisceaux étaient incidents sur une feuille de CH (plastique). Tirée de Li et al. [2007].

À ce jour, il existe une seule étude expérimentale qui a observé le déroulement d'une interaction entre plusieurs bulles. Li et al. [2007] publie une étude expérimentale menée à l'installation OMEGA où ils se sont intéressés à l'interaction entre 2 ou 4 bulles de plasma. Afin de caractériser l'interaction entre 2 ou 4 bulles, ils quantifient la quantité de flux magnétique qui s'accumule au point de contact de deux bulles voisines après leur collision. Pour mesurer ce flux magnétique, ils ont sondé le plasma à l'aide de la radiographie proton. Les résultats qu'ils ont obtenus sont donnés dans la figure 4.2.

Chaque bulle de plasma était produite à partir d'un faisceau laser de 800 J et de 1 ns, de la sorte l'intensité sur cible était de l'ordre de  $10^{14} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-3}$ . On notera de plus que les 4 bulles étaient séparées entre elles de 1.8 mm et la séparation était de 1.4 mm lors des tirs à 2 bulles. Ces deux séquences temporelles, présentées dans la figure 4.2, permettent de visualiser l'évolution de l'interaction des bulles. La détente des bulles est visible et est suivie par la collision des bulles. En première impression, il n'est pas évident de dire si la reconnexion a lieu entre les deux bulles et si l'interaction entre les 4 bulles suit le même déroulement.

Afin de répondre à cette question, ils ont estimé le champ magnétique en mesurant le déplacement subi par chaque point de la grille dessinée sur les radiographies proton, voir Figure 4.3. Les résultats montrent que lors de l'interaction entre deux bulles le champ magnétique s'annule au point de contact. Ceci est la signature de la reconnexion magnétique. Dans le cas à 4 boucles, le champ magnétique au point de contact n'a pas commencé à s'annihiler. Ils concluent que les boucles de plasma n'interagissent pas entre elles lorsqu'elles sont quatre. Cette conclusion semble d'autant plus avérée que si l'on regarde l'image à  $t = 0.97 \text{ ns}$ , une structure en forme de bouche apparaît au point de contact. Ceci est la signature d'une forte accumulation de flux magnétique au point de contact, ce qui signifie que la reconnexion a très faiblement contribué à reconfigurer la topologie magnétique d'un système composé de plusieurs points de reconnexion potentiels. Li et al. ne donne pas d'explication sur cette différence de dynamique entre le système à 2 ou 4 boucles.

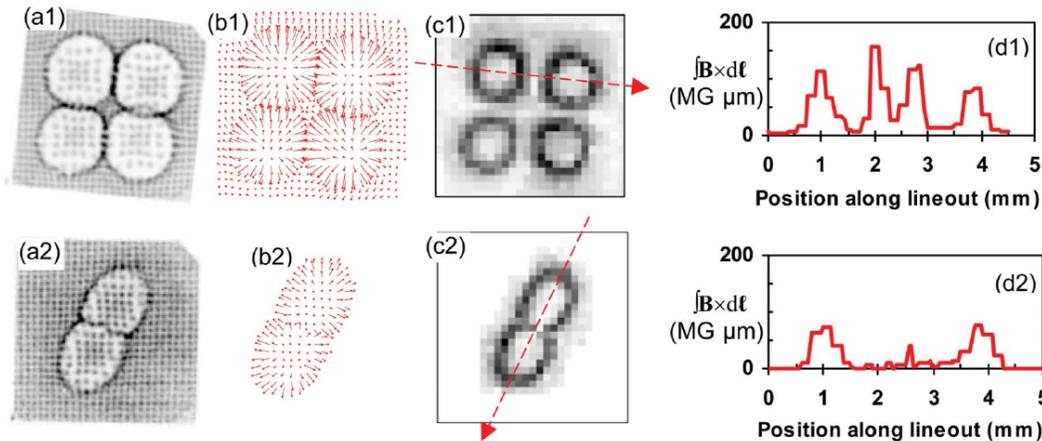


FIGURE 4.3 – Champ magnétique,  $\int \mathbf{B} \times d\mathbf{l}$ , déduit des images de protons radiographie (a1) et (a2) sondant le plasma magnétisé à  $t = 0.67$  ns et  $t = 0.69$  ns, respectivement. Les figures (b1) et (b2) correspondent aux vecteurs de déplacement associés à chaque point de la grille. À partir de ces vecteurs de déplacement on peut en déduire le  $\int \mathbf{B} \times d\mathbf{l}$ , qui est représenté sur les figures (c1) et (c2). Les courbes tracées sur les figures (d1) et (d2) sont les coupes passant par le point de reconnexion des figures (c1) et (c2). Tirée de Li et al. [2007].

Toutefois, cette observation semble confirmer l'hypothèse émise sur une inhibition de la reconnexion quand plusieurs points de reconnexion mitoyens essaient de se former. Nous avons essayé de répondre à cette problématique au cours de l'expérience présentée dans ce chapitre.

#### 4.1.4 Plan du chapitre

Dans ce chapitre, nous allons présenter l'étude expérimentale que nous avons menée au LMJ en avril 2019 dont les objectifs étaient :

- Comprendre la structure spatiale des champs magnétiques autogénérés lors de l'interaction d'un faisceau laser avec une cible solide dans les conditions de FCI.
- Étudier la reconnexion magnétique entre deux distributions de champs magnétiques voisines dans les conditions de FCI.
- Investiguer la "reconnexion multiple", c'est-à-dire entre plusieurs distributions de champs magnétiques voisines (trois dans cette expérience).

Dans un premier temps, nous introduirons le montage expérimental ainsi que les diagnostics utilisés. Par la suite, nous ferons une première étude sur la détente dans le vide d'une seule bulle de plasma sur une feuille d'or et une feuille de titane, que nous comparerons à une simulation hydro-radiative (FCI2) et nous essaierons de déchiffrer les structures observées par la radiographie proton. Ensuite, nous analyserons la dynamique de la reconnexion magnétique dont les données révèlent un système qui reconnecte plus rapidement que dans les conditions

LULI2000 (chapitres 2 et 3). Puis nous ajouterons une troisième boucle magnétique au système pour mettre en évidence l'inhibition de la reconnexion générale du système. Les résultats expérimentaux sur la reconnexion multiple seront accompagnés de simulations numériques qui seront introduites et détaillées dans la dernière partie afin de mieux comprendre les processus physiques en jeu.

## 4.2 Expérience au Laser Méga-Joule (LMJ)

Tout ce chapitre s'articule autour de l'expérience que l'on a menée afin d'étudier la reconnexion magnétique dans des conditions de FCI. Avant d'entrer dans les détails des résultats obtenus, nous allons présenter l'installation LMJ, ainsi que l'expérience et les diagnostics mis en place.

### 4.2.1 Installation : LMJ

L'installation Laser Mega Joule (LMJ) est une installation laser dont l'objectif est d'étudier la fusion par confinement inertiel dans un schéma d'attaque indirecte. Afin d'être en mesure d'étudier cela, cette installation laser pourra fournir dans son régime nominal tel qu'anticipé des impulsions lasers dont l'énergie cumulée atteindra 1.5 MJ à la longueur d'onde de  $0.351 \mu\text{m}$ . Avec ces caractéristiques nominales, il sera possible de sonder la matière dans des conditions extrêmes, c'est-à-dire à des températures allant de 100 eV à 100 keV et des pressions atteignant 100 Gbar [CEA/DAM, 2016].

En plus des 176 faisceaux laser de longue durée (25 ns au maximum) qui constitueront le LMJ, un faisceau laser à impulsion courte (500 fs à 10 ps) et de haute énergie (quelques kiloJoules) et donc ultrahaute intensité a été ajouté à l'installation afin d'agrandir la variété des expériences pouvant être effectuée au sein de l'installation LMJ et de sonder in situ la matière dans des états à hautes densités d'énergie. Ce faisceau laser est nommé PETAL<sup>2</sup>. Ce faisceau peut être mis à disposition en tant que faisceau sonde, puisque la durée de l'impulsion est brève comparée au temps caractéristique d'hydrodynamique du plasma (détente du panache de plasma, par exemple). L'impulsion laser sonde donc la matière qui est dans un état figé. Par ailleurs, les faisceaux brefs, tels que PETAL, sont des candidats idéals pour produire des sources secondaires de particules énergétiques (protons et électrons) et même des sources de rayonnement énergétique.

L'installation LMJ/PETAL a été ouverte à la recherche académique, ce qui nous a permis de mener une étude expérimentale de la reconnexion magnétique dans les conditions de la FCI. À la date où la proposition d'expérience sur LMJ/PETAL a été rédigée (c'est-à-dire avant le début de ce travail doctoral), des simulations réalisées au moyen de FCI2 ont été lancées afin d'appréhender les conditions du plasma produit par l'irradiation des faisceaux LMJ sur cible. Les premiers résultats obtenus mettaient en évidence que le paramètre- $\beta$  était de l'ordre de l'unité contrairement aux expériences effectuées à LULI2000, voir chapitres 2 et

---

2. Cette installation peut être désignée par l'appellation LMJ/PETAL, pour préciser que le faisceau PETAL est utilisé.

3, où le paramètre  $\beta$  était élevé, c'est-à-dire entre 10-20. Réduire le paramètre- $\beta$  nous permet de rendre notre expérience en laboratoire plus proche des conditions des plasmas spatiaux. Par exemple, le paramètre- $\beta$  dans la magnétopause côté jour Phan et al. [2013] est de l'ordre de l'unité.

## 4.2.2 Montage expérimental

### 4.2.2.1 Disposition laser et cible

Afin d'optimiser les capacités de l'installation LMJ et chacun des tirs alloués pour la campagne (6 tirs ont été programmés et réalisés), 4 à 6 quadruplets<sup>3</sup> laser ont été utilisés par tir. Les quadruplets fonctionnent par paire, un haut et un bas, d'où la notation "B" ou "H" après le numéro (C28H, par exemple). De plus, nous pouvons préciser qu'un quadruplet laser est lui-même composé de 4 sous-faisceaux laser, d'où le terme : « quadruplet ». Nous ne pouvons pas mettre à contribution plus de quadruplets laser, car à ce jour l'installation n'est pas terminée, ce qui veut dire que seulement 10 quadruplets laser étaient exploitables. Or 4 d'entre eux ne pouvaient pas être mis à disposition au vu de la géométrie de l'expérience.

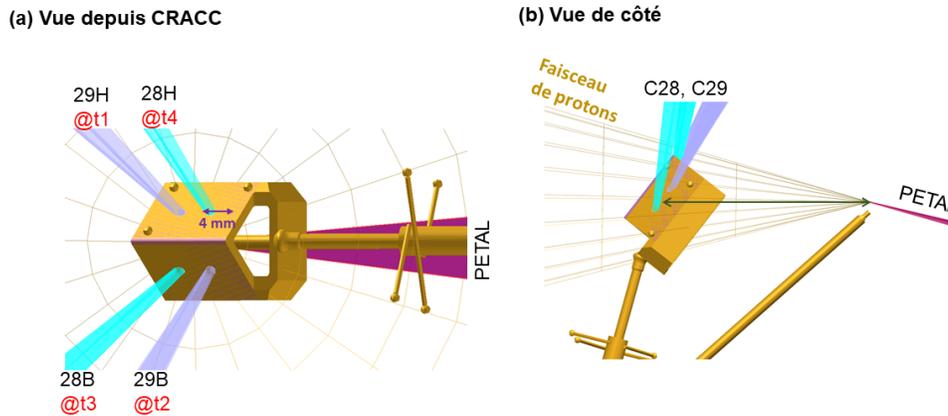


FIGURE 4.4 – Disposition sur la cible d'interaction des quadruplets laser utilisés lors des tirs n° 1 et n° 2. (a) vue depuis CRACC (c'est-à-dire l'ensemble des films recueillant le faisceau de protons), la cible PETAL est de l'autre côté de la cible d'interaction. 29H, 29B, 28H et 28B sont les quadruplets utilisés. (b) vue de côté, le cone maillé orange représente le faisceau de proton.

Les figures 4.4 sont des vues représentant la disposition pour un tir, où les faisceaux laser et la cible ainsi que le faisceau de protons sont matérialisés. Pour ce tir en question, 4 faisceaux laser sont utilisés et vont par paire. Afin d'optimiser les tirs, nous les avons *multiplexés*, c'est-à-dire qu'un tir avec 4 quadruplets nous permet d'avoir 2 paires de bulles découplées et donc 2 sites de reconnexion distincts. Dans cet exemple, 29H et 28H interagissent entre eux, mais

3. Les 6 quadruplets correspondent aux quadruplets : C28B, C28H, C29B, C29H, C10H et C10B.

n'interagissent pas avec la deuxième paire 28B et 29B. De plus, chacun des faisceaux entre dans l'enceinte expérimentale par une entrée qui lui est allouée et qui ne peut pas être modifiée. Les 4 faisceaux ne peuvent donc pas arriver sur une cible plane avec une incidence normale. Or, il est primordial que l'angle d'incidence soit proche de la normale pour ne pas diminuer l'intensité laser sur cible et ne pas perturber le mécanisme de production du flux magnétique. Pour ces deux raisons (multiplexer les tirs et minimiser les angles d'incidence), la cible d'interaction a été choisie en forme de "toit". Une structure de cible en forme de toit a été le meilleur compromis entre minimiser l'angle d'incidence des faisceaux sur cible et minimiser l'angle entre la normale aux cibles et l'axe de propagation des protons. Or, on souhaite minimiser aussi ce dernier angle (entre la cible et l'axe des protons), car en augmentant cet angle on force les protons à traverser une épaisseur de matériau plus importante, ce qui réduit la résolution de la radiographie proton du fait de la diffusion multiple à laquelle les protons sont soumis lors de leur passage à travers la cible. Sur la figure 4.5, les différents angles de l'un des pans de la cible (azimutal et élévation) sont représentés par rapport à l'axe de propagation des protons.

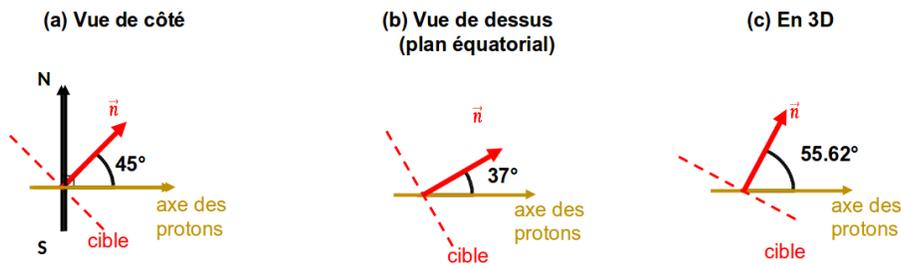


FIGURE 4.5 – Disposition d'un pan de la cible (droite en pointillé rouge dont la normale est la flèche rouge) par rapport à l'axe de propagation du faisceau de protons selon trois angles de vue : (a) vue de côté, (b) vue du dessus et (c) en 3D (i.e.  $\vec{n}$  et l'axe des protons sont dans le plan de la feuille). *Note : les pans sont symétriques par rapport au plan équatorial.*

#### 4.2.2.2 Énergie par quad

Chaque quadruplet laser peut être amplifié jusqu'à 30 kJ à  $3\omega$  ( $0.35\ \mu\text{m}$ ) pour des tirs sur la thématique de l'ignition. En raison de l'endommagement probable des optiques à une telle fluence, l'énergie injectée dans chaque faisceau laser est limitée à 15 kJ, en pratique.

Dans le cadre de nos recherches, l'objectif étant de profiter de l'énergie laser fournie par l'installation afin de produire la plus grande quantité de flux magnétique, nous avons utilisé l'énergie maximum dans la limite de l'endommagement des composants optiques, c'est-à-dire environ 12.5 kJ. Cependant, l'énergie maximum n'a pas été demandée pour tous les quadruplets laser. Comme expliqué précédemment, chaque quad arrive avec un angle d'incidence légèrement différent sur la cible d'interaction. La distribution de l'intensité laser sur cible par conséquent diffère entre les taches focales. Les graphes présentés en figure 4.6 donnent les distributions d'intensité sur cible calculées par le logiciel VisRad pour une puissance incidente de 2.4 TW.

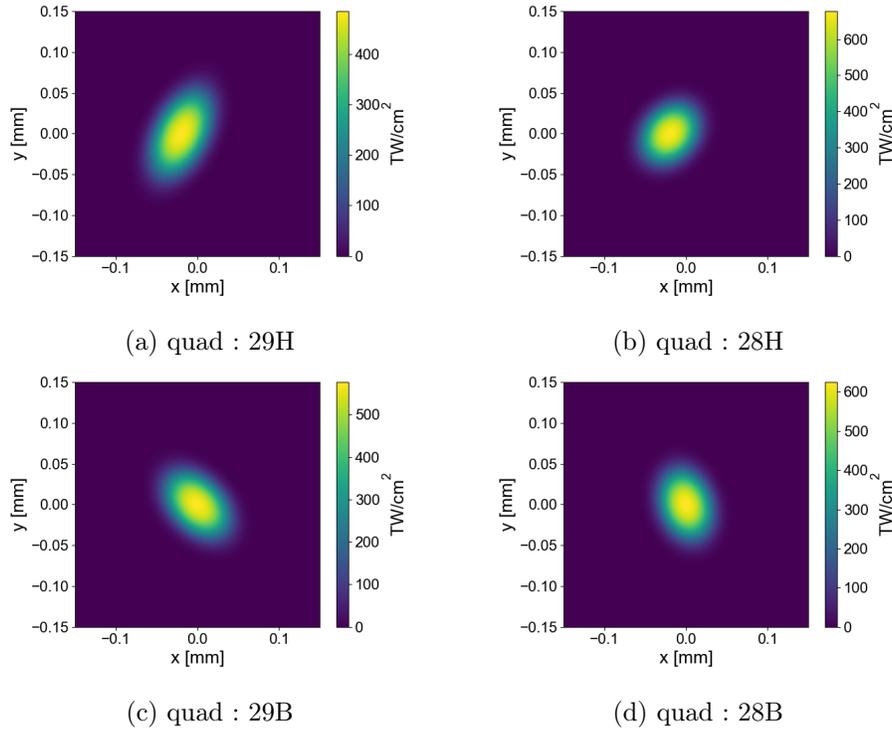


FIGURE 4.6 – Distribution de l'intensité sur la cible pour les quadruplets laser, dont la puissance par quad est de 2.4 TW.

Afin que les plasmas produits soient dans les mêmes conditions dans le but de conserver la symétrie lors de l'interaction entre les deux bulles, les chaînes laser ont été programmées sur tir pour que les intensités laser sur cible soient identiques. La demande d'énergie par quad a donc été modulée en fonction de ces intensités. La demande d'énergie pour chaque quadruplet laser est résumée dans le tableau ci-dessous :

Quad	28H	28B	29H	29B	10H	10B
Énergie demandée	4.4 kJ	9.5 kJ	12.0 kJ	10.3 kJ	12.0 kJ	11.5 kJ

TABLE 4.1 – Table des énergies demandées pour les quadruplets laser.

## 4.2.3 Diagnostics

### 4.2.3.1 Radiographie proton – PETAL / CRACC

La radiographie proton était le diagnostic principal, puisqu'il nous permettait de visualiser la topologie des gradients du champ magnétique à un instant donné. Pour un tel diagnostic, le faisceau laser PETAL a été employé pour produire un faisceau laminaire de protons énergétiques. L'élément "CRACC" est le détecteur de flux de protons. La configuration de sondage

est illustrée sur la figure 4.7.

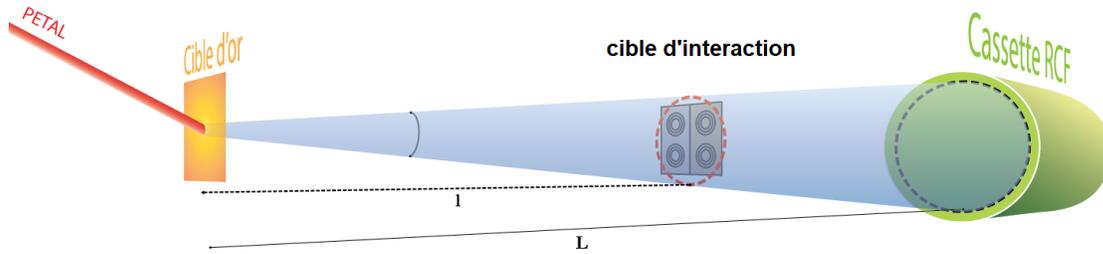


FIGURE 4.7 – Montage expérimental : la cible d’interaction (cible des quadruplets laser LMJ) est éloignée de 29.9 mm de la cible PETAL. CRACC (boîte contenant la cassette de RCFs) est éloignée quant à elle de 11 cm de la cible d’interaction. Le cône bleu est une représentation du faisceau de protons.

**Paramètres laser : PETAL** Comme évoqué précédemment, PETAL est une impulsion laser brève, ce qui permet d’atteindre des hautes intensités. Nominale, PETAL est prévu pour atteindre les paramètres suivants :

- une énergie maximum de 3 kJ à  $1\omega$
- une durée de l’impulsion laser comprise entre 0.5 et 10 ps
- une intensité pouvant atteindre une valeur de  $10^{20} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$

Cependant, l’énergie en sortie d’amplification a été restreinte, en raison de la présence d’un faible endommagement sur certains éléments optiques. Pour ne pas aggraver l’état des optiques, la fluence de l’impulsion a été diminuée. Par conséquent, l’énergie a été réduite à 400 J pour une durée d’impulsion de 700 fs, et de cette manière l’intensité sur cible était comprise entre  $1 \times 10^{18} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$  et  $1 \times 10^{19} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$  (dépendamment de la qualité de la focalisation sur cible qui est délicate à régler, PETAL étant également un quad, donc composé de 4 sous faisceaux laser).

Concernant le choix du matériau et de l’épaisseur de la cible pour la source de protons, i.e. la cible irradiée par le faisceau PETAL, ces paramètres ont été choisis à la suite d’une campagne de qualification du faisceau PETAL, et qui fût l’occasion de caractériser la source de protons produite par PETAL. Au vu des résultats de cette campagne de qualification (homogénéité du flux de protons, énergie de coupure du faisceau de protons), une feuille d’or de  $25 \mu\text{m}$  d’épaisseur a été retenue comme cible pour la source de protons.

**CRACC** CRACC est le nom donné au diagnostic qui tient la cassette composée des films radiochromiques (RCF). Elle est illustrée par le cylindre vert en figure 4.7. La cassette est composée de deux types de RCFs, HDv2 et EBT3, dont la première est moins sensible que

la dernière. Un filtre d'aluminium de  $100\ \mu\text{m}$  d'épaisseur est apposé sur la face avant de la cassette afin de protéger les RCFs du rayonnement des plasmas et des débris éjectés. De plus, des filtres de plastiques ont été insérés afin d'espacer avec des pas réguliers l'échantillonnage du spectre de protons, car une corrélation directe existe entre la déposition d'énergie au travers de la cassette de RCFs et le spectre en énergie du faisceau de protons. Lorsqu'un proton traverse la cassette, il dépose la majorité de son énergie localement (c'est le pic de Bragg), c'est-à-dire qu'en pratique il dépose la majorité de son énergie dans un film en particulier. Ainsi, un film donné est sensible à une gamme d'énergie de proton. La figure 4.8 représente la gamme d'énergie des protons vue par chaque film dans la cassette. Chaque courbe est associée à un RCF. La première courbe, sur la gauche de la figure 4.8, correspond à la sensibilité du premier film de la cassette.

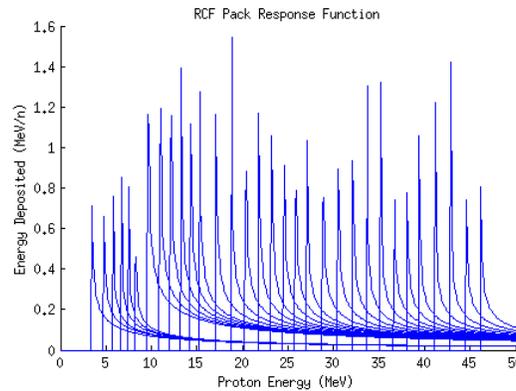


FIGURE 4.8 – Sensibilité de chacun des films radiochromiques constituant la cassette CRACC en fonction de l'énergie des protons incidents. Chaque courbe est associée à un film. Le premier film est le film dont le pic de sensibilité (associé au pic de Bragg) est à plus basse énergie et le dernier film de la cassette a le pic de sensibilité à la plus haute énergie.

Similairement aux expériences présentées en sections 2.2 et 3.2, la résolution de la radiographie proton augmente avec l'énergie des protons produits par le faisceau laser sub-picoseconde. Comme les protons traversent la feuille de la cible d'interaction avant de sonder le champ magnétique, ces protons sont soumis à des déflexions multiples dues aux cortèges électroniques des atomes composant la matière. Ces multiples interactions stochastiques ont pour conséquence de réduire la laminarité du faisceau de protons et de flouter l'image sur le détecteur. Or les protons sont moins défléchis à des énergies plus élevées, ce qui réduit l'effet de flou et donc améliore la résolution de l'image. D'où notre volonté d'utiliser des images de proton-radiographie provenant des protons les plus énergétiques, c'est-à-dire les RCFs les plus profonds dans la cassette CRACC.

#### 4.2.3.2 DP1 : imageur à rayonnement X, haute résolution

Un imageur à rayonnement X de haute résolution a été mis à notre disposition lors de l'expérience CEA/DAM [2016]. Cet imageur à rayon X (large bande dont la gamme spectrale est comprise entre 0.5 keV et 10 keV) peut prendre 12 images à différents temps. Cependant,

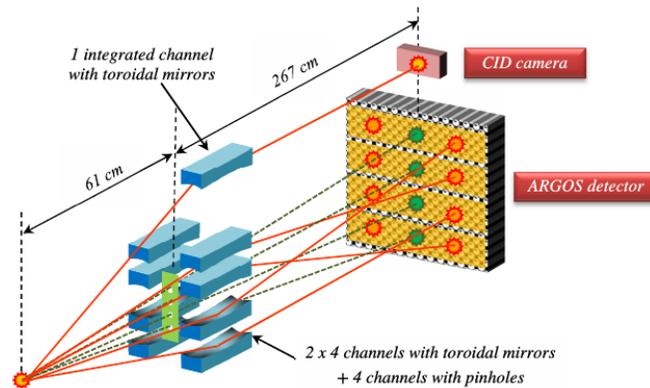


FIGURE 4.9 – Illustration du fonctionnement de DP1. Tiré de la documentation du LMJ/PETAL [CEA/DAM, 2016].

seuls 4 temps peuvent être définis pour enclencher l'imageur, sur chacune de ces 4 pistes 3 systèmes d'imagerie<sup>4</sup> sont utilisés afin d'imager le plasma sur la caméra "gated MCP", voir figure 4.9. Les deux systèmes d'imagerie aux extrémités sont composés de miroirs toroïdaux et ont un grandissement de  $G = 6.7 \mu\text{m}/\text{px}$ . Quant au centre, un système de sténopé est utilisé dont le grandissement est de  $G = 7.4 \mu\text{m}/\text{px}$ .

L'extraction des données par le détecteur ne se fait pas en même temps sur une piste donnée. Typiquement entre la piste de gauche et la piste de droite, il y a un écart de 200 ps. Cet écart ne peut pas être modifié, puisque cet écart temporel entre la voie de gauche et la voie de droite provient du temps de propagation du courant permettant de récupérer les données. C'est en raison de ce décalage en temps au sein d'une même piste que la caméra peut acquérir 12 images décalées en temps. Dans notre cas, cet écart de 200 ps n'est pas suffisant pour voir une variation significative de la détente du plasma dans le vide. La figure 4.10 est un exemple d'image enregistrée par DP1 composée de 4 pistes (ligne) et des 3 systèmes d'imagerie (colonne). À l'aide de ce dispositif, nous sommes en mesure de contrôler la détente de la bulle de plasma en plus du tore magnétique (ce dernier est obtenu à l'aide de la radiographie proton) et ainsi que la disposition des bulles : l'écart entre les bulles de plasma, par exemple.

#### 4.2.3.3 DP4 (DMX) : spectromètre à rayonnement-X à large bande

Comme son nom l'indique, DMX mesure le spectre émis par le plasma dans la gamme des rayons X mous (gamme spectrale comprise entre 0.03 keV et 20 keV). Ce diagnostic est lui-même composé de 4 autres diagnostics :

- spectromètre à rayonnement X à large bande résolu en temps, utilisant 20 pistes, où chaque piste possède des filtres et photodiodes à rayonnement-X. Ainsi chaque piste mesure l'émission sur une bande spectrale bien définie.

4. Chacune de ces voies correspond à la même gamme d'énergie des photons

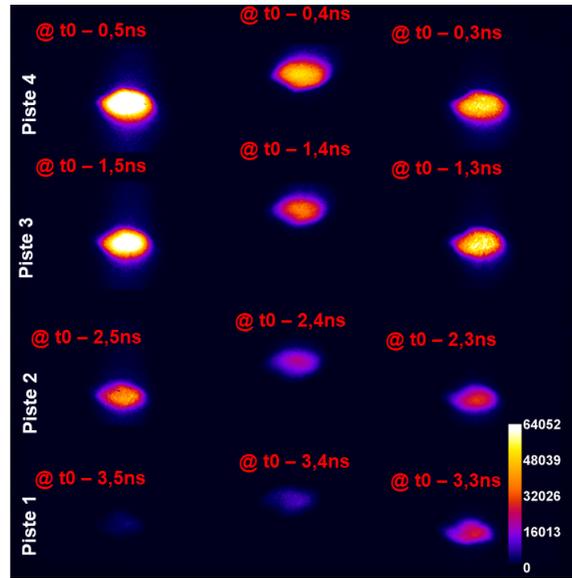


FIGURE 4.10 – Exemple d’une image enregistrée par DP1 (ici, elle correspond au tir n° 1). Les notations en rouge permettent d’identifier les synchronisations entre les différentes pistes. Sur chacune des pistes, il y a un écart de 200 ps entre la voie de gauche et la voie de droite. Tirée de la documentation du LMJ/PETAL CEA/DAM [2016].

- spectromètre à rayonnement X à large bande utilisant des réseaux et une caméra à balayage de fente.
- Un calorimètre à rayonnement X résolu en temps et intégré spatialement
- Un système d’imagerie à rayonnement X, utilisant un sténopé et une broche de photodiodes.

Le système d’imagerie sert à vérifier le pointé des spectromètres à rayonnement X sur tir et donc de s’assurer de la provenance du rayonnement X intégré spatialement et recueilli par les spectromètres.

Ce diagnostic nous a permis d’enregistrer l’émission dans le rayonnement X du plasma qui directement corrélé à la nature du plasma. Ainsi une altération des conditions plasma, tel que la température et ou la densité, entraîne une modification dans l’émission propre du plasma. C’est cela que nous contrôlant au travers de ce diagnostic.

### 4.3 Caractérisation du plasma formé

Lors de la première partie de l’expérience (les deux premiers tirs sur une totalité de 6 tirs), nous nous sommes intéressés à la dynamique d’une bulle de plasma générée par l’impulsion laser nanoseconde et au champ magnétique autogénéré lié associé au plasma ablaté. Nous avons essayé de déterminer la quantité de flux magnétique au cours de l’interaction laser-solide, la

détente du plasma ainsi que l'expansion du champ magnétique. Le spectre mesuré par DMX et la température déduite ne seront pas présentés ici. Puisqu'ils sont à ce jour en cours d'analyse.

Les mesures expérimentales ont été comparées à une simulation de FCI2 qui reproduit numériquement l'expérience dans les mêmes conditions (laser et initiales). De cette comparaison, les conditions du plasma induit par laser ont été appréhendées. Ce premier travail d'analyse présenté dans cette sous-section nous a permis de définir les conditions initiales pour le reste de l'expérience traitant de la reconnexion magnétique.

### 4.3.1 Cible d'Or

Un tir sur une cible d'or de  $5\ \mu\text{m}$  a permis de caractériser le champ magnétique associé. Étant donné que l'or est le matériau composant le hohlraum dans les expériences de FCI, étudier l'influence du champ magnétique autogénéré et son implication dans la dynamique du panache de plasma semble indispensable pour déchiffrer les phénomènes mis en jeu en FCI.

#### 4.3.1.1 Dimensionnement de la cible d'interaction

Comme précisé dans la section 4.2.3.1, l'épaisseur et la nature de la cible d'interaction affectent la résolution de la radiographie proton. L'une des méthodes pour réduire cette baisse de résolution est de profiter des protons les plus énergétiques, ce que l'on fait. L'autre méthode consiste à réduire la distance traversée par les protons dans la matière, c'est-à-dire l'épaisseur de la feuille d'or (cible d'interaction). Bien évidemment, l'ablation de la matière limite le choix de l'épaisseur de la feuille d'or. Si la cible est trop fine, l'impulsion laser creusera la cible sur toute la profondeur jusqu'à atteindre l'autre côté. Le chauffage et l'apport de matière ablatée ne pourront plus s'effectuer aussi efficacement, engendrant ainsi une réduction de la production de champ magnétique ainsi qu'un refroidissement du plasma qui ne pourra plus contraindre le champ magnétique.

La figure 4.11 donne l'évolution temporelle du champ magnétique induit par laser pour 3 épaisseurs de la cible d'interaction,  $2.5\ \mu\text{m}$ ,  $5\ \mu\text{m}$  et  $10\ \mu\text{m}$ . Pour les cibles les plus épaisses ( $5\ \mu\text{m}$  et  $10\ \mu\text{m}$ ), aucune variation significative ne ressort des simulations. Augmenter l'épaisseur améliore légèrement l'intensité du champ magnétique. Cependant en réduisant l'épaisseur, les simulations prédisent que le laser aura suffisamment d'énergie pour traverser une cible d'or de  $2.5\ \mu\text{m}$  d'épaisseur (1ère ligne de figure 4.11). Or cette situation doit être évitée absolument, puisque le dépôt d'énergie ne pourra plus se faire aussi efficacement. En conséquence, une cible d'or de  $5\ \mu\text{m}$  d'épaisseur a été choisie. Cependant, dans le cas où la cible est percée, sur les images de radiographie proton des structures spécifiques et anormales apparaissent au centre du tore magnétique. De cette manière la radiographie proton est aussi un diagnostic de contrôle.

#### 4.3.1.2 Mise en place de l'expérience

Dans cette première partie expérimentale, 4 quadruplets laser ont été activés par tir. En décalant temporellement les 4 quadruplets laser les uns par rapport aux autres, le faisceau de

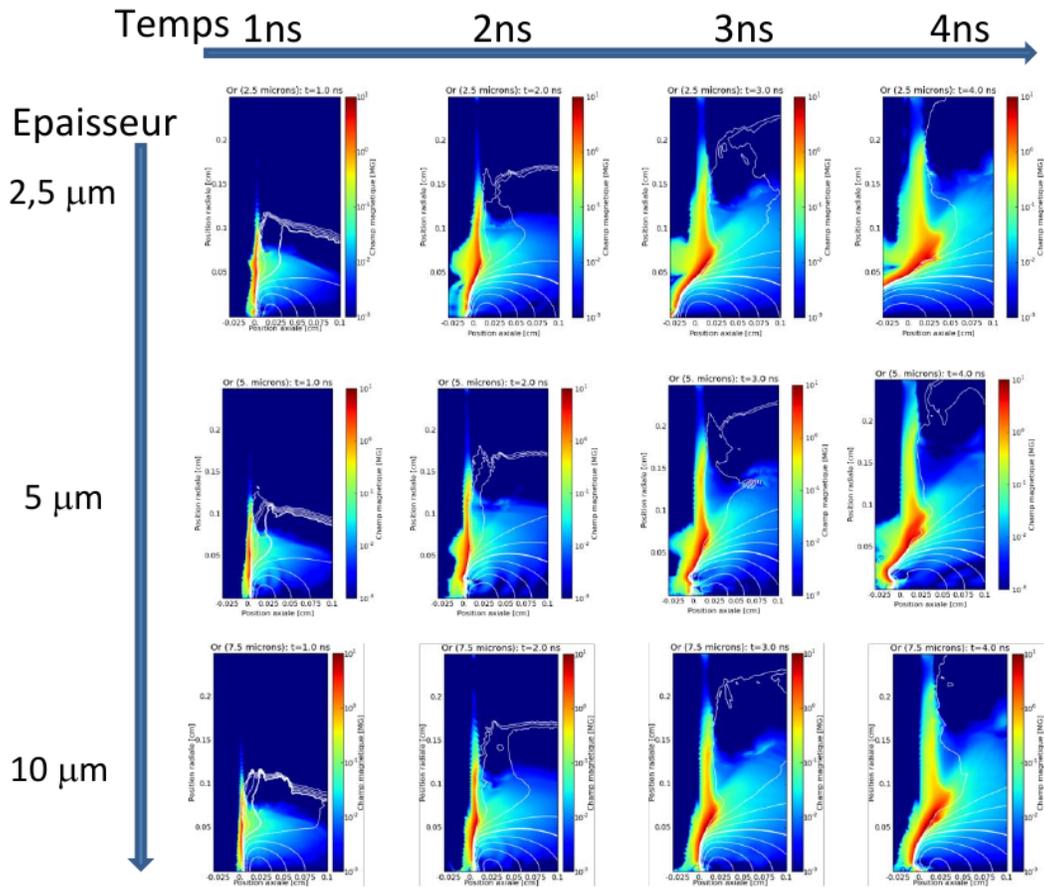


FIGURE 4.11 – Preuve de l’impact de l’épaisseur de la cible sur la formation du plasma ablaté et du champ magnétique associé. Trois simulations FCI2 avec 3 épaisseurs ( $2.5\ \mu\text{m}$ ,  $5\ \mu\text{m}$  et  $10\ \mu\text{m}$ ) de cible ont été lancées dont les résultats sont affichés. Les paramètres laser sont les mêmes : l’énergie laser est  $E = 12\ \text{kJ}$ , une durée d’impulsion  $t = 5\ \text{ns}$  et le diamètre de la tache focale  $d = 860\ \mu\text{m}$  (diamètre à 3% du pic d’intensité). Pour chacun des graphes, l’abscisse correspond à la position radiale, exprimée en cm, et l’ordonnée à la position longitudinale. Quant au code couleur, il renseigne sur l’amplitude du champ magnétique, allant de  $10^{-3}\ \text{MG}$  (bleu) jusqu’à  $10\ \text{MG}$  (rouge). Les courbes blanches correspondent aux isocontours de la densité électronique.

protons sonde les 4 plasmas magnétisés à 4 instants différents après l’ionisation par le quad laser : ceci revient à avoir 4 images de radiographie proton en une seule image. Les différentes chaînes laser employées ont été programmées de telle manière à sonder le champ magnétique aux temps  $t = 1.4\ \text{ns}$ ,  $2.1\ \text{ns}$ ,  $3.2\ \text{ns}$  et  $4.4\ \text{ns}$ . La disposition et les temps de sondage sont résumés sur la figure 4.12, où apparaît très clairement la trace des quatre champs magnétiques induits par laser.

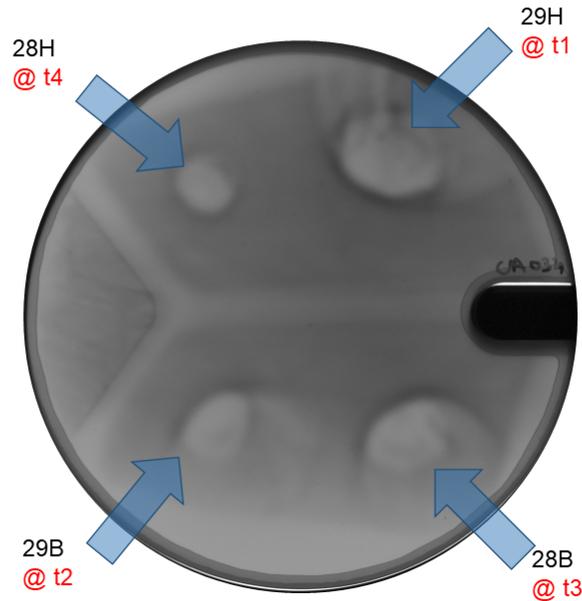


FIGURE 4.12 – Film EBT correspondant à une énergie de protons sondes de  $\sim 31$  MeV. Les flèches désignent quel quad a induit quel plasma et l’annotation en rouge indique le temps d’arrivée de l’impulsion laser sur cible, temps qui est résumé dans le tableau 4.2.

	t4	t3	t2	t1
arrivée sur cible par rapport à $t_0$	-3.98 ns	-2.78 ns	-1.68 ns	-0.98 ns
temps de sondage des protons relatif	4.4 ns	3.2 ns	2.1 ns	1.4 ns

TABLE 4.2 – Tableau de synchronisation des faisceaux laser lors du tir. La première ligne correspond au temps d’arrivée des faisceaux laser sur la cible en fonction du temps de référence de l’installation,  $t_0$ . Ce temps,  $t_0$ , correspond aussi au temps d’ionisation de la cible proton par PETAL. En prenant en compte le temps de vol des protons de la source au plasma magnétisé, on estime le temps auquel chacune des bulles de plasma a été sondée relativement au début de l’interaction laser-solide. Ces temps de sondage sont données sur la deuxième ligne.

**Note :** *Les barres claires de l’image de radiographie proton de la figure 4.12 sectionnant en plusieurs parties le flux de protons sont des traces laissées par la structure des portes-cibles en forme de toit. Les protons traversant cette structure vont être fortement défléchis et ralentis aboutissant à l’apparition de ces marques. Celles-ci n’affectent aucunement le signal d’intérêt que nous traiterons dans ce qui suit.*

### 4.3.2 Prédiction numérique de FCI2

Une étude préliminaire numérique a été menée à l’aide de FCI2 afin d’évaluer les paramètres laser pour s’assurer que la reconnexion magnétique serait dans un régime bien distinct de

celui atteint au LULI2000. De plus, ces simulations ont permis de dimensionner l'expérience, voir section 4.3.1.1 et par la suite, elles ont été comparées aux résultats expérimentaux pour vérifier que le régime plasma obtenu était celui prédit. Ces résultats numériques nous ont permis d'accéder à des paramètres plasma qui n'ont pas pu être mesurés expérimentalement.

Les résultats affichés en figures 4.13, 4.14 et 4.15, proviennent d'une simulation initialisée avec les paramètres laser de l'expérience, afin de reproduire numériquement la génération d'une des deux bulles de plasma par l'un des faisceaux laser nanoseconde. Les figures 4.13 et 4.15 présentent les résultats de la simulation pendant l'interaction laser-plasma. Sur la figure 4.13, les panneaux du haut montrent l'amplitude de la composante azimutale du champ magnétique, quant aux panneaux du bas, ils représentent la densité électronique du plasma. Comme attendu, un champ magnétique toroïdal croît au cours du temps atteignant une amplitude pour le champ magnétique de l'ordre de 900 T. Le champ magnétique est contraint le long de la surface du solide, il ne se détend que très peu dans la direction longitudinale au laser, contrairement au panache du plasma ablaté.

À l'aide des jeux de données calculés par FCI2 et présentés au travers des figures 4.14 et 4.13, nous avons pu estimer le paramètre- $\beta$  asymptotique et local, qui ont été introduits dans les chapitres 2 et 3. Au vu des quantités (pression thermique et champ magnétique) calculées par FCI2, le paramètre- $\beta$  asymptotique est initialement (à 1 ns) à 20 et diminue progressivement jusqu'à 5 (à 5 ns). On notera cependant que le paramètre- $\beta$  local en bordure du plasma ablaté est compris entre 0.1 et 1. Néanmoins, ce paramètre local est à prendre avec précaution, puisqu'il ne restitue pas le comportement général du plasma. La distribution spatiale du paramètre- $\beta$  a été tracée sur la figure 4.15.

Ces résultats numériques montrent que le paramètre- $\beta$  n'a pas été modifié significativement en passant de l'installation LULI2000 à LMJ,  $5 \leq \beta \leq 20$ . Néanmoins, les caractéristiques du champ magnétique (amplitude et épaisseur de la boucle) ont été grandement améliorées. Le champ magnétique atteint 900 T au LMJ, contre 500 T au LULI200. De plus, la quantité de flux magnétique produit est plus importante avec un taux de production de  $6.0 \text{ T}\cdot\text{mm}^2\cdot\text{ns}^{-1}$ , contre un taux de production de  $2.6 \text{ T}\cdot\text{mm}^2\cdot\text{ns}^{-1}$  au LULI2000. L'évaluation de la production du flux magnétique est illustrée en Figure 4.16. De plus, les longueurs caractéristiques sont bien plus importantes au LMJ (entre 1 mm et 1.5 mm) et de seulement 0.5 mm au LULI2000.

#### 4.3.2.1 Radiographie proton

Comme attendu, on observe la même structure que pour les expériences du LULI2000 introduits aux chapitres 2 et 3, un défaut de proton au centre entouré par une surdensité du flux de proton signifiant que les protons ont été expulsés en bordure de la boucle magnétique.

Néanmoins, la forme de ces dernières est plus elliptique que celles jusqu'à présent observées dans les chapitres précédents. Cette forme s'explique par la forme des taches focales sur cibles, dont la distribution est donnée en figure 4.17. Le lecteur notera aussi que la forme de chacune des taches focales est légèrement différente, causée par l'angle d'incidence des faisceaux laser. C'est pour cela que l'énergie demandée pour chaque faisceau laser a été modulée afin d'avoir une intensité laser similaire sur cible.

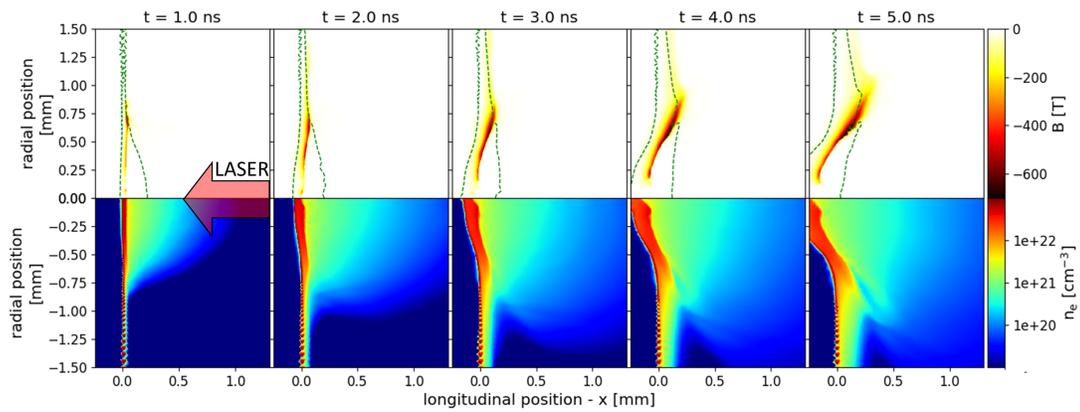


FIGURE 4.13 – Les coupes 2D du haut montrent l’amplitude de la composante azimutale du champ magnétique à plusieurs instants correspondant aux instants auxquels le champ magnétique a été sondé avec le diagnostic de radiographie proton lors de l’expérience. L’abscisse est l’axe longitudinal, orthogonal à la cible et l’ordonnée est l’axe radial. La ligne verte en pointillé représente l’isocontour où la densité électronique est égale à la densité critique, i.e  $n_e = 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ . Les panneaux du bas montrent la densité électronique sur le même plan spatial.

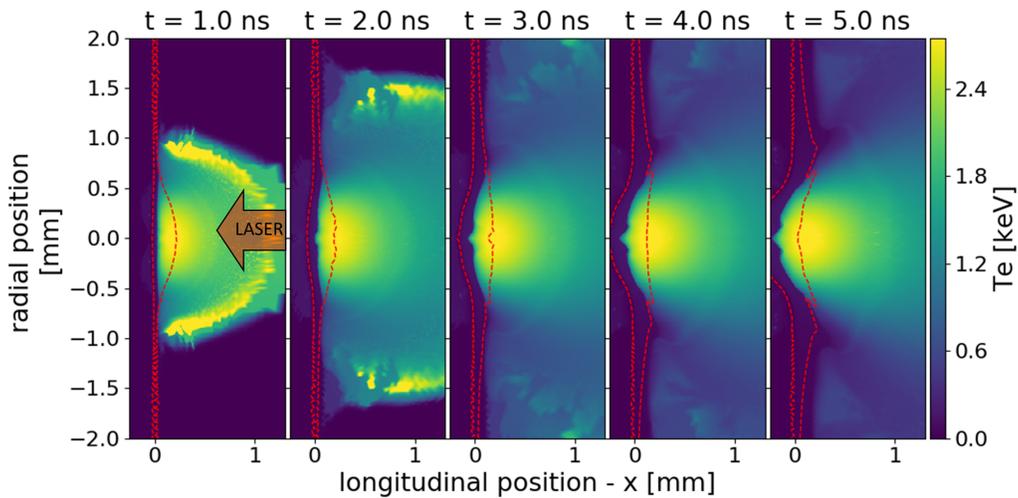


FIGURE 4.14 – les figures montrent la distribution spatiale de la température du plasma  $T$  au même temps que ceux de la figure 4.13 et sur le même plan. La ligne rouge en pointillé représente l’isocontour où la densité électronique est égale à la densité critique, i.e  $n_e = 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ .

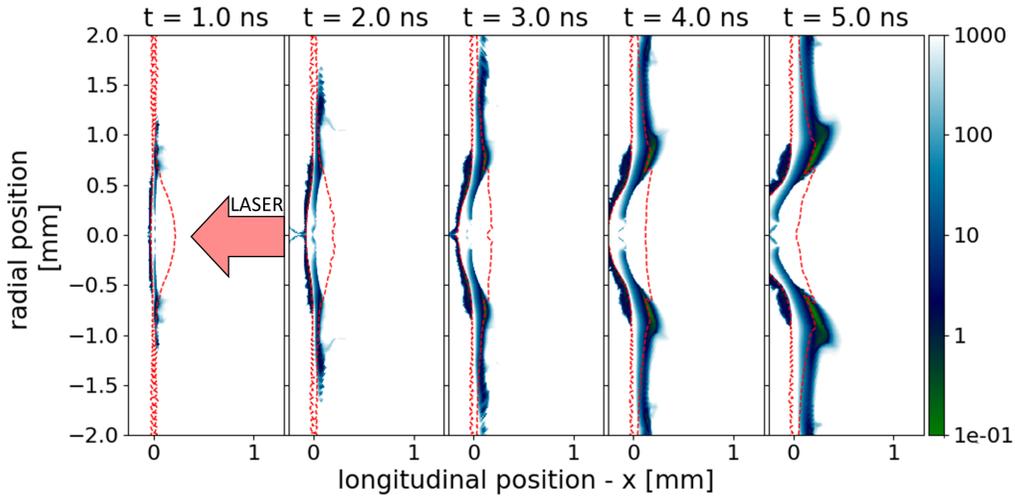


FIGURE 4.15 – Les figures montrent la distribution spatiale du paramètre adimensionné  $\beta$  au même temps que ceux de la figure 4.13 et sur le même plan. La ligne rouge en pointillé représente l'isocontour où la densité électronique est égale à la densité critique, i.e  $n_e = 10^{21} \text{cm}^{-3}$ .

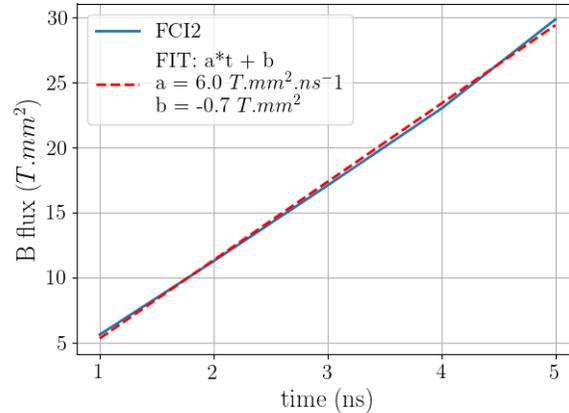


FIGURE 4.16 – Évolution du flux magnétique générée lors de l'interaction laser-solide en fonction du temps. La ligne bleue correspond aux calculs du flux magnétique à partir des résultats de la simulation FCI2. La ligne orange en pointillé est une fonction linéaire ajustée par rapport à la courbe bleue, dont la pente est  $a = 6.0 \text{T}\cdot\text{mm}^2\cdot\text{ns}^{-1}$  et l'ordonnée à l'origine est  $b = -0.7 \text{T}\cdot\text{mm}^2$ .

On notera l'apparition d'une surdensité de protons fortement contrastée ayant la forme

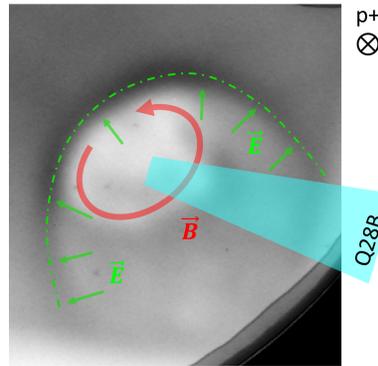


FIGURE 4.17 – Zoom sur une image de radiographie proton d’une bulle de plasma sondée à  $t = 2.1$  ns à partir du début de sa formation. Le parallélogramme cyan modélise le faisceau laser, Q28B. Comme attendu, un disque blanc se dessine puisque les protons sondant ont été expulsés en dehors par la boucle magnétique représentée par la flèche rouge. Quant à la surdensité en arc de cercle mise en évidence par la ligne en pointillé vert, les premières analyses montrent qu’elle est créée par la présence d’un champ électrique, illustré par les flèches vertes.

d’un arc de choc<sup>5</sup>, illustré sur la figure 4.17 par l’arc en pointillé vert. Ceci constitue la première observation directe d’un tel champ électromagnétique. Aucune mesure de ce genre de champ n’a été relatée dans la littérature. Tout d’abord, la séquence des images de radiographie proton montre que l’expansion de l’arc au cours du temps semble liée à la détente du plasma. La déflexion des protons en bordure de la bulle laisserait supposer qu’un champ électrique est induit à l’interface plasma-vide.

La présence de ce champ contribue à la déflexion des protons qui sont en même temps défléchis par la boucle magnétique induite par le mécanisme de Biermann batterie. Cet entremêlement des champs électromagnétiques complexifie grandement le déchiffrement de leur topologie respective.

#### 4.3.2.2 Champ électrique en bordure du plasma

L’origine et la nature des déflexions pointées par l’arc de cercle en pointillé vert en figure 4.17 restent à être établies. Dans un premier temps, nous déterminerons si les protons ont essentiellement subi des déflexions électriques ou magnétiques. Par la suite, nous quantifierons le champ électromagnétique intégré le long du parcours des protons dans ce cas présent. Pour cela, nous ferons l’hypothèse que la déflexion des protons est dans un régime de faible de contraste (jusqu’à présent nous ne pouvons pas faire une telle hypothèse comme les protons se croisaient en raison de l’accumulation du flux magnétique entraînant de fortes déflexions aux abords de la couche neutre). L’hypothèse sur le régime de faible contraste a été introduite par Bott et al. [2017]. Cette hypothèse s’applique ici et elle découle de l’hypothèse paraxiale et du

5. Cette structure dénommée par arc de choc n’en est pas une. Un arc de choc est formé, lorsque un plasma se déplace dans un milieu ambiant à une vitesse suprathermique. Or ici, le plasma se détend dans le vide. Cette désignation n’est ici employée que pour pointer la structure évoquée.

fait que le faisceau de protons après les déflexions est toujours laminaire (i.e. que les protons ne se croisent pas à la suite des déflexions). Au travers de cette hypothèse, il est possible d'établir des relations entre modulations de dose et le profil électromagnétique [Kugland et al., 2012b, Bott et al., 2017]. Au vu des contrastes enregistrés sur le détecteur, l'hypothèse sur le régime à faible contraste sera appliquée dans le reste du chapitre.

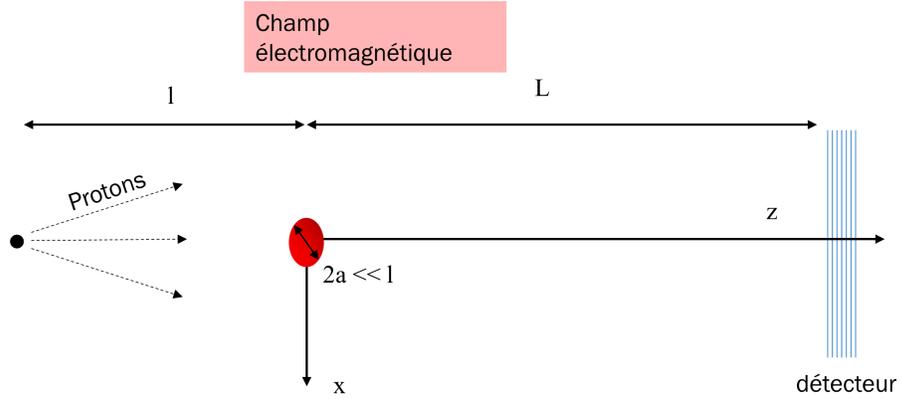


FIGURE 4.18 – Schéma de la disposition de la radiographie proton, où les protons se propagent dans la direction  $z$  et où le champ électromagnétique et le plasma (sphéroïde rouge) sont dans le plan objet.

Nous allons donner les résultats principaux des études de Kugland et al. [2012b] et de Bott et al. [2017] sur le modèle de la déflectométrie dans un régime de faibles contrastes. Nous allons donc considérer que le champ électrique ou magnétique est dirigé dans la direction transverse à la propagation des proton (la direction  $z$ ), i.e.  $y$  ou  $x$ . Cette disposition est illustrée dans le schéma 4.18. L'angle de déflexion  $\alpha$  résultant de la force de Lorentz subie par le faisceau de protons lors de sa traversée dans un champ électrique s'exprime sous la forme suivante :

$$\alpha_x = -\frac{e}{2E_{inc}} \int E_x dz \quad (4.1)$$

Ou sous la forme suivante en présence d'un champ magnétique :

$$\alpha_x = -\frac{e}{\sqrt{2mE_{inc}}} \int B_y dz \quad (4.2)$$

$e$  et  $m$  sont la charge et la masse d'un proton et  $E_{inc}$  est l'énergie incidente des protons. Comme illustré sur le schéma 4.7,  $l$  est la distance source de protons - cible d'interaction. L'axe de propagation des protons est selon l'axe  $z$ .

La distribution de flux proton en fonction de l'angle de déflexion s'écrit :

$$I = I_0 \left( 1 - l \left( \frac{\partial \alpha_x}{\partial x_0} + \frac{\partial \alpha_y}{\partial y_0} \right) \right) \quad (4.3)$$

Où  $I$  et  $I_0$  correspondent respectivement au flux de protons sur le plan du détecteur et au flux de protons non-perturbé (cas en absence de champ électromagnétique). L'indice "0" permet de préciser que l'opération est effectuée sur le plan d'interaction.

En introduisant l'équation 4.1 dans la relation 4.3 reliant l'angle et les variations d'intensité sur le plan du détecteur, on peut en déduire la relation suivante, qui permet de calculer le champ électrique à partir de la carte des variations du flux magnétique :

$$\frac{I - I_0}{I_0} = -\frac{el}{2E_{inc}} \frac{\partial}{\partial x_0} \int E_x dz \quad (4.4)$$

L'équation a été simplifiée en considérant la configuration 1D, ce qui semble assez raisonnable au vu de la forme que l'on essaie de caractériser. De la même manière, on peut en déduire une équation reliant les modulations du flux de protons au champ magnétique :

$$\frac{I - I_0}{I_0} = -\frac{el}{\sqrt{2mE_{inc}}} \frac{\partial}{\partial x_0} \int B_y dz \quad (4.5)$$

Des équations 4.4 et 4.5, on remarque que la sensibilité au champ électromagnétique en fonction de l'énergie incidente du proton n'évolue pas de la même manière. En effet, pour un même champ électrique donné, la déflexion du proton est proportionnelle à  $1/E_{inc}$ , i.e à l'inverse de l'énergie incidente du proton. Alors que les déflexions sont proportionnelles à  $1/\sqrt{E_{inc}}$ , pour un champ magnétique.

Si l'on est en capacité d'enregistrer la distribution du flux de protons à différentes énergies pour les comparer entre elles, la comparaison des distributions et des amplitudes du signal permettent de déterminer la nature du champ (électrique ou magnétique) à l'origine des déflexions observées.

Or, les protons accélérés par le mécanisme TNSA (voir section 2.2.2.1) ont l'intérêt d'être caractérisés par une large bande spectrale qui suit une loi de puissance dont la pente est régie par la température des électrons chauds [Bolton et al., 2014]. Ainsi, des protons de faible énergie et haute énergie (jusqu'à 40 MeV dans l'expérience au LMJ) sondent le plasma. En raison de leur différence d'énergie, pour un champ électromagnétique donné, ils ne vont pas subir les mêmes déflexions. Le proton de faible énergie sera plus défléchi que celui à haute énergie. C'est bien cela que traduisent les équations 4.2 et 4.1. Le motif des variations de dose enregistré sur le détecteur dépend de l'énergie incidente des protons pour un champ électromagnétique donné.

L'une des caractéristiques des cassettes RCFs (films recueillant le faisceau de protons) est qu'il est possible de sélectionner certaines gammes d'énergie. Plus exactement, à chaque film est associée une gamme d'énergie des protons incidents. En comparant le flux de protons d'un des premiers RCFs (énergie incidente faible) avec celui de l'un des derniers films de l'empilement (énergie incidente élevée), on peut donc en déduire la nature du champ. De plus, les protons énergétiques se déplacent plus rapidement, le temps de vol pour atteindre le champ électromagnétique est donc plus court. Ainsi des protons de différentes énergies ne sondent pas le champ électromagnétique aux mêmes instants. Un proton ayant une énergie incidente de 33 MeV a un temps de vol  $t = 376$  ps. Quant à un proton de 15 MeV, le temps de vol est de 578

ps. De cette manière il est possible d'observer des événements se produisant sur la dizaines ou la centaine de picoseconde. Or, ici nous considérerons dans un premier temps que la formation du champ électrique s'effectue sur un temps caractéristique de la nanoseconde.

Les figures 4.19b et 4.20b présentent les variations de dose au niveau de la structure en question ("l'arc de cercle") en fonction de l'énergie des protons incidents,  $E_{inc} = 15$  MeV,  $E_{inc} = 21$  MeV et  $E_{inc} = 33$  MeV. La figure 4.19 montre les variations de dose, à  $t_2 = 2.1$  ns, le long de la coupe jaune illustrée en figure 4.19a. Quant à la figure 4.20, elle présente les mêmes quantités excepté que le plasma a été sondé à  $t_4 = 4.4$  ns.

Les variations de doses mesurées ne sont que trop peu affectées par l'énergie incidente des protons, i.e. les différences qu'il peut y avoir entre les signaux, sont cachées dans le bruit. Or, en passant d'une énergie incidente de 33 MeV à 15 MeV, l'amplitude des modulations de dose devrait doubler, d'après l'équation 4.4. Dans le cas d'un champ magnétique, équation 4.5, l'amplitude devrait augmenter d'au moins 40%. Tandis que de telles modifications de l'amplitude devraient être observées, aucune augmentation/décroissance significative ne ressort de l'analyse.

Cette première étude à l'ordre 0 ne prend pas en compte la diffusion élastique ressentie par la collection de protons sondant lorsqu'ils traversent la feuille d'or. Les nombreuses études sur le sujet [Groom and Klein, 2000, Highland, 1975] démontrent que la diffusion élastique d'une particule chargée dans un matériau s'approche très bien par une convolution du flux des particules avec une gaussienne,  $f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\theta_0} e^{-\frac{x^2}{2\theta_0^2}}$ , dont l'angle de diffusion s'exprime sous la forme donnée par Highland [Highland, 1975] :  $\theta_0 = \frac{E_s}{E_{inc}} \sqrt{\frac{L}{L_R}} \epsilon$ , voir équation 2.3 (les détails des différents termes y sont décrits).

La convolution du signal de proton de l'équation 4.4 et de la gaussienne s'écrit :

$$\psi * f = \left( \frac{1}{\sqrt{2\pi}\theta_0} e^{-\frac{x^2}{2\theta_0^2}} \right) * \left( -\frac{el}{2E_{inc}} \frac{\partial}{\partial x_0} \int E_x dz \right) \quad (4.6)$$

et se simplifie ainsi :

$$\psi * f = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\theta_0} \frac{el}{2E_{inc}} \left( e^{-\frac{x^2}{2\theta_0^2}} \right) * \left( -\frac{\partial}{\partial x_0} \int E_x dz \right) \quad (4.7)$$

Où  $\psi$  est la fonction contraste,  $(I - I_0)/I_0$  ou bien  $\Delta N/N_0$ ,<sup>6</sup>. Le facteur devant le produit de convolution,  $\frac{1}{\sqrt{2\pi}\theta_0} \frac{el}{2E_{inc}}$ , contient le terme  $\theta_0$  qui est lui même proportionnel à  $1/E_{inc}$ . Par conséquent, le terme  $E_{inc}$  disparaît du facteur et donc l'amplitude du signal convolué n'est pas dépendant de l'énergie des protons.

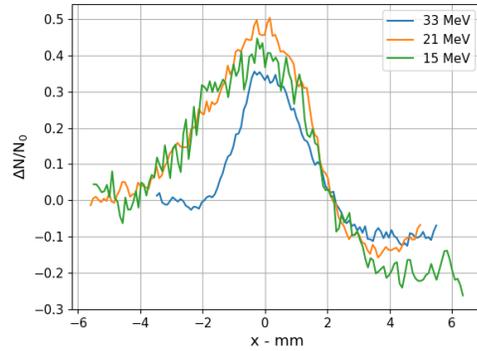
Dans le cas d'un champ magnétique, le facteur aurait été proportionnel à  $\frac{1}{\sqrt{2\pi}\theta_0} \frac{1}{\sqrt{2W}}$ . L'amplitude du signal aurait donc été dépendante en racine carrée de l'énergie des protons.

---

6.  $(I - I_0)/I_0$  et  $\Delta N/N_0$  représentent la même fonction, c'est-à-dire la distribution spatiale des modulations de dose.

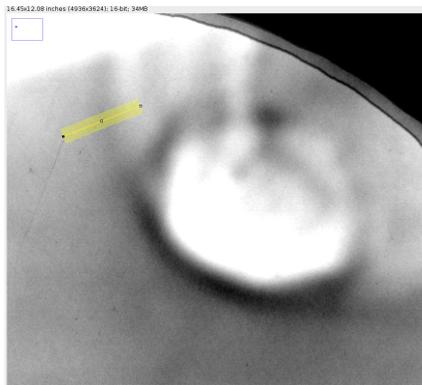


(a) Grandissement sur les déflexions générées par le plasma sondé à  $t_2 = 2.1$  ns enregistrées sur l'EBT n° 17 ( $E_{inc} \sim 33$  MeV)

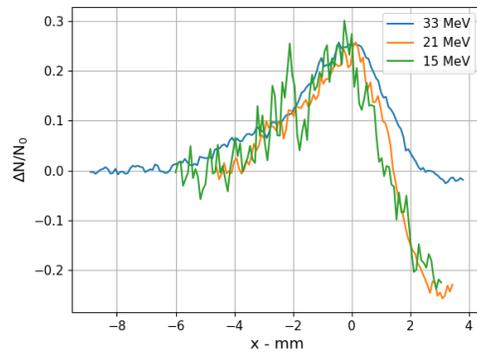


(b) Mesures de la modulation de dose au niveau de la structure en arc de cercle à différentes énergies

FIGURE 4.19 – (b) Comparaison des variations de dose mesurées à différentes énergies (i.e sur différents RCFs) dont la coupe a été effectuée à l'endroit matérialisé par le trait jaune en figure (a). Les flux de protons exposés en figure (a) et (b) ont sondé le plasma magnétisé à  $t_4 = 2.1$  ns. On notera que l'abscisse ( $x$ ) est exprimée dans le référentiel du détecteur et non du plasma.



(a) Grandissement sur les déflexions générées par le plasma sondé à  $t_4 = 4.4$  ns enregistrées sur l'EBT n° 17 ( $E_{inc} \sim 33$  MeV)



(b) Mesures de la modulation de dose au niveau de la structure en arc de cercle à différentes énergies

FIGURE 4.20 – (b) Comparaison des variations de dose mesurées à différentes énergies (i.e sur différents RCFs) dont la coupe a été effectuée à l'endroit matérialisé par le trait jaune en figure (a). Les flux de protons exposés en figure (a) et (b) ont sondé le plasma magnétisé à  $t_4 = 4.4$  ns. On notera que l'abscisse ( $x$ ) est exprimée dans le référentiel du détecteur et non du plasma.

Or les mesures du  $\Delta N/N_0$  ne montrent aucune dépendance suivant l'énergie incidente des protons.

De cette analyse, nous en déduisons donc que la surdensité en arc apparaissant sur les images de radiographie proton est induite par des déflexions électriques et non magnétiques. Cette déduction a été possible dû au caractère large bande du faisceau de protons utilisé. La suite logique de cette analyse est d'en déduire le champ électrique intégré le long du chemin des protons à partir des modulations de doses, présentées en figures 4.19b et 4.19b, à l'aide de l'équation 4.4. Le champ électrique intégré le long du chemin des protons,  $\int E_x dz_0$ , peut être associé à un potentiel  $\Phi$  défini :  $\Phi = \int E_x dz_0$ .

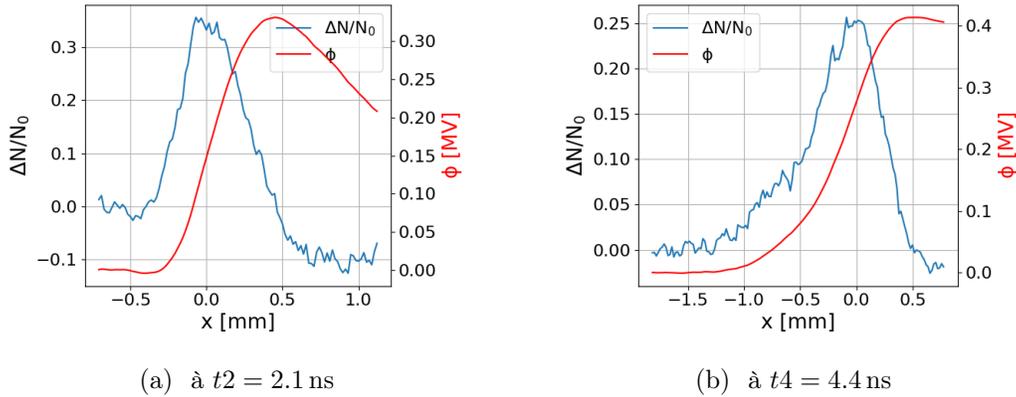


FIGURE 4.21 – Estimation du potentiel  $\Phi$  (courbe rouge) le long de la coupe présentée en figures 4.19a et 4.20a à partir du  $\Delta N/N_0$  (courbe bleue). L'intérieur de la bulles est :  $x < 0$ .

D'après les variations de dose mesurées sur les RCFs, le potentiel atteint des valeurs de 0.3 jusqu'à 0.4 MV. La montée en intensité se fait sur des distances de 0.5 mm et 1 mm. On notera que le potentiel décroît doucement à un taux constant. En effet,  $\Delta N/N_0$  est légèrement inférieur à 0 et est constant. En d'autres termes, les protons sont évacués de la bulle de plasma et des accumulations de protons apparaissent aux endroits caractérisés par un fort gradient. Au sein de la bulle, comme le gradient est faible, aucune structure protonique ne se forme, contrairement en bordure de bulle où les gradients y sont abrupts.

C'est la première fois que l'on mesure un champ électrique de l'ordre 0.3 MV/mm en bordure de plasma ablaté lors de la détente de ce plasma dans le vide. Deux processus semblent pouvoir expliquer la formation d'un champ électrique en bordure de plasma : (i) un effet de gaine en bordure du plasma lors de sa détente ou (ii) un champ électrique produit par effet Hall ( $\mathbf{E}_r = \mathbf{j} \times \mathbf{B}_\theta$ ).  $\mathbf{j}$  est important en bordure de bulle puisqu'il provient de la relation  $\mathbf{j} = \nabla \times \mathbf{B}_\theta$ , où le gradient magnétique est le plus intense. En conséquence, le champ électrique de Hall sera aussi important. Toutefois, la plupart des études qui s'intéressent à la dynamique d'un plasma induit par laser ne prennent pas en compte le champ électrique à l'instar du code FCI2. La prochaine étape serait d'essayer de simuler la détente dans le vide d'un plasma de type HDE avec un code PIC. Le code PIC est l'une des seules alternatives existantes afin de

simuler le vide. Au vu des échelles en jeu, comme cela ne semble pas réaliste de reproduire à l'échelle la détente d'un plasma millimétrique, il serait nécessaire de "miniaturiser l'expérience" numériquement. Cette étude numérique complémentaire permettrait d'estimer la contribution de ce champ électrique dans la détente du plasma.

#### 4.3.2.3 Champ magnétique autogénéré (via l'effet Biermann-Batterie)

Pour quantifier l'amplitude d'un champ électromagnétique, il est nécessaire de connaître le flux de protons non-perturbé,  $I_0$ .<sup>7</sup> Or on vient de voir que le  $I_0$  était perturbé dû à la présence d'une champ électrostatique qui se déplace main dans la main avec le front de la bulle de plasma. Comme en plus les boucles sont grandes, i.e. quelques millimètres de diamètre, il n'est pas possible d'évaluer **(i)** la déplétion de protons au centre du panache (la quantité de protons n'a pu être mesurée qu'en bordure du panache,  $< 1$  mm) et **(ii)** sur quelques millimètres le caractère homogène du faisceau de protons ne peut plus être considéré, il est donc nécessaire de connaître la distribution de  $I_0(x, y)$  du faisceau de protons.

Tandis qu'il n'est pas possible d'utiliser directement les images des RCFs pour caractériser ce champ magnétique (son amplitude, en particulier) en raison des arguments précédemment donnés. La forme générale (topologie magnétique) qui se déduit des variations de dose relativement au centre du "disque de déplétion" peut se caractériser à travers des grandeurs telles que le diamètre du petit axe et celui du grand axe. Ces grandeurs remarquables sont par la suite confrontées aux simulations de FCI2.

Pour confronter les mesures recueillies sur les images de radiographie proton avec les simulations FCI2, nous avons synthétisé des images de radiographie proton à partir de cartes de champ magnétique de la simulation FCI2 grâce au code ILZ, présenté en section 2.3.1.3. Bien évidemment pour être cohérent, les simulations de suivi de particules ont été initialisées avec les mêmes paramètres que ceux l'expérience (distance entre les différents éléments, l'angle d'inclinaison et la diffusion élastique).

De ces simulations, les diamètres du petit axe et du grand axe sont extraits, de la même manière que pour les données expérimentales. Cette comparaison du diamètre entre les données expérimentales et les simulations FCI2/ILZ est résumée dans la figure 4.22. Comme pour les images expérimentales, le diamètre correspond à la distance pic-à-pic, ce qui du point de vue du champ magnétique correspond à la distance du bord extérieur à l'autre bord opposé extérieur.

D'après cette comparaison, la simulation prédit correctement la détente observée expérimentalement. La vitesse d'expansion prédite est proche (dans la limite de l'incertitude de la mesure expérimentale qui est importante). L'évolution du grand diamètre coïncide bien. Cependant, la simulation sous-estime légèrement l'expansion de la bulle dans la direction du petit axe. Ceci s'explique puisque la simulation FCI2 est axisymétrique et elle ne peut donc pas

---

7. On rappelle que  $I_0$  et  $N_0$  sont utilisés pour normaliser les quantités  $I$  et  $N$ , nous ne faisons donc pas le distinctif entre les deux.

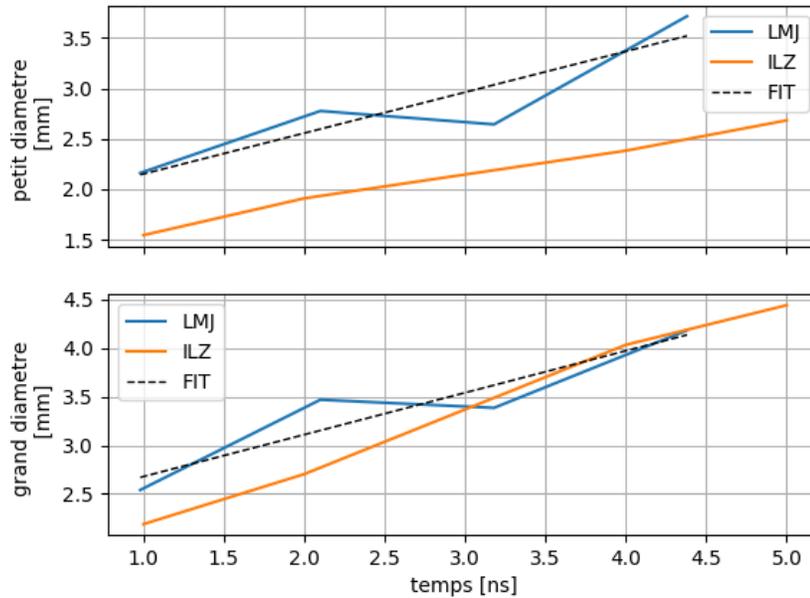


FIGURE 4.22 – Évolution temporelle du diamètre mesuré sur les images de radiographie proton expérimentales (courbes bleues) et numériques ILZ/FIC2 (courbes oranges). En raison de l’angle d’incidence des faisceaux laser et aussi de l’angle entre le plan de la cible d’interaction et le faisceau de protons, les boucles magnétiques ont une forme elliptique. Le panneau du haut correspond au diamètre du petit axe de l’ellipse. Le panneau du bas correspond au diamètre du grand axe de l’ellipse. Les droites en pointillés sont ajustées via une fonction linéaire par rapport aux données expérimentales, dont les pentes sont  $0.43 \times 10^3 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$  et  $0.41 \times 10^3 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$  pour le petit axe et grand axe, respectivement.

restituer correctement l’angle d’attaque du faisceau et la forme de la tache focale sur la cible. Malgré cette divergence, la simulation et l’expérience s’accordent sur l’évolution du plasma.

### 4.3.3 Cible de Titane

Sur les deux tirs alloués à l’étude du développement du panache de plasma lors de l’interaction laser solide et de la production de flux magnétique induit par cette interaction, le but du deuxième tir laser était de voir l’influence du matériau. Dans la section précédente, nous montrions les résultats obtenus pour un matériau à haut numéro atomique, l’or dont  $Z = 79$ . Dans cette section, nous sondons le plasma magnétisé qui se développe à partir d’une feuille de titane solide dont le numéro atomique est intermédiaire,  $Z = 22$ .

### 4.3.3.1 Mis en place de l'expérience

Contrairement à l'or, la contrainte sur l'épaisseur de la cible était moindre. En effet comme le numéro atomique est bien plus faible ( $\times 3.6$ ), la déflexion subie par les particules chargées en est par conséquent amoindrie.

Par exemple, on estime l'angle de déflexion en sortie d'une feuille d'or de  $5\ \mu\text{m}$  d'épaisseur à  $\theta = 0.53^\circ$  pour des protons de 31 MeV. Alors que pour une feuille de titane de  $20\ \mu\text{m}$  d'épaisseur, l'angle de déflexion subi par la collection de protons de 31 MeV est de  $\theta = 0.60^\circ$ . Une feuille de titane de  $20\ \mu\text{m}$  d'épaisseur a donc été choisie. Pour les mêmes raisons qu'évoquées précédemment, nous n'avons pas pris des cibles plus minces afin que l'impulsion laser ne transperce pas la feuille à la fin de l'impulsion.

Hormis le dimensionnement de la cible d'interaction, tout le reste de l'expérience (les paramètres des quadruplets laser, les synchronisations des quadruplets et des diagnostics, la disposition des faisceaux laser et la mise en place des diagnostics) n'a pas été modifié pour faire la comparaison entre le développement du plasma sur or et sur Titane. Tous les paramètres laser sont détaillés dans la section 4.3.1.2

### 4.3.3.2 Radiographie proton

Dans la section précédente 4.3.1, les images obtenues via la radiographie protons ont mis en évidence la présence d'un champ électrique et d'un champ magnétique toroïdal. La présence d'un champ magnétique toroïdal qui se renforce et s'étend radialement était attendue. C'est bien avec cette boucle magnétique que l'on investigate le phénomène de reconnexion. La croissance et l'extension du champ magnétique sont bien mises en évidence par les différentes simulations de FCI2, voir figure 4.13, ce qui n'a pas été le cas cependant pour le champ électrique (du potentiel  $\Phi$ ) analysé en section 4.3.2.2. Ces structures du potentiel  $\Phi$  ont été également observées sur les images de radiographie proton du plasma de Titane, voir figure 4.23. En sus, comme le montre aussi la figure 4.23, nous avons observé dans le plasma de détente des structures filamentaires dont l'origine n'a pas été clairement élucidée. Mais pour lesquelles on peut évoquer par exemple la filamentation laser dans le plasma.

Concernant le potentiel  $\Phi$ , ce dernier croît à une vitesse plus élevée que pour l'or. À  $t = 4.4\ \text{ns}$ , l'arc de cercle est bien plus étendu sur la cible de titane (Figure 4.23b) que sur la cible d'or (Figure 4.20a). De plus, le contraste de l'arc est plus prononcé sur le titane que sur l'or. Cependant, cette observation doit être prise avec précaution puisque les protons sonde sont plus diffusés dans la cible d'or, ce qui aplatit le signal et donc diminue son intensité.

Quant au champ magnétique, d'après les mesures effectuées sur sa détente au cours du temps, le plasma produit à partir d'une cible de titane se détend radialement plus rapidement, voir section 4.3.3.4, que sur la cible d'or, voir section 4.3.2.3.

Ces deux observations concernant la détente du champ électrique et du champ magnétique sont attendues du fait de ce que les ions de titane bien plus légers que ceux d'or. Les ions or, étant plus lourds, auront tendance à retenir la détente des électrons et par extension du plasma.

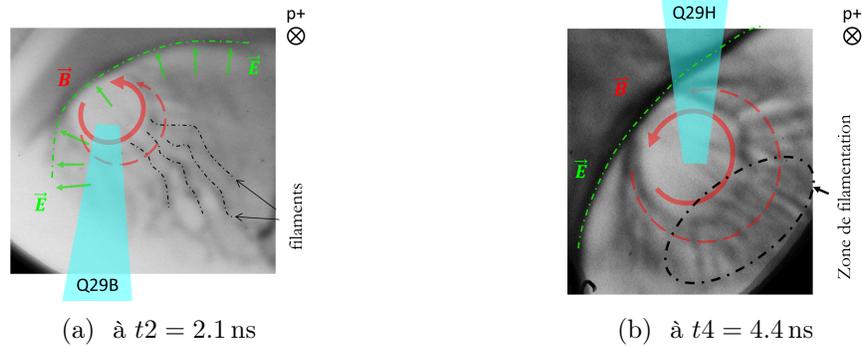


FIGURE 4.23 – Zoom sur une image de radiographie proton d’une bulle de plasma de Titane sondée à  $t = 2.1$  ns et à  $t = 4.4$  ns à partir du début de sa formation. Le parallélogramme cyan modélise le faisceau laser. Comme attendu, un disque blanc se dessine puisque les protons sondant ont été expulsés en dehors par la boucle magnétique représentée par la flèche rouge. Quant à la surdensité en arc de cercle mise en évidence par la ligne en pointillé vert, elle provient d’un champ électrique comme détaillé dans la section 4.3.2.2. En sus, des structures filamenteuses qui sont observées en figure 4.17, apparaissent dans le panache, désignées à l’aide des traits noirs en pointillé.

### 4.3.3.3 Filamentations

Jusqu’à présent, aucun filament de ce genre n’a été observé au sein d’une bulle de plasma induite par laser de classe kiloJoule sur des échelles de la nanoseconde. La structure et le temps caractéristique d’accroissement de ces filaments sont similaires aux observations étudiées par Huntington et al. [2017], où cette filamentation est une conséquence de l’instabilité de Weibel [Fried, 1959]. Cette instabilité de faisceaux contra-propagatifs a été enclenchée dans le cadre de l’étude menée par Huntington et al, à l’aide de deux plasmas ablatés induits par laser, l’un faisant face à l’autre. Suite à leur détente, ils entrent en collision et il se forme une zone où se mélangent les deux plasmas. En raison de la vitesse dirigée des deux plasmas, l’un comme l’autre essaient de se frayer un chemin dans cette région, ce qui induit de faibles courants, source de l’instabilité de Weibel.

**Instabilité de filamentation Weibel :** cette instabilité aussi connue sous le nom raccourci de "instabilité de Weibel" est une instabilité qui intervient lorsque deux plasmas sont contra-propagatifs, i.e que leur vitesse plasma est opposée ou lorsque la température du plasma est anisotrope. Comme pour la plupart des instabilités, elle se décompose en 3 grandes étapes. La première (source de l’instabilité), où le système est éloigné de son état d’équilibre, est causée par l’apparition d’une faible modulation dans le système. Cette modulation va croître de façon incontrôlée via une boucle instable (2<sup>ème</sup> étape) jusqu’à un certain seuil, saturation (3<sup>ème</sup> étape).

Plus précisément dans le cas de l’instabilité de Weibel, la mise hors équilibre du système est provoquée par une faible fluctuation magnétique. Dans un plasma, où deux populations de particules coexistent et ont des vitesses opposées (deux faisceaux de particules contra-

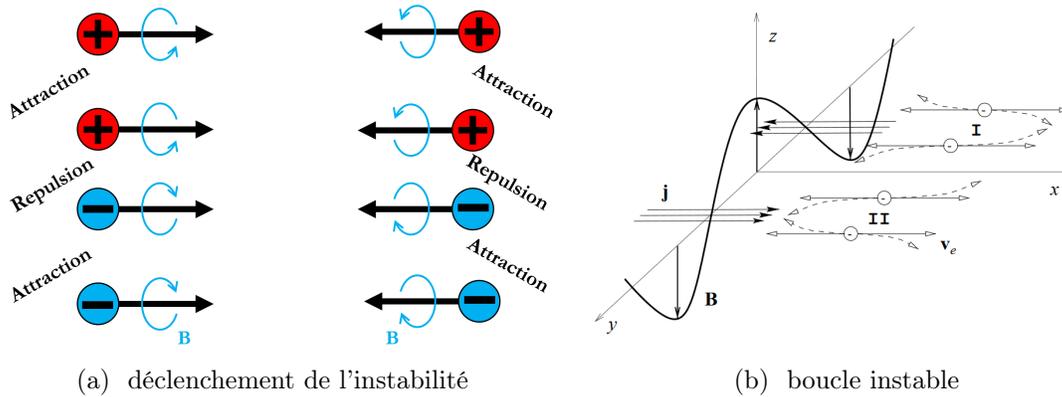


FIGURE 4.24 – **(a)** Illustration des effets de répulsion et d’attraction entre les particules chargées provoqués par les champs magnétiques induits. **(b)** Schéma de l’amplification du courant et du champ magnétique par l’instabilité de filamentation Weibel, tiré de Medvedev et al. Medvedev and Loeb [1999].

propagatifs), le mouvement de ces particules chargées produit un courant qui induit un faible champ magnétique transverse au courant. Ce champ magnétique a un effet attracteur sur les particules de mêmes signes se déplaçant dans la même direction, voir figure 4.24a. À la condition que cette attraction magnétique compense la répulsion coulombienne<sup>8</sup>. Si cette condition est remplie, les particules se rapprochent dans la direction perpendiculaire à leur vitesse initiale. Cette première phase va donc enclencher l’instabilité de Weibel.

Une fois la dérive des particules et le champ magnétique initiés, tous les ingrédients sont en place pour enclencher l’instabilité et faire croître la modulation magnétique. L’apparition de cette faible modulation fait dériver et sépare les particules, ce qui pince le courant. Ce pincement amplifie le courant déjà présent. Cette amplification du courant continue à faire croître la modulation magnétique qui fait dériver d’autant plus les particules et donc continue à amplifier le courant et ainsi de suite jusqu’à un certain seuil. Cette boucle instable est illustrée au travers de la figure 4.24b.

La configuration proposée par Huntington et al. semble en effet propice à enclencher la filamentation. Cependant ici, nous ne sommes pas dans une telle configuration, i.e. les bulles de plasma ont été suffisamment éloignées pour que les bulles de plasmas ne se rencontrent pas. D’où pourrait provenir alors la seconde population de particules expliquant l’apparition d’une filamentation ?

Dans le cas de nos recherches sur l’interaction solide-laser à haute intensité<sup>9</sup>, nous avons pu mettre en évidence l’apparition de différentes structures se développant dans les cibles

8. Cette condition est atteinte si la vitesse des particules est suffisamment élevée. En effet, plus la vitesse est importante et plus le terme magnétique de la force Lorentz,  $q\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ , le sera .

9. Les lasers de hautes intensités évoqués sont des impulsions laser sub-picosecondes fournissant des intensités sur cible de l’ordre de  $10^{19} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ .

solides suite à l'irradiation laser. Ce travail est résumé sur la figure 4.25(b), mais ne sera pas plus détaillé dans ce manuscrit de thèse, puisque ne rentrant dans le cadre thématique de la reconnexion. Deux grands types de structures ont été observées : **(i)** des structures radiales dans une cible solide ayant une nature résistive (plastique) et dues à une instabilité résistive, et **(ii)** des structures filamenteuses magnétiques créées dans le plasma en détente (Figure 4.25(c)), où le faisceau contra-propagatif provenait d'un courant de retour des électrons. Bien que nous ne soyons pas dans le même régime d'interaction lors de l'expérience au LMJ, un courant de retour pourrait expliquer l'apparition de tels filaments observés en figure 4.23.

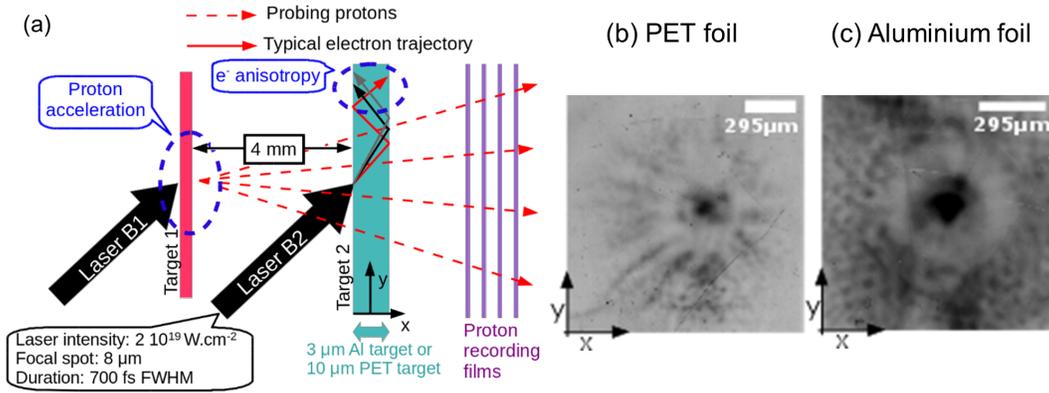


FIGURE 4.25 – (a) Schéma du montage expérimental sur l'étude de l'instabilité résistive et Weibel étudiée dans un régime picoseconde. (b) Image de radiographie proton dont la cible d'interaction était une feuille de plastique. Les structures radiales qui apparaissent, sont le résultat des déflexions dues à un champ magnétique. Ce champ magnétique est présent dans une feuille de plastique et est induit par une instabilité résistive. (c) Image de radiographie proton dont la cible d'interaction était une feuille d'aluminium. Les structures en point qui apparaissent, sont causées par l'instabilité Weibel dans le plasma en expansion.

Si nous supposons que l'origine des filaments observés sur les RCFs correspond à l'instabilité de Weibel, les modulations de dose seraient liées à l'apparition de structures magnétiques liées à des courants d'électrons. L'équation 4.5, qui lie les variations du champ magnétique aux modulations de dose, permet d'estimer dans un premier temps l'amplitude du champ magnétique ainsi que la longueur d'onde de ces modulations. En figure 4.26, le champ magnétique intégré le long du chemin des protons de sondage, et estimé à deux instants, 2.1 ns et 4.4 ns, a été tracé, cf courbes oranges. Ce calcul de  $\int B_y dz$  a été effectué à partir des variations de dose mesurées sur les RCFs, tracées en bleue.

Ces premières estimations montrent que l'amplitude de  $\int B_y dz$  atteint des valeurs de l'ordre de 0.3 T.mm avec des longueurs d'onde comprises entre 0.3 mm et 0.5 mm. En comparaison avec les observations d'Huntington et al. qui mesurent des longueurs d'onde de l'instabilité allant de 0.1 mm à 0.5 mm et une amplitude du champ magnétique de 40 T sur quelques millimètres, l'amplitude du champ magnétique est bien plus élevée sur leur plateforme, même si la longueur d'onde est du même ordre de grandeur. On notera de plus que "l'instabilité" ne

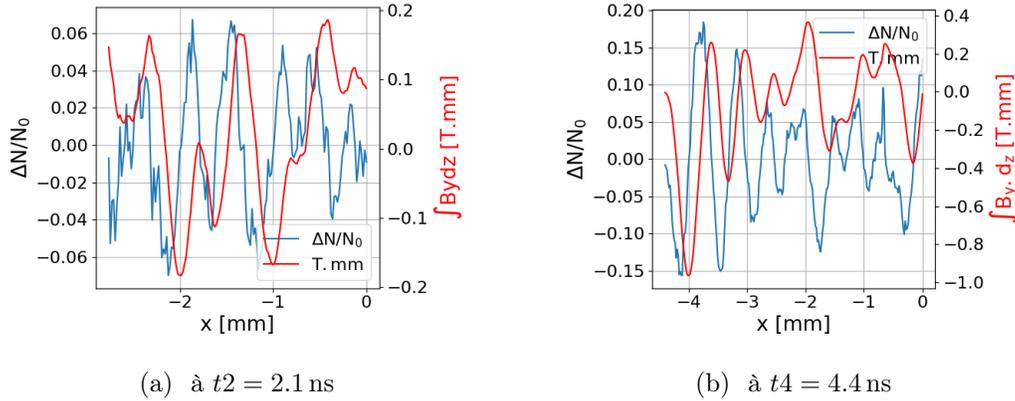


FIGURE 4.26 – Estimation du champ magnétique intégré le long du chemin des protons (courbe rouge) à partir des mesures de modulations de dose (courbe bleue) dans la zone de filamentation mise en avant dans la figure 4.23.

semble pas croître entre 2.1 ns et 4.4 ns.

En se basant sur le taux d'accroissement de l'instabilité de Weibel qui est proportionnel à la vitesse du plasma et à l'inverse de la profondeur de peau :

$$\gamma_{weibel} = \frac{v}{c} \omega_{pi} \quad (4.8)$$

Où  $\omega_{pi}$  est la fréquence plasma des ions. Le temps caractéristique de croissance de l'instabilité est de l'ordre de 1 à 10 ps, en prenant comme vitesse fluide la vitesse de détente de la boucle magnétique, dont la mesure est présentée dans le paragraphe suivant et en considérant que les structures se forment dans le plasma coronal (i.e.  $n_e = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ). Ce calcul préliminaire semble réfuter la croissance d'une instabilité de Weibel sur une plage temporelle de l'ordre de la nanoseconde. Des expériences complémentaires, en plus de simulations numériques, dans les mêmes conditions seraient nécessaires afin de conclure sur la nature réelle de ces structures filamentaires.

#### 4.3.3.4 Champ magnétique autogénéré (via l'effet Biermann-batterie)

Pour les mêmes raisons que celles exposées dans l'analyse du champ magnétique autogénéré, en section 4.3.2.3, l'exploitation des images de radiographie proton ne permet pas de quantifier précisément et de façon satisfaisante le champ magnétique en raison du biais introduit par la présence du potentiel  $\Phi$ . Or, ce biais n'a pas pu être quantifié dans la zone d'intérêt et donc n'a pas pu être soustrait pour notre étude de caractérisation. De la même manière qu'en section 4.3.2.3, nous nous sommes intéressés à l'expansion de la bulle de plasma. Le lecteur notera que dans le cas du titane, deux cercles de surdensité, l'un imbriqué dans l'autre, sont observés sur les films présentés en figure 4.23 et ces deux cercles s'étendent radialement. Ces deux cercles suggèrent la présence de deux boucles magnétiques, l'une imbriquée dans l'autre. Elles ont été matérialisées sur les images de la figure 4.23 à l'aide des flèches rouges .

Par analogie à l'étude sur la dynamique d'une bulle de plasma au chapitre 3, où l'on a mis en évidence la formation d'une double structure sur les films qui était due à un champ intégré ( $|\int Bdz|$ ) dont le profil avait une double bosse, il semble que cette structure est aussi la conséquence d'un profil magnétique en double bosse. Malheureusement, la simulation de FCI2 qui modélise le développement du plasma sur une cible de titane n'est pas présentée dans ce manuscrit, puisqu'elle n'a pas encore été lancée. Nous ne pouvons donc pas valider à ce jour cette hypothèse sur la double structure via une simulation. Néanmoins, la similarité entre les deux structures ne laisse que peu de doute, d'autant plus que ces deux matériaux ont un faible numéro atomique (chapitre 3 :  $Z = 13$  et chapitre 4 :  $Z = 22$ ).

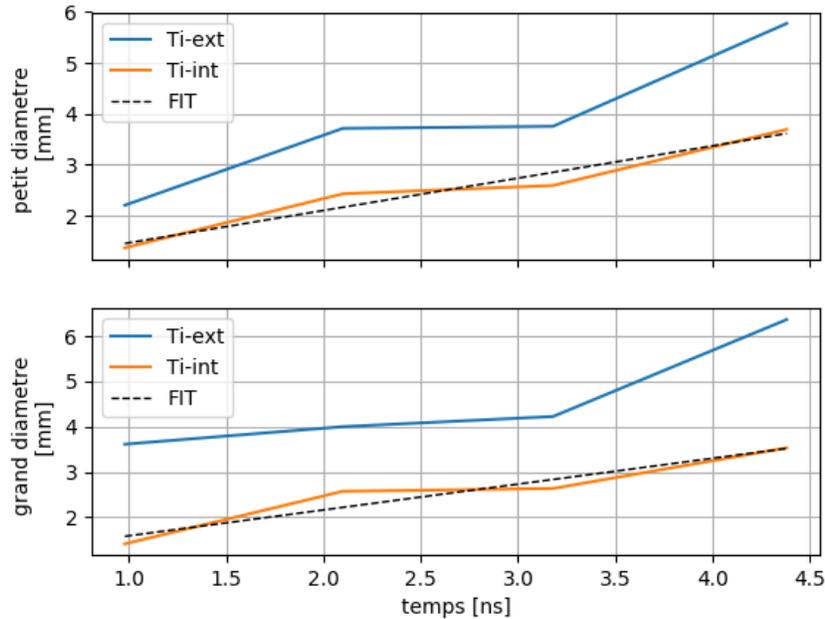


FIGURE 4.27 – Évolution temporelle du diamètre mesuré sur les images de radiographie proton expérimentales. La courbe bleue correspond à la boucle extérieure, tandis que la courbe orange correspond à la boucle intérieure. En raison de l'angle d'incidence des faisceaux laser et aussi de l'angle entre le plan de la cible d'interaction et le faisceau de protons, les boucles magnétiques avaient une forme elliptique. Le panneau du haut correspond au diamètre du petit axe de l'ellipse. Le panneau du bas correspond au diamètre du grand axe de l'ellipse. Les droites en pointillé sont un ajustement linéaire par rapport aux données expérimentales, dont les pentes sont  $0.57 \times 10^3 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$  et  $0.64 \times 10^3 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$  pour le petit axe et grand axe, respectivement.

La figure 4.27 donne l'évolution temporelle du diamètre de la boucle magnétique (comme pour la figure 4.22, on distingue le petit axe et grand axe de l'ellipse). À la différence de l'étude sur l'or, nous mesurons deux boucles magnétiques. Celle à l'intérieur est tracée en orange et celle la plus à l'extérieur en bleu. Pour évaluer la vitesse d'expansion, une fonction linéaire est ajustée par rapport aux données expérimentales, courbe noire en pointillé. La

vitesse d'expansion de la boucle magnétique est de  $0.57 \times 10^3 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$  et  $0.64 \times 10^3 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ . Ainsi la vitesse d'expansion sur une cible de titane est supérieure à celle sur cible d'or, ce résultat n'est pas surprenant, en raison de la masse des ions et de leur degré d'ionisation.

Somme toute, sur le titane, on observe une expansion radiale du champ magnétique plus élevée, toutefois la présence des filaments en plus du champ électrique complexifie encore plus les radiographies proton. Pour ces raisons, la reconnexion magnétique induite par laser a été étudiée en ionisant une cible d'or. Par ailleurs, la simulation FCI2 prédisant le développement du plasma sur l'or, cf section 4.3.2, nous permet d'avoir des renseignements complémentaires pour approfondir l'investigation de la reconnexion dans de tels plasmas.

## 4.4 Reconnexion à 2 boucles magnétiques

Pour forcer la reconnexion entre 2 boucles magnétiques, il faut rapprocher suffisamment les deux bulles de plasma pour que, lors de leurs expansions, les boucles magnétiques entrent en collision. Au point de contact, les lignes du champ magnétique sont antiparallèles et si tous les éléments sont réunis, la reconnexion pourra être enclenchée.

Dans la section 4.3, afin de caractériser les bulles de plasmas au cours de l'impulsion laser, les taches focales sur cible étaient suffisamment éloignées pour qu'elles n'interagissent pas entre elles. Les taches laser ont donc été rapprochées de 1.15 mm ou de 1.5 mm (ces deux paramètres ont été utilisés) pour forcer les bulles à entrer en collision suffisamment tôt, i.e. avant 1 ns d'après la mesure de l'expansion de la bulle montrée en figure 4.22. Plus les taches focales sont rapprochées, plus tôt sera l'instant de collision entre les deux bulles et par conséquent l'étude du phénomène à la suite de la collision s'étendra sur une plage temporelle plus grande. Par ailleurs, l'écart entre les bulles semble être l'un des ingrédients clés au forçage de la reconnexion. En éloignant les bulles l'une de l'autre, la quantité de matière dans la zone de reconnexion diminue et la pression thermique sera réduite, par association. Si la pression en entrée de la zone de reconnexion est plus faible, la première idée est que les lignes du champ magnétique ne seront plus aussi efficacement comprimées. Si le champ magnétique n'est plus comprimé, comment la couche de courant peut-elle alors se former? De plus, la fréquence de collision tend à diminuer lorsque l'on s'écarte de la tache focale. En éloignant les bulles, la résistivité dans la couche de courant diminuera.

Bien évidemment, au vu de la détente du plasma, les taches focales ne peuvent pas être trop éloignées à défaut de ne jamais enclencher la reconnexion. A contrario, rapprocher trop les tâches focales, jusqu'à ce qu'elles se chevauchent, entraîne les deux taches focales à ne devenir plus qu'une unique tache focale sur cible. Par conséquent, une seule boucle magnétique est produite par effet Biermann-batterie et donc aucun phénomène de reconnexion ne pourra être observé dans cette configuration. Au vu des contraintes, nous avons décidé de séparer les taches focales de 1.15 mm et de 1.5 mm.

### 4.4.1 Preuves expérimentales d'une annihilation de la couche de courant

En sondant les plasmas à différents temps à travers plusieurs tirs et en décalant le temps d'arrivée de faisceaux par rapport à PETAL (impulsion laser produisant le faisceau de protons

de la radiographie proton), la séquence temporelle présentée en figure 4.28 a pu être constituée. Afin que la lecture des radiographies proton se fasse correctement le contraste des images a été fortement augmenté.

Premièrement, sur l'image de radiographie proton au temps tôt (2.1 ns), la première image à gauche en figure 4.28, les deux tores magnétiques induits par les deux faisceaux laser apparaissent très distinctement. Comme précédemment, ce tore se dessine sur les RCFs par un disque dont le périmètre est marqué par une surdensité. Ces deux tores se distinguent mieux à 2.1 ns car ils sont délimités par un trait de faible amplitude, une accumulation de protons. Par la suite, ce trait s'atténue jusqu'à disparaître. Cette variation de dose au point de contact renseigne sur le gradient du champ magnétique et donc des phénomènes de reconfiguration au cours du temps.

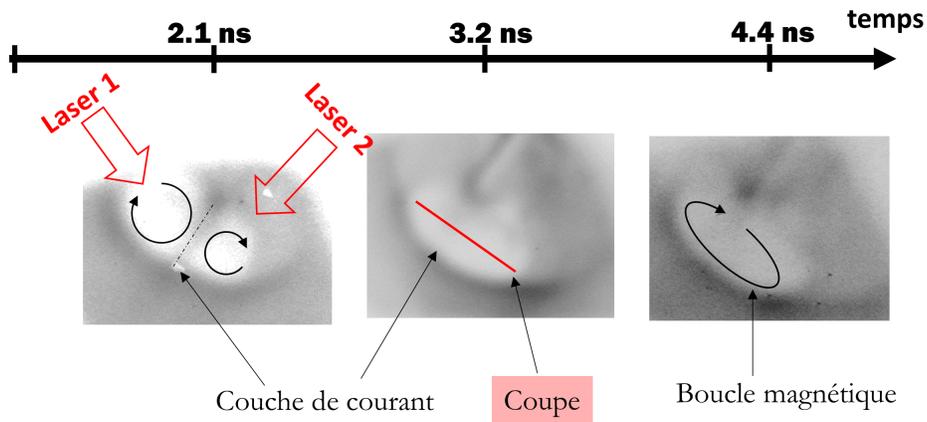


FIGURE 4.28 – Radiographies proton de l'interaction entre deux tores magnétiques se rencontrant et se reconfigurant entre eux. Les bulles de plasma ont été sondées à 3 instants différents, 2.1 ns 3.2 ns et 4.4 ns, afin de reproduire cette séquence temporelle. Les flèches rouges matérialisent les deux faisceaux laser et le trait en pointillé noir montre la position de la couche de courant, qui est aussi la couche neutre délimitant les deux tores magnétiques. Le trait rouge désigne la position, où les coupes de la figure 4.29 ont été effectuées. Les cercles fléchés noirs illustrent la topologie des boucles magnétiques.

Contrairement aux radiographies présentées en chapitre 2 et 3, les variations de contraste sont proportionnelles aux gradients magnétiques, voir équation 4.5. On parle d'un régime à faible contraste, c'est-à-dire que le déplacement subi par les protons est plus faible que la longueur caractéristique du plasma mis dans le repère du détecteur. Par conséquent, ces variations de contraste sont proportionnelles à la couche de courant formée au cours de la compression des lignes de champ magnétique, puisque le courant MHD s'exprime :  $\mathbf{j} = \nabla \times \mathbf{B} / \mu_0$ . En introduisant le courant sous cette dernière forme dans l'équation 4.5, on obtient une relation liant le courant  $j_z$  et les variations de dose :

$$\frac{I - I_0}{I_0} = -\frac{el}{\sqrt{2mE_{inc}}} \int j_z dz \quad (4.9)$$

D'après cette équation, les modulations de dose sont proportionnelles à la densité de courant colinéaire aux mouvements des protons,  $j_z$ . Cette relation facilite la lecture des radiographies présentées en figure 4.28, puisque l'augmentation du signal signifie que la densité de courant croît aussi. Ainsi le trait qui délimite les deux boucles magnétiques à  $t = 2.1$  ns sur la figure 4.28, correspond à la couche de courant créée par la compression des lignes du champ magnétique antiparallèles.

Cette perte de signal (disparition du trait) n'est rien d'autre qu'une diminution de l'intensité de la couche de courant, jusqu'à devenir nulle. L'annihilation de la couche de courant est illustrée au travers de la figure 4.29, où les courbes sont exprimées en  $\Delta N/N_0$  dans la zone de reconnexion. La couche de courant correspond à la bosse dans la zone grisée en figure 4.29. L'amplitude<sup>10</sup> de ces bosses diminue au cours du temps, puisque le  $\max(\Delta N/N_0)$  passe de 0.2 à 0.5 entre 2.1 ns et 3.2 ns. De plus, au dernier temps, dans la zone de reconnexion le signal est quasi-constant ; aucun pic ne ressort du bruit. La couche de courant est donc nulle à  $t = 4.4$  ns.

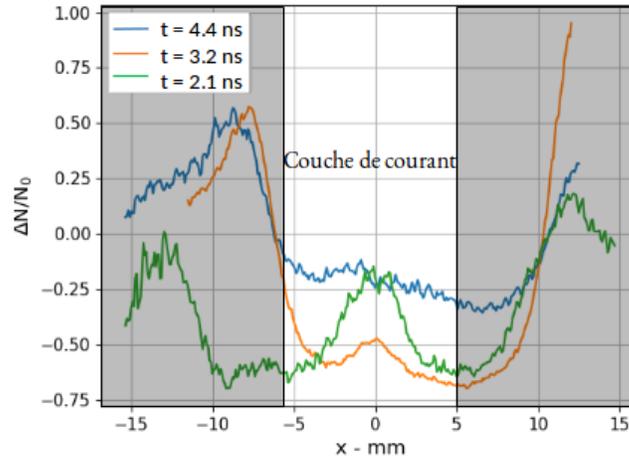


FIGURE 4.29 – Coupes des radiographies proton présentées en figure 4.28 dans la direction perpendiculaire à la couche de courant et passant en son centre. La zone non-grisée est la zone de reconnexion entre les deux boucles magnétiques. La bosse est la couche de courant associée à la compression magnétique aux abords de la couche neutre. Les distances de l'abscisse sont exprimées dans le référentiel du détecteur.

#### 4.4.2 Reconnexion totale des boucles magnétiques

La disparition du signal signifie que localement les lignes du champ magnétique se sont décompressées, c'est-à-dire que le gradient magnétique s'est adouci. Trois situations peuvent expliquer une telle décompression :

10. On fait allusion à l'amplitude relativement au "fond", la zone de déplétion des protons

1. La pression cinétique du plasma en amont du point de reconnexion n'est plus présente ou moins intense, ne permettant plus de maintenir la pression magnétique
2. Le flux magnétique en se reconfigurant au point de contact lors du phénomène de reconnexion est évacué en aval ("outflow" est le terme utilisé dans la littérature)
3. La dissipation du flux magnétique due à la collisionnalité du plasma. Dans un plasma résistif, l'énergie magnétique est dissipée par effet joule.

La 3<sup>ème</sup> hypothèse sous-entend que pour une quantité donnée de flux magnétique se dissipant au point de contact, la même quantité se dissiperait simultanément partout ailleurs, entraînant une réduction des déflexions des protons sondant les bulles (voir une réduction de la taille des boucles magnétiques). Or, on n'observe pas une réduction générale des déflexions engendrée par une diminution d'amplitude du flux magnétique. La 3<sup>ème</sup> hypothèse n'est donc pas valide. Ceci est cohérent avec l'hypothèse de non-collisionnalité dans la couronne du plasma ablaté.

Dans les deux premières situations, le flux magnétique est évacué soit dans la direction amont, (1) ("retour à la source") ou soit dans la direction aval (2). La situation (1) implique que la pression magnétique l'emporte sur la pression du laser. Pour cela, le laser doit être éteint, ce qui n'est pas le cas ici. La situation (2) est donc la seule qui explique une diminution de l'intensité de la couche de courant alors que le faisceau continue d'irradier la cible solide.

D'après les radiographies proton, l'évolution de la topologie magnétique se déroule ainsi :

Comme les pointés des faisceaux laser ont été très rapprochés, très rapidement les lignes magnétiques antiparallèles en provenance des deux plasmas se rencontrent et se compriment l'une sur l'autre induisant une couche de courant prononcée entre les deux plasmas, voir la radiographie à  $t = 2.1$  ns de la figure 4.28. La reconnexion est enclenchée quasiment aussitôt dans une configuration coplanaire.

Une fois la reconnexion enclenchée, le flux magnétique qui s'accumule aux abords de la couche neutre est reconnecté et il est évacué en aval de la zone de reconnexion. Or, la reconnexion est suffisamment efficace pour évacuer une plus grande quantité de flux magnétique que de flux magnétique produit par le mécanisme de Biermann batterie. Ainsi, la compression magnétique diminue au cours du temps, voir radiographie à  $t = 3.2$  ns de la figure 4.28. On observe à la fin de l'impulsion (à  $t = 4.4$  ns) que tout le flux magnétique produit a reconnecté. Le trait délimitant les deux bulles de plasma (à  $t = 3.2$  ns) n'existe plus puisque tout le flux magnétique en amont a reconnecté et les deux disques de déplétions ne deviennent plus qu'une ellipse "évidée", voir Figure 4.28. Les deux panaches peuvent donc se mélanger.

#### 4.4.3 Comparaison aux expériences menées au LULI2000

Dans le chapitre 2 (lors de l'ionisation du feuille de cuivre), nous avons observé que tout au long de l'impulsion laser, la largeur du trait est restée constante, voir le récapitulé en figure 4.30. Une telle stabilité dans la couche de courant au cours du temps signifie que pour une certaine quantité de flux magnétique entrant dans la zone de reconnexion, la même quantité est évacuée. Ceci revient à dire que le taux de production magnétique est égal au taux de

flux magnétique reconnectant. Ce résultat sur la reconnexion "stationnaire" avait été aussi observé sur une feuille d'or (courbe bleue de la figure 4.30), c'est-à-dire le même matériau que la cible utilisée sur cette expérience. Néanmoins, nous avons pu observer une reconnexion totale lors de l'interaction avec une cible d'aluminium (courbe rouge). Avant 3.2 ns, tout le flux magnétique a reconnecté.

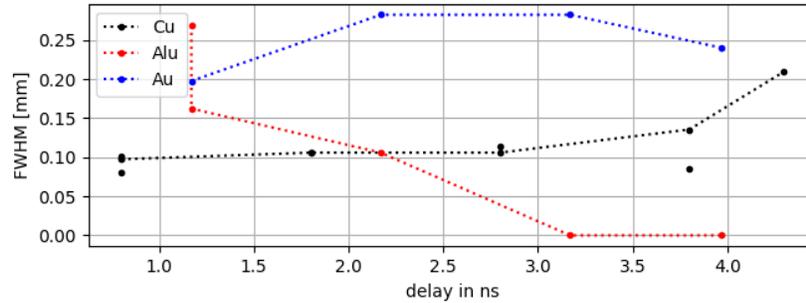


FIGURE 4.30 – Évolution temporelle de l'épaisseur du trait protonique séparant les deux tores magnétiques sur les radiographies proton. Ces données ont été obtenues sur les expériences menées au LULI2000 et détaillées dans les chapitres 2 et 3. La courbe noire correspond aux données obtenues sur une cible de cuivre (chapitre 2), la courbe rouge sur une cible d'aluminium (chapitre 3) et la courbe bleue sur une cible d'or (chapitre 3).

Or, à l'installation LMJ, bien que le taux de production magnétique est plus important, tout le flux magnétique produit a été reconnecté en moins de 4.4 ns. Ceci prouve que la reconnexion magnétique est plus efficace à dissiper le flux magnétique dans la région de reconnexion. En comparant ces résultats avec ceux obtenus au LULI2000, le seul point qui lie la reconnexion sur cible d'aluminium au LULI2000 avec la reconnexion à LMJ par rapport aux autres, est la vitesse de détente de la boucle magnétique. En effet, cette dernière est de 190 km/s (Alu/LULI2000) et de 200 km/s (LMJ), contre seulement 80 km/s (Cu/LULI2000) et 130 km/s (Au/LULI2000). Ceci suggère que la vitesse du flot (de détente) force la reconnexion fortement jusqu'à gouverner l'efficacité de cette dernière. Ce résultat important pourrait être confirmé au travers de quelques simulations mettant en œuvre un code capable de simuler l'apport de matière (modélisation de l'ionisation laser) dans un régime dont le paramètre- $\beta$  élevé.

Lors de cette seconde partie de la campagne expérimentale, nous avons été en mesure de prouver :

1. que la reconnexion avait bien lieu,
2. qu'elle est très efficace, c'est-à-dire que le rythme, auquel le flux magnétique reconnecte, est plus soutenu que la production du flux magnétique,
3. au regard des résultats des campagnes LULI2000, cette reconnexion "très" rapide est due à son caractère fortement forcé, qui est régi par la vitesse de détente du plasma.

## 4.5 Reconnexion à 3 boucles magnétiques : reconnexion en "trèfle"

Nous venons de démontrer que nous avons une reconnexion très efficace lorsque seulement deux boucles magnétiques interagissent entre elles. Dans cette section, nous verrons l'évolution de la topologie magnétique lorsqu'une troisième boucle est introduite dans le système, ce qui nous permettra de confirmer l'hypothèse émise au début du chapitre concernant la possibilité d'inhiber la reconnexion aux différents points de contact.

### 4.5.1 Disposition expérimentale

Pour pouvoir étudier la configuration dite en "trèfle", deux autres quadruplets laser, **10H** et **10B**, ont été mis à disposition par rapport aux configurations précédemment présentées, comme le montre le schéma en figure 4.31. L'énergie délivrée dans ces derniers quadruplets laser a été modulée de telle sorte à avoir une intensité sur cible similaire à celles dans les autres taches focales. Ainsi, les amplificateurs laser ont été programmés pour que 10H et 10B délivrent sur cible une énergie de  $E = 12.0$  kJ et  $E = 11.5$  kJ, respectivement.

Bien évidemment, les paramètres laser et de positionnement des taches focales sont restés inchangés afin d'avoir une comparaison cohérente tant dans l'évolution des bulles plasmas (expansion et croissance du champ magnétique induit par laser) que dans la dynamique de la reconnexion magnétique lors de l'interaction de deux boucles magnétiques. Les paramètres laser sont détaillés dans la section 4.2.2. Les taches focales ont été séparées soit de 1.15 mm et soit de 1.5 mm, comme pour la reconnexion à deux boucles. En raison du pointé sur tir et de la configuration demandée, la précision était de l'ordre de  $200 \mu\text{m}$ .

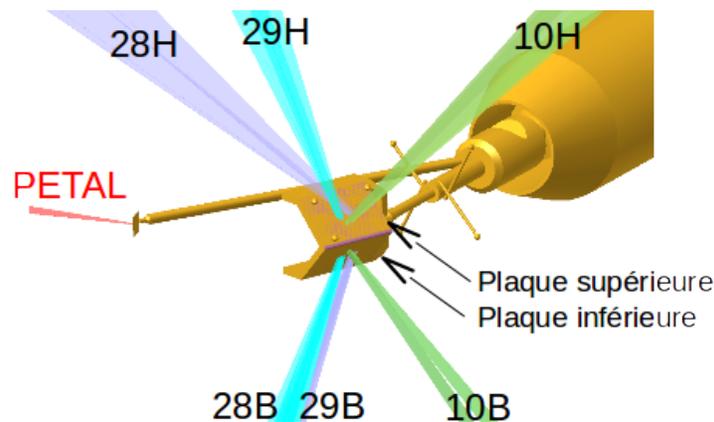


FIGURE 4.31 – Disposition laser sur la cible d'interaction pour la configuration en "trèfle". Comparé à la disposition présentée en figure 4.4, les quadruplets laser 10H et 10B ont été ajoutés pour avoir 3 boucles magnétiques sur chaque pan de la cible. Le faisceau PETAL est représenté par le trait rouge.

### 4.5.2 Preuves expérimentales de l'inhibition de la reconnexion

La figure 4.32 correspond à la séquence temporelle obtenue à l'aide d'une série de tirs laser. Elle donne la topologie magnétique entre trois boucles magnétiques induites par trois quadruplets laser vue au travers de la déflectométrie de protons. Comme pour les radiographies présentées tout au long de ce manuscrit, les boucles magnétiques expulsent vers l'extérieur les protons sondant, ce qui laisse cette trace caractéristique sur le film, le disque clair entouré par un liseré foncé. Cette trace se dessine nettement sur la plupart des radiographies en figure 4.32. Distinguer les trois boucles magnétiques est grandement facilité par la présence d'une délimitation (trait) entre chaque bulle de plasma.

Par exemple, au temps tôt (2.1 ns), voir les images à gauche de la figure 4.32, cette délimitation est atténuée. De plus, les structures causées par la présence d'un champ électromagnétique perturbent l'identification du motif étudié (le trait de surdensité protonique induit par les gradients magnétiques au point de contact). Ces structures parasites se dissipent avec le temps et les champs magnétiques se renforcent au cours du temps. Les motifs étudiés deviennent plus nets. À partir de 3.2 ns, les "traits" délimitant les bulles sont stables. Puisqu'au dernier temps sondé, 4.4 ns, les traits sont toujours présents et n'ont pas changé (tant en contraste qu'en épaisseur), tandis que les boucles magnétiques ont continué de s'étendre.

Que ce soit avec une séparation entre les taches focales de 1.15 mm (1<sup>ère</sup> ligne de la figure 4.33a) ou une séparation de 1.5 mm (2<sup>ème</sup> ligne de la figure 4.33a, le "trait" associé à la compression magnétique est présent jusqu'à la fin de l'impulsion laser. Ceci, contrairement à la reconnexion entre deux boucles magnétiques, où cette délimitation s'atténue très rapidement jusqu'à être complètement annihilée.

L'équation 4.9 émise dans la section 4.4 affirme que les modulations de dose sont proportionnelles à la densité de courant intégré le long du parcours des protons dans la limite d'un régime à faible contraste. Ici, cette hypothèse sur le régime faible contraste de la radiographie proton reste applicable. En soi, les conditions plasma sont quasiment inchangées. Par conséquent, en traçant les modulations de dose nous avons un aperçu direct sur la manière dont évolue la couche de courant dans le temps. En figure 4.33a, les modulations de dose ont été tracées pour les différents temps de sondage et la zone de reconnexion a été mise en évidence à l'aide de la boîte non grisée.

Cette comparaison montre bien la tendance décrite précédemment. Dans un premier temps, la couche de courant croît et se renforce, courbe bleue. Puis, après 3.2 ns la couche de courant est stable jusqu'à la fin de l'impulsion laser (courbes verte et orange). En tout cas, aucune fluctuation significative n'a été observée au travers des RCFs.

L'autre configuration, i.e. avec une séparation de 1.5 mm, converge dans la même direction concernant l'évolution de la topologie magnétique. Au dernier temps de sondage, la couche de courant (courbe orange en figure 4.33b) est toujours présente. Son amplitude est du même ordre de grandeur que celle des coupes montrées en figure 4.33a. Malheureusement, dans cette dernière configuration le plasma n'a pas été sondé à un temps intermédiaire pour enrichir l'étude de la dynamique de la couche de courant.

La stabilité de la couche de courant tout au long de l'impulsion laser montre que la recon-

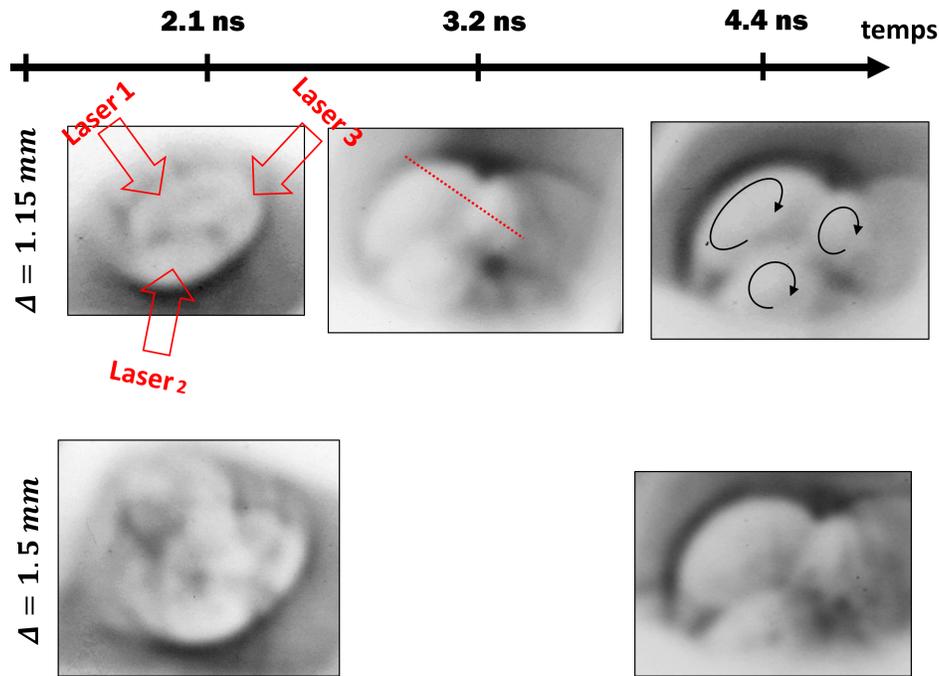


FIGURE 4.32 – Radiographie proton de l'interaction entre trois boucles magnétiques se recontrant et se reconfigurant entre elles. Les bulles de plasma ont été sondées à 3 instants différents, 2,1 ns 3.2 ns et 4.4 ns, afin de réaliser cette séquence temporelle. Les flèches rouges matérialisent les deux faisceaux laser. Le trait rouge désigne la position, où les coupes de la figure 4.33 ont été effectuées. Les cercles fléchés noirs illustrent la topologie des boucles magnétiques.

nexion n'est pas dans le même régime que celle présentée en section 4.4, i.e la reconnexion entre deux boucles magnétiques. Dans ce dernier cas, les deux boucles ont le temps de reconnecter tout le flux magnétique produit en moins de 4.4 ns, ce qui équivaut à dire que la reconnexion a été bien plus efficace que ne l'a été la production de flux magnétique.

Alors que dans la reconnexion en "trèfle", la compression magnétique semble constante au moins à partir de 3.2 ns malgré une production continue du flux magnétique. Si la compression magnétique aux abords de la couche neutre reste constante, c'est que l'on est dans une reconnexion "stationnaire" (défini comme le taux de production magnétique étant égal au taux auquel reconnecte le flux magnétique). Au regard de la configuration à deux boucles, le système en configuration "trèfle" est moins efficace pour évacuer le flux magnétique en amont de la couche de courant. En d'autres termes, la reconnexion est inhibée par la présence d'une reconnexion multiple.

Ainsi, l'expérience prouve que la reconnexion entre plusieurs boucles magnétiques est clairement affectée et ralentie. Même si nous n'avons pas pu faire de mesure directe des déformations subies par les boucles pouvant entraîner un tel ralentissement, la prédiction initialement émise sur la reconnexion en trèfle s'avère être confirmée au travers de ces mesures. Un ralentissement

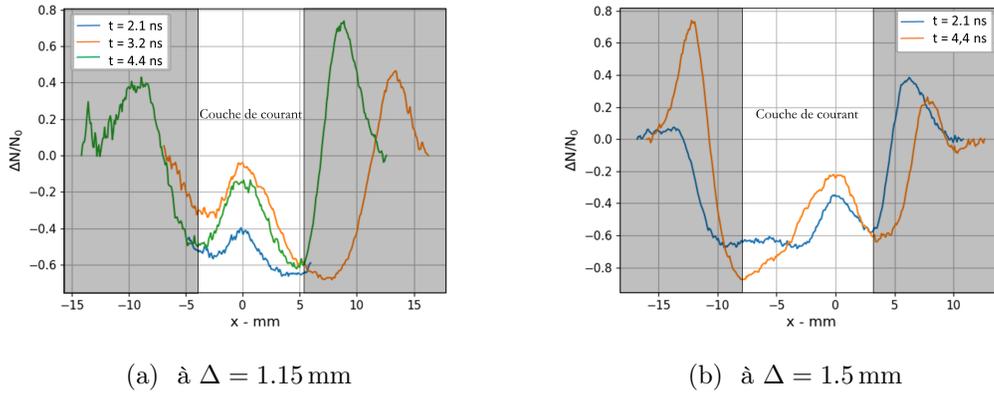


FIGURE 4.33 – Coupes des radiographies proton présentées en figure 4.32 dans la direction perpendiculaire à la couche de courant et passant en son centre. La zone non grisée est la zone de reconnexion entre les deux boucles magnétiques et la bosse est la couche de courant associée à la compression magnétique aux abords de la couche neutre.

de la reconnexion en raison d'une déformation des tores magnétiques est l'un des mécanismes les plus probables pouvant expliquer une telle frustration.

## 4.6 Étude numérique de la configuration en "trèfle"

Dans cette section, nous allons présenter comment la configuration en trèfle modifie la dynamique de l'interaction entre les bulles de plasma au travers de simulations HECKLE, voir section 1.3.4. Précédemment, nous avons montré expérimentalement que passer d'une configuration de deux bulles à en trèfle a inhibé la reconfiguration entre les boucles magnétiques. Nous vérifions dans cette section que nous obtenons la même tendance concernant le caractère inhibiteur de la configuration en trèfle et nous essaierons de pointer l'origine de cette inhibition.

De plus, l'un des intérêts de cette expérience a été d'augmenter significativement l'énergie laser et ainsi accroître la quantité de flux magnétique produit par l'effet Biermann-batterie ainsi que la pression magnétique en comparaison des campagnes expérimentales menées au LULI2000 (cf chapitres 3 et 2). Les résultats suggèrent entre autres que la reconnexion magnétique est plus efficace lorsque la pression magnétique est renforcée, voir section 4.4. Cette étude numérique comparative n'a pas encore été menée et ne pourra donc pas être présentée. L'une des raisons principales est un manque de capacité de calcul, puisque pour simuler des boucles numériques dont le rayon fait au moins 1.5 mm, il faudrait une boîte de simulation dont la dimension est de  $1250 \times 850 \delta_{pi}^2$  (en prenant une densité proche de la densité critique, i.e  $n_0 = 1 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ ).

### 4.6.1 Présentation de l'initialisation

Ainsi, toutes les simulations présentées n'ont pas été dimensionnées en fonction des dimensions caractéristiques de l'expérience menée au LMJ, c'est-à-dire des longueurs de l'ordre de plusieurs millimètres. Ces raisons nous ont amenés à utiliser une initialisation très proche de celle employée auparavant, voir sections 2.5 et 3.4. Par conséquent, nous ne donnerons pas une présentation détaillée des simulations obtenues lors de l'interaction entre deux bulles. Nous nous attarderons plus sur les simulations en configurations trèfles. Ensuite, nous ferons une comparaison entre ces deux simulations afin d'éclaircir les divergences de comportement entre une reconnexion à deux ou trois bulles.

Les résultats des simulations en trèfles ont été directement comparés à celle à deux boucles. La même démarche comparative a été mise en œuvre dans la partie expérimentale. Pour que cette démarche ait un sens, il faut comparer ce qui est comparable, en d'autres termes pour une étude numérique il ne faut modifier qu'un paramètre. Ici, on ajoute une bulle afin de multiplier les points de reconnexion.

Concernant l'initialisation pour les simulations à deux bulles, les profils magnétique, de densité et de vitesse ont été simulés pareillement à ceux utilisés en chapitre 3, voir Figure 3.33. La taille des boîtes a donc aussi été implémentée avec des dimensions :  $80 \delta_{pi} \times 120 \delta_{pi}$ . Des simulations ont été lancées, l'une avec une température normalisée des protons et des électrons de 1 et l'autre de 10. De la sorte, le paramètre- $\beta$  pour la première simulation est de 2 (Figure 4.34) et 20 pour la seconde (Figure 4.35), ce qui nous a permis d'évaluer l'influence du paramètre- $\beta$  dans la configuration en trèfle. D'après la simulation FCI2 (section 4.3.2), le paramètre- $\beta$  diminue au cours du temps :  $\beta$  passe de 20 (à 1 ns) à 2 (à 5 ns), puisque pendant la durée de l'impulsion laser, le champ magnétique s'intensifie et continue d'être produit par le flux de chaleur. Cette modification ne peut pas être modélisée à ce jour dans les simulations HECKLE. Pour y remédier, l'une des alternatives est de voir comment se comporte le système pour différentes valeurs du paramètre- $\beta$  compris dans la plage estimée par FCI2, c'est-à-dire entre 2 et 20.

Quant aux simulations en trèfle, l'initialisation a donc été basée sur celle à deux bulles pour que la comparaison soit pertinente. Les profils magnétique, de densité, de température et de vitesse ont été pris identiques, voir Figure 3.33. La distance entre les bulles est aussi égale à  $36 \delta_{pi}$ . Les centres des trois bulles forment donc un triangle équilatéral afin de conserver une symétrie et de ne pas favoriser certains points de reconnexion plus que d'autres. Bien évidemment pour pouvoir insérer les bulles de plasma dans la boîte de simulation, cette boîte a été agrandie ( $120 \delta_{pi} \times 120 \delta_{pi}$ ). Dans la première colonne des Figures 4.34 et 4.35, les distributions spatiales du champ magnétique, de la densité et du courant sont représentées à l'initialisation.

### 4.6.2 Description des simulations

L'initialisation des simulations vient d'être décrite. Nous allons maintenant décrire l'évolution générale du système ainsi que le développement de la reconnexion pour la configuration à deux ou trois boucles magnétiques. Ces descriptions générales sont nécessaires pour pouvoir les comparer par la suite.

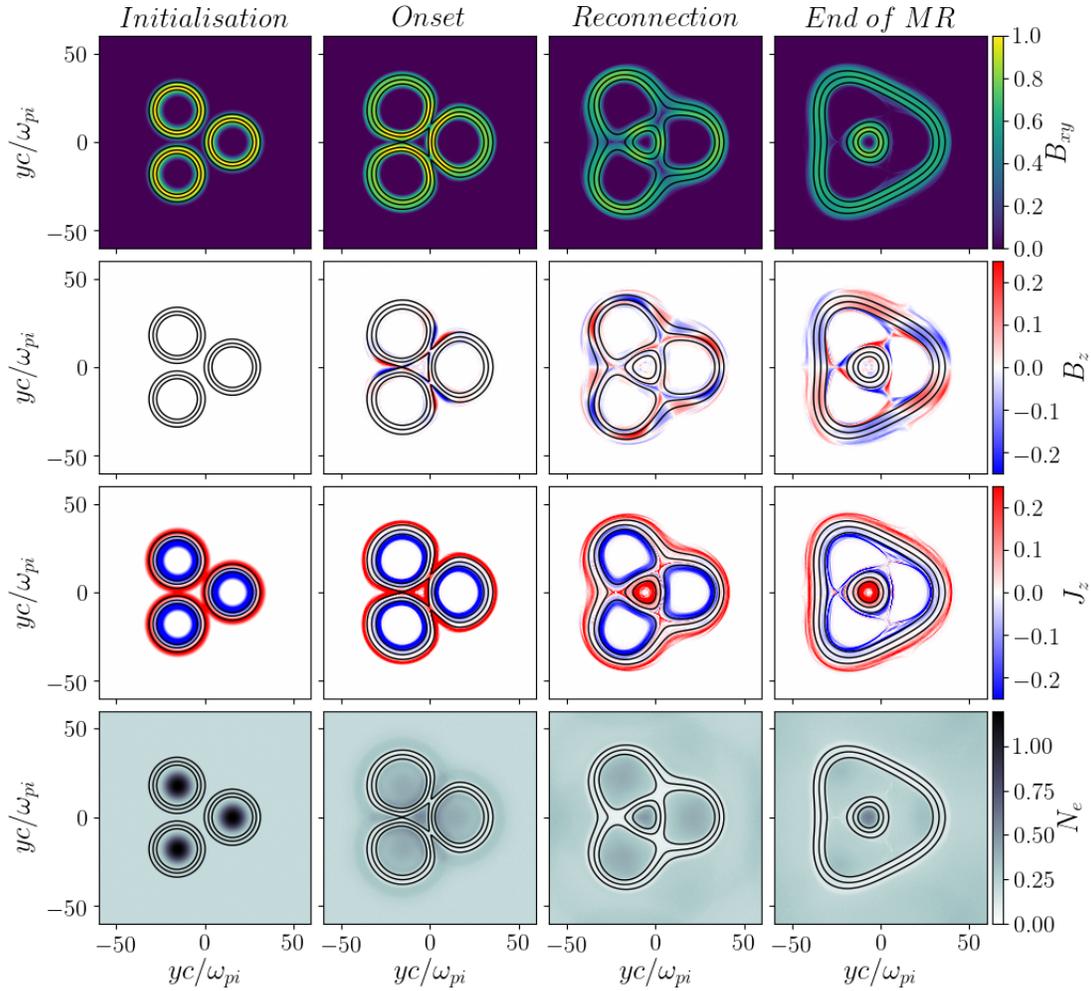


FIGURE 4.34 – Résultats d’une simulation en configuration trèfle à  $\beta = 2$  dans les phases principales de la reconnexion : initialisation ( $t = 0.0 \Omega_{ci}^{-1}$ ), démarrage ( $t = 10.0 \Omega_{ci}^{-1}$ ), pendant la reconnexion ( $t = 25.0 \Omega_{ci}^{-1}$ ) et à la fin de la reconnexion ( $t = 40.0 \Omega_{ci}^{-1}$ ).

#### 4.6.2.1 2 boucles

L’initialisation a donc été exactement la même que celle utilisée dans le chapitre 3 et le résultat obtenu est par conséquent le même, ce qui est rassurant pour un code (voire une expérience) d’obtenir le même résultat lorsque les conditions (initiales et aux limites) sont identiques. Le déroulement des différentes phases est similaire à ce qui a été vu dans les chapitres 2 et 3.

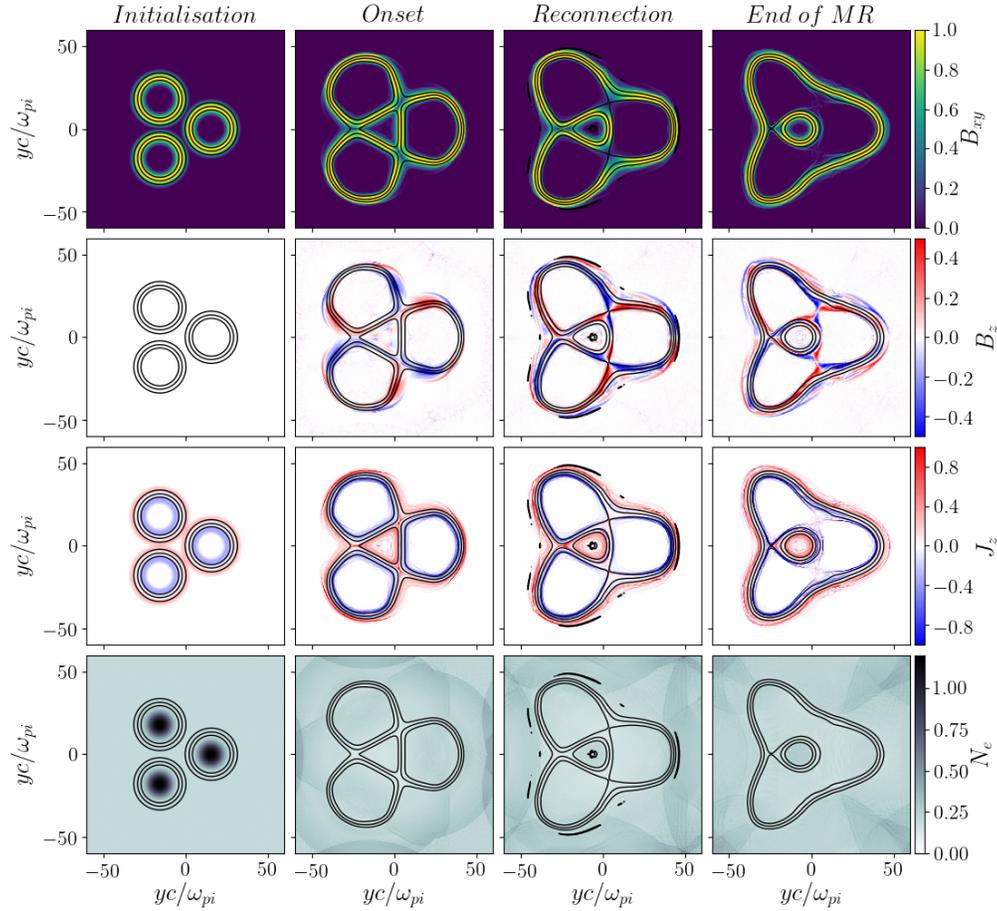


FIGURE 4.35 – Résultats d’une simulation en configuration trèfle à  $\beta = 20$  dans les phases principales de la reconnexion : initialisation ( $t = 0.0 \Omega_{ci}^{-1}$ ), démarrage ( $t = 10.0 \Omega_{ci}^{-1}$ ), pendant la reconnexion ( $t = 15.0 \Omega_{ci}^{-1}$ ) et à la fin de la reconnexion ( $t = 20.0 \Omega_{ci}^{-1}$ ).

En résumé, suite à la compression des lignes magnétiques au point de contact des bulles, la reconnexion s’enclenche en formant un point-X et reste stable jusqu’à la consommation totale du flux magnétique. Le taux de reconnexion mesuré sur ces simulations est tracé sur les figures 4.36 (pour  $\beta = 2$ ) et 4.37 (pour  $\beta = 20$ ) et l’évolution du taux de reconnexion fait apparaître distinctement les trois phases (la mise en place, une phase de reconnexion stable et la fin). Le taux de reconnexion, une fois la reconnexion établie, est constant et sa valeur est comprise entre 0.15 et 0.25. Elle s’écroule une fois que le flux magnétique des boucles a été totalement reconnecté. Ce déroulement s’applique pour les deux cas d’étude, c’est-à-dire pour un paramètre- $\beta$  égal à 2 et à 20. On notera tout de même que la durée de la reconnexion est

plus courte à  $\beta = 20$  ( $t \sim 15 \Omega_{ci}^{-1}$ ) qu'à  $\beta = 2$  ( $t \sim 40 \Omega_{ci}^{-1}$ ).

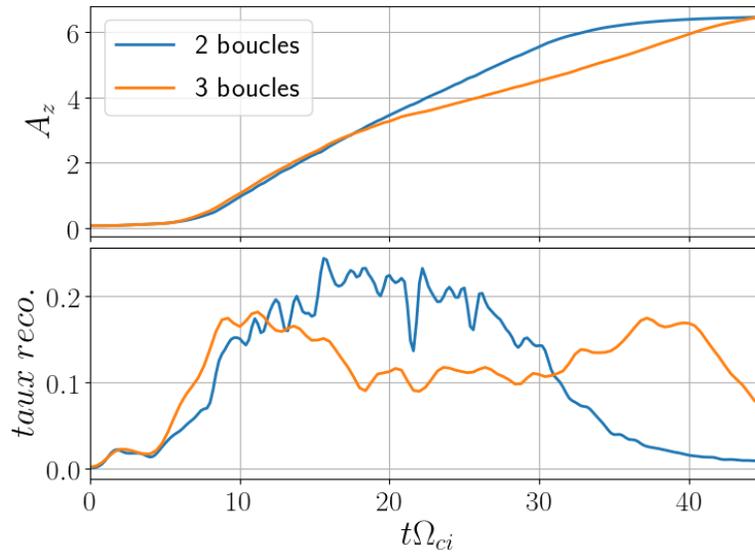


FIGURE 4.36 – **(haut)** Flux magnétique reconnecté en fonction du temps (normalisé) et **(bas)** taux de reconnexion normalisé en fonction du temps. Ces résultats correspondent aux simulations dont le paramètre- $\beta = 2$  et pour les configurations à deux (courbe orange) et trois boucles, "trèfle" (courbe bleue).

#### 4.6.2.2 3 boucles

Dans son ensemble, l'interaction entre trois bulles de plasma se déroule de la même façon que dans la configuration à deux boucles (voir Figures 4.34 et 4.35). Cependant, la mise en place de la reconnexion est plus laborieuse résultant par une reconnexion qui est soit ralentie ou soit stoppée (nous y reviendrons dans la sous-section suivante).

Comme le présentent les figures 4.34 et 4.35, lors du déclenchement de la reconnexion (la deuxième colonne) les lignes magnétiques commencent à s'aplatir et à se comprimer, ce qui induit une couche de courant. Cette couche de courant sera l'un des éléments déclencheurs de la reconnexion avec la formation du quadrupôle de Hall qui est présent aux trois points de contact. La reconfiguration magnétique peut ainsi avoir lieu au point de contact, voir la troisième colonne.

Cependant, on remarquera la formation d'une bulle de plasma centrale qui est confinée par une boucle de plasma. Cette bulle est le produit du piégeage du plasma de fond à la suite de la détente des bulles et de la formation du point-X. Tandis que cette structure centrale se forme, les quadrupôles de Hall,  $B_z$ , semblent à première vue perturbés par cette surdensité au centre. Comme le montrent les images du  $B_z$  au démarrage ("Onset") des figures 4.34 et 4.35,

le quadrupôle n'est plus symétrique comme on a pu le voir au chapitre 3, voir Figure 3.39. Les branches les plus proches du centre sont atténuées par rapport à celles à l'extérieur.

#### 4.6.2.3 Une dynamique perturbée par la présence d'une troisième boucle

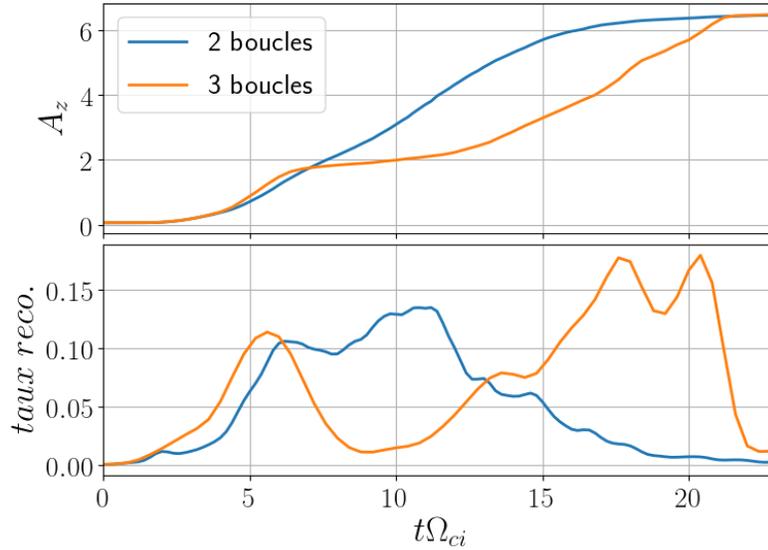


FIGURE 4.37 – **(haut)** Flux magnétique reconnecté en fonction du temps (normalisé) et **(bas)** taux de reconnexion normalisé en fonction du temps. Ces résultats correspondent aux simulations dont le paramètre- $\beta = 20$  et pour les configurations à deux (courbe orange) et trois boucles, "trèfle" (courbe bleue).

Le taux de reconnexion, défini par  $E_z/(v_A B_0)$  au point-X, permet d'avoir une première idée de la manière dont se comporte le système vis-à-vis de la reconnexion. Dans les figures 4.36 et 4.37 est représenté le taux de reconnexion en fonction du temps ainsi que la quantité de flux magnétique reconnecté au cours du temps. Puisque la quantité totale de flux magnétique implémentée à l'initialisation est de  $\sim 6$ , le flux magnétique reconnecté sature à 6, voir panneau du haut des figures 4.36 et 4.37.

La figure 4.36 correspond aux simulations à  $\beta = 2$  en configuration à deux boucles et trèfle, et la figure 4.37 à celles à  $\beta = 20$ . Ces figures montrent le caractère inhibiteur de la reconnexion en trèfle comparé à celle à deux boucles. Néanmoins, l'inhibition de la reconnexion ne prend pas la même forme selon le paramètre- $\beta$ .

À  $\beta = 2$ , la reconnexion en trèfle et celle à deux boucles sont concomitantes, la reconnexion s'enclenche au même instant et le taux de reconnexion atteint le même palier, entre 0.1 et 0.2, vers  $t\Omega_{ci} \sim 9$ . Cependant, on remarquera que, alors que le palier stagne autour de la valeur 0.2 en configuration à deux boucles, le palier est situé au-dessus 0.1 pour la configuration en

trèfle. La reconnexion est donc bien ralentie en présence d'une troisième bulle de plasma. Il en résulte que la reconnexion se termine à  $t\Omega_{ci} \sim 43$  pour la configuration à trois boucles et à  $t\Omega_{ci} \sim 32$  pour l'autre.

À  $\beta = 20$ , une dynamique légèrement différente se manifeste en présence d'une troisième bulle. Comme précédemment le développement de la reconnexion est synchrone entre les deux configurations. Seulement à partir de  $t\Omega_{ci} = 6$ , le taux de reconnexion chute complètement, signifiant que l'on passe d'une reconnexion rapide à une reconnexion lente. A contrario, la reconnexion entre les deux bulles continue avec un taux compris entre 0.1 et 0.15 et elle ne s'arrête qu'à partir de  $t\Omega_{ci} \sim 15$  lorsqu'il n'y a plus du flux magnétique à reconnecter. Une fois la reconnexion arrêtée pour la configuration en trèfle, cette dernière reprend à partir de  $t\Omega_{ci} \sim 12$  et le taux de reconnexion stagne après autour de 0.15.

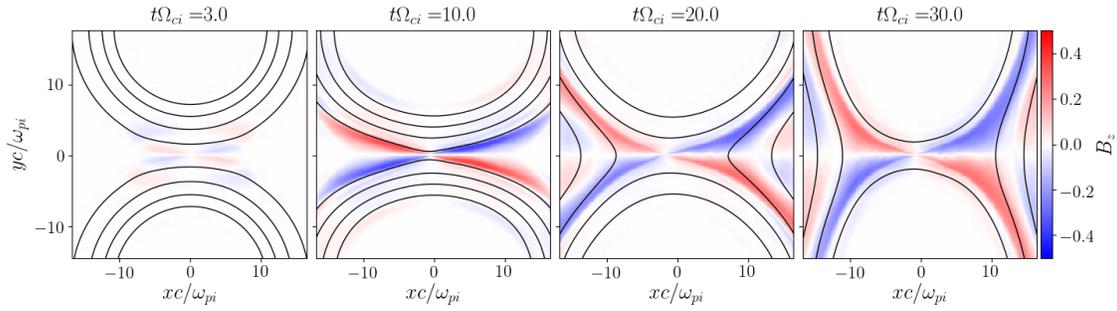
### 4.6.3 Une désorganisation du développement du quadrupôle de Hall

À l'aide des figures 4.34 et 4.35, nous avons pointé une asymétrisation du quadrupôle magnétique aux trois points de reconnexion. Ce comportement semble être avéré. Les figures 4.38 et 4.39 montrent en détail les structures au voisinage du point-X afin d'en révéler les spécificités. Nous pouvons voir que ces agrandissements présentent une structure quadrupolaire asymétrique et/ou bousculée. Par exemple, dans la simulation à  $\beta = 2$  (Figure 4.38b), la partie du quadrupôle la plus à l'intérieur (droite) est atténuée en comparaison de l'autre partie (gauche). De plus, la bulle intérieure tend à écarter les branches dû à la tension magnétique. Alors que dans une reconnexion à deux boucles magnétiques (cf Figure 4.38a), le quadrupôle garde sa symétrie et atteint une amplitude de 0.4. Les distorsions évoquées expliquent l'affaiblissement de la reconnexion.

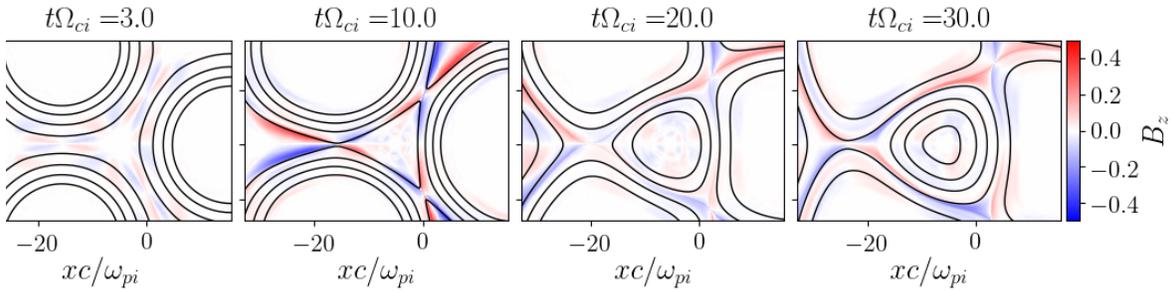
En augmentant le paramètre- $\beta$ , nous avons vu que la reconnexion commence à s'écrouler à partir de  $t\Omega_{ci} = 6$ , alors qu'à  $t\Omega_{ci} = 5$  que ce soit à deux boucles ou à trois boucles, l'interaction entre les boucles semble suivre le même rythme. À  $t\Omega_{ci} = 10$ , la reconnexion est complètement arrêtée et à  $t\Omega_{ci} = 15$  la reconnexion recommence à se développer, mais elle n'a pas encore atteint son maximum, i.e. le plateau. La figure 4.39 montre en analysant la distribution du quadrupôle à ces temps. Premièrement, on observe une désorganisation importante des pôles intérieurs (par rapport à la structure centrale, i.e. droite) du quadrupôle, contrairement à ce qu'on a pu voir en figure 4.38 où seulement une partie du quadrupôle était atténuée. Par exemple : à  $t\Omega_{ci} = 10$  (Figure 4.39), la structure quadrupolaire n'est plus reconnaissable, ce qui n'est pas le cas à  $\beta = 2$ , où la structure est reconnaissable, mais asymétrique (les pôles de droites sont plus atténués que les pôles de gauche).

L'arrêt de la reconnexion s'explique par la formation d'une structure anti-Hall du côté de la bulle centrale. Sur la figure 4.39b, à  $t\Omega_{ci} = 5$ , une microstructure magnétique apparaît entre la bulle centrale et le point de reconnexion. On parle d'une structure anti-Hall puisque sa polarisation est opposée à celle du quadrupôle de Hall. Cette microstructure croît et vient dominer les branches intérieures<sup>11</sup> du quadrupôle de Hall. À partir de  $t\Omega_{ci} = 15$ , ce champ

11. Le terme "intérieur" réfère aux deux branches du quadrupôles qui sont situées entre le point-X et la bulle centrale



(a) Configuration à deux boucles



(b) Configuration en trèfle

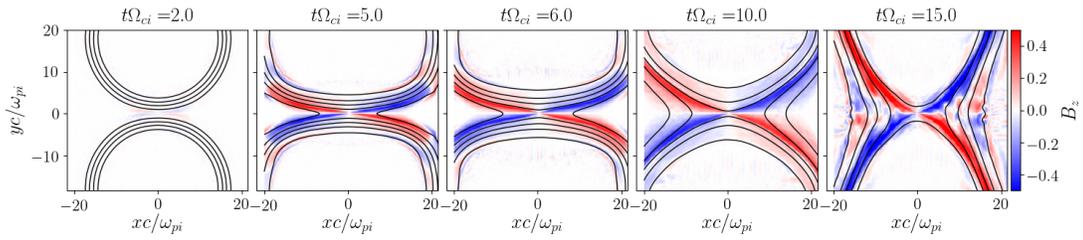
FIGURE 4.38 – Séquence temporelle du quadrupôle de Hall à  $\beta = 2$ .

magnétique anti-Hall s'éteint pour laisser place au quadrupôle de Hall.

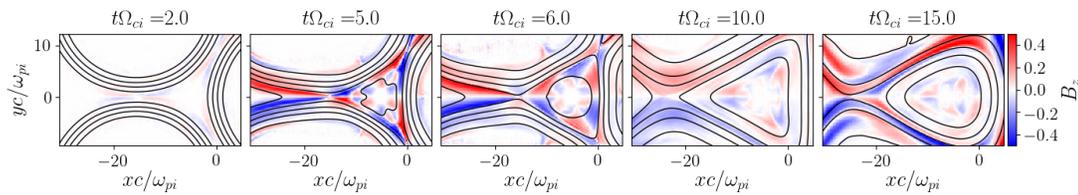
La concomitance de la formation de la structure magnétique anti-Hall suivie de sa disparition avec l'arrêt suivie de la reprise de la reconnexion démontre qu'en contraignant le quadrupôle magnétique de Hall, la reconnexion est ralentie, voire arrêtée. Cette nouvelle observation numérique est en accord avec ce qui a été démontré en chapitre 3 : le quadrupôle magnétique de Hall est nécessaire afin que la reconnexion magnétique se développe et soit maintenue.

#### 4.6.4 Interprétation et limitations

Comme expliqué précédemment, l'ajout d'une troisième bulle permet d'avoir au moins deux points de reconnexion mitoyens. Ainsi, en forçant la reconnexion et donc la création d'un quadrupôle de Hall, la formation d'un quadrupôle perturbe la croissance d'un autre puisque leurs branches sont en anti-phase. En d'autres termes, la croissance d'au moins deux quadrupôles voisins tend à s'annihiler. Cette annihilation est effective si les points X sont suffisamment proches. S'ils sont éloignés, la croissance d'un quadrupôle affectera moins son voisin.



(a) Configuration à deux boucles



(b) Configuration en trèfle

FIGURE 4.39 – Séquence temporelle du quadrupôle de Hall à  $\beta = 20$ .

Or, dans les simulations présentées dans ce chapitre, la bulle de plasma au centre est particulièrement développée en raison de la quantité de plasma de fond qui a été piégée lors de la détente des trois boucles magnétiques. À la suite de la création de cette bulle de plasma de fond au centre des trois autres bulles de plasma, les points X s'éloignent les uns des autres poussés par cette bulle centrale.

On suppose qu'en réduisant la taille de la bulle, les quadrupôles de Hall interféreront d'autant plus entre eux, réduisant par conséquent l'efficacité de la reconnexion. L'une des méthodes pour réduire la taille de la bulle de plasma est de diminuer la pression interne du plasma ainsi en diminuant la quantité de plasma de fond. Cependant, le plasma de fond est indispensable dans un code hybride-PIC tel que HECKLE. Il serait donc nécessaire de réfléchir à des alternatives pour réduire le plasma de fond et ses effets.

Dans l'expérience, un plasma de fond comme on le retrouve dans la simulation n'existe pas. En effet, les bulles de plasma induites par laser se détendent dans le vide, ce qui suggère qu'aucun élément n'éloignera les points de reconnexion. Bien que la présence de cette bulle de plasma de fond altère la dynamique collective des trois bulles de plasma, les simulations démontrent clairement une inhibition de la reconnexion du système. Cette inhibition est confirmée par l'expérience à l'installation laser LMJ, où l'on est passé d'une reconnexion totale (configuration à deux boucles) à une reconnexion stable (le flux magnétique créé est égal à celui produit). Nous avons émis l'hypothèse avant la campagne expérimentale d'une

inhibition de la reconnexion en raison de la déformation des bulles qui perturberait la formation du quadrupôle magnétique et donc inhiberait la reconnexion. Cette hypothèse a été faite suite à la campagne expérimentale du LULI2000, cf chapitre 3, ce qui confirme par ailleurs l'hypothèse sur le rôle du quadrupôle dans le déclenchement de la reconnexion.

## 4.7 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons exploré un régime de la reconnexion forcée jusqu'alors insondé expérimentalement (taille des structures magnétiques, paramètre- $\beta$ ), ce qui a été possible en conduisant une expérience au LMJ. L'installation LMJ/PETAL est unique en son genre. Avec sa grande sœur, l'installation NIF aux États-Unis, elles forment à elles deux les seules installations laser de classe Méga Joule. Au cours cette campagne expérimentale au LMJ, les chaînes laser pouvaient fournir jusqu'à 12 kJ. Une partie de cette source d'énergie est convertie en énergie magnétique. Ainsi lors de l'ablation de la cible solide, les structures magnétiques étaient bien plus grandes que celles utilisées au LULI2000, le flux magnétique total produit était aussi plus important et l'amplitude du champ magnétique plus élevée.

Dans un premier temps, l'objectif était de comprendre la structure spatiale des champs magnétiques autogénérés de l'ordre de 100 à 1000 T lors de l'interaction d'un faisceau laser avec une cible solide dans les conditions de la FCI. Ainsi, les mesures de radiographie proton ont été directement confrontées aux calculs de FCI2. Les résultats obtenus sur l'évolution du champ magnétique suggèrent que la prédiction est raisonnablement en accord avec les mesures. Cependant, on a observé une sous-évaluation en particulier sur la cible de titane, qui est probablement dû à la présence d'une instabilité cinétique qui ne peut pas être prise en compte dans un code tel que FCI2.

Une fois que nous avons une meilleure connaissance de la dynamique spatio-temporelle des boucles magnétiques, nous avons pu sonder le comportement de la reconnexion dans des conditions FCI. Plusieurs diagnostics ont été employés lors de la campagne expérimentale, dont un qui était de contrôle (imageur à rayonnement X). Cependant, nous avons focalisé notre présentation sur les résultats de la radiographie proton parce que c'est le seul qui prouve de façon univoque la mise en place de la reconnexion. Un autre diagnostic, un spectromètre à bande large, qui analyse l'émission X produite par le plasma, est encore en cours d'analyse au CEA. En comparaison des expériences réalisées au LULI2000, la reconnexion magnétique observée au LMJ intervient bien plus rapidement, malgré une quantité de flux magnétique totale significativement plus élevée. Au vu des différences entre les bulles de plasma produites au LMJ et celle du LULI2000, ceci suggère que les caractères à grandes échelles des bulles tels que le rayon ou le flot entrant ont accéléré la reconnexion.

Finalement, nous avons testé s'il était possible d'inhiber la reconnexion à l'aide d'une géométrie plurielle, i.e avec plusieurs bulles. Les boucles se déforment lors du développement de la reconnexion : c'est la formation du quadrupôle de Hall. Ainsi en prenant plusieurs boucles suffisamment proches les unes des autres, aux points de contact, un quadrupôle se forme et vient perturber les autres quadrupôles. Par conséquent, on s'attend à un ralentissement

de la reconnexion. Les images de radiographie obtenues montrent bien cette tendance. La reconnexion n'est en effet plus aussi rapide qu'en présence de deux boucles. La comparaison avec nos simulations PIC hybride montre aussi un freinage de la reconfiguration magnétique. L'analyse détaillée des simulations incite à penser que ce ralentissement est essentiellement causé par un quadripôle asymétrique.

Cette campagne nous a donc permis de montrer que la reconnexion pouvait bien avoir lieu sur les murs du holhraum. La présence d'un tel phénomène amène à perturber le transport de chaleur électronique. Malgré cela, il reste à déterminer si cette modification du transport de chaleur électronique est source de perte de rayonnement X nécessaire à l'allumage.



# Conclusion

Le travail présenté dans ce manuscrit s'inscrit dans l'étude de la reconnexion magnétique dans des plasmas à haute densité d'énergie, plus précisément des plasmas induits par laser de haute puissance tels qu'ils sont produits dans les installations LULI2000, Omega, LMJ/PETAL ou NIF.<sup>12</sup> Les travaux sur la reconnexion magnétique à haute densité d'énergie ont été initiés en 2006 par Nilson et al. au RAL (UK) et Li et al. à Omega (Etats-Unis). Jusqu'à présent, toutes les études expérimentales sur cette thématique se sont attardées à répondre si oui ou non la reconnexion avait lieu, ce qui a été une première étape majeure et possible grâce au développement de la technique de diagnostic dite de « radiographie proton ». En effet la radiographie proton a permis de sonder au cœur du plasma ablaté et d'en extraire une cartographie de la distribution du champ électromagnétique.

Au travers de ce manuscrit, nous avons essayé de mieux comprendre l'évolution de la reconnexion magnétique du phénomène en question dans un contexte HDE. Afin d'y répondre, nous avons dans un premier temps observé comment le comportement de ce phénomène se manifestait dans diverses conditions (en présence d'un champ guide, en imposant une structure magnétique quadrupolaire, ou en changeant le régime de forçage) mais aussi en étudiant une nouvelle géométrie de reconnexion (avec plusieurs sites de reconnexion). Une première partie de l'analyse des données expérimentales était appuyée par des codes tels que FCI2 et ILZ afin de quantifier les conditions plasma. Cette étude expérimentale, menée au LULI2000 et au LMJ/PETAL, a permis de mettre en avant le rôle que pouvait jouer certaines structures magnétiques (par exemple : le champ guide ou un quadrupôle magnétique). Certains diagnostics implémentés avaient pour but de caractériser la couche de courant et d'autres le flot de matière éjecté de la couche de courant. Ces mesures in situ en laboratoire ont un grand intérêt pour la physique solaire et spatiale. Les missions multi-satellites permettent de faire des mesures fines et détaillées in situ du champ électromagnétique, des quantités du plasma et ainsi que de la distribution des particules, ces missions toutefois sont complètement dépendantes des aléas des événements solaires : les paramètres ne peuvent pas être choisis et il n'est pas possible de reproduire deux fois la même expérience. Bien que les travaux présentés sans cette thèse se situent dans un régime bien distinct de celui dans la couronne solaire ou dans la magnétopause, ils offrent notamment un autre angle de vue sur la microphysique qui la régit. La reconnexion peut se produire dans un large éventail d'objets astrophysiques. Nous

---

12. Les expériences présentées n'ont été effectuées qu'au LULI2000 et LMJ/PETAL. Cependant, il est nécessaire de rappeler que d'autres travaux sur cette thématique ont été menés dans ces autres installations laser.

avons cité la couronne solaire, mais la reconnexion semble être présente également dans des objets astrophysiques plus exotiques comme lors de l'interaction de la magnétosphère d'une étoile avec son disque d'accrétion [van Ballegoijen, 1994] ou dans la couronne des disques d'accrétion d'un trou noir [Goodman and Uzdensky, 2008], où une grande quantité d'énergie magnétique stockée est dissipée efficacement via la reconnexion magnétique. Pour ce qui est des plasmas de laboratoire, son implication dans des systèmes de fusion (tokamak et sphéromak) a déjà été vérifiée. Cependant, dans la fusion par confinement inertiel (FCI), le sujet est encore en cours et nous avons essayé de donner une première réponse quant à l'impact que peut avoir la reconnexion. Le chapitre 1 pose le cadre dans lequel se place ce travail et expose quelques problématiques de la reconnexion magnétique. Un état des lieux de la reconnexion en laboratoire est donné. Est également introduit l'apport des installations de laser de puissance dans ce spectre déjà large qu'est l'étude de la reconnexion en laboratoire. Les chapitres suivants ont été découpés par rapport aux campagnes expérimentales menées, puisque chacune d'entre elles s'est approprié une problématique bien spécifique sur le sujet.

Avant les travaux présentés dans ce manuscrit, les expériences menées dans les installations laser étaient uniquement dans la configuration antiparallèle. En proposant une géométrie non-coplanaire, nous avons pu être en capacité d'introduire un champ guide dans le système et ainsi d'en déduire son influence sur la dynamique de la reconnexion. Les études numériques et expérimentales sur la question montrent bien que l'on abaisse l'efficacité de la reconnexion en présence d'un champ guide. Dans nos expériences, où l'on considère que la reconnexion est fortement forcée par la pression interne des bulles de plasma, la radiographie proton met clairement en évidence une dynamique chahutée malgré un très faible champ guide ( $B_{GF} = 0.13B_{zy}$ ). L'analyse des diagnostics implémentés montre que la reconnexion prend alors plus de temps à se développer et que son efficacité est significativement réduite. Cet effet du champ guide jusqu'à présent n'a jamais été prédit de la sorte, puisque les études numériques, comme les nôtres, montrent un effet progressif. L'explication de cette divergence provient de nombre d'éléments physiques présents dans l'expérience qui ne sont pas implémentés dans les simulations évoquées, par exemple : la présence d'un laser ionisant la matière, les flux de chaleurs non-locaux ou l'effet de forçage. En effet, ce genre d'expérience réunit une grande quantité de phénomènes physiques qui sont habituellement étudiés séparément. Par exemple, la détente d'un plasma ablaté dans le vide et son champ magnétique associé sont encore des sujets de recherche d'actualité.

Suivant cette même méthode, nous nous sommes intéressés à la structure magnétique de Hall. L'effet Hall joue un rôle primordial dans la reconnexion rapide. Nous avons voulu tester si c'était toujours le cas pour la reconnexion forcée par laser et s'il était nécessaire à la mise en place de la reconnexion. C'est cette seconde étude expérimentale qui a été menée au LULI2000. Précisons que c'est la première étude expérimentale qui aborde cette problématique liée à la structure de Hall : est-ce une conséquence ? Ou bien est-ce un précurseur de la reconnexion ? Les résultats de la radiographie proton convergent sur le constat que la structure de Hall est indispensable pour le développement de la reconnexion. Ce constat est confirmé par nos simulations numériques. En effet, les images de radiographie proton mettent en évidence une accumulation de flux magnétique aux abords du point-X lorsqu'on force une structure anti-

Hall (un quadrupôle magnétique opposé au quadrupôle de Hall). Tandis qu'en configuration coplanaire, la reconnexion magnétique est établie très rapidement à la suite de l'impact des bulles de plasma.

Toutes les expériences relatives aux deux thèmes mentionnés ci-dessus ont été conduites au moyen de l'installation LULI2000. Afin d'avoir des résultats cohérents entre ces deux campagnes expérimentales, les conditions laser (intensité sur cible, énergie et durée d'impulsion) choisies étaient les mêmes. La compilation des données, obtenues en configuration coplanaire, de ces deux campagnes nous a permis d'observer une modification dans le comportement du phénomène de la reconnexion selon la composition du plasma. Au cours de ces deux campagnes expérimentales, trois types de cible ont été utilisés : des feuilles composées de cuivre, d'aluminium ou d'or. Au final, il semble évident qu'il existe un lien entre la dynamique de la reconnexion et la nature des ions. Par exemple, les dimensions de la zone de découplage des ions sont directement dépendantes de la nature des ions. Plus les ions sont lourds et plus vite ils se découplent des électrons et du champ magnétique, ce qui entraîne une plus grande région de découplage des ions. Par ailleurs, des ions plus lourds présupposent une vitesse fluide plus lente en entrée de la région de diffusion et induisent donc une baisse du taux de reconnexion puisque le débit de flux magnétique entrant est plus faible. Cette étude préliminaire a permis de mesurer et de confronter pour la première fois l'influence de la nature des ions dans la reconnexion. Cependant, une étude numérique complémentaire dans les conditions expérimentales doit être menée afin d'évaluer ce qui a porté cette altération. Un nombre d'éléments plasma peuvent être mis en cause : le transport de chaleur, modification de la zone de diffusion, le transfert radiatif etc. . .

Le dernier chapitre est consacré à l'expérience menée au moyen de l'installation LMJ / PETAL, ce qui nous a permis de générer des structures magnétiques bien plus importantes (pour ce qui est de la taille, quantité de flux et amplitude). Premièrement, nous avons pu mesurer une reconnexion rapide, pendant laquelle l'ensemble du flux magnétique a reconnecté en une durée inférieure à la durée de l'impulsion laser. Au LULI2000, lors de l'irradiation d'une feuille d'or nous n'avons pas observé un tel comportement. Cette modification de comportement incite à penser que l'on a un forçage accru dû à une pression plus forte du plasma ablaté. Deuxièmement, nous avons été capables d'inhiber la reconnexion d'un système ayant plusieurs points de reconnexion. Cette installation offre en effet la possibilité d'utiliser plusieurs spots d'irradiation laser. En rapprochant ces spots, on force la reconnexion en plusieurs points-X mitoyens les uns des autres. Un quadrupôle magnétique tente de se former aux différents points de contact afin que la reconnexion s'enclenche. La formation d'un quadrupôle est perturbée par la présence d'un quadrupôle voisin. Ainsi, chaque quadrupôle perturbe les points de reconnexion voisins ce qui inhibe la reconfiguration des champs magnétiques. Cette expérience nous a permis de confirmer de nouveau l'hypothèse émise en chapitre 3 sur la nécessité de former une structure quadrupolaire magnétique comme préalable au déclenchement de la reconnexion. Cette disposition de plusieurs spots laser voisins est d'intérêt pour la fusion par confinement inertiel dans un schéma indirect. En effet, dans la FCI indirecte, 176 faisceaux laser mis les uns à côté des autres ablatent la paroi du hohlraum, ce qui suggère une configuration idéale pour que la reconnexion se développe.

Tout au long de ce manuscrit, nous avons pu mettre en évidence l'évolution de la topologie magnétique couvrant un grand éventail de configurations à l'aide de la technique de diagnostic de radiographie par proton. La prochaine étape sera d'investiguer plus en détail les échanges d'énergie. Cela requiert d'être capable de quantifier la quantité d'énergie magnétique, cinétique et thermique entrante et celle sortante. Nous avons déjà initié une démarche dans cette direction en mesurant la distribution spatiale et spectrale des particules accélérées du flot sortant. Quant à l'aspect numérique, les divergences avec les mesures expérimentales proviennent essentiellement de l'impossibilité de simuler dans le code utilisé (HECKLE) l'impact du laser (apport de matière et chauffage local), les effets liés à la convection flux magnétique et flux de chaleur (effets de Righi-Leduc et Nernst) et la production de flux magnétique (l'effet Biermann-batterie) ainsi que les effets radiatifs (i.e. le fait que les photons jouent un rôle dans le transport d'énergie). On pourrait penser utiliser certains codes entièrement PIC pour pallier le problème. Ils ont en effet la capacité de reproduire ces effets, mais il est ici nécessaire de simuler les grandes échelles (i.e. la bulle en entier) et sur des durées de la nanoseconde. Ceci rend de ce fait la perspective d'utiliser des simulations PIC quasiment impossible, sauf à un accroissement très important des capacités de calcul. La prédictibilité des simulations reste donc une difficulté en ce domaine.

# Bibliographie

- B. Albertazzi. *Plasmas Lasers et champs magnétiques*. PhD thesis, école polytechnique, 2014.
- B. Albertazzi, J. Béard, A. Ciardi, T. Vinci, J. Albrecht, J. Billette, T. Burris-Mog, S. N. Chen, D. Da Silva, S. Dittrich, T. Herrmannsdörfer, B. Hirardin, F. Kroll, M. Nakatsutsumi, S. Nitsche, C. Riconda, L. Romagnagni, H.-P. Schlenvoigt, S. Simond, E. Veuillot, T. E. Cowan, O. Portugall, H. Pépin, and J. Fuchs. Production of large volume, strongly magnetized laser-produced plasmas by use of pulsed external magnetic fields. *Review of Scientific Instruments*, 84(4) :043505, apr 2013. ISSN 0034-6748. doi : 10.1063/1.4795551. URL <http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.4795551>.
- J. J. Aly and J. Kuijpers. Flaring interactions between accretion disk and neutron star magnetosphere. *Astronomy and Astrophysics*, 227(Jan) :473–482, 1990. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1990A&A...227..473A>.
- S. Atzeni and J. Meyer-ter Vehn. *The Physics of Inertial Fusion – Beam plasma interaction, hydrodynamics, dense plasma physics*. Oxford University Press, Oxford, clarenton edition, 2004. ISBN 978-0-19-956801-7. doi : 0.1093/acprof:oso/9780198562641.001.0001.
- Nicolas Aunai. *Simulationn numérique de la reconnexion magnétique : mécanimes cinétiques sous-jacents à la description fluide des ions*. PhD thesis, Université Paris 11 Sud - Orsay, 2011.
- Nicolas Aunai, Michael Hesse, Seiji Zenitani, Maria Kuznetsova, Carrie Black, Rebekah Evans, and Roch Smets. Comparison between hybrid and fully kinetic models of asymmetric magnetic reconnection : Coplanar and guide field configurations. *Physics of Plasmas*, 20(2) :022902, feb 2013. ISSN 1070-664X. doi : 10.1063/1.4792250. URL <http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.4792250>.
- W I Axford. *Magnetic Field Reconnection*, pages 1–8. American Geophysical Union (AGU), 1984. ISBN 9781118664223. doi : 10.1029/GM030p0001. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/GM030p0001>.
- Gérard Belmont, Roland Grappin, Fabrice Mottez, Filippo Pantellini, and Guy Pelletier. *Collisionless Plasmas in Astrophysics*. Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, Germany, oct 2013. ISBN 9783527656226. doi : 10.1002/9783527656226. URL <http://doi.wiley.com/10.1002/9783527656226>.

- J. Birn. Forced magnetic reconnection. *Geophysical Research Letters*, 32(6) :L06105, 2005. ISSN 0094-8276. doi : 10.1029/2004GL022058. URL <http://doi.wiley.com/10.1029/2004GL022058>.
- J. Birn and E. R. Priest. *Reconnection of Magnetic Fields : Magnetohydrodynamics and Collisionless Theory and Observations*. Cambridge University Press, Cambridge, feb 2007. ISBN 9780511536151. doi : 10.1017/CBO9780511536151.
- 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, and P L Pritchett. Geospace Environmental Modeling (GEM) Magnetic Reconnection Challenge. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 106(A3) :3715–3719, mar 2001. ISSN 01480227. doi : 10.1029/1999JA900449. URL <http://doi.wiley.com/10.1029/1999JA900449>.
- D. Biskamp. Current sheet profiles in two dimensional magnetohydrodynamics. *Physics of Fluids B : Plasma Physics*, 5(11) :3893–3896, nov 1993. ISSN 0899-8221. doi : 10.1063/1.860612. URL <http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.860612>.
- Dieter Biskamp. *Magnetic Reconnection in Plasmas*. Cambridge University Press, Cambridge, 2000. ISBN 9780511599958. doi : 10.1017/CBO9780511599958. URL <http://ebooks.cambridge.org/ref/id/CB09780511599958>.
- P.R. Bolton, M. Borghesi, C. Brenner, D.C. Carroll, C. De Martinis, F. Fiorini, A. Flacco, V. Floquet, J. Fuchs, P. Gallegos, D. Giove, J.S. Green, S. Green, B. Jones, D. Kirby, P. McKenna, D. Neely, F. Nuesslin, R. Prasad, S. Reinhardt, M. Roth, U. Schramm, G.G. Scott, S. Ter-Avetisyan, M. Tolley, G. Turchetti, and J.J. Wilkens. Instrumentation for diagnostics and control of laser-accelerated proton (ion) beams. *Physica Medica*, 30(3) :255–270, may 2014. ISSN 11201797. doi : 10.1016/j.ejmp.2013.09.002. URL <http://dx.doi.org/10.1016/j.ejmp.2013.09.002><https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1120179713003979>.
- A. L. Borg, M. Øieroset, T. D. Phan, F. S. Mozer, A. Pedersen, C. Mouikis, J. P. McFadden, C. Twitty, A. Balogh, and H. Rème. Cluster encounter of a magnetic reconnection diffusion region in the near-Earth magnetotail on September 19, 2003. *Geophysical Research Letters*, 32(19) :n/a–n/a, oct 2005. ISSN 00948276. doi : 10.1029/2005GL023794. URL <http://doi.wiley.com/10.1029/2005GL023794>.
- M Borghesi, A Schiavi, D H Campbell, M G Haines, O Willi, A J MacKinnon, L A Gizzi, M Galimberti, R J Clarke, and H Ruhl. Proton imaging : a diagnostic for inertial confinement fusion/fast ignitor studies. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 43(12A) :A267–A276, dec 2001. ISSN 0741-3335. doi : 10.1088/0741-3335/43/12A/320. URL <http://stacks.iop.org/0741-3335/43/i=12A/a=320?key=crossref.1659fa08fb903812c05acb10140717ca>.
- J.P. Boris. Relativistic plasma simulation—Optimization of a hybridcode. In *Proceedings of 4th Conference on Numerical Simulation of Plasmas*, pages 3–67, 1970.

- A. F. A. Bott, C. Graziani, P. Tzeferacos, T. G. White, D. Q. Lamb, G. Gregori, and A. A. Schekochihin. Proton imaging of stochastic magnetic fields. *Journal of Plasma Physics*, 83(6) :905830614, dec 2017. ISSN 0022-3778. doi : 10.1017/S0022377817000939. URL <http://arxiv.org/abs/1708.01738><http://dx.doi.org/10.1017/S0022377817000939>[https://www.cambridge.org/core/product/identifier/S0022377817000939/type/journal\\_article](https://www.cambridge.org/core/product/identifier/S0022377817000939/type/journal_article).
- S. I. Braginskii. Transport processes in a plasma, 1965. URL <http://people.hao.ucar.edu/judge/homepage/PHSX515/fall2012/Braginskii1965.pdf>.
- J. L. Burch, R. B. Torbert, T. D. Phan, L.-J. Chen, T. E. Moore, R. E. Ergun, J P Eastwood, D. J. Gershman, P. A. Cassak, M. R. Argall, S. Wang, M. Hesse, C. J. Pollock, B. L. Giles, R. Nakamura, B. H. Mauk, S A Fuselier, C. T. Russell, R. J. Strangeway, J. F. Drake, M. A. Shay, Yu. V. Khotyaintsev, P.-A. Lindqvist, G Marklund, F D Wilder, D T Young, K Torkar, J Goldstein, J. C. Dorelli, L. A. Avakov, M Oka, D. N. Baker, A. N. Jaynes, K A Goodrich, I J Cohen, D L Turner, J. F. Fennell, J. B. Blake, J. Clemmons, M Goldman, D Newman, S M Petronec, K J Trattner, B Lavraud, P H Reiff, W. Baumjohann, W. Magnes, M. Steller, W Lewis, Y. Saito, V. Coffey, and M. Chandler. Electron-scale measurements of magnetic reconnection in space. *Science*, 352(6290) :aaf2939, jun 2016. ISSN 0036-8075. doi : 10.1126/science.aaf2939. URL <http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/27174677><http://www.sciencemag.org/lookup/doi/10.1126/science.aaf2939>.
- CEA/DAM. *User Guide : Laser MegaJoule / PETAL*. Number April. 2016.
- S. N. Chen, M. Gauthier, M. Bazalova-Carter, S. Bolanos, S. Glenzer, R. Riquier, G. Revet, P. Antici, A. Morabito, A. Propp, M. Starodubtsev, and J. Fuchs. Absolute dosimetric characterization of Gafchromic EBT3 and HDv2 films using commercial flat-bed scanners and evaluation of the scanner response function variability. *Review of Scientific Instruments*, 87(7) :073301, jul 2016. ISSN 0034-6748. doi : 10.1063/1.4954921. URL <http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.4954921>.
- H.-K. Chung, M H Chen, W L Morgan, Y Ralchenko, and R W Lee. FLYCHK : Generalized population kinetics and spectral model for rapid spectroscopic analysis for all elements. *High Energy Density Physics*, 1(1) :3–12, 2005. ISSN 1574-1818. doi : <https://doi.org/10.1016/j.hedp.2005.07.001>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1574181805000029>.
- K. V. Cone, J. Dunn, M. B. Schneider, H. A. Baldis, G. V. Brown, J. Emig, D. L. James, M. J. May, J. Park, R. Shepherd, and K Widmann. Development of a time-resolved soft x-ray spectrometer for laser produced plasma experiments. *Review of Scientific Instruments*, 81(10) :10E318, oct 2010. ISSN 0034-6748. doi : 10.1063/1.3492407. URL <http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.3492407>.
- B. Coppi, G. Laval, and R. Pellat. Dynamics of the Geomagnetic Tail. *Phys. Rev. Lett.*, 16 (26) :1207–1210, 1966.

- T. E. Cowan, J. Fuchs, H. Ruhl, A. Kemp, P. Audebert, M. Roth, R. Stephens, I. Barton, A. Blazevic, E. Brambrink, J. Cobble, J. Fernández, J.-C. Gauthier, M. Geissel, M. Hegelich, J. Kaae, S. Karsch, G. P. Le Sage, S. Letzring, M. Manclossi, S. Meyroneinc, A. Newkirk, H. Pépin, and N. Renard-LeGalloudec. Ultralow Emittance, Multi-MeV Proton Beams from a Laser Virtual-Cathode Plasma Accelerator. *Physical Review Letters*, 92(20) :204801, may 2004. ISSN 0031-9007. doi : 10.1103/PhysRevLett.92.204801. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.92.204801>.
- J. F. Drake, M. Swisdak, H. Che, and M. A. Shay. Electron acceleration from contracting magnetic islands during reconnection. *Nature*, 443(7111) :553–556, 2006. ISSN 14764687. doi : 10.1038/nature05116.
- J. W. Dungey. A Family of Solutions of the Magneto-hydrostatic Problem in a Conducting Atmosphere in a Gravitational Field. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 113(2) :180–187, apr 1953. ISSN 0035-8711. doi : 10.1093/mnras/113.2.180. URL <https://academic.oup.com/mnras/article-lookup/doi/10.1093/mnras/113.2.180>.
- E. M. Epperlein and M. G. Haines. Plasma transport coefficients in a magnetic field by direct numerical solution of the Fokker–Planck equation. *Physics of Fluids*, 29(4) :1029, 1986. ISSN 00319171. doi : 10.1063/1.865901. URL <https://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.865901>.
- S Eriksson, F. D. Wilder, R. E. Ergun, S. J. Schwartz, P. A. Cassak, J. L. Burch, L.-J. Chen, R. B. Torbert, T. D. Phan, B Lavraud, K. A. Goodrich, J. C. Holmes, J. E. Stawarz, A. P. Sturmer, D. M. Malaspina, M. E. Usanova, K. J. Trattner, R. J. Strangeway, C. T. Russell, C. J. Pollock, B. L. Giles, M Hesse, P.-A. Lindqvist, J. F. Drake, M. A. Shay, R Nakamura, and G. T. Marklund. Magnetospheric Multiscale Observations of the Electron Diffusion Region of Large Guide Field Magnetic Reconnection. *Physical Review Letters*, 117(1) :015001, jul 2016. ISSN 0031-9007. doi : 10.1103/PhysRevLett.117.015001. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.117.015001>.
- A. Ya Faenov, S A. Pikuz, A. I. Erko, B. A. Bryunetkin, V. M. Dyakin, G. V. Ivanenkov, A. R. Mingaleev, T. A. Pikuz, V. M. Romanova, and T. A. Shelkovenko. High-performance x-ray spectroscopic devices for plasma microsources investigations. *Physica Scripta*, 50(4) :333–338, oct 1994. ISSN 0031-8949. doi : 10.1088/0031-8949/50/4/003. URL <http://stacks.iop.org/1402-4896/50/i=4/a=003?key=crossref.9f042b7c13029f622f645cd1b2fea7b2>.
- W. Fox, A. Bhattacharjee, and K. Germaschewski. Magnetic reconnection in high-energy-density laser-produced plasmas. *Physics of Plasmas*, 19(5) :056309, may 2012. ISSN 1070-664X. doi : 10.1063/1.3694119. URL <http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.3694119>.
- W. Fox, J. Park, W. Deng, G. Fiksel, A. Spitkovsky, and A. Bhattacharjee. Astrophysical particle acceleration mechanisms in colliding magnetized laser-produced plasmas. *Physics of Plasmas*, 24(9) :092901, sep 2017a. ISSN 1070-664X. doi : 10.1063/1.4993204. URL <http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.4993204>.

- W. Fox, F. Sciortino, A. v. Stechow, J. Jara-Almonte, J. Yoo, H. Ji, and M. Yamada. Experimental Verification of the Role of Electron Pressure in Fast Magnetic Reconnection with a Guide Field. *Physical Review Letters*, 118(12) :125002, mar 2017b. ISSN 0031-9007. doi : 10.1103/PhysRevLett.118.125002. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.118.125002>.
- William Fox, Amitava Bhattacharjee, and Kai Germaschewski. Fast Magnetic Reconnection in Laser-Produced Plasma Bubbles. *Physical Review Letters*, 106(21) : 215003, may 2011. ISSN 0031-9007. doi : 10.1103/PhysRevLett.106.215003. URL <http://dx.doi.org/10.1063/1.4954818><http://link.aip.org.ezproxy.library.wisc.edu/link/PFLDAS/v29/i5/p1520/s1/html%}5Cnpapers2://publication/doi/doi:10.1063/1.865670><http://stacks.iop.org/0741-3335/59/i=1/a=014029><http://scitation.aip.org/content/aip/journal>.
- A.G. Frank, S.Yu. Bogdanov, G.V. Dreiden, V.S. Markov, and G.V. Ostrovskaya. Structure of the current sheet plasma in the magnetic field with an X line as evidence of the two-fluid plasma properties. *Physics Letters A*, 348(3-6) :318–325, jan 2006. ISSN 03759601. doi : 10.1016/j.physleta.2005.08.049. URL <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0375960105013046>.
- Anna G. Frank, Sergey Yu Bogdanov, Vladimir S. Markov, Galya V. Ostrovskaya, and Galina V. Dreiden. Experimental study of plasma compression into the sheet in three-dimensional magnetic fields with singular X lines. *Physics of Plasmas*, 12(5) :052316, may 2005. ISSN 1070-664X. doi : 10.1063/1.1896376. URL <http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.1896376>.
- Burton D. Fried. Mechanism for Instability of Transverse Plasma Waves. *Physics of Fluids*, 2(3) :337, 1959. ISSN 00319171. doi : 10.1063/1.1705933. URL <https://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.1705933>.
- Harold P. Furth, John Killeen, and Marshall N. Rosenbluth. Finite-Resistivity Instabilities of a Sheet Pinch. *Physics of Fluids*, 6(4) :459, 1963. ISSN 00319171. doi : 10.1063/1.1706761. URL <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/pof1/6/4/10.1063/1.1706761>.
- Gafchromic<sup>TM</sup>. Gafchromic dosimetry films. URL <http://www.gafchromic.com/filmqa-software/filmqapro/publications.asp>.
- L Gao, P. M. Nilson, I. V. Igumenshchev, M. G. Haines, D. H. Froula, R Betti, and D. D. Meyerhofer. Precision Mapping of Laser-Driven Magnetic Fields and Their Evolution in High-Energy-Density Plasmas. *Physical Review Letters*, 114(21) :215003, may 2015. ISSN 0031-9007. doi : 10.1103/PhysRevLett.114.215003. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.114.215003>.
- W Gekelman, E Lawrence, and B Van Compernelle. THREE-DIMENSIONAL RECONNECTION INVOLVING MAGNETIC FLUX ROPES. *The Astrophysical Journal*, 753(2) :131, jul 2012. ISSN 0004-637X. doi : 10.1088/0004-637X/753/2/131. URL <http://stacks.iop.org/0004-637X/753/i=2/a=131?key=crossref.7974990fb0d3dde37ca8b133b640d2b6>.

- J. Goodman and D. Uzdensky. Reconnection in Marginally Collisionless Accretion Disk Coronae. *The Astrophysical Journal*, 688(1) :555–558, nov 2008. ISSN 0004-637X. doi : 10.1086/592345. URL <http://stacks.iop.org/0004-637X/688/i=1/a=555>.
- Carlo Graziani, Petros Tzeferacos, Donald Q. Lamb, and Chikang Li. Inferring morphology and strength of magnetic fields from proton radiographs. *Review of Scientific Instruments*, 88(12) :123507, dec 2017. ISSN 0034-6748. doi : 10.1063/1.5013029. URL <http://arxiv.org/abs/1603.08617><http://dx.doi.org/10.1063/1.5013029><http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.5013029>.
- D. E. Groom and S. R. Klein. Passage of particles through matter. *The European Physical Journal C*, 15(1-4) :163–173, mar 2000. ISSN 1434-6044. doi : 10.1007/BF02683419. URL <http://www.springerlink.com/index/10.1007/BF02683419>.
- M. G. Haines. Magnetic-field generation in laser fusion and hot-electron transport. *Canadian Journal of Physics*, 64(8) :912–919, aug 1986. ISSN 0008-4204. doi : 10.1139/p86-160. URL <http://www.nrcresearchpress.com/doi/10.1139/p86-160>.
- J. D. Hare, L. Suttle, S. V. Lebedev, N. F. Loureiro, A. Ciardi, G. C. Burdiak, J. P. Chittenden, T. Clayson, C. Garcia, N. Niasse, T. Robinson, R. A. Smith, N. Stuart, F. Suzuki-Vidal, G. F. Swadling, J. Ma, J. Wu, and Q. Yang. Anomalous Heating and Plasmoid Formation in a Driven Magnetic Reconnection Experiment. *Physical Review Letters*, 118(8) :085001, feb 2017. ISSN 0031-9007. doi : 10.1103/PhysRevLett.118.085001. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.118.085001>.
- Douglas S. Harned. Quasineutral hybrid simulation of macroscopic plasma phenomena. *Journal of Computational Physics*, 47(3) :452–462, 1982. ISSN 10902716. doi : 10.1016/0021-9991(82)90094-8.
- Michael Hesse, Masha Kuznetsova, Karl Schindler, and Joachim Birn. Three-dimensional modeling of electron quasiviscous dissipation in guide-field magnetic reconnection. *Physics of Plasmas*, 12(10) :100704, oct 2005. ISSN 1070-664X. doi : 10.1063/1.2114350. URL <http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.2114350>.
- Michael Hesse, Thomas Neukirch, Karl Schindler, Masha Kuznetsova, and Seiji Zenitani. The Diffusion Region in Collisionless Magnetic Reconnection. *Space Science Reviews*, 160(1-4) : 3–23, oct 2011. ISSN 0038-6308. doi : 10.1007/s11214-010-9740-1. URL <http://link.springer.com/10.1007/s11214-010-9740-1>.
- Virgil L. Highland. Some practical remarks on multiple scattering. *Nuclear Instruments and Methods*, 129(2) :497–499, 1975. ISSN 0029554X. doi : 10.1016/0029-554X(75)90743-0.
- M. Hoshino, T. Mukai, T. Terasawa, and I. Shinohara. Suprathermal electron acceleration in magnetic reconnection. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 106(A11) : 25979–25997, 2004. doi : 10.1029/2001ja900052.

- J. D. Huba. Hall magnetic reconnection : Guide field dependence. *Physics of Plasmas*, 12(1) : 012322, jan 2005. ISSN 1070-664X. doi : 10.1063/1.1834592. URL <http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.1834592>.
- C. M. Huntington, M. J.E. Manuel, J. S. Ross, S. C. Wilks, F. Fiuza, H. G. Rinderknecht, H.-S. Park, G. Gregori, D. P. Higginson, J. Park, B. B. Pollock, B. A. Remington, D. D. Ryutov, C. Ruyer, Y. Sakawa, H. Sio, A. Spitkovsky, G. F. Swadling, H. Takabe, and A. B. Zylstra. Magnetic field production via the Weibel instability in interpenetrating plasma flows. *Physics of Plasmas*, 24(4) :041410, apr 2017. ISSN 1070-664X. doi : 10.1063/1.4982044. URL <http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.4982044>.
- V.S. Imshennik and S.I. Syrovatskii. Two-dimensional Flow of an Ideally Conducting Gas in the Vicinity of the Zero Line of a Magnetic Field. *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 25 :656, oct 1967.
- Hantao Ji, Masaaki Yamada, Scott Hsu, Russell Kulsrud, Troy Carter, and Sorin Zaharia. Magnetic reconnection with Sweet-Parker characteristics in two-dimensional laboratory plasmas. *Physics of Plasmas*, 6(5) :1743–1750, may 1999. ISSN 1070-664X. doi : 10.1063/1.873432. URL <http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.873432>.
- A. S. Joglekar, A. G. R. Thomas, W. Fox, and A. Bhattacharjee. Magnetic Reconnection in Plasma under Inertial Confinement Fusion Conditions Driven by Heat Flux Effects in Ohm’s Law. *Physical Review Letters*, 112(10) :105004, mar 2014. ISSN 0031-9007. doi : 10.1103/PhysRevLett.112.105004. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.112.105004>.
- T. H. Kho and M. G. Haines. Nonlinear Kinetic Transport of Electrons and Magnetic Field in Laser-Produced Plasmas. *Physical Review Letters*, 55(8) :825–828, aug 1985. ISSN 0031-9007. doi : 10.1103/PhysRevLett.55.825. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.55.825>.
- N L Kugland, D D Ryutov, P.-Y. Chang, R P Drake, G Fiksel, D H Froula, S H Glenzer, G Gregori, M Grosskopf, M Koenig, Y Kuramitsu, C Kuranz, M C Levy, E Liang, J Meinecke, F Miniati, T Morita, A Pelka, C Plechaty, R Presura, A Ravasio, B A Remington, B Reville, J S Ross, Y Sakawa, A Spitkovsky, H Takabe, and H.-S. Park. Self-organized electromagnetic field structures in laser-produced counter-streaming plasmas. *Nature Physics*, 8(11) :809–812, nov 2012a. ISSN 1745-2473. doi : 10.1038/nphys2434. URL <http://www.nature.com/nphys/journal/v8/n11/full/nphys2434.html>  
<http://www.nature.com/nphys/journal/v8/n11/full/nphys2434.html#Cnfiles/1282/Kuglandetal.-2012-Self-organizedelectromagneticfieldstructuresin.pdf>  
<http://www.nature.com/nphys/journal/v8/n11/full/nphys2434.html#Cnfiles/1283/nphys2434.html>  
<http://www.nature.com/articles/nphys2434>.
- N. L. Kugland, D. D. Ryutov, C. Plechaty, J. S. Ross, and H.-S. Park. Invited Article : Relation between electric and magnetic field structures and their proton-beam images. *Review of Scientific Instruments*, 83(10) :101301, oct 2012b. ISSN 0034-6748. doi : 10.1063/1.4750234. URL <http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.4750234>.

- L. Lancia, B. Albertazzi, C. Boniface, A. Grisollet, R. Riquier, F. Chaland, K.-C. Le Thanh, Ph Mellor, P. Antici, S. Buffechoux, S. N. Chen, D. Doria, M. Nakatsutsumi, C. Peth, M. Swantusch, M. Stardubtsev, L. Palumbo, M. Borghesi, O. Willi, H. Pépin, and J. Fuchs. Topology of Megagauss Magnetic Fields and of Heat-Carrying Electrons Produced in a High-Power Laser-Solid Interaction. *Physical Review Letters*, 113(23) :235001, dec 2014. ISSN 0031-9007. doi : 10.1103/PhysRevLett.113.235001. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.113.235001>.
- S. V. Lebedev, L. Suttle, G. F. Swadling, M. Bennett, S. N. Bland, G. C. Burdiak, D. Burgess, J. P. Chittenden, A. Ciardi, A. Clemens, P. de Grouchy, G. N. Hall, J. D. Hare, N. Kalmoni, N. Niasse, S. Patankar, L. Sheng, R. A. Smith, F. Suzuki-Vidal, J. Yuan, A. Frank, E. G. Blackman, and R. P. Drake. The formation of reverse shocks in magnetized high energy density supersonic plasma flows. *Physics of Plasmas*, 21(5) :056305, may 2014. ISSN 1070-664X. doi : 10.1063/1.4874334. URL <http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.4874334>.
- C. K. Li, F. H. Séguin, J. A. Frenje, J. R. Rygg, R. D. Petrasso, R. P. J. Town, P. A. Amendt, S. P. Hatchett, O. L. Landen, A. J. Mackinnon, P. K. Patel, V. A. Smalyuk, T. C. Sangster, and J. P. Knauer. Measuring E and B Fields in Laser-Produced Plasmas with Monoenergetic Proton Radiography. *Physical Review Letters*, 97(13) :135003, sep 2006. ISSN 0031-9007. doi : 10.1103/PhysRevLett.97.135003. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.97.135003>.
- C. K. Li, F. H. Séguin, J. A. Frenje, J. R. Rygg, R. D. Petrasso, R. P. J. Town, O. L. Landen, J. P. Knauer, and V. A. Smalyuk. Observation of Megagauss-Field Topology Changes due to Magnetic Reconnection in Laser-Produced Plasmas. *Physical Review Letters*, 99(5) :055001, aug 2007. ISSN 0031-9007. doi : 10.1103/PhysRevLett.99.055001. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.99.055001>.
- N. F. Loureiro, A. A. Schekochihin, and S. C. Cowley. Instability of current sheets and formation of plasmoid chains. *Physics of Plasmas*, 14(10) :100703, oct 2007. ISSN 1070-664X. doi : 10.1063/1.2783986. URL <http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.2783986>.
- N. F. Loureiro, R. Samtaney, A. A. Schekochihin, and D. A. Uzdensky. Magnetic reconnection and stochastic plasmoid chains in high-Lundquist-number plasmas. *Physics of Plasmas*, 19(4) :042303, apr 2012. ISSN 1070-664X. doi : 10.1063/1.3703318. URL <http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.3703318>.
- San Lu, Quanming Lu, Fan Guo, Zhengming Sheng, Huanyu Wang, and Shui Wang. Particle-in-cell simulations of electron energization in laser-driven magnetic reconnection. *New Journal of Physics*, 18(1) :013051, jan 2016. ISSN 1367-2630. doi : 10.1088/1367-2630/18/1/013051. URL <http://stacks.iop.org/1367-2630/18/i=1/a=013051?key=crossref.44f03826c75913536177e3a1c31f819a>.
- A. Mancic, J. Robiche, P. Antici, P. Audebert, C. Blancard, P. Combis, F. Dorchie, G. Faussurier, S. Fourmaux, M. Harmand, R. Kodama, L. Lancia, S. Mazevet, M. Nakatsutsumi, O. Peyrusse, V. Recoules, P. Renaudin, R. Shepherd, and

- J. Fuchs. Isochoric heating of solids by laser-accelerated protons : Experimental characterization and self-consistent hydrodynamic modeling. *High Energy Density Physics*, 6(1) :21–28, jan 2010. ISSN 15741818. doi : 10.1016/j.hedp.2009.06.008. URL <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1574181809000718><https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1574181809000718>.
- M. E. Mandt, R. E. Denton, and J. F. Drake. Transition to whistler mediated magnetic reconnection. *Geophysical Research Letters*, 21(1) :73–76, jan 1994. ISSN 00948276. doi : 10.1029/93GL03382. URL <http://doi.wiley.com/10.1029/93GL03382>.
- Jackson Matteucci, Will Fox, Amitava Bhattacharjee, D. B. Schaeffer, Clement Moissard, Kai Germaschewski, Gennady Fiksel, and S. X. Hu. Biermann-Battery-Mediated Magnetic Reconnection in 3D Colliding Plasmas. *Physical Review Letters*, 121(9) :095001, aug 2018. ISSN 0031-9007. doi : 10.1103/PhysRevLett.121.095001. URL <http://arxiv.org/abs/1710.08556><http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.121.095001><https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.121.095001>.
- Mikhail V Medvedev and Abraham Loeb. Generation of Magnetic Fields in the Relativistic Shock of Gamma Ray Burst Sources. *The Astrophysical Journal*, 526 :697–706, dec 1999. ISSN 0004-637X. doi : 10.1086/308038. URL <http://stacks.iop.org/0004-637X/526/i=2/a=697>.
- P. Mora. Plasma Expansion into a Vacuum. *Physical Review Letters*, 90(18) :185002, may 2003. ISSN 0031-9007. doi : 10.1103/PhysRevLett.90.185002. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.90.185002>.
- F. S. Mozer, S. D. Bale, and T. D. Phan. Evidence of Diffusion Regions at a Subsolar Magnetopause Crossing. *Physical Review Letters*, 89(1) :015002, jun 2002. ISSN 0031-9007. doi : 10.1103/PhysRevLett.89.015002. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.89.015002>.
- P. M. Nilson, L Willingale, M. C. Kaluza, C Kamperidis, S Minardi, M. S. Wei, P Fernandes, M Notley, S Bandyopadhyay, M Sherlock, R. J. Kingham, M Tatarakis, Z Najmudin, W Rozmus, R. G. Evans, M. G. Haines, A. E. Dangor, and K Krushelnick. Magnetic Reconnection and Plasma Dynamics in Two-Beam Laser-Solid Interactions. *Physical Review Letters*, 97(25) :255001, dec 2006. ISSN 0031-9007. doi : 10.1103/PhysRevLett.97.255001. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.97.255001>.
- P. M. Nilson, L Willingale, M. C. Kaluza, C Kamperidis, S Minardi, M. S. Wei, P Fernandes, M Notley, S Bandyopadhyay, M Sherlock, R. J. Kingham, M Tatarakis, Z Najmudin, W Rozmus, R. G. Evans, M. G. Haines, A. E. Dangor, and K Krushelnick. Bidirectional jet formation during driven magnetic reconnection in two-beam laser–plasma interactions. *Physics of Plasmas*, 15(9) :092701, sep 2008. ISSN 1070-664X. doi : 10.1063/1.2966115. URL <http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.2966115>.

- M. Øieroset, T D Phan, M Fujimoto, R P Lin, and R P Lepping. In situ detection of collisionless reconnection in the Earth's magnetotail. *Nature*, 412(6845) :414–417, jul 2001. ISSN 00280836. doi : 10.1038/35086520. URL <http://www.nature.com/articles/35086520>.
- E. N. Parker. Sweet's mechanism for merging magnetic fields in conducting fluids. *Journal of Geophysical Research*, 62(4) :509, 1957. ISSN 0148-0227. doi : 10.1029/JZ062i004p00509.
- T. D. Phan, G. Paschmann, J. T. Gosling, M. Oieroset, M. Fujimoto, J. F. Drake, and V. Angelopoulos. The dependence of magnetic reconnection on plasma  $\beta$  and magnetic shear : Evidence from magnetopause observations. *Geophysical Research Letters*, 40(1) :11–16, 2013. ISSN 00948276. doi : 10.1029/2012GL054528.
- Eric Priest and Terry Forbes. *Magnetic Reconnection*. Cambridge University Press, Cambridge, 2000. ISBN 9780511525087. doi : 10.1017/CBO9780511525087. URL <http://ebooks.cambridge.org/ref/id/CBO9780511525087>.
- P. L. Pritchett. Relativistic electron production during guide field magnetic reconnection. *Journal of Geophysical Research*, 111(A10) :A10212, oct 2006. ISSN 0148-0227. doi : 10.1029/2006JA011793. URL <http://doi.wiley.com/10.1029/2006JA011793>.
- P L Pritchett and F V Coroniti. Three-dimensional collisionless magnetic reconnection in the presence of a guide field. *Journal of Geophysical Research*, 109(A1) :A01220, 2004. ISSN 0148-0227. doi : 10.1029/2003JA009999. URL <http://doi.wiley.com/10.1029/2003JA009999>.
- A. E. Raymond, C. F. Dong, A. McKelvey, C. Zулick, N. Alexander, A. Bhattacharjee, P. T. Campbell, H. Chen, V. Chvykov, E. Del Rio, P. Fitzsimmons, W. Fox, B. Hou, A. Maksimchuk, C. Mileham, J. Nees, P. M. Nilson, C. Stoeckl, A. G.R. Thomas, M. S. Wei, V. Yanovsky, K. Krushelnick, and L. Willingale. Relativistic-electron-driven magnetic reconnection in the laboratory. *Physical Review E*, 98(4) :1–7, 2018. ISSN 24700053. doi : 10.1103/PhysRevE.98.043207.
- Yang Ren, Masaaki Yamada, Stefan Gerhardt, Hantao Ji, Russell Kulsrud, and Aleksey Kuritsyn. Experimental Verification of the Hall Effect during Magnetic Reconnection in a Laboratory Plasma. *Physical Review Letters*, 95(5) :055003, jul 2005. ISSN 0031-9007. doi : 10.1103/PhysRevLett.95.055003. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.95.055003>.
- Paolo Ricci, J. U. Brackbill, W. Daughton, and Giovanni Lapenta. Collisionless magnetic reconnection in the presence of a guide field. *Physics of Plasmas*, 11(8) :4102–4114, 2004. ISSN 1070664X. doi : 10.1063/1.1768552.
- R. Riquier. *Magnetic field in laser plasmas : non-local electron transport and reconnection*. PhD thesis, école polytechnique, 2016.
- L. Romagnani, J. Fuchs, M. Borghesi, P. Antici, P. Audebert, F. Ceccherini, T. Cowan, T. Gris-mayer, S. Kar, A. Macchi, P. Mora, G. Pretzler, A. Schiavi, T. Toncian, and O. Willi. Dynamics of Electric Fields Driving the Laser Acceleration of Multi-MeV Protons. *Physical Review*

- Letters*, 95(19) :195001, oct 2005. ISSN 0031-9007. doi : 10.1103/PhysRevLett.95.195001. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.95.195001>.
- M.J. Rosenberg, C.K. Li, W. Fox, I. Igumenshchev, F.H. Séguin, R.P.J. Town, J.A. Frenje, C. Stoeckl, V. Glebov, and R.D. Petrasso. A laboratory study of asymmetric magnetic reconnection in strongly driven plasmas. *Nature Communications*, 6(May 2014) :6190, 2015. ISSN 2041-1723. doi : 10.1038/ncomms7190. URL <http://www.nature.com/ncomms/2015/150204/ncomms7190/full/ncomms7190.html>
- M. Roth, T. Kuehl, and T.E. Cowan. High-energy electron, positron, ion and nuclear spectroscopy in ultra-intense laser-solid experiments on the petawatt. In *Inertial Fusion Sciences and Applications*, number 09, 1999. URL [http://inis.iaea.org/search/search.aspx?orig\\_q=RN:32035492](http://inis.iaea.org/search/search.aspx?orig_q=RN:32035492).
- George B. Rybicki and Alan P. Lightman. *Radiative Processes in Astrophysics*, volume 31. Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, Germany, may 1985. ISBN 9783527618170. doi : 10.1002/9783527618170. URL <http://doi.wiley.com/10.1002/9783527618170>.
- Andrey Sladkov. *Numerical modeling of magnetic reconnection in laser-induced high energy density plasma*. PhD thesis, 2019.
- R. Smets, G. Belmont, N. Aunai, and L. Rezeau. Plasma diffusion in self-consistent fluctuations. *Physics of Plasmas*, 18(10), 2011. ISSN 1070664X. doi : 10.1063/1.3647558.
- R. Smets, N. Aunai, G. Belmont, C. Boniface, and J. Fuchs. On the relationship between quadrupolar magnetic field and collisionless reconnection. *Physics of Plasmas*, 21(6) :062111, jun 2014. ISSN 1070-664X. doi : 10.1063/1.4885097. URL <http://dx.doi.org/10.1063/1.4885097>
- R. A. Snavely, M. H. Key, S. P. Hatchett, I. E. Cowan, M. Roth, T. W. Phillips, M. A. Stoyer, E. A. Henry, T. C. Sangster, M. S. Singh, S. C. Wilks, A. MacKinnon, A. Offenberger, D. M. Pennington, K. Yasuike, A. B. Langdon, B. F. Lasinski, J. Johnson, M. D. Perry, and E. M. Campbell. Intense high-energy proton beams from petawatt-laser irradiation of solids. *Physical Review Letters*, 85(14) :2945–2948, 2000. ISSN 00319007. doi : 10.1103/PhysRevLett.85.2945.
- Christopher. G. Soares. Radiochromic Film. URL <https://www.aapm.org/meetings/09SS/documents/23Soares-RadiochromicFilm.pdf>.
- B. U. Ö. Sonnerup. Magnetic field reconnection. In *Solar system plasma physics. Volume 3.*, pages 45–108. North-Holland Publishing Co., Amsterdam, 1979.
- T. W. Speiser. Particle trajectories in model current sheets : 1. Analytical solutions. *Journal of Geophysical Research*, 70(17) :4219–4226, sep 1965. ISSN 01480227. doi : 10.1029/JZ070i017p04219. URL <http://doi.wiley.com/10.1029/JZ070i017p04219>.

- R. L. Stenzel and W. Gekelman. Magnetic field line reconnection experiments 1. Field topologies. *Journal of Geophysical Research*, 86(A2) :649, 1981. ISSN 0148-0227. doi : 10.1029/JA086iA02p00649. URL <http://doi.wiley.com/10.1029/JA086iA02p00649>.
- Donna Strickland and Gerard Mourou. Compression of amplified chirped optical pulses. *Optics Communications*, 56(3) :219–221, dec 1985. ISSN 00304018. doi : 10.1016/0030-4018(85)90120-8. URL <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/0030401885901208>.
- P. L. Sulem, U. Frisch, A. Pouquet, and M. Meneguzzi. On the exponential flattening of current sheets near neutral X-points in two-dimensional ideal MHD flow. *Journal of Plasma Physics*, 33(2) :191–198, apr 1985. ISSN 0022-3778. doi : 10.1017/S0022377800002439. URL [https://www.cambridge.org/core/product/identifier/S0022377800002439/type/journal\\_article](https://www.cambridge.org/core/product/identifier/S0022377800002439/type/journal_article).
- P.A. Sweet. The Neutral Point Theory of Solar Flares. In *Electromagnetic Phenomena in Cosmical Physics*, volume 6, page 123, Cambridge, 1958. ISBN 9788578110796. doi : 1958IAUS....6..123S. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/1958IAUS....6..123S>.
- T. D. Tharp, M. Yamada, H. Ji, E. Lawrence, S. Dorfman, C. E. Myers, and J. Yoo. Quantitative study of guide-field effects on hall reconnection in a laboratory plasma. *Physical Review Letters*, 109(16) :2–6, 2012. ISSN 00319007. doi : 10.1103/PhysRevLett.109.165002.
- S. R. Titorica, T. Abel, and F. Fiuza. Particle acceleration in laser-driven magnetic reconnection. *Physics of Plasmas*, 24(4) :041408, apr 2017. ISSN 1070-664X. doi : 10.1063/1.4978627. URL <http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.4978627>.
- Dmitri A. Uzdensky and Russell M. Kulsrud. Physical origin of the quadrupole out-of-plane magnetic field in Hall-magnetohydrodynamic reconnection. *Physics of Plasmas*, 13(6) :062305, jun 2006. ISSN 1070-664X. doi : 10.1063/1.2209627. URL <http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.2209627>.
- A. A. van Ballegooijen. Energy release in stellar magnetospheres. *Space Science Reviews*, 68 (1-4) :299–307, 1994. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1994SSRv...68..299V>.
- Vytenis M. Vasyliunas. Theoretical models of magnetic field line merging. *Reviews of Geophysics*, 13(1) :303–336, 1975. ISSN 19449208. doi : 10.1029/RG013i001p00303.
- L Willingale, P. M. Nilson, M. C. Kaluza, A. E. Dangor, R. G. Evans, P. Fernandes, M. G. Haines, C. Kamperidis, R. J. Kingham, C. P. Ridgers, M. Sherlock, A. G. R. Thomas, M. S. Wei, Z. Najmudin, K. Krushelnick, S. Bandyopadhyay, M. Notley, S. Minardi, M. Tatarakis, and W. Rozmus. Proton deflectometry of a magnetic reconnection geometry. *Physics of Plasmas*, 17(4) :043104, apr 2010. ISSN 1070-664X. doi : 10.1063/1.3377787. URL <http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.3377787>.
- J. R. Wygant, C. A. Cattell, R. Lysak, Y. Song, J. Dombek, J. McFadden, F. S. Mozer, C. W. Carlson, G. Parks, E. A. Lucek, A. Balogh, M. Andre, H. Reme, M. Hesse, and 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*, 110(A9) :1–30, sep 2005. ISSN 01480227. doi : 10.1029/2004JA010708. URL <http://doi.wiley.com/10.1029/2004JA010708>.
- Masaaki Yamada, Yang Ren, Hantao Ji, Joshua Breslau, Stefan Gerhardt, Russell Kulsrud, and Aleksey Kuritsyn. Experimental study of two-fluid effects on magnetic reconnection in a laboratory plasma with variable collisionality. *Physics of Plasmas*, 13(5) :052119, may 2006. ISSN 1070-664X. doi : 10.1063/1.2203950. URL <http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.2203950>.
- Masaaki Yamada, Russell Kulsrud, and Hantao Ji. Magnetic reconnection. *Reviews of Modern Physics*, 82(1) :603–664, mar 2010. ISSN 0034-6861. doi : 10.1103/RevModPhys.82.603. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.82.603>.
- Jiayong Zhong, Yutong Li, Xiaogang Wang, Jiaqi Wang, Quanli Dong, Chijie Xiao, Shoujun Wang, Xun Liu, Lei Zhang, Lin An, Feilu Wang, Jianqiang Zhu, Yuan Gu, Xiantu He, Gang Zhao, and Jie Zhang. Modelling loop-top X-ray source and reconnection outflows in solar flares with intense lasers. *Nature Physics*, 6(12) :984–987, 2010. ISSN 17452473. doi : 10.1038/nphys1790. URL <http://dx.doi.org/10.1038/nphys1790>.
- Ellen G. Zweibel and Masaaki Yamada. Perspectives on magnetic reconnection. *Proceedings of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 472(2196), 2016. ISSN 14712946. doi : 10.1098/rspa.2016.0479.



# Rôle de l'auteur

Le projet présenté dans ce manuscrit s'inscrit dans le cadre d'une collaboration entre plusieurs laboratoires, ce qui a permis de réunir des connaissances et compétences sur les diverses thématiques liées au sujet, telles que l'interaction laser-plasma et la reconnexion magnétique. Ce projet a été soutenu par le LULI, le LPP et le CEA. En effet, l'équipe du LULI menée par Dr Fuchs a réalisé les expériences. L'équipe du LPP menée par Dr Smets a apporté les connaissances concernant le phénomène de la reconnexion magnétique et les codes hybrides-PIC utilisés tout au long du manuscrit. L'équipe du CEA composée d'Alain Grisollet et de Raphaël Riquier a apporté leur compétence dans le code hydro-radiatif FCI2, nous permettant de mieux appréhender l'évolution du plasma lors de l'irradiation par un faisceau laser.

Bien que ce manuscrit résume mes travaux sur la thématique de la reconnexion, je n'ai pas pu m'occuper de tous les aspects du projet. Il est donc nécessaire de clarifier ma contribution aux travaux présentés au cours de ce manuscrit. Les travaux présentés ici sont la continuité de ceux de Raphaël Riquier qui a également effectué sa thèse au LULI sous la direction de Dr Fuchs. Raphaël Riquier a dans un premier temps travaillé sur le transport non-local de flux de chaleur dans un plasma produit par laser et puis sur la reconnexion magnétique induite par laser de puissance. Avant que ma thèse débute, Raphaël Riquier a réalisé et conduit l'expérience sur l'effet du quadropôle magnétique sur la reconnexion, l'expérience décrite au chapitre 3. Cependant, puisque l'expérience a été effectuée en fin de thèse, il n'a pas pu approfondir l'analyse des données obtenues. N'ayant pas pu participer à l'expérience, je me suis occupé d'analyser les données expérimentales et aussi d'effectuer des simulations que j'ai moi-même lancées, ce sont celles qui sont présentées au chapitre 3.

Concernant les autres chapitres (2 et 4), en m'appuyant sur l'expérience présentée au chapitre 3, j'ai eu la responsabilité de dimensionner et de préparer ces deux expériences, l'une au LULI2000 et l'autre au LMJ. J'ai évidemment participé aux campagnes expérimentales. Dans le cas du LULI2000, je me suis occupé de l'alignement des cibles et des diagnostics à l'aide de deux stagiaires et d'un de nos collaborateurs d'ELI-NP. À la suite de l'expérience, ces différents participants ont fait un premier traitement des données de radiographie proton et du spectromètre de particules, que j'ai peaufiné afin de réaliser l'analyse et l'interprétation. Dans la campagne expérimentale conduite au LMJ, le dimensionnement et la préparation des tirs se sont faits en étroite collaboration avec nos collaborateurs du CEA (R. Riquier et A. Grisollet) et les équipes en charge de l'installation du LMJ afin de converger vers un montage optimisé pour l'installation. Contrairement aux campagnes du LULI2000, une fois l'expérience définie,

les « expérimentateurs » ne s'occupent pas de mettre en place l'expérience (diagnostics, cibles et alignement des faisceaux). Julien Fuchs et moi, nous nous sommes occupés de définir les tirs effectués au vu des résultats obtenus sur les tirs précédents et des problèmes rencontrés par l'installation. Par la suite, j'étais en charge d'analyser les données et de les interpréter.

Quant à la partie numérique mettant en œuvre le code hybride-PIC (HECKLE, développé au LPP), j'ai dimensionné l'initialisation des simulations au regard de l'expérience afin d'avoir des simulations comparables aux expériences. J'ai donc lancé les simulations et j'en ai effectué l'analyse, ce qui m'a permis de les comparer aux résultats expérimentaux.

Le code FCI2 nous a permis d'accéder en détail à l'évolution du plasma et du champ magnétique associé. Ce code hydro-radiatif a été développé au CEA. Je n'y ai pas eu accès et toutes les simulations présentées utilisant FCI2 dans cette thèse ont été effectuées par nos collaborateurs du CEA. Toutefois, l'analyse détaillée des simulations a été réalisée par moi-même. À propos du code ILZ, ce code de suivi de particules m'a été mis à disposition, puisqu'il a été développé par le CEA et l'équipe du LULI dont je fais partie. Ainsi, toutes les images synthétiques de radiographie proton ont été simulées par moi. J'ai apporté quelques retouches au code afin d'imiter la diffusion multiple lors de la traversée des protons dans une cible solide, par exemple.



**Titre :** Étude de la dynamique de la reconnexion magnétique induite par laser de puissance

**Mots clés :** Reconnexion magnétique, Plasma, Laser

**Résumé :**

Le travail exposé dans le manuscrit s'inscrit dans l'étude de la reconnexion magnétique (MR) induite par laser de haute puissance. L'étude avait pour objectif de comprendre sa dynamique dans diverses conditions (par exemple, en présence d'un champ guide qui est la composante magnétique hors du plan de reconnexion) ou lors du changement du paramètre-bêta (rapport de la pression plasma sur la pression magnétique) du plasma ou en changeant la géométrie de la MR. Pour compléter l'analyse des données expérimentales que j'ai rassemblées à l'aide d'installations laser (LULI, LMJ), nous avons effectué des simulations avec un code hybride PIC. Les résultats sont comparés aux résultats expérimentaux pour mettre en évidence les mécanismes mis en place. Dans un premier temps, je présenterai quelques expériences réalisées avec l'installation LULI2000 dans le but d'enquêter sur la dynamique de la reconnexion magnétique dans une configuration non coplanaire entre deux tores magnétiques induits par deux spots laser proches irradiant des cibles solides. Bien qu'ils soient distincts des plasmas astrophysiques où le paramètre bêta est faible ( $\sim 10^{-3}$  dans la couronne solaire et  $\sim 1$  dans le vent solaire), ces expériences de reconnexion conduites au moyen de laser (où le paramètre-bêta  $\sim 10$ ) sont

intéressantes pour étudier des questions fondamentales en MR telles que l'influence d'un champ guide sur la dynamique de la MR. Nous montrerons notamment qu'avant le déclenchement d'un événement de MR, la présence (1) d'un champ de guide faible, ou (2) d'une composante de champ magnétique hors du plan de forme quadrupolaire peuvent tous les deux fortement modifier la croissance de la MR.

Ensuite, nous discuterons des résultats expérimentaux obtenus avec l'installation LMJ/PETAL (France). Cette installation offre la possibilité d'étudier la MR dans un plasma ayant un paramètre-bêta faible en raison de la forte énergie laser qui peut être transmise à la cible, ce qui génère des champs magnétiques plus intenses. Elle offre également la possibilité d'utiliser plusieurs spots d'irradiation laser, ce qui permet d'évaluer l'effet de la reconnexion magnétique dans le contexte de la fusion par confinement inertiel (FCI) où de nombreux lasers irradient la paroi du holhraum. La MR peut en effet jouer un rôle dans l'interaction entre les plasmas produits le long de la paroi du holhraum. Nous montrerons notamment que la présence de plusieurs spots d'irradiation laser mitoyens modifie la MR, par rapport à la présence de seulement deux spots voisins. Le transfert de l'énergie magnétique induite vers le plasma s'en trouve modifié.

**Title :** Investigation of magnetic reconnection driven by high-power laser

**Keywords :** Magnetic reconnection, Laser, Plasma

**Abstract :**

The work detailed in the manuscript lies in the frame of the magnetic reconnection (MR) process driven by high-power lasers. The focus of the study has been to understand its dynamics in various conditions (e.g., in the presence of a guide-field that is the magnetic component of the reconnection plane), or when changing the plasma beta (defined as the ratio of the plasma pressure over the magnetic pressure) or the reconnection geometry. To complete the analysis of the experimental data gathered at various facilities (LULI, LMJ), the results obtained using a hybrid-PIC code were compared to the experimental results to highlight the features of the mechanism at play. In a first time, the results from a couple of experiments, performed using the LULI2000 laser facility, are presented. These experiments were aimed at investigating the dynamic of magnetic reconnection in a non-coplanar configuration between two magnetic toroids induced by two near-by laser spots irradiating solids targets. Despite being distinct from the astrophysical plasmas where the beta parameter is low ( $\sim 10^{-3}$  in the solar corona and  $\sim 1$  in the solar wind), such HEDP reconnection experi-

ments (where beta is of the order of several tens) are of interest to investigate fundamental issues in MR such as the influence of a guide field on the dynamic of the MR. We will notably show that, prior to MR, the presence (1) of a weak guide-field, or (2) of a quadrupolar, out-of-plane, magnetic field component can both strongly modify the growth of the MR.

Then we will discuss recent experimental results on MR obtained using the LMJ/ PETAL facility at CEA (France). This facility offers specifically the possibility to investigate MR in a low ( $\sim 1$ ) beta condition due to the high laser energy that can be delivered on target, resulting in high-strength produced magnetic fields. It also offers the possibility to use several laser irradiation spots, hence allowing to evaluate the effect of MR in the ICF context where a large number of lasers hit the wall of a holhraum. MR potentially impacts on the interaction along the holhraum wall of the plasmas generated at these sites. We will notably show that the presence of several contiguous laser irradiation spots modifies MR, as compared to having only two neighboring spots. The transfer of the induced magnetic energy to the plasma can thus be modified.