



HAL
open science

Caractéristiques de la dissipation turbulente dans le milieu interstellaire

Thibaud Richard

► **To cite this version:**

Thibaud Richard. Caractéristiques de la dissipation turbulente dans le milieu interstellaire. Astrophysique [astro-ph]. Université Paris sciences et lettres, 2022. Français. NNT: 2022UPSLO003 . tel-03850855

HAL Id: tel-03850855

<https://theses.hal.science/tel-03850855>

Submitted on 14 Nov 2022

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.

THÈSE DE DOCTORAT

DE L'UNIVERSITÉ PSL

Préparée à l'École Normale Supérieure

**Nature de la dissipation dans les simulations de turbulence
MHD compressible**

Soutenue par

Thibaud RICHARD

Le 30 mars 2022

École doctorale n°127

**Astronomie et Astrophysique d'Île
de France**

Spécialité

Astrophysique

Composition du jury :

Olga ALEXANDROVA Observatoire de Paris	<i>Présidente</i>
Thierry PASSOT Observatoire de la Côte d'Azur	<i>Rapporteur</i>
Geoffroy LESUR Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble	<i>Rapporteur</i>
Katia FERRIÈRE Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie	<i>Examinatrice</i>
Marc-Antoine MIVILLE-DESCHÊNES CEA-Saclay	<i>Examineur</i>
Pierre LESAFFRE École Normale Supérieure	<i>Directeur de thèse</i>

Remerciements

Merci à tous.

Table des matières

Remerciements	i
Index des notations et abréviations	vii
I Le milieu interstellaire	1
I.1 Un milieu très structuré	1
I.2 Une structure bi-phasique robuste et quasi-universelle	6
I.3 Le rôle crucial des molécules	6
I.4 Un plasma turbulent et magnétisé	7
II Mécanique des fluides magnétisés et turbulence isotherme	11
II.1 Le cas hydrodynamique	11
II.1.1 Transition vers la turbulence	11
II.1.2 Approches eulérienne et lagrangienne	13
II.1.3 Bilan des forces sur une particule fluide	14
II.1.4 La dissipation visqueuse	15
II.1.5 Le nombre de Reynolds	18
II.1.6 La théorie de Kolmogorov (K41)	18
II.1.6.1 La cascade turbulente	19
II.1.7 Intermittence	20
II.1.7.1 Le beta-modèle	20
II.2 Le cas magnétohydrodynamique	22
II.2.1 Équation de la dynamique	23
II.2.2 Équation d'induction	24
II.2.3 Dissipation ohmique	26
II.3 Discontinuités et chocs	27
II.3.1 Relations de Rankine-Hugoniot	27
II.3.2 Classification des discontinuités	30
II.3.2.1 Discontinuités de contact	30
II.3.2.2 Discontinuités rotationnelles	31
II.3.2.3 Ondes de choc	32
II.3.2.4 Détection des chocs dans les simulations (SHOCKFIND)	35
II.3.3 Le modèle Sweet-Parker de reconnexion magnétique	37

III Simulation des fluides magnétisés	39
III.1 Schéma de Godunov	39
III.1.1 Principes du schéma	39
III.1.2 Le problème de Riemann	40
III.1.3 Lax-Friedrich : un solveur approché du problème de Riemann	41
III.2 Le code CHEMSES	41
III.2.1 Traitement de la dissipation physique	42
III.2.2 Estimation de la dissipation numérique	42
III.2.2.1 Chocs isothermes 1D stationnaires	43
III.2.2.2 Étalement visqueux dans le choc	45
III.2.2.3 Estimation de la dissipation totale numérique plus physique	45
III.2.2.4 Comparaison des méthodes	46
III.2.2.5 Convergence numérique	48
III.2.2.6 Ajustement des coefficients dissipatifs	49
III.2.2.7 Répartition en dissipation ohmique et visqueuse	50
III.3 Présentation de nos simulations	54
III.3.1 Condition initiales	54
III.3.2 Domaine d'applicabilité de nos simulations	55
IV Les structures dissipatives	57
IV.1 Définition d'une structure dissipative	57
IV.2 Étude des gradients	61
IV.2.1 Géométrie locale des gradients physiques	61
IV.2.2 Décomposition des gradient en ondes magnétohydrodynamiques idéales	63
IV.3 Identification de la nature des structures	66
IV.3.1 Extraction des profils	66
IV.3.2 Positions pre- et post-discontinuité	67
IV.3.3 Critères heuristiques d'identification	68
IV.3.4 Critères sur la décomposition en ondes	68
IV.3.5 Stratégie de scan	69
IV.3.6 Identifications ratées	70
IV.3.7 Considérations sur les chocs intermédiaires	70
IV.4 Test de l'obliquité de la grille	72
IV.5 Validation des identifications	75
IV.5.1 Champ magnétique transverse	76
IV.5.2 Estimation de la vitesse	79
IV.5.3 Régimes de vitesse	81
IV.5.3.1 Les chocs	83
IV.5.3.2 Le cas particulier des chocs Switch-on	84
IV.5.3.3 Les discontinuités d'Alfvén	86
IV.5.4 Conclusion	90
V Propriétés statistiques des structures dissipatives	91
V.1 Impact des conditions initiales	91
V.2 Impact de la résolution numérique	92
V.3 Impact du nombre de Prandtl magnétique	94

V.4	Statistiques des paramètres d'entrée	96
V.5	Incréments des vitesses transverses	98
V.6	Vers un taux de dissipation global	100
V.7	Connexité des structures	100
V.8	Dissipation des hélicités	103
VI	Conclusions et Perspectives	109
VI.1	Exploration de l'espace des paramètres	109
VI.2	Plus de microphysique	110
VI.3	Suivi des structures	113
VI.4	La vision de la turbulence comme une collection de structures cohérentes	113
VI.5	Modèles 1D	114
VI.6	Confrontation aux observations	115
	Bibliography	119

Index des notations et abréviations

MIS	Milieu interstellaire
HIM	Hot ionised medium (milieu chaud ionisé)
WNM	Warm neutral medium (milieu chaud neutre)
CNM	Cold neutral medium (milieu froid neutre)
MHD	Magnétohydrodynamique
RH	Rankine-Hugoniot
$\mathcal{R}e$	Nombre de Reynolds
$\mathcal{R}em$	Nombre de Reynolds magnétique
\mathcal{P}_m	Nombre de Prandtl magnétique
μ	Viscosité dynamique
ν	Viscosité cinématique
η	Résistivité
c	Vitesse du son
c_s	Vitesse des ondes magnéto-soniques lentes/slow
c_A	Vitesse d'Alfvén
c_i	Vitesse des ondes d'Alfvén dans une direction
c_f	Vitesse des ondes magnéto-soniques rapides/fast
Choc fast	Choc magnéto-sonique rapide
Choc slow	Choc magnéto-sonique lent

Chapitre I

Le milieu interstellaire

I.1 Un milieu très structuré

Le milieu interstellaire (MIS) est le milieu extrêmement dilué qui emplit tout l'espace entre les étoiles dans les galaxies. C'est un plasma, plus ou moins ionisé suivant sa localisation, constitué de gaz mélangé à des particules solides (les grains de poussières), traversé par des particules relativistes (les rayons cosmiques) et baigné dans un champ magnétique omniprésent. Ses températures couvrent un immense domaine, de 10 K à plus de 10^7 K. Ce sont les températures d'équilibre résultant de processus de chauffage et de refroidissement. Le chauffage est dû essentiellement aux photons stellaires et aux rayons cosmiques (ionisation du gaz et effet photo-électrique des poussières). A cause de sa très faible densité, le MIS ne se refroidit pas par conduction mais par rayonnement dans des raies excitées collisionnellement, principalement de l'hydrogène autour de 10^4 K (la raie Ly α), du carbone ionisé autour de 100 K (la raie interdite de structure fine [CII] à 158 μm) et des raies moléculaires à beaucoup plus basse température.

La fonction de refroidissement $\Lambda(T)$ qui résulte de l'ensemble de ces rayonnements (Dalgarno et McCray, 1972, voir Figure I.1) a la particularité de présenter deux domaines de température correspondant à des phases thermiquement stables parce que le refroidissement y augmente très rapidement avec la température (Field *et al.*, 1969). Les deux phases thermiquement stables sont le "warm neutral medium" (WNM) à $T \sim 10^4$ K et le "cold neutral medium" (CNM) à $T \sim 10^2$ K. Ces deux phases n'existent que dans un domaine étroit de pression. Dans le voisinage solaire, les valeurs de leur densité et température sont données dans la Table I.1.

Elles sont séparées par un domaine où l'équilibre thermique du gaz est instable car le refroidissement, dû à une multitude de raies interdites d'atomes et d'ions lourds (C^+ , O, Si^+ , Fe^+ , ...) donne *in fine* un refroidissement global qui dépend peu de la température (et beaucoup de la métallicité). Cette instabilité thermique conduit à la fragmentation du milieu instable en très petites structures de CNM dont la taille minimale, ~ 10 mpc, est dictée par la conduction thermique (Field, 1965; Inoue *et al.*, 2006). Le gaz à $10^4 < T < 10^7$ K n'est en général pas à l'équilibre thermique car il ne se refroidit que très lentement à cause de sa très faible densité. Dans le modèle de Field *et al.* (1969) la température des phases thermiquement stables dépend de la pression thermique du milieu : plus la pression est élevée, plus ces températures le sont (Figure I.2). La courbe de refroidissement, dépendant

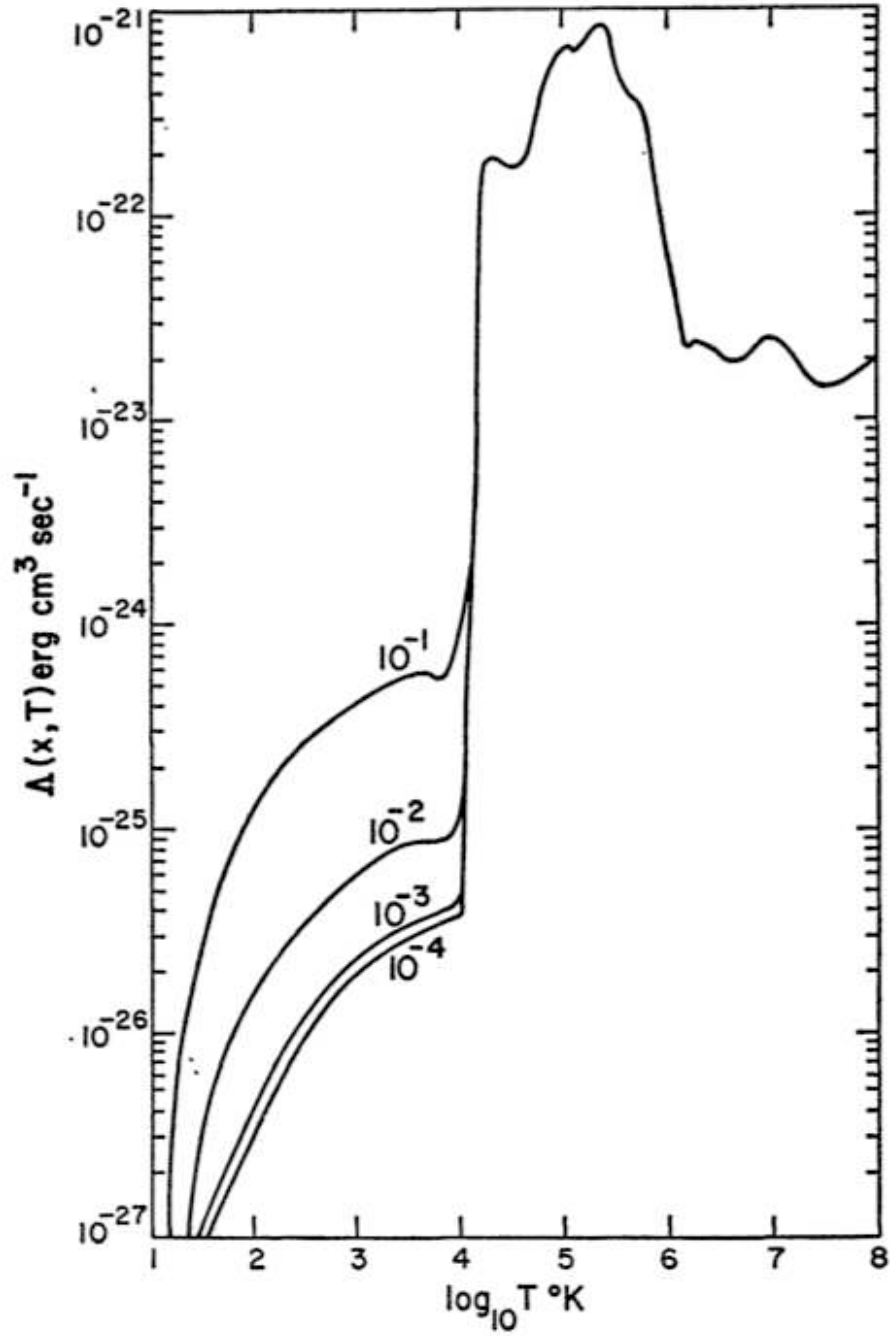


FIG. I.1 Fonction de refroidissement du milieu interstellaire (Dalgarno et McCray, 1972). Les courbes tracées à $T < 10^4$ K correspondent à différents degrés d'ionisation, $x_e = 10^{-1}$, 10^{-2} , 10^{-3} et 10^{-4} .

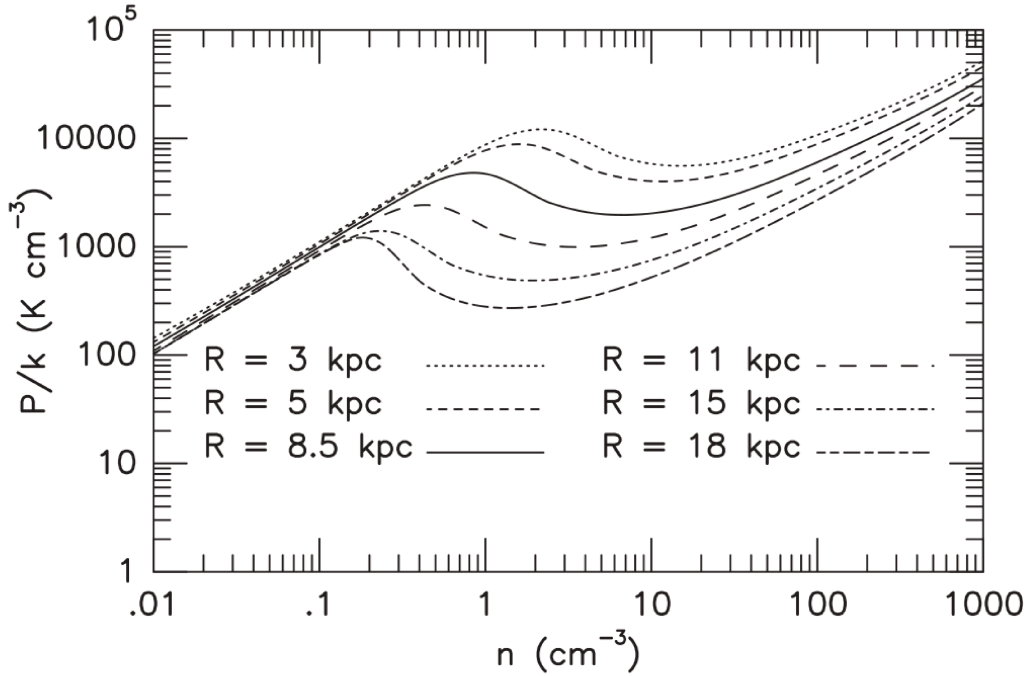


FIG. I.2 *Pression à l'équilibre thermique pour lequel le taux de chauffage Γ est égal au taux de refroidissement Λ , en fonction de la densité du milieu interstellaire pour différents endroits de la galaxie repérés par leur distance galactocentrique. Cette courbe sépare deux régions : l'une où $\Lambda > \Gamma$ aux hautes pressions, l'autre où $\Lambda < \Gamma$ aux basses pressions. (figure extraite de [Wolfire et al., 2003](#)).*

Phase :	HIM	WNM	CNM	Diffuse	Dense
Densité n [cm^{-3}]	0.004	0.6	30	200	10^4
Température T [K]	$3 \cdot 10^5$	5000	100	50	10
Longueur type L [pc]	100	50	10	3	0.1
Vitesse type U [$\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$]	10	10	6	3	0.1
Re	10^2	10^5	10^7	10^7	10^6
Rem	10^{21}	10^{20}	10^{18}	10^{17}	10^{15}

TABLE I.1 – Valeurs caractéristiques pour quelques milieux typiques du milieu interstellaire : HIM (hot ionised medium), WNM (warm neutral medium), CNM (cold neutral medium), et les phases moléculaires diffuses et denses. D'après [Draine \(2011\)](#).

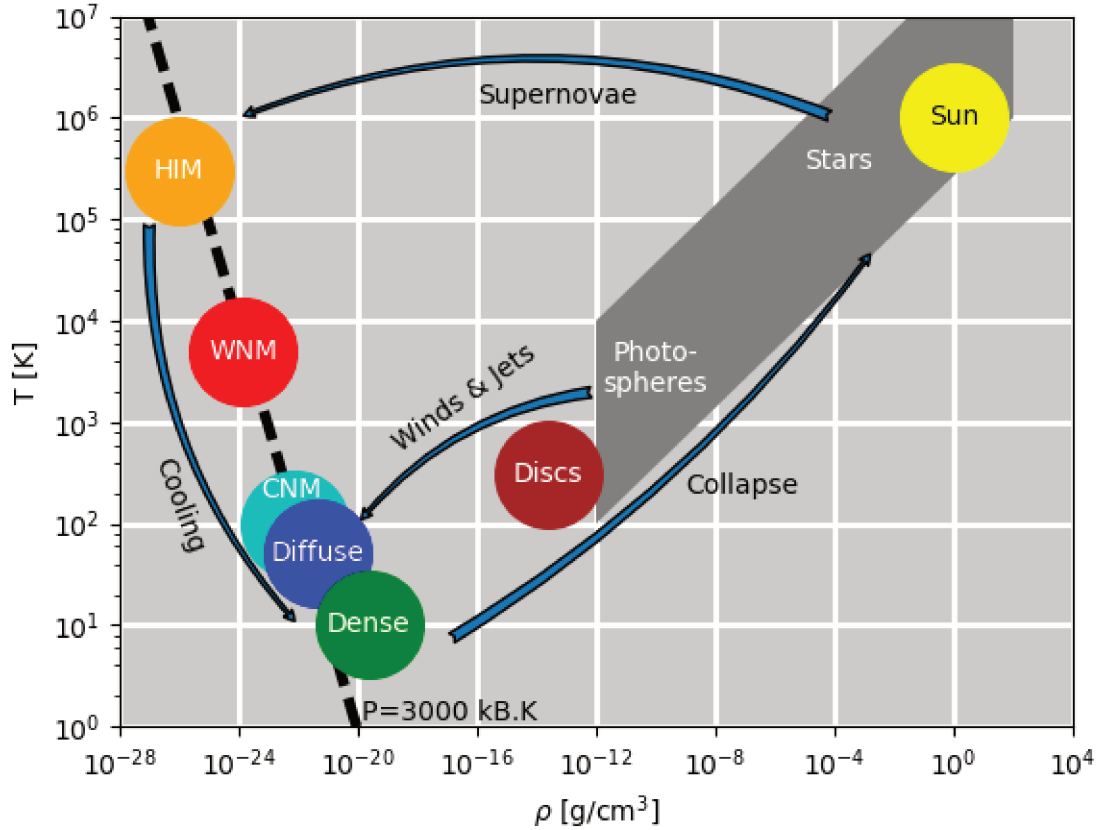


FIG. I.3 Cycle de la matière galactique entre les différentes phases du milieu interstellaire (extrait de la HDR de Pierre Lesaffre). Seul le cycle entretenu par les étoiles est ici représenté.

de la métallicité du gaz et de son degré d'ionisation, n'est donc pas la même en tous les points d'une galaxie, ni constante dans le temps. Se pose alors la question des échelles de temps relatives des variations du degré d'ionisation (et donc de $\Lambda(T)$) et de celle de la mise à l'équilibre thermique. Le fait que le degré d'ionisation ne suive pas instantanément les variations de pression étend quelque peu le domaine thermiquement instable vers le CNM (Lequeux, 1975).

Enfin, observationnellement, le MIS est structuré jusqu'à de très petites échelles. Le milieu ionisé présente un spectre de puissance de Kolmogorov sur 8 ordres de grandeur jusqu'à $\sim 10^8$ cm (connu comme "the big power law in the sky" Armstrong *et al.*, 1995). Ce spectre suggère une origine liée à la turbulence (voir Chapitre 2). Le gaz atomique froid présente également de la structure jusqu'à $10 - 10^4$ au, déduites de la variabilité temporelle de spectres d'absorption ou de l'imagerie à très haute résolution de l'absorption du continuum des quasars par la raie HI à 21 cm du gaz atomique (Stanimirović et Zweibel, 2018). Quelques exemples de spectre de puissance dans le CNM existent : celui de l'émission continu de la poussière dans un nuage à haute latitude galactique s'étend de 20

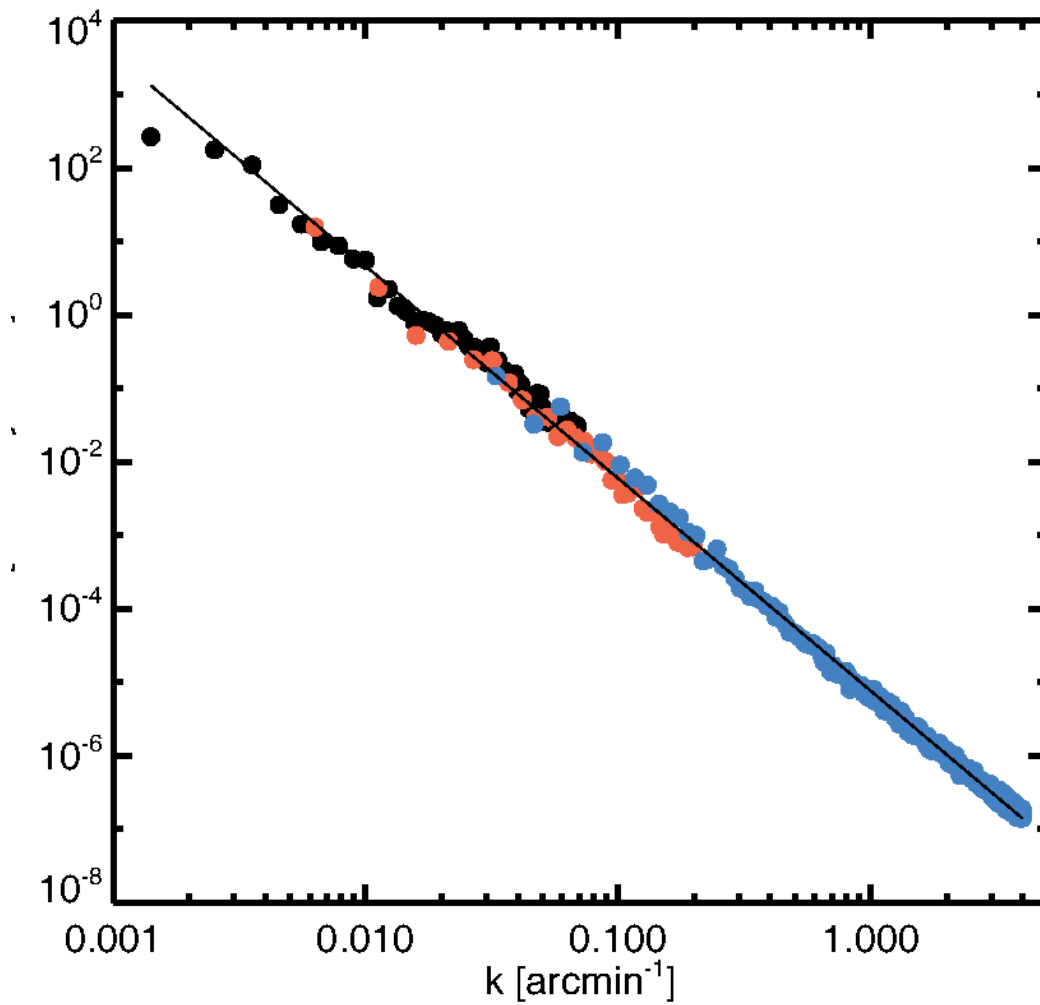


FIG. I.4 Spectre de puissance d'images de la poussière dans le milieu inter-stellaire. Combinaison de trois images à différentes échelles dont les puissances ont été mises à l'échelle pour montrer la continuité des pentes des images (voir [Miville-Deschênes et al., 2016](#)).

pc à 2000 au (Miville-Deschênes *et al.*, 2010), celui de la lumière visible diffusée par la poussière dans un champ similaire s'étend sur 3 ordres de grandeur jusqu'à 10 mpc (voir Miville-Deschênes *et al.*, 2016, et figure I.4). Tous deux sont également proches du spectre de Kolmogorov. Un lien entre la structuration du CNM à très petite échelle, l'instabilité thermique et la turbulence a été proposé par Audit et Hennebelle (2010) : ce sont les fluctuations de pression hydrodynamique de la turbulence qui déstabilisent le WNM et causent sa fragmentation en nodules de CNM.

I.2 Une structure bi-phasique robuste et quasi-universelle

Ce qui précède amène les questions suivantes :

(1) pourquoi les deux phases CNM et WNM ne se mélangent-elles pas pour donner un unique gaz tiède et pourquoi observe-t-on ces phases dans quasiment toutes les galaxies avec les mêmes proportions dans toutes les galaxies spirales ? C'est parce que l'entropie du MIS n'est pas libre de croître comme elle le ferait si le MIS était un système isolé : le MIS n'est pas un système isolé. Il échange de l'énergie et de la matière avec les étoiles, d'une part, et le milieu extragalactique, d'autre part. Ce sont ces échanges qui le maintiennent loin de l'équilibre thermodynamique.

(2) comment peut-on maintenir le MIS si loin de l'équilibre thermodynamique et que ses caractéristiques soient si stables dans le temps et parmi les galaxies ? C'est parce que la matière suit un immense cycle (Figure I.3), en passant d'une phase à l'autre depuis l'accrétion de gaz extragalactique très dilué aux phases les plus denses et à la formation d'étoiles, puis en retour depuis les étoiles au milieu circumgalactique sous forme de vents stellaires et explosions de supernovae. Ce cycle est puissamment régulé conjointement par la rétroaction des étoiles et l'accrétion de gaz extragalactique, à tel point que dans notre Galaxie on observe que les taux d'accrétion de gaz extragalactique, de formation d'étoiles et d'éjection de matière par les vents stellaires sont comparables, à un facteur 2 près. Ce résultat commence aussi à émerger des observations de galaxies à haut redshift.

Les étoiles et leurs propriétés universelles sont donc en partie à l'origine de la structuration bi-phasique du MIS.

I.3 Le rôle crucial des molécules

Mais pourquoi les étoiles se forment-elles dans les nuages moléculaires et non dans le gaz atomique ? C'est parce que seules les molécules de moment dipolaire élevé, qui ont donc de grands coefficients d'Einstein d'émission spontanée, et ont des niveaux d'énergie assez bas, sont capables de refroidir le MIS au-dessous de la température qu'il aurait si seul le refroidissement dans la raie [CII] était à l'œuvre (Fig. I.1). Les molécules dipolaires permettent au gaz de se refroidir jusqu'à $\sim 5\text{K}$ (les températures observées des cœurs protostellaires), de se condenser, de se fragmenter et de s'effondrer rapidement sous l'effet de la gravité, pour former des étoiles. La molécule-clé se trouve être le monoxyde de carbone, CO, elle est à la fois la molécule la plus abondante après H_2 et elle a son premier niveau d'énergie à $E_{J=1}/k_B = 5.5\text{K}$, alors que celui de H_2 est à $\sim 500\text{K}$. La transition fondamentale de H_2 est donc incapable de refroidir le gaz à une température aussi basse que celle observée dans les cœurs protostellaires mais elle peut engendrer une

phase thermiquement stable dans un milieu de très faible métallicité.

Cela montre l'importance cruciale de l'émergence des molécules dans le milieu diffus froid (CNM) : sans elles, le refroidissement du gaz ne se ferait pas rapidement. Mais l'émergence des molécules dans le MIS diffus soulève une nouvelle question : les abondances observées de la molécule CO dans le gaz diffus moléculaire sont un ordre de grandeur plus élevées que ce que la chimie régie par les photons UV et les rayons cosmiques est capable de produire (Godard *et al.*, 2009, 2014; Levrier *et al.*, 2012). Ce problème est apparu de fait dès la découverte des premières molécules dans le milieu diffus, CH, CH⁺ et CN dans les années 1940, car la formation de CH⁺ est extrêmement endothermique. La chimie interstellaire connue, régie par l'apport d'énergie des photons stellaires et des rayons cosmiques, n'était pas suffisante pour reproduire les densités de colonne observées de ces espèces. Le même problème est apparu plus tard pour HCO⁺ (e.g. Lucas et Liszt, 1996) et pour CO. Une autre source d'énergie majeure était nécessaire. Plusieurs processus ont été proposés, comme la dérive ion-neutre dans les ondes d'Alfvén (Federman *et al.*, 1996), la conduction thermique aux interfaces WNM/CNM (Lesaffre *et al.*, 2007), le transport turbulent à l'interface CNM/WNM (Valdivia *et al.*, 2016) ou les événements dissipatifs extrêmes dans la turbulence interstellaire, comme les chocs C (Flower *et al.*, 1985, 1988; Draine et Katz, 1986; Lesaffre *et al.*, 2013; Lesaffre *et al.*, 2020), les vortex magnétisés (Godard *et al.*, 2009, 2014), les couches de cisaillement de vitesse (Falgarone *et al.*, 1995; Joulain *et al.*, 1998). Les premiers injectent l'énergie thermique du WNM dans le CNM, alors que les derniers nourrissent la chimie de l'énergie turbulente du CNM qui est un ordre de grandeur plus grande que son énergie thermique, mais comparable à l'énergie thermique du WNM.

Le travail présenté dans cette thèse porte sur la nature des structures susceptibles de dissiper l'énergie de la turbulence interstellaire dans des régions très petites, concentrant ainsi la densité d'énergie dissipée localement au point d'ouvrir des voies chimiques qui ne le seraient pas dans le reste du volume. L'un des objectifs de ces travaux est donc de proposer un cadre robuste pour modéliser la formation des molécules dans les régions de dissipation extrême de la turbulence du milieu diffus.

I.4 Un plasma turbulent et magnétisé

Le MIS est aujourd'hui considéré comme un fluide turbulent car ses vitesses et ses dimensions sont si grandes que la seule viscosité du gaz est incapable d'assurer le transport de l'impulsion. Cela se traduit par des nombres de Reynolds $Re \gg 10^7$ (voir chapitre II). On doit à Chandrasekhar et Fermi (1953) l'introduction et le calcul de la pression et de la viscosité turbulentes qui décrivent le mouvement d'un gaz turbulent à des échelles très grandes devant les échelles de dissipation. Ces deux quantités, contrairement à leurs analogues thermiques, dépendent de l'échelle considérée ce qui a un impact majeur sur la dynamique du gaz, au point par exemple de stabiliser les grandes échelles qui sont les plus instables gravitationnellement selon le critère de Jeans (Bonazzola *et al.*, 1987, 1992).

Mais il a fallu des décennies pour que le concept de turbulence émerge pour le MIS car les grandes vitesses observées dans le milieu froid ont été longtemps attribuées à des mouvements à grande échelle régis par la gravité. Zuckerman et Evans (1974) ont suggéré

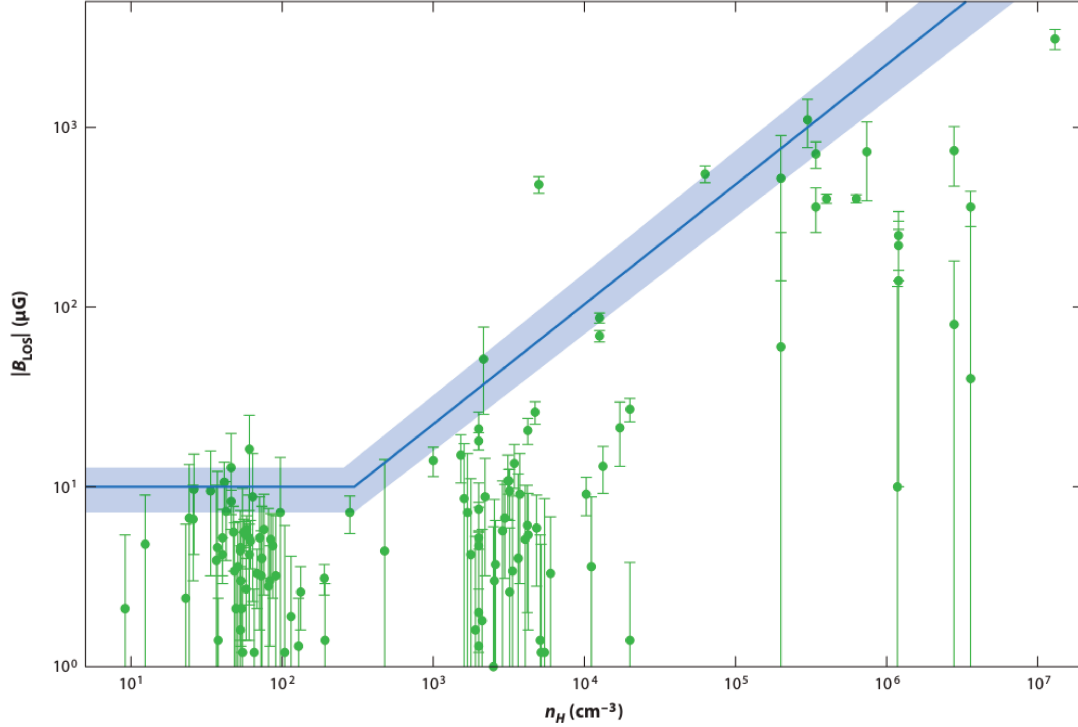


FIG. I.5 Mesures Zeeman de champ magnétique sur des lignes de visée galactiques pour une large plage de valeurs de la densité locale (pour les raies de HI les tailles sur lesquelles cette densité est déterminée sont de l'ordre du parsec alors que pour CN ces tailles sont $< 0.1\text{pc}$) (figure 6 de [Crutcher, 2012](#)).

pour la première fois que ces vitesses pouvaient être dues à des mouvements locaux, et c'est [Larson \(1981\)](#) qui, sur la base d'une maintenant célèbre loi d'échelle observée entre la dispersion de vitesses et la taille d'une vingtaine de structures moléculaires, a proposé que ces mouvements traduisent la turbulence du milieu froid. La raison donnée était que la pente de la loi d'échelle était proche de celle de la loi de Kolmogorov (voir Chap 2). Cette loi d'échelle est aujourd'hui retrouvée dans une multitude de milieux et à des échelles très différentes, y compris dans des galaxies à haut redshift (voir les revues de [Elmegreen et Scalo, 2004](#); [Scalo et Elmegreen, 2004](#); [Mac Low et Klessen, 2004](#); [McKee et Ostriker, 2007](#); [Hennebelle et Falgarone, 2012](#)) mais les pentes sont loin d'être universelles, et dépendent du traceur utilisé (raies atomiques ou moléculaires).

Il y a en fait deux lois d'échelles de Larson, reliant la dispersion de vitesse et la masse des structures observées à leur taille, $\Delta v \propto R^\alpha$ et $M \propto R^\beta$ où $\alpha \approx 0.5$ et $\beta \approx 2$. Ces deux relations peuvent s'interpréter comme révélatrices d'une physique totalement différente d'une cascade turbulente, à savoir l'existence d'une hiérarchie de polytropes

auto-gravitants à la limite de l'instabilité gravitationnelle et baignant dans un milieu de pression uniforme. Cette vision, initialement proposée par [Chièze \(1987\)](#) et [Chièze et Pineau Des Forêts \(1987\)](#) a été reprise par [Field *et al.* \(2011\)](#) qui confirment le rôle essentiel de la pression confinant les nuages, en conjonction avec la gravité. L'origine de ces lois d'échelles n'est donc pas vraiment élucidée.

C'est en partie parce que, même turbulent au sens premier ($Re \gg 10^7$), le MIS est loin d'être un fluide turbulent incompressible, homogène et isotrope comme dans la théorie de Kolmogorov. Le MIS froid et moléculaire présente des vitesses bien supérieures à la vitesse du son : sa turbulence est donc supersonique et il est compressible. De plus, toutes les phases du MIS sont des plasmas partiellement ionisés et magnétisés. L'intensité du champ magnétique dans les différentes phases est mesurée grâce à l'effet Zeeman de la transition hyperfine de l'hydrogène atomique pour le CNM et le WNM, de raies des radicaux OH et de CN pour les milieux moléculaires diffus et denses, respectivement. Les valeurs du champ magnétique rassemblées dans la revue de [Crutcher \(2012\)](#) (Figure I.5) montrent que la turbulence dans toutes les phases du MIS est trans-Alfvénique et que les régions les plus denses (i.e. les cœurs moléculaires) ont en général la masse critique pour laquelle le champ magnétique empêche l'effondrement gravitationnel.

Enfin, les phases du MIS faiblement ionisées ne sont pas fortement couplées au champ magnétique. Il existe tout un domaine de hautes fréquences d'ondes magnétiques qui ne sont pas perçues par le plasma car les collisions des ions, fortement liés au champ magnétique, avec les neutres sont trop rares. Il existe aussi un domaine, à basse fréquence, où la propagation des ondes ne se fait plus car toute leur énergie est dissipée dans les collisions ions-neutres. Les fréquences qui limitent ces régimes dépendent des sections efficaces de collision entre les ions et les neutres et de leurs densités respectives ([Kulsrud et Pearce, 1969](#)). Entre ces deux extrêmes, le champ magnétique dérive au travers du plasma. C'est un phénomène important dans le MIS car c'est une source importante de dissipation d'énergie mais c'est aussi la raison pour laquelle les chocs C (i.e. continus) existent ([Draine et Katz, 1986](#); [Flower *et al.*, 1988](#)), et pour laquelle ils sont si riches en molécules ([Lesaffre *et al.*, 2013](#)).

Une propriété fondamentale de la turbulence est son intermittence spatio-temporelle ([Landau et Lifshitz, 1959](#); [Kolmogorov, 1962](#)). Une voie prometteuse pour prouver l'existence de la turbulence dans le MIS est donc de chercher des signatures d'intermittence. De telles signatures ont été trouvées dans le champ de vitesse de nuages moléculaires proches, soit de façon statistique ([Hily--Blant *et al.*, 2008](#); [Hily-Blant et Falgarone, 2009](#)), soit grâce à la détection de structures pouvant être comprises comme des extrema de cisaillement de vitesses à très petite échelle ([Falgarone *et al.*, 2009](#)).

Dans les expériences de soufflerie, dans l'atmosphère mais aussi dans les plasmas des Tokamak et dans le vent solaire, l'intermittence de la turbulence est due à l'existence de structures cohérentes de vorticité, comme le vortex de Burgers, ou de courant, dont les épaisseurs sont proches de la longueur de dissipation de la turbulence (e.g. [Douady *et al.* \(1991\)](#); [Belin *et al.* \(1996\)](#); [Nagaoka *et al.* \(2002\)](#); [Mouri *et al.* \(2007\)](#); [Mouri *et al.* \(2009\)](#)). La dissipation de la turbulence se concentre dans ces structures et nous allons nous attacher dans ce travail de thèse à en caractériser la nature physique.

Chapitre II

Mécanique des fluides magnétisés et turbulence isotherme

Nous présentons dans ce chapitre quelques notions de mécanique des fluides (magnétisés ou non) nécessaires pour appréhender certains des concepts et méthodes présentés dans cette thèse.

II.1 Le cas hydrodynamique

II.1.1 Transition vers la turbulence

Considérons un fluide s'écoulant autour d'un obstacle, plus ou moins cylindrique, à vitesse constante, comme dans l'expérience montrée figure II.1. À faible vitesse, on voit que les trajectoires, rendues visibles par le colorant, sont régulières et bien définies. Si on mesure la vitesse de l'écoulement en un point du fluide, par effet Doppler par exemple, la valeur ne varie pas dans le temps. L'écoulement est donc aussi stationnaire. Ces caractéristiques sont celles d'un écoulement appelé **laminaire**. Ce type d'écoulement est parfaitement prévisible, deux particules fluides issues de positions très proches suivront des trajectoires qui changent peu leur écartement initial.

En augmentant la vitesse de l'écoulement, on voit apparaître en aval de l'obstacle des tourbillons/vortex. Ils se forment proche de l'obstacle, puis s'en détachent, avant d'être remplacés par de nouveaux. Ceci donne lieu à une allée de Bénard-Karman (visible sur l'image du milieu de la figure II.1). Cette dernière n'est plus stationnaire, mais peut encore être décrite par un modèle périodique.

Si on augmente encore la vitesse du fluide, les trajectoires se brouillent (image du bas de la figure II.1). La mesure de la vitesse en un point de l'écoulement montrerait que celui-ci n'est plus périodique, mais complètement chaotique. On ne peut plus du tout prédire les détails de l'écoulement du fait des instabilités de l'écoulement, deux particules fluides très proches s'éloignent de façon exponentielle l'une de l'autre au cours du temps. L'écoulement devenu turbulent et chaotique ne peut être décrit que de façon statistique.

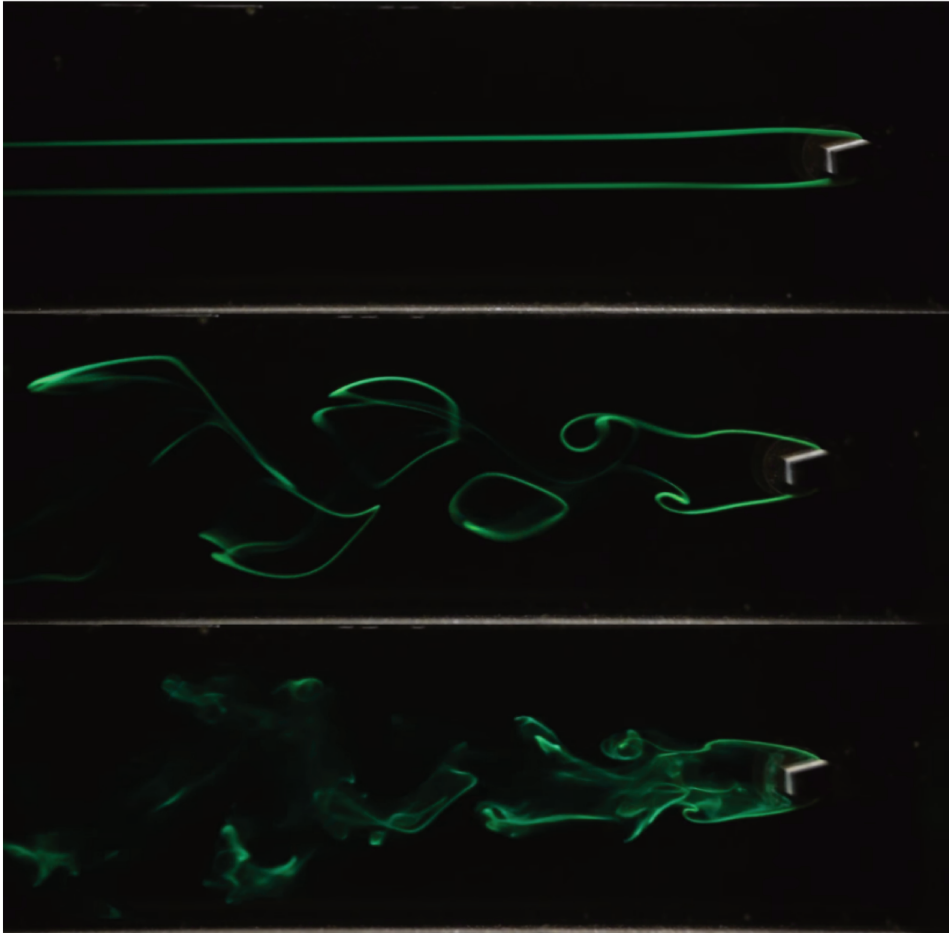


FIG. II.1 Illustration de la transition laminaire-turbulent. De l'eau dans une cavité de section rectangulaire s'écoule de la droite vers la gauche. Un obstacle est mis sur le passage de l'eau, qui libère un colorant vert, nous permettant de voir la trajectoire des particules fluides s'écoulant autour de l'obstacle. En augmentant la vitesse de l'écoulement on observe la transition d'un écoulement laminaire (image du haut), vers un écoulement turbulent (image du bas). En passant par un régime sous-critique, de transition vers la turbulence (image centrale), caractérisé par une série de tourbillons de Bénard-Karman. Image composée à partir d'une vidéo (<https://www.youtube.com/watch?v=eD7LdS6bf0Q>) produite par l'initiative étudiante PSL "Le projet Lutétium".

II.1.2 Approches eulérienne et lagrangienne

La mécanique des fluides se fonde sur la description de particules fluides, de taille très inférieure à la taille caractéristique de l'écoulement, mais très supérieure à l'échelle atomique. Cette description est justifiée par l'existence de forces de cohésion qui ont une portée finie. La taille de ces particules fluides est suffisamment importante pour que puissent être définies des variables thermodynamiques, comme la température ou la densité par exemple.

De là, l'étude d'un écoulement peut se faire selon deux approches sensiblement différentes qui se sont imposées au cours du temps.

— **L'approche eulérienne :**

On examine le fluide en mouvement de l'extérieur. L'observateur, placé dans le "référentiel du laboratoire", regarde ce qui se passe en un point fixe de l'espace par rapport à lui. Comme a priori l'écoulement n'est pas stationnaire, les grandeurs mesurées en une position \vec{r} fixe vont évoluer au cours du temps. La variation d'une quantité $f(\vec{r}, t)$ est donnée par

$$\frac{\partial f(\vec{r}, t)}{\partial t}. \quad (\text{II.1})$$

— **L'approche lagrangienne :**

Cette fois-ci, on s'intéresse à une particule fluide suivant les ligne de courant. Les quantités qui lui sont liées peuvent aussi évoluer. Pour cette approche on a besoin de la "dérivée lagrangienne" ou "matérielle"

$$\frac{df(\vec{r}, t)}{dt} = \frac{\partial f(\vec{r}, t)}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) f(\vec{r}, t), \quad (\text{II.2})$$

où \vec{u} est la vitesse de la particule fluide. Le terme $(\vec{u} \cdot \vec{\nabla})$ correspond à l'advection par l'écoulement. Par exemple pour la densité d'une particule fluide, la variation de la densité ρ s'écrit

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{\partial \rho}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \rho. \quad (\text{II.3})$$

Les deux approches sont parfois complémentaires. Pour reprendre l'exemple de la densité, en utilisant la conservation de la matière

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{u}), \quad (\text{II.4})$$

on peut l'injecter dans l'équation (II.3) et obtenir

$$\frac{d\rho}{dt} = -\vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{u}) + (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \rho, \quad (\text{II.5})$$

qui après l'utilisation d'une identité vectorielle sur le premier terme se simplifie en

$$\frac{d\rho}{dt} = -(\vec{\nabla} \cdot \vec{u}) \rho. \quad (\text{II.6})$$

Cette relation s'écrit de façon équivalente

$$\frac{d(\ln \rho)}{dt} = -(\vec{\nabla} \cdot \vec{u}). \quad (\text{II.7})$$

Soit, en terme du volume spécifique $v = 1/\rho$

$$\frac{1}{v} \frac{dv}{dt} = -(\vec{\nabla} \cdot \vec{u}), \quad (\text{II.8})$$

qui explicite le sens physique de la divergence de la vitesse. Une divergence positive correspond à une augmentation du volume spécifique, ou dilatation, et donc une diminution de la densité. Tandis que la compression correspond à une divergence négative. Il nous arrivera plus tard d'utiliser le terme de convergence du champ de vitesse pour parler de l'opposé de la divergence.

II.1.3 Bilan des forces sur une particule fluide

La mécanique des fluides s'appuie sur les mêmes principes généraux que la mécanique "classique", en particulier la relation fondamentale de la dynamique. Pour la déterminer, il convient donc de connaître les forces exercées sur une particule fluide. En l'absence de forces extérieures, les particules fluides composant le fluide interagissent les unes avec les autres. Elles subissent les forces de pression normales à leur surface exercées par leurs voisines. Et si le fluide est en mouvement, des forces visqueuses tangentielles qui rendent compte du cisaillement subit par le mouvement relatif du fluide alentour. On doit donc tenir compte de ces forces en appliquant le principe fondamental de la dynamique. La conservation de la quantité de mouvement s'écrit

$$\frac{\partial(\rho\vec{u})}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho\vec{u} \otimes \vec{u}) = \vec{f} + \vec{\nabla} \cdot \bar{\sigma} \quad (\text{II.9})$$

où \vec{f} représente l'ensemble des forces extérieures, \otimes est le produit tensoriel, et $\bar{\sigma}$ est le tenseur, d'ordre 2, des contraintes. Le tenseur des contraintes peut être décomposé en deux termes principaux

$$\bar{\sigma} = \sigma_{ij} = -p\delta_{ij} + \mu\tau_{ij} \quad (\text{II.10})$$

où p est la pression hydrostatique, δ_{ij} est le symbole de Kronecker, μ est la viscosité cinématique et τ_{ij} est le tenseur des contraintes visqueuses. Nous utilisons ici la notation indicielle pour plus de clarté. En supposant la particule fluide de forme cubique, σ_{ij} est la contrainte sur la face j (normale orientée parallèlement à \vec{e}_j) dans la direction i . Si on définit le tenseur des déformations par :

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right), \quad (\text{II.11})$$

alors on peut montrer que le tenseur des contraintes s'exprime en fonction de celui des déformations :

$$\tau_{ij} = 2S_{ij} - \frac{2}{3}S_{kk}\delta_{ij}. \quad (\text{II.12})$$

Notez que S_{kk} n'est autre que la divergence de la vitesse, nous utilisons la convention d'Einstein. En réécrivant le principe fondamental de la dynamique (II.9), pour la composante i , avec l'expression explicite de σ_{ij} , on obtient

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i u_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial}{\partial x_i} \left(p + \frac{2}{3}\mu S_{kk} \right) + 2\frac{\partial}{\partial x_j} (\mu S_{ij}) + f_i \quad (\text{II.13})$$

en utilisant l'expression de la conservation de la masse (II.4) et en supposant la viscosité cinématique constante. On peut obtenir la conservation de l'impulsion sous forme d'une équation pour l'accélération :

$$\frac{d(\vec{u})}{dt} = \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{u} = -\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} p + \nu \nabla^2 \vec{u} + \frac{\nu}{3} \vec{\nabla} (\vec{\nabla} \cdot \vec{u}) + \frac{1}{\rho} \vec{f}, \quad (\text{II.14})$$

qui est la fameuse équation de **Navier-Stokes**, avec la viscosité dynamique $\nu = \mu/\rho$. Le terme $\frac{\nu}{3} \vec{\nabla} (\vec{\nabla} \cdot \vec{u})$ provient de la combinaison du terme $-\frac{\partial}{\partial x_j} \frac{2}{3} \mu S_{kk}$ avec la deuxième partie du terme $2 \frac{\partial}{\partial x_j} (\mu S_{ij})$.

II.1.4 La dissipation visqueuse

Nous cherchons dans cette section à réaliser le bilan d'énergie du fluide, pour dégager le rôle de la dissipation visqueuse.

On repart de la conservation du moment (II.9), avec la notation indicielle et en l'absence de force externe

$$\frac{\partial (\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_i u_j)}{\partial x_j} = \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j}. \quad (\text{II.15})$$

On commence par développer le premier terme du membre de gauche, rassembler tous les termes à gauche et développer le tenseur des contraintes σ_{ij} avec la relation (II.10) pour obtenir

$$u_i \frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} [(\rho u_i u_j) + p \delta_{ij} - \mu \tau_{ij}] = 0. \quad (\text{II.16})$$

On cherche à obtenir cette équation sous une forme conservative, i.e :

$$\frac{\partial}{\partial t} \text{Énergie} + \vec{\nabla} \cdot (\text{Flux d'énergie}) = \text{Source} - \text{Puits}. \quad (\text{II.17})$$

On multiplie donc l'équation (II.16) par u_i , pour obtenir une équation de conservation pour l'énergie. On arrive à l'équation

$$u^2 \frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho u_i \frac{\partial u_i}{\partial t} + u_i \frac{\partial}{\partial x_j} [(\rho u_i u_j) + p \delta_{ij} - \mu \tau_{ij}] = 0, \quad (\text{II.18})$$

qui, en remarquant que

$$\rho u_i \frac{\partial u_i}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\rho u^2}{2} \right) - \frac{u^2}{2} \frac{\partial \rho}{\partial t}, \quad (\text{II.19})$$

et en utilisant la conservation de la masse (II.4) pour remplacer $\partial_t \rho$, devient

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\rho u^2}{2} \right) - \frac{u^2}{2} \frac{\partial \rho u_j}{\partial x_j} + u^2 \frac{\partial \rho u_j}{\partial x_j} + \rho u_i u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + u_i \frac{\partial}{\partial x_j} [p \delta_{ij} - \mu \tau_{ij}] = 0, \quad (\text{II.20})$$

où on a développé le premier terme entre crochets. On remarque que

$$\rho u_i u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\rho u^2}{2} u_j \right) - \frac{u^2}{2} \frac{\partial \rho u_j}{\partial x_j}, \quad (\text{II.21})$$

qui une fois remplacé dans l'équation (II.20), nous permet d'écrire une forme qui se rapproche de la forme conservative :

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\rho u^2}{2} \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\rho u^2}{2} u_j \right) + u_j \frac{\partial p}{\partial x_j} = u_i \frac{\partial \mu \tau_{ij}}{\partial x_j}. \quad (\text{II.22})$$

Nous souhaitons nous rapprocher encore plus d'une forme conservative, et nous allons donc travailler sur le terme $u_j \frac{\partial p}{\partial x_j}$ et l'incorporer dans une forme conservative. Nous le faisons disparaître en ajoutant à l'énergie cinétique une énergie F . Nous cherchons donc une fonction F telle que

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} [\dots] = u_j \frac{\partial p}{\partial x_j}. \quad (\text{II.23})$$

On suppose le fluide barotrope, ce qui signifie que la variation de la pression se fait seulement avec la variation de la densité. C'est le cas d'un fluide isotherme, ou bien polytropique ($p = K\rho^\gamma$), mais aussi dans le cas où les temps dynamiques sont très longs par rapport à l'équilibre thermique, qui s'écrit alors $p(\rho)$. Nous supposons aussi $F \equiv F(\rho)$, et nous allons relier la dérivée seconde de F à la dérivée première de p . On peut écrire

$$\frac{\partial F}{\partial t} = \frac{\partial F}{\partial \rho} \frac{\partial \rho}{\partial t} = - \frac{\partial F}{\partial \rho} \frac{\partial \rho u_j}{\partial x_j}, \quad (\text{II.24})$$

où nous avons utilisé la conservation de la masse (II.4) pour écrire la dernière égalité. Il nous faut ensuite remarquer que

$$\frac{\partial F}{\partial \rho} \frac{\partial \rho u_j}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial F}{\partial \rho} \rho u_j \right) - \rho u_j \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial F}{\partial \rho} \right), \quad (\text{II.25})$$

pour obtenir

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial F}{\partial \ln \rho} u_j \right) = \rho u_j \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial F}{\partial \rho} \right) \quad (\text{II.26})$$

où l'on voit que le flux correspondant à F s'écrit $\frac{\partial F}{\partial \ln \rho} u_j$. Pour parvenir à nos fins, il ne nous reste plus qu'à trouver une fonction F qui satisfait l'équation

$$\rho u_j \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial F}{\partial \rho} \right) = u_j \frac{\partial p}{\partial x_j}, \quad (\text{II.27})$$

qui peut se réécrire

$$\frac{\partial^2 F}{\partial \rho^2} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial \rho}. \quad (\text{II.28})$$

On peut intégrer cette équation deux fois pour obtenir le cas barotrope général. Par exemple dans le cas particulier d'un gaz isotherme, $p = \rho c^2$, on a donc

$$\frac{\partial^2 F}{\partial \rho^2} = \frac{c^2}{\rho}. \quad (\text{II.29})$$

En intégrant une fois, on trouve

$$F' = c^2 \ln \rho + C_1 \quad (\text{II.30})$$

où C_1 est une première constante d'intégration. Puis en intégrant une deuxième fois on trouve

$$F = c^2(\rho \ln \rho - \rho) + C_1 \rho + C_2 \quad (\text{II.31})$$

où C_2 est une deuxième constante d'intégration. Le choix de ces deux constantes est arbitraire. Le choix de la première constante correspond au fait qu'on peut toujours ajouter un certain nombre de fois ρ à F et garder une forme conservative pour l'énergie totale, car ρ obéit à une loi de conservation sans terme source. Le choix de la deuxième constante vient du fait que l'énergie est définie à une constante près. En choisissant c^2 comme première constante d'intégration et 0 pour la seconde, on trouve la forme simplifiée :

$$F = c^2 \rho \ln \rho = p \ln \rho. \quad (\text{II.32})$$

En calculant le flux d'énergie correspondant $\frac{\partial F}{\partial \ln \rho} u_j$ (voir équation II.26), on obtient donc finalement pour le terme de pression

$$u_j \frac{\partial p}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial t} (p \ln \rho) + \frac{\partial}{\partial x_j} (u_j p (\ln \rho + 1)). \quad (\text{II.33})$$

On remplace donc ce terme dans l'équation (II.22) pour obtenir

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\rho u^2}{2} + p \ln \rho \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\rho u^2}{2} u_j + u_j p (\ln \rho + 1) \right) = u_i \frac{\partial \mu \tau_{ij}}{\partial x_j}. \quad (\text{II.34})$$

Pour terminer cette longue démonstration, nous n'avons plus qu'à réécrire le membre de droite comme

$$u_i \frac{\partial \mu \tau_{ij}}{\partial x_j} = \frac{\partial u_i \mu \tau_{ij}}{\partial x_j} - \mu \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j}, \quad (\text{II.35})$$

qui exprime la dissipation d'énergie et le transport d'impulsion par les processus visqueux (collisionnels). Une fois ces deux termes introduits dans l'équation (II.34), nous obtenons l'équation de conservation de l'énergie pour un fluide isotherme

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\rho u^2}{2} + p \ln \rho \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\rho u^2}{2} u_j + u_j p (\ln \rho + 1) - u_i \mu \tau_{ij} \right) = -\mu \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j}, \quad (\text{II.36})$$

où

$$\mu \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \equiv \varepsilon_\nu \quad (\text{II.37})$$

est le taux de dissipation visqueuse.

On peut réécrire cette équation sous sa forme vectorielle

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{2} \rho u^2 + p \ln \rho \right) + \vec{\nabla} \cdot \left[\vec{u} \left(\frac{1}{2} \rho u^2 \right) + (\vec{u} p (\ln \rho + 1)) - \mu \vec{\tau} \cdot \vec{u} \right] = -\varepsilon_\nu \quad (\text{II.38})$$

dans laquelle il est plus facile d'analyser chacun des termes :

- $\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{2} \rho u^2 + p \ln \rho \right)$ est la variation de ce que nous appelons l'énergie mécanique généralisée isotherme. Le premier terme correspond à l'énergie cinétique du fluide et le second peut être relié à une sorte d'énergie potentielle de pression : en l'écrivant $p \ln(\rho/\rho_0)$ où ρ_0 est une densité de référence (la densité moyenne du fluide, par exemple), on note que cette énergie correspond à l'énergie cinétique maximale qu'on peut tirer d'une surpression par rapport à cette densité de référence.

- $\vec{u} \left(\frac{1}{2} \rho u^2 \right)$ est le flux de transport de l'énergie cinétique.
- $\vec{u} p (\ln \rho + 1)$ est le flux de cette sorte d'énergie potentielle de pression définie plus haut.
- $\mu \vec{\tau} \cdot \vec{u}$ est le flux dû au transport visqueux d'énergie.
- enfin $-\varepsilon_\nu$ est le taux de conversion de l'énergie mécanique en chaleur. C'est la dissipation visqueuse. Il est possible d'écrire ce terme explicitement par une somme de carrés, ce qui montre que ε_ν est strictement positif. Ce terme est donc un terme puits décrivant le processus irréversible de dégradation de notre énergie mécanique généralisée. Dans notre limite isotherme, nous supposons implicitement que tout chauffage est rayonné pour maintenir la température constante. Le terme ε_ν nous donne accès explicitement à ce chauffage.

II.1.5 Le nombre de Reynolds

Nous reprenons ici l'exemple introductif de l'obstacle placé dans un écoulement. On note L la taille caractéristique de cet obstacle, à savoir essentiellement son diamètre, et U la vitesse de l'écoulement loin en amont de l'obstacle. Nous supposons qu'il n'existe pas d'autre force que celles modélisées par le tenseur des contraintes σ_{ij} , c'est à dire qu'on suppose $\vec{f} = 0$ et que le fluide est incompressible ($\vec{\nabla} \cdot \vec{u} = 0$). L'équation de Navier-Stokes (II.14) montre qu'alors la variation de la vitesse est déterminée par la compétition entre les effets du terme advectif $(\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{u}$ et ceux du terme diffusif $\nu \nabla^2 \vec{u}$. Chacun de ces deux termes peut être écrit en ordre de grandeur en utilisant les valeurs caractéristiques U et L , de sorte à former un nombre sans dimension les comparant :

$$\mathcal{Re} = \frac{U^2 L^2}{L \nu U} = \frac{UL}{\nu}, \quad (\text{II.39})$$

ce nombre est appelé le **nombre de Reynolds**. Celui-ci exprime le rapport entre le temps caractéristique de diffusion et le temps caractéristique d'advection, et quantifie la compétition entre ces effets. L'une tendant à homogénéiser l'écoulement, et l'autre à accentuer les hétérogénéités. Qualitativement, on comprend que si le nombre de Reynolds est très inférieur à 1, par exemple parce que la vitesse U est très faible, les effets de la diffusion sont bien plus rapides à se mettre en place que ceux de l'advection. Ce régime correspond à celui des écoulements laminaires. En revanche, si le nombre de Reynolds est très grand devant 1, les effets non-linéaires de l'advection deviennent prépondérants, et on passe dans un régime turbulent. La transition du laminaire au turbulent est en fait très étalée : en général on commence à observer le régime turbulent pour $\mathcal{Re} \simeq 100$ et la turbulence totalement développée pour $\mathcal{Re} \geq 1000$.

II.1.6 La théorie de Kolmogorov (K41)

Les équations qui gouvernent la dynamique des écoulements étant fortement non-linéaires, une étude exacte des processus turbulents est très difficile et demeure un problème ouvert de la physique. Il est toutefois possible, avec des arguments dimensionnels de déduire certains comportements des fluides turbulents. Cette approche phénoménologique a été initiée par Kolmogorov en 1941 et se base sur le concept intuitif de cascade d'énergie développé par Richardson quelques décennies plus tôt.

II.1.6.1 La cascade turbulente

La théorie présentée dans cette partie n'est valable que dans un contexte purement hydrodynamique, mais elle a le mérite d'être un bon outil pour fixer les idées et d'être en assez bon accord avec les résultats de laboratoire. Cette théorie prend comme support de la cascade d'énergie des 'tourbillons' (traduction de l'anglais eddies). Le terme tourbillon doit être pris ici au sens large, par tourbillons nous devons entendre ici des régions caractérisées par une dimension l à laquelle les vitesses sont plus ou moins cohérentes. Nous prendrons dans la suite comme vitesse caractéristique δu_l , qui est la vitesse relative entre deux points de l'écoulement espacés de la distance l . Lors du processus de cascade, dans le régime inertiel, un tourbillon, sous l'effet d'instabilités, se décompose en plusieurs tourbillons d'échelle inférieure $l' < l$. Et ainsi de suite, jusqu'à quitter le régime inertiel et atteindre le régime dissipatif. Pour poursuivre le raisonnement, trois hypothèses formulées par Kolmogorov doivent être faites, ce sont les hypothèses de similarité :

1. La première présuppose que, à Nombre de Reynolds élevé, les mouvements turbulents à petite échelle sont isotropes. Cette hypothèse se justifie par le nombre des tourbillons successifs pour atteindre l'échelle de dissipation. L'écoulement à l'échelle inertielle ne sent donc ni le forçage de grande échelle, ni la dissipation.
2. La seconde hypothèse stipule que les mouvements à l'échelle dissipative ne dépendent statistiquement que de la viscosité et du taux de transfert d'énergie.
3. La dernière présuppose qu'à la limite d'un nombre de Reynolds infini, dans le régime inertiel, le mouvement est statistiquement entièrement déterminé par le taux de transfert d'énergie.

L'énergie d'un tourbillon dont la taille caractéristique est l est δu_l^2 , en supposant que le tourbillon cascade en un temps de retournement $\tau_l = l/\delta u_l$ on a $\langle \varepsilon \rangle = \delta u_l^2/\tau_l$. Ce qui implique, par la troisième hypothèse, la conservation du taux de transfert d'énergie :

$$\delta u_l \propto \langle \varepsilon \rangle^{1/3} l^{1/3} \quad (\text{II.40})$$

On peut utiliser ces grandeurs caractéristiques pour définir un nombre de Reynolds turbulent

$$\mathcal{R}e(l) = \frac{\delta u_l l}{\nu} \quad (\text{II.41})$$

qui diminue avec l'échelle l . Ceci implique que l'écoulement se "laminarise" avec la diminution de l'échelle caractéristique étudiée, jusqu'à atteindre une échelle dominée par les effets de la diffusion. Dans cette phénoménologie, l'échelle dissipative est définie comme l'échelle à laquelle ce nombre de Reynolds turbulent est égal à 1. En le combinant avec l'équation (II.40), on peut déterminer l'ordre de grandeur de cette échelle dissipative l_d , en fonction des paramètres de l'écoulement à l'échelle intégrale

$$l_d \simeq \left(\frac{\nu^3}{\langle \varepsilon \rangle} \right)^{1/4} = [\mathcal{R}e(L)]^{-3/4} L, \quad (\text{II.42})$$

où L est l'échelle caractéristique intégrale.

II.1.7 Intermittence

Expérimentalement, on observe des déviations aux prédictions de la théorie de Kolmogorov. Notamment sur les moyennes d'écart de vitesse à une puissance p . Ces fonctions sont appelées les fonctions de structure d'ordre p

$$\langle [\Delta \vec{u}(\vec{r})]^p \rangle \propto |\vec{r}|^{\xi_p}, \quad (\text{II.43})$$

avec

$$[\Delta \vec{u}(\vec{r})]^p = \langle (\vec{u}(\vec{x} + \vec{r}) - \vec{u}(\vec{x}))^p \rangle_{\vec{r}}. \quad (\text{II.44})$$

Les lois de similarité de la théorie de Kolmogorov impliquent que pour une valeur de p quelconque, on devrait avoir

$$\xi_p = \frac{p}{3}. \quad (\text{II.45})$$

Or les mesures de ces fonctions montrent que $\xi_p < \frac{p}{3}$ pour $p \geq 4$. On observe donc une déviation du comportement dans le domaine inertiel. Dans le domaine dissipatif, c'est à dire aux petites échelles, on s'intéresse aux dérivées longitudinales de la vitesse. On observe alors expérimentalement que pour ces mêmes ordres, les densités de probabilité de ces dérivées présentent des ailes non-gaussiennes fortement marquées. Ces ailes apparaissent également dans les densités de probabilité des incréments de vitesse eux-mêmes, y compris aux échelles inertielles (Meneveau et Sreenivasan, 1991; Anselmet *et al.*, 2001; Arnéodo *et al.*, 2008).

Ces diverses observations sont interprétées comme des signatures d'un phénomène d'intermittence. Ce qui signifie que les transferts d'énergie sont spatialement et temporellement hétérogènes. Dans la vision intermittente de la turbulence, les transferts d'énergie sont localisés dans l'espace et le temps, ce qui contredit l'hypothèse d'autosimilarité de Kolmogorov. Les structures cohérentes de forte dissipation, dont il est question dans ce manuscrit, sont fortement liées à l'intermittence de la dissipation. Nous montrons comment en décrivant l'un des premiers modèles d'intermittence de la cascade turbulente appelé le " β -modèle".

II.1.7.1 Le beta-modèle

Le β -modèle que nous décrivons ici a été proposé par Frisch *et al.* (1978). Une des idées principales du mécanisme d'intermittence vient du fait que tout l'espace n'est pas mobilisé par les tourbillons. C'est à dire, le passage d'une échelle l à l'échelle $l/2$ provoque une perte du volume "actif" (voir figure II.2). En supposant qu'à l'échelle intégrale L , tout l'espace est mobilisé, aux échelles suivantes, on aura donc une fraction d'espace occupé qui sera $p_n = \beta^n$ avec $\beta < 1$ et n qui représente le nombre d'étapes. Ce type d'hypothèse revient à considérer une structure fractale pour la cascade d'énergie. En prenant la définition de la dimension de recouvrement d'un objet fractal, à l'étape n , on doit avoir

$$N = \left(\frac{L}{l_n} \right)^D \quad (\text{II.46})$$

éléments pour couvrir l'ensemble du volume actif, où D est sa dimension fractale. Ils occupent un volume de $V_n = N l_n^3$ et nous avons donc

$$p_n = \frac{V_n}{V} = \frac{N l_n^3}{L^3} = \left(\frac{l_n}{L} \right)^{3-D} \quad (\text{II.47})$$

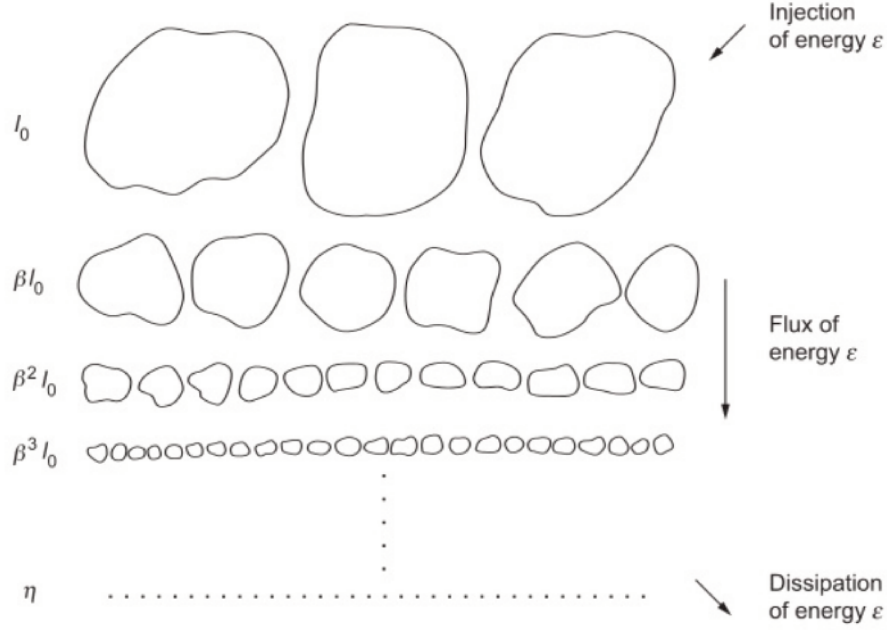


FIG. II.2 Illustration de la cascade d'énergie du β -modèle (illustration de (Ecke, 2005)).

On peut utiliser ce résultat pour obtenir une estimation de la dissipation d'énergie en suivant la même méthode que dans la première partie. L'énergie est contenue à l'échelle correspondant à la n -ième étape dans une fraction p_n de l'espace. On a donc

$$E_n = \delta u_1^2 p_n = \delta u_1^2 \left(\frac{l_n}{L} \right)^{3-D}. \quad (\text{II.48})$$

En divisant par le temps caractéristique de retournement d'un tourbillon, on obtient un taux de dissipation à l'échelle n

$$\varepsilon_n \simeq \frac{\delta u_1^3}{l_n} \left(\frac{l_n}{L} \right)^{3-D}. \quad (\text{II.49})$$

Une divergence d'avec le modèle de Kolmogorov, où $\beta = 1$, donc tout le volume dissipe l'énergie, est qu'ici on peut obtenir un ordre de grandeur de ce volume actif pour la dissipation. L'équation (II.42) nous donne une estimation de l'échelle de diffusion à partir du nombre de Reynolds à l'échelle intégrale, nous pouvons l'utiliser pour en déduire à la fois le nombre d'étapes et la fraction du volume qui dissipe. On a

$$l_d = \mathcal{Re}(L)^{-3/4} L = \frac{1}{2^n} L, \quad (\text{II.50})$$

soit

$$n = \frac{3 \log \mathcal{Re}(L)}{4 \log 2}. \quad (\text{II.51})$$

$\mathcal{Re}(L)$	n	p_d			
		$D = 2.8$	$D = 2.4$	$D = 2$	$D = 1$
10^9	22	4.4%	0.01%	0.2 ppm	3×10^{-14}
10^{12}	30	1.5%	4 ppm	10^{-9}	3×10^{-18}

TABLE II.1 – Tableau récapitulatif de la fraction du volume impliquée dans la dissipation et du nombre d’étapes dans la cascade, pour des Reynolds typiques du MIS et pour différentes dimensions fractales. [Le Bourlot, cours master 2]

De plus, on a

$$p_d = \left(\frac{l_d}{L}\right)^{3-D} = \mathcal{Re}(L)^{-\frac{3}{4}(3-D)}, \quad (\text{II.52})$$

où p_d est la fraction du volume qui dissipe. On voit que la fraction du volume incriminée dépend fortement de la dimension fractale. Dans un régime stationnaire, l’énergie injectée est égale à l’énergie dissipée. Si toute la dissipation est concentrée dans une faible fraction du volume du milieu turbulent, p_d , (voir table II.1) le taux de chauffage local sera $1/p_d$ fois plus élevé que le taux de chauffage moyen.

Il faut toutefois garder à l’esprit que le β -modèle n’est valable que dans un cas hydrodynamique. La présence du champ magnétique change beaucoup de choses et les hypothèses faites ne sont plus valables, notamment l’isotropie de la cascade. D’autres modèles d’intermittence reproduisent mieux les données expérimentales (les modèles log-poisson, log-normaux,...), mais leurs développements sont plus complexes et moins intuitifs.

II.2 Le cas magnétohydrodynamique

La présence d’un champ magnétique dans un milieu partiellement ou totalement ionisé, tel que le MIS, en modifie le comportement dynamique, du fait des forces électromagnétiques qu’il est nécessaire de considérer dans l’équation du mouvement des ions. La présence d’espèces neutres, obéissant à une équation n’incluant pas ces forces, complique encore le problème.

Il est toutefois possible de considérer le plasma comme un fluide conducteur, sans avoir besoin de spécifier les différentes espèces le constituant. En effet, les équations de transport macroscopiques, décrivent le comportement macroscopique de chaque espèce du plasma (électrons, ions, particules neutres). Il est possible, au prix de certaines approximations, pas toujours justifiées, de déterminer un système complet d’équations de transport décrivant le plasma comme un tout. Chaque variable macroscopique représente une combinaison des contributions des différentes espèces du plasma. Par exemple, la densité est la densité moyenne du fluide, particules neutres et chargées comprises ($\rho = \rho_n + \rho_c$ où ρ_n et ρ_c sont les densités de neutres et de charges, respectivement). De même, la vitesse doit être comprise comme la vitesse du centre de masse du fluide comprenant les charges et les neutres.

La première hypothèse est l’hypothèse fondamentale de l’approche MagnétoHydro-Dynamique (MHD). C’est l’hypothèse des variations lentes, plus connue sous le nom d’**approximation plasma**. On postule pour cette approximation la quasi-neutralité $\rho_e = e(n_i - n_e) \simeq 0$. Il vient donc que le courant de déplacement peut être négligé.

Cette hypothèse empêche donc d'utiliser l'équation de Poisson $\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 4\pi\rho_e$ pour calculer le champ électrique. En effet, dans un plasma, la procédure permettant de calculer le champ électrique repose sur l'équation du mouvement et non sur l'équation de Poisson. La raison est que le plasma a une tendance naturelle à rester neutre. Si les ions bougent, alors les électrons suivront. Le champ électrique doit donc s'ajuster de telle manière que les orbites des ions et des électrons préservent la neutralité. La densité de charge dans le mouvement globale du plasma n'est donc pas importante, elle ne sert qu'à préserver la quasi-neutralité et sera telle que l'équation de Poisson est toujours vérifiée.

L'autre hypothèse que nous faisons ici et dans le reste du manuscrit, c'est de considérer le plasma comme très partiellement ionisé. Dans le cas d'un milieu partiellement ionisé, les espèces neutres sont à part, puisqu'elles ne sont pas soumises aux forces électromagnétiques, mais elles sont couplées aux espèces chargées par collisions. On peut supposer que les ions acquièrent instantanément une vitesse d'équilibre dans le référentiel des neutres par compensation de la force de friction et de la force de Lorentz. En appliquant cette hypothèse, on obtient une équation de l'évolution du champ magnétique faisant intervenir un terme de diffusion¹, qu'on appelle la diffusion ambipolaire qui caractérise la migration des neutres à travers les lignes de champ magnétique.

II.2.1 Équation de la dynamique

Dans le cas MHD l'équation de conservation de la quantité de mouvement, pour les charges, est modifiée par l'ajout d'un terme de couplage cinétique-magnétique qui dérive de la force de Lorentz. Sous cette forme elle est plus souvent appelée force volumique de Laplace :

$$\vec{f} = \rho_e \vec{E} + \vec{J} \times \vec{B}, \quad (\text{II.53})$$

où ρ_e est la densité de charge qui s'écarte de la neutralité ou densité d'excès de charge. Avec l'hypothèse de la quasi-neutralité, le premier terme de cette équation peut être négligé pour la suite.

La conservation de la quantité de mouvement sur les charges s'écrit donc

$$\rho_c \frac{d\vec{u}_c}{dt} = -\vec{\nabla} p_c + \vec{F}_{n \rightarrow c} + \vec{J} \times \vec{B} + \vec{\mu}_{c \rightarrow c} \quad (\text{II.54})$$

où $\vec{F}_{n \rightarrow c}$ est une force qui représente le transfert d'impulsion des neutres vers les charges par collision. $\vec{\mu}_{c \rightarrow c}$ est un terme générique dans lequel interviennent les forces visqueuses du fluide que constituent les particules chargées. Nous utilisons le faible taux d'ionisation pour nous placer dans la limite de faible inertie pour les charges (Balbus et Terquem, 2001). L'équation (II.54) devient donc

$$\vec{J} \times \vec{B} = -\vec{F}_{n \rightarrow c}. \quad (\text{II.55})$$

Par le principe d'action réaction, le transfert d'impulsion des neutres vers les charges est l'opposé du transfert des charges vers les neutres $\vec{F}_{n \rightarrow c} = -\vec{F}_{c \rightarrow n}$. La conservation de la

1. La diffusion ambipolaire n'est pas, à proprement parler, une diffusion car elle ne dépend pas de la dérivée seconde du champ.

quantité de mouvement sur les neutres s'écrit donc

$$\begin{aligned}\rho_n \frac{d\vec{u}_n}{dt} &= -\vec{\nabla} p_n - \vec{F}_{n \rightarrow c} + \rho_n \nu \nabla^2 \vec{u}_n + \frac{\rho_n \nu}{3} \vec{\nabla} (\vec{\nabla} \cdot \vec{u}_n) \\ &= -\vec{\nabla} p_n + \vec{J} \times \vec{B} + \rho_n \nu \nabla^2 \vec{u}_n + \frac{\rho_n \nu}{3} \vec{\nabla} (\vec{\nabla} \cdot \vec{u}_n).\end{aligned}\quad (\text{II.56})$$

Dans la limite de faible inertie pour les charges, nous pouvons simplement remplacer la densité et vitesse des neutres par celles du fluide totale et obtenir l'équation de Navier-Stokes en MHD

$$\rho \frac{d\vec{u}}{dt} = -\vec{\nabla} p + \vec{J} \times \vec{B} + \rho \nu \nabla^2 \vec{u} + \frac{\rho \nu}{3} \vec{\nabla} (\vec{\nabla} \cdot \vec{u}). \quad (\text{II.57})$$

On voit que dans l'approche MHD, pour un plasma faiblement ionisé, la seule contribution des charges à la dynamique du plasma vient du transfert de leur moment, acquis par le travail de la force de Laplace, aux neutres. C'est ce processus qui permet le couplage de la dynamique du plasma et celle du champ magnétique. Il est intéressant de noter que nous avons obtenu cette équation en supposant un plasma faiblement ionisé, mais que nous aurions trouvé la même équation en supposant un plasma totalement ionisé.

La relation de Maxwell-Ampère, dans sa limite non-relativiste où le courant de déplacement $(\partial_t \vec{E})$ peut être négligé, s'écrit

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = 4\pi \vec{J}. \quad (\text{II.58})$$

On peut réécrire la force de Laplace en fonction du seul champ magnétique

$$\vec{J} \times \vec{B} = \frac{1}{4\pi} (\vec{\nabla} \times \vec{B}) \times \vec{B} = -\vec{\nabla} \left(\frac{B^2}{8\pi} \right) + \frac{(\vec{B} \cdot \vec{\nabla}) \vec{B}}{4\pi} \quad (\text{II.59})$$

qui n'est autre que le tenseur des contraintes de Maxwell. Les deux termes du membre de droite représentent pour le premier, la pression magnétique et pour le second, la tension magnétique qui, alignée le long du vecteur champ magnétique, s'oppose à la courbure des lignes de champ.

En utilisant cette forme de la force de Laplace, l'équation de Navier-Stokes MHD devient

$$\rho \frac{d\vec{u}}{dt} = -\vec{\nabla} \left(p + \frac{B^2}{8\pi} \right) + \frac{(\vec{B} \cdot \vec{\nabla}) \vec{B}}{4\pi} + \rho \nu \nabla^2 \vec{u} + \frac{\rho \nu}{3} \vec{\nabla} (\vec{\nabla} \cdot \vec{u}). \quad (\text{II.60})$$

II.2.2 Équation d'induction

Pour fermer le système il nous faut une équation qui décrit l'évolution du champ magnétique. Pour la construire, nous utilisons la loi de Maxwell-Faraday

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\vec{\nabla} \times \vec{E}, \quad (\text{II.61})$$

ainsi que la loi d'ohm généralisée

$$\vec{J} = \frac{1}{\eta} (\vec{E} + \vec{u}_c \times \vec{B}) \quad (\text{II.62})$$

où \vec{u}_c est la vitesse des charges et η la résistivité du plasma induite par les déplacements électron-ion. À partir de ces équations, on obtient directement

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\vec{\nabla} \times (\eta \vec{J} - \vec{u}_c \times \vec{B}), \quad (\text{II.63})$$

qui avec la relation de Maxwell-Ampère (II.58) devient

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\vec{\nabla} \times [\eta (\vec{\nabla} \times \vec{B}) - \vec{u}_c \times \vec{B}]. \quad (\text{II.64})$$

On veut écrire cette équation pour le fluide neutre. On fait donc la transformation

$$\vec{u}_c = \vec{u}_c - \vec{u} + \vec{u}, \quad (\text{II.65})$$

où \vec{u} est la vitesse des neutres. On obtient donc

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\vec{\nabla} \times [\eta (\vec{\nabla} \times \vec{B}) - \vec{u} \times \vec{B} + (\vec{u} - \vec{u}_c) \times \vec{B}]. \quad (\text{II.66})$$

Avec l'équation de conservation de la quantité de mouvement sur les charges (II.55)

$$\vec{J} \times \vec{B} = -\vec{F}_{n \rightarrow c}, \quad (\text{II.67})$$

dont on peut écrire la force de transfert de moment des neutres vers les charges comme

$$\vec{F}_{n \rightarrow c} = \alpha (\vec{u} - \vec{u}_c), \quad (\text{II.68})$$

où α est un coefficient de couplage des ions et neutres qui décrit le transfert de moment entre les charges et les neutres via leurs collisions. Ce qui nous donne

$$(\vec{u} - \vec{u}_c) = -\frac{\vec{J} \times \vec{B}}{\alpha}, \quad (\text{II.69})$$

et donc, pour l'évolution du champ magnétique

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\vec{\nabla} \times \left[\eta (\vec{\nabla} \times \vec{B}) - \vec{u} \times \vec{B} - \frac{\vec{J} \times \vec{B}}{\alpha} \times \vec{B} \right]. \quad (\text{II.70})$$

Le dernier terme du membre de droite est le terme de diffusion ambipolaire. Il est inversement proportionnel au coefficient de couplage entre les charges et les neutres, qui dépend du taux de collision par particule. En supposant un plasma où le temps caractéristique de transfert par collisions est très court devant les autres temps d'évolution, le terme ambipolaire peut être négligé devant les autres termes de cette équation, c'est à dire devant le premier terme, inductif, et le second terme, ohmique. On retombe alors sur les même équations que pour un plasma totalement ionisé. Nous négligeons dans cette thèse la diffusion ambipolaire : cette simplification est une des limites les plus fortes de l'étude que nous proposons ici, dans son application directe au milieu interstellaire. Elle sera relaxée dans les travaux futurs.

En simplifiant cette équation du terme ambipolaire et avec les identités vectorielles, on obtient l'équation d'induction

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \vec{\nabla} \times (\vec{u} \times \vec{B}) + \eta \nabla^2 \vec{B}. \quad (\text{II.71})$$

Il est intéressant de l'écrire sous une forme adimensionnelle en effectuant les changements de variables

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} &\equiv \frac{1}{L} \vec{\nabla}', \\ \vec{u} &\equiv u_0 \vec{u}', \\ \vec{B} &\equiv B_0 \vec{B}', \\ t &\equiv \frac{L}{u_0} t', \end{aligned}$$

ce qui donne

$$\frac{\partial \vec{B}'}{\partial t'} = \vec{\nabla}' \times (\vec{u}' \times \vec{B}') + \frac{1}{\mathcal{R}_{\text{em}}} (\nabla')^2 \vec{B}', \quad (\text{II.72})$$

qui fait apparaître le nombre de Reynolds magnétique

$$\mathcal{R}_{\text{em}} = u_0 L / \eta. \quad (\text{II.73})$$

Il est l'analogie du Reynolds classique, mais appliqué au champ magnétique. Il mesure lui aussi la relative importance du terme d'advection sur le terme de diffusion magnétique. Si ce nombre est faible, la dynamique du champ magnétique sera dominée par la diffusion ohmique, tandis que s'il est élevé elle sera dominée par l'advection et les étirements dus au champ de vitesse.

Les équations de la MHD résistive que nous employons sont donc valides à la fois pour les plasmas solaires (où les nombres de Reynolds visqueux, de l'ordre de 10^{17} , sont beaucoup plus élevés que les nombres de Reynolds magnétique, de l'ordre de 10^{10}) et pour le milieu interstellaire (où les nombres de Reynolds visqueux, de l'ordre de 10^{5-7} , sont beaucoup plus petits que les nombres de Reynolds magnétiques, de l'ordre de 10^{18-20}).

II.2.3 Dissipation ohmique

Pour étudier la conservation de l'énergie en MHD, la démarche est similaire à celle que nous avons suivie pour l'hydrodynamique section II.1.4. Nous cherchons à la mettre sous sa forme conservative.

La démonstration est similaire dans ce cas, c'est pourquoi nous donnons juste le résultat ici. On peut montrer qu'en MHD compressible et isotherme l'équation (II.38) devient

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{2} \rho u^2 + p \ln \rho + \frac{B^2}{8\pi} \right) + \\ \vec{\nabla} \cdot \left[\vec{u} \left(\frac{1}{2} \rho u^2 \right) + (\vec{u} p (\ln \rho + 1)) - \mu \vec{\tau} \cdot \vec{u} + \vec{\mathcal{P}} \right] = -\varepsilon_\nu - \varepsilon_\eta, \quad (\text{II.74}) \end{aligned}$$

où

$$\begin{aligned}\vec{\mathcal{P}} &= \frac{(\vec{B} \times \vec{u})}{4\pi} \times \vec{B} + \eta \vec{J} \times \vec{B} \\ &= \frac{(\vec{E} \times \vec{B})}{4\pi}\end{aligned}\tag{II.75}$$

est le vecteur de Poynting. Et

$$\varepsilon_\eta = 4\pi\eta j^2\tag{II.76}$$

est la dissipation ohmique.

La variation de l'énergie est due à deux types de termes : les termes de flux et les termes source. Les sources sont toutes négatives et dépendent de la viscosité et de la diffusivité magnétique. En d'autres termes, il existe une source de dissipation irréversible de l'énergie qui est absente dans le cas idéal ($\nu = \eta = 0$). Dans la divergence, nous trouvons le flux d'énergie cinétique, le vecteur de Poynting et le transport visqueux d'impulsion. Ainsi, la contribution magnétique est localisée uniquement dans le flux de Poynting.

II.3 Discontinuités et chocs

La plupart des fluides et plasmas ont une tendance remarquable à former des discontinuités. La formation de certaines de ces discontinuités (telles les chocs) est généralement attribuée à un effet non linéaire appelé raidissement des ondes. Lorsqu'une structure de vitesse convergente naît, par exemple, les ondes amont ont tendance à rattraper la structure alors que les ondes aval se laissent rattraper par elle. Ce phénomène entraîne une accentuation du saut de vitesse jusqu'à ce qu'il devienne un changement presque discontinu, dont l'épaisseur est contrôlée par la viscosité. Dans cette thèse on se référera à cette région souvent sous le nom de "surface de travail" du choc.

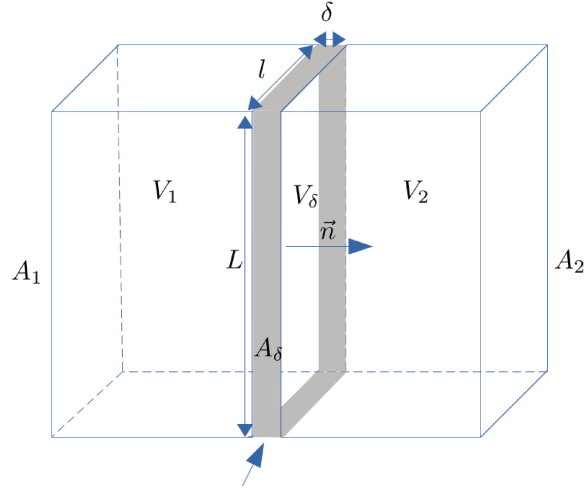
Dans cette section, nous allons voir que les effets directs de la viscosité et de la résistivité ne se manifestent que dans la surface de travail des discontinuités. Nous utilisons pour cela deux hypothèses, dont nous verrons tout au long du chapitre IV qu'elles sont bien vérifiées :

1. L'épaisseur δ de la surface de travail est très faible devant la taille transverse de la surface (voir figure II.3).
2. Les processus de dissipation (ici résistivité et viscosité) sont négligeables hors de la surface de travail.

Pour étudier les types de discontinuités qui peuvent exister en MHD isotherme, on suppose donc une discontinuité plane, d'épaisseur δ , séparant deux régions du fluide, avec des variables d'états (ρ, \vec{v}, \vec{B}) uniformes dans chacune de ces deux régions. On utilisera les conservations de la masse, du moment, ainsi que les relations de Maxwell pour contraindre les variables d'état du fluide au travers de la discontinuité. Et ainsi établir les relations de Rankine-Hugoniot.

II.3.1 Relations de Rankine-Hugoniot

Pour déterminer les relations de Rankine-Hugoniot pour un plasma isotherme magnétisé on commence par écrire la conservation de la masse (II.77) et du moment (II.78).



Surface de travail de la discontinuité

FIG. II.3 Illustration de la géométrie supposée d'une discontinuité pour la dérivation des relation de Rankine-Hugoniot.

1. Conservation de la masse :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{u}) = 0 \quad (\text{II.77})$$

2. Conservation du moment :

$$\frac{\partial \rho \vec{u}}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \left[\rho \vec{u} \otimes \vec{u} + \left(p + \frac{B^2}{4\pi} \right) \mathbf{I} - \frac{\vec{B} \otimes \vec{B}}{4\pi} - \mu \vec{\tau} \right] = 0 \quad (\text{II.78})$$

où \mathbf{I} est la matrice identité et p la pression thermique. Pour relier les conditions de chaque côté de la discontinuité, on considère trois parallélépipèdes rectangles de volume V_1 , V_2 et V_δ , dont la mise en commun d'une de leurs faces constitue la surface A' de la discontinuité, comme montré figure II.3. Le volume total des deux parallélépipèdes est V , et les surfaces externes valent respectivement A_1 , A_δ et A_2 . Le vecteur unitaire normal à la surface de la discontinuité, \vec{n} , est orienté de 1 vers 2.

Pour déterminer la première relation de conservation on intègre l'équation de conservation de la masse II.77 sur le volume total V :

$$\int_V \left[\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{u}) \right] dx^3 = 0. \quad (\text{II.79})$$

En nous plaçant dans le référentiel stationnaire de la discontinuité, nous pouvons annuler la dérivée temporelle. Puis, en utilisant le théorème flux-divergence, l'intégrale du terme en divergence peut être transformé en intégrale sur les surfaces externes A_1 , A_δ et A_2 :

$$\int_{A_\delta} (\rho \vec{u}) \cdot d\vec{A} + \int_{A_1} (\rho \vec{u}) \cdot d\vec{A} + \int_{A_2} (\rho \vec{u}) \cdot d\vec{A} = 0. \quad (\text{II.80})$$

En faisant tendre les volumes V_1 et V_2 vers 0 (de sorte que le volume de contrôle se réduit à V_δ) tout en conservant la surface latérale A' , les intégrales de surface deviennent

$A_1 \rightarrow A'$ et $A_2 \rightarrow A'$. L'épaisseur δ étant très faible devant les dimensions transverses l et L , le flux de A_δ peut être négligé (on reviendra sur cette simplification section IV.5.2). Les intégrales de surface peuvent donc se réécrire :

$$\int_{A'} (\rho_1 \vec{u}_1 \cdot (-\vec{n})) \cdot d\vec{A}' + \int_{A'} (\rho_2 \vec{u}_2 \cdot \vec{n}) \cdot d\vec{A}' = 0 \quad (\text{II.81})$$

ou

$$\int_{A'} (\rho_1 \vec{u}_1 \cdot \vec{n}) \cdot d\vec{A}' = \int_{A'} (\rho_2 \vec{u}_2 \cdot \vec{n}) \cdot d\vec{A}', \quad (\text{II.82})$$

comme le résultat ci-dessus est vrai pour toute surface A' , dont les tailles caractéristiques sont grandes devant l'épaisseur de la surface de travail, les intégrandes doivent être égales. On obtient donc la première relation de Rankine-Hugoniot, *la conservation du flux de masse* :

$$[\rho \vec{u} \cdot \vec{n}]_1^2 = 0 \quad (\text{II.83})$$

où $[\]_1^2$ représente la différence entre les états avant et après la discontinuité.

On remarquera que, les dérivées temporelles s'annulant, l'ensemble des étapes du calcul se résume à remplacer l'opérateur de divergence $\vec{\nabla} \cdot ()$ par le produit scalaire avec le vecteur normal à la discontinuité et de mettre la différence à zéro, i.e., $[\vec{n} \cdot ()]_1^2 = 0$. Par la deuxième hypothèse de la section précédente, qui stipule que la dissipation est négligeable en dehors de la surface de travail, le terme de transport visqueux dans la divergence de l'équation (II.78) est négligeable à la position où sont définies les états avant et après la discontinuité. L'obtention de la deuxième relation de Rankine-Hugoniot est donc directe. C'est *la conservation du flux de moment* :

$$\left[\rho \vec{u} (\vec{u} \cdot \vec{n}) + \left(p + \frac{B^2}{8\pi} \right) \vec{n} - \frac{(\vec{B} \cdot \vec{n}) \vec{B}}{4\pi} \right]_1^2 = 0. \quad (\text{II.84})$$

En complément des relations précédemment établies, les équations de Maxwell imposent que la composante tangentielle du champ électrique et que la composante normale du champ magnétique soient constantes au travers de la discontinuité,

$$[\vec{E}_t]_1^2 = 0 \quad (\text{II.85})$$

et

$$[\vec{B} \cdot \vec{n}]_1^2 = 0. \quad (\text{II.86})$$

Les équations de Rankine-Hugoniot, peuvent être mises sous une forme avec laquelle il est plus facile de travailler en introduisant les indices n et t pour les composantes normales et tangentielles par rapport à la surface de la discontinuité, ainsi qu'en éliminant le champ électrique par la relation $\vec{E} = -\vec{u} \times \vec{B}$. Le système complet de relations devient donc :

1. *Conservation du flux de masse* :

$$[\rho u_n]_1^2 = 0 \quad (\text{II.87})$$

2. *Conservation du flux de moment* :

	$u_n = 0$	$u_n \neq 0$
$[\rho]_1^2 = 0$	cas trivial	discontinuité rotationnelle
$[\rho]_1^2 \neq 0$	discontinuité de contact	chocs

TABLE II.2 – Classification des discontinuités MHD.

— Selon \vec{n} :

$$\left[\rho u_n^2 + p + \frac{|\vec{B}_t|^2}{8\pi} \right]_1^2 = 0 \quad (\text{II.88})$$

— Dans le plan transverse :

$$\left[\rho u_n \vec{u}_t - B_n \frac{\vec{B}_t}{4\pi} \right]_1^2 = 0 \quad (\text{II.89})$$

3. Continuité du champ électrique transverse :

$$\left[\vec{u}_n \times \vec{B}_t + \vec{u}_t \times \vec{B} \right]_1^2 = 0 \quad (\text{II.90})$$

4. Continuité du champ magnétique normal :

$$[B_n]_1^2 = 0 \quad (\text{II.91})$$

Ces 4 équations sont suffisantes pour déterminer l'ensemble des discontinuités permises pour un fluide en MHD idéale.

II.3.2 Classification des discontinuités

Pour analyser les types de discontinuités qui peuvent se produire dans un fluide MHD, il est pratique d'utiliser la classification introduite par (Landau et Lifshitz, 1960). Ces auteurs trient les discontinuités selon que u_n et $[\rho]_1^2$ sont nuls ou non-nuls. Parmi les quatre cas possibles on trouve la solution $u_n = 0$ et $[\rho]_1^2 = 0$, triviale, car elle décrit une situation homogène de part et d'autre de la discontinuité. Les trois cas restants sont les discontinuités de contact, les discontinuités rotationnelles et les chocs (voir table II.2). Nous analysons ces trois types de discontinuité dans les prochaines sous-sections, afin d'en déterminer leurs propriétés.

II.3.2.1 Discontinuités de contact

Les discontinuités de contact tirent leur nom du fait qu'il n'y a aucun échange entre les régions de part et d'autre de la discontinuité ($u_n = 0$). La discontinuité délimite simplement deux régions de densités différentes ($[\rho]_1^2 \neq 0$). En l'absence de flux de matière au travers de la discontinuité, l'équation de conservation (II.87) est trivialement respectée. Concernant le flux de moment, dans la direction normale à la discontinuité, la relation (II.88) devient :

$$\left[p + \frac{|\vec{B}_t|^2}{8\pi} \right]_1^2 = 0. \quad (\text{II.92})$$

L'équation ci-dessus montre que la somme des pressions du plasma et du champ magnétique doit être constante à travers la discontinuité. Dans la direction transverse à la discontinuité, l'équation (II.89) devient :

$$-B_n \left[\frac{\vec{B}_t}{4\pi} \right]_1^2 = 0. \quad (\text{II.93})$$

Cette relation peut être vérifiée sous deux conditions. La première étant que $[\vec{B}_t]_1^2 = 0$. Cette solution implique que l'équation (II.92) devient $[p]_1^2 = 0$. Or $p = \rho c^2$, avec c la vitesse du son, ce qui sort de notre domaine de définition ($[\rho]_1^2 \neq 0$). En l'absence de variation de température pour compenser la variation de densité cette solution doit être écartée dans le cas isotherme (elle subsiste dans le cas adiabatique).

La seule solution possible en MHD isotherme à l'équation (II.93) est donc $B_n = 0$. Ce cas particulier de discontinuité de contact est appelé discontinuité tangentielle. Dans le cas d'une discontinuité tangentielle, la vitesse du fluide et le champ magnétique sont parallèles à la surface de la discontinuité mais changent de norme ou de direction. Un bon exemple se produit avec les magnétosphères planétaires. Les magnétosphères planétaires ont typiquement une frontière bien définie entre le vent solaire et le champ magnétique planétaire. Cette limite est appelée la magnétopause (Parks, 1991). Si le taux de reconnexion entre le champ magnétique planétaire et celui du vent solaire est faible, les composantes normales de la vitesse et du champ magnétique à la magnétopause sont également faibles ($u_n = 0$ et $B_n = 0$). On dit alors que la magnétosphère est fermée, puisque le plasma et le champ magnétique du vent solaire ne pénètrent pas dans la magnétosphère. Dans ces conditions, la magnétopause est, en bonne approximation, une discontinuité tangentielle. Les pressions du plasma et du champ magnétique des deux côtés de la magnétopause doivent alors satisfaire la condition d'équilibre des pressions donnée par l'équation II.92.

II.3.2.2 Discontinuités rotationnelles

Les discontinuités rotationnelles sont caractérisées par un écoulement de fluide à travers la discontinuité, $u_n \neq 0$, et par une densité constante, $[\rho]_1^2 = 0$. L'équation de conservation de la masse (II.87) implique directement que $[u_n]_1^2 = 0$. L'équation (II.88) impose donc $[\vec{B}_t]_1^2 = 0$.

À partir des conditions de saut (II.89) et (II.90), on peut voir que $[\vec{u}_n]_1^2$ et $[\vec{B}_t]_1^2$ doivent satisfaire simultanément

$$(\rho u_n) [\vec{u}_t]_1^2 = \frac{B_n}{4\pi} [\vec{B}_t]_1^2 \quad (\text{II.94})$$

et

$$\vec{u}_n \times [\vec{B}_t]_1^2 + [\vec{u}_t]_1^2 \times \vec{B}_n = 0 \quad (\text{II.95})$$

En isolant $[\vec{u}_t]_1^2$ dans la première équation et en remplaçant dans la deuxième, on obtient

$$\vec{u}_n \times [\vec{B}_t]_1^2 = \frac{B_n}{4\pi(\rho u_n)} \vec{B}_n \times [\vec{B}_t]_1^2, \quad (\text{II.96})$$

Qui est satisfaite si

$$u_n^2 = \frac{B_n^2}{4\pi\rho}. \quad (\text{II.97})$$

Ce type de discontinuité est appelé discontinuité rotationnelle car le champ magnétique \vec{B}_t reste constant en norme mais tourne dans le plan de la discontinuité. La vitesse à laquelle la discontinuité se propage par rapport au référentiel stationnaire du fluide est $u_n = c_A \cos \theta$, où θ est l'angle entre le champ magnétique et la normale, et $c_A = |\vec{B}|/\sqrt{4\pi\rho}$ est la vitesse d'Alfvén.

Si le taux de reconnexion entre le champ magnétique du vent solaire et le champ planétaire est important, comme cela tend à se produire lorsque le champ magnétique du vent solaire est dirigé à l'opposé du champ magnétique planétaire, le vent solaire peut alors pénétrer de manière significative dans la magnétosphère ($u_n \neq 0$ et $B_n \neq 0$). La magnétosphère est alors dite ouverte. Dans ces conditions, la magnétopause devient une discontinuité rotationnelle (Sonnerup *et al.*, 1981).

II.3.2.3 Ondes de choc

Les ondes de choc sont caractérisées par un écoulement au travers de la discontinuité, $u_n \neq 0$, et un saut en densité, $[\rho]_1^2 \neq 0$. Des trois grands types de discontinuité les chocs sont de loin les plus difficiles à analyser. Leur analyse complète dépasse les ambitions de ce manuscrit. Nous allons toutefois en montrer certaines étapes qui démontreront certaines propriétés que nous utiliserons dans les chapitres suivants.

On commence avec les relations de conservation du flux de moment transverse (II.89) et de la continuité du champ électrique transverse (II.90). Après avoir, utilisé la conservation du flux de masse, (ρu_n) , et du champ magnétique normal B_n au travers de la discontinuité. Ces équations deviennent, respectivement

$$(\rho u_n) [\vec{u}_t]_1^2 - B_n \left[\frac{\vec{B}_t}{4\pi} \right]_1^2 = 0 \quad (\text{II.98})$$

et

$$(\rho u_n) \left[\frac{\vec{B}_t}{\rho} \right]_1^2 - B_n [\vec{u}_t]_1^2 = 0. \quad (\text{II.99})$$

Où dans la deuxième équation, nous avons multiplié et divisé par ρ le premier terme. Ces deux équations montrent clairement que les vecteurs $[\vec{B}_t/\rho]_1^2$, $[\vec{u}_t]_1^2$ et $[\vec{B}_t]_1^2$ sont colinéaires. En isolant $[\vec{u}_t]_1^2$ dans la deuxième équation et en l'injectant dans la première, on obtient

$$(\rho u_n)^2 \left[\frac{\vec{B}_t}{\rho} \right]_1^2 - B_n^2 \left[\frac{\vec{B}_t}{4\pi} \right]_1^2 = 0, \quad (\text{II.100})$$

qui, en réarrangeant les termes et en explicitant l'opérateur $[\]_1^2$, peut s'écrire sous la forme

$$\vec{B}_{t1} \left(\frac{(\rho u_n)^2}{\rho_1} - \frac{B_n^2}{4\pi} \right) = \vec{B}_{t2} \left(\frac{(\rho u_n)^2}{\rho_2} - \frac{B_n^2}{4\pi} \right). \quad (\text{II.101})$$

L'équation ci-dessus montre très clairement que les champs magnétiques transverses de part et d'autre de la discontinuité sont colinéaires. Il suit donc, avec ce que nous avons montré un peu plus tôt, que \vec{B}_{t1} , \vec{B}_{t2} , $[\vec{B}_t]_1^2$ et $[\vec{u}_t]_1^2$ sont tous colinéaires. Et en appliquant une translation en vitesse astucieuse il est évident que nous pouvons faire en sorte que \vec{u}_{t1} soit colinéaire à \vec{B}_{t1} et donc, en utilisant les relations de colinéarité ci-dessus, que \vec{u}_{t2} soit colinéaire à \vec{B}_{t2} . Nous montrons par cela que les chocs peuvent être réduits, par une transformation de référentiel, à un problème purement en deux dimensions, bien qu'évoluant dans un espace à trois dimensions.

En factorisant les densités de chaque côté de l'équation (II.101) et en introduisant un paramètre correspondant à la compression du choc

$$r = \frac{\rho_2}{\rho_1}, \quad (\text{II.102})$$

cette équation peut se réécrire

$$\vec{B}_{t1} \left(u_{n1}^2 - c_{a1} \cos \theta_1 \right) = r \vec{B}_{t2} \left(u_{n2}^2 - c_{a2} \cos \theta_2 \right), \quad (\text{II.103})$$

où $c_a \cos \theta$ est la vitesse d'Alfvén dans la direction normale à la discontinuité et $r > 1$. En divisant de part et d'autre par $B_n^2/4\pi$, on peut faire apparaître le nombre de Mach d'Alfvén ($\mathcal{M}_a = u_n/(c_a \cos \theta)$) :

$$\vec{B}_{t1} (\mathcal{M}_{a1} - 1) = r \vec{B}_{t2} (\mathcal{M}_{a2} - 1). \quad (\text{II.104})$$

En choisissant les régions désignées par les indices 1 et 2 comme étant, respectivement, celles en amont et en aval de la discontinuité, il apparaît clairement par l'équation ci-dessus que si l'écoulement est super-alfvénique en amont et sub-alfvénique en aval, le champ magnétique transverse change de sens de part et d'autre du choc. Ce type de choc où la transition en régime de vitesse traverse la vitesse d'Alfvén dans la direction de propagation du choc est appelé **choc intermédiaire**. Nous allons maintenant voir que les chocs intermédiaires ne sont pas les seuls possibles en MHD.

Dans le référentiel qui se déplace avec l'onde de choc, le référentiel stationnaire du choc, le fluide pré-choc a une vitesse, u_{n1} , supérieure à la vitesse d'une onde linéaire dans le fluide. Le fluide passe ensuite à l'intérieur d'une discontinuité à une vitesse, u_{n2} inférieure à la vitesse de l'onde dans le fluide post-choc. Dans la MHD idéale, les trois ondes linéaires sont les ondes magnéto-soniques rapides, intermédiaires (ondes d'Alfvén) et magnéto-soniques lentes et ont des vitesses de phase

$$c_f = \frac{1}{2} \left(c_A^2 + c^2 + \sqrt{(c_A^2 + c^2)^2 - 4c^2 c_A^2 \cos \theta} \right)^{1/2}, \quad (\text{II.105})$$

$$c_i = c_A \cos \theta, \quad (\text{II.106})$$

$$c_s = \frac{1}{2} \left(c_A^2 + c^2 - \sqrt{(c_A^2 + c^2)^2 - 4c^2 c_A^2 \cos \theta} \right)^{1/2}, \quad (\text{II.107})$$

où c est la vitesse du son.

Les trois vitesses d'onde délimitent quatre régions de vitesses de fluide marquées de 1 à 4 sur la figure II.4 Il y a six façons de traverser au moins une vitesse d'onde dans le front

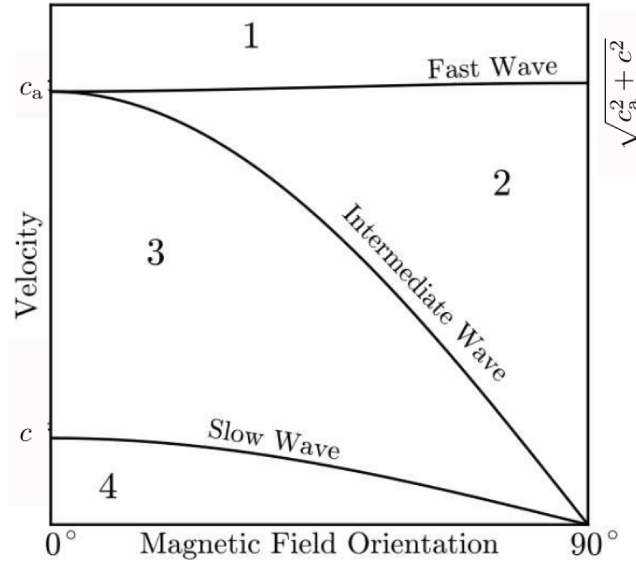


FIG. II.4 Vitesse de phase des trois ondes MHD linéaires en fonction de l'angle du champ magnétique à la direction de propagation de ces ondes pour $c_A > c$. La vitesse de ces ondes délimitent quatre régimes de vitesse, marqués de 1 à 4. Illustration modifiée venant de (Lehmann et al., 2016)

de choc, qu'on a coutume de regrouper en trois familles de chocs MHD : les **chocs fast**, **intermédiaires** et **slow**. Les chocs fast traversent uniquement la vitesse d'onde magnéto-sonique rapide (1→2), les chocs intermédiaires traversent la vitesse d'onde intermédiaire (1→3, 1→4, 2→3 et 2→4) et les chocs slow traversent uniquement la vitesse d'onde magnéto-sonique lente (3→4).

Nous avons vu que pour les chocs intermédiaires, le champ magnétique transverse change de sens entre les régions pré- et post-chocs. Pour chacun des types de choc, le comportement du champ magnétique transverse en constitue une signature. Dans les chocs fast, la composante du champ magnétique transverse à la direction de propagation, $|\vec{B}_t|$, doit augmenter de la valeur pré-choc à la valeur post-choc. Enfin, dans les chocs slow, $|\vec{B}_t|$ doit diminuer. Le comportement du champ magnétique au travers de ces trois types de choc est illustré figure II.5

Les cas limites des chocs fast et slow font aussi l'objet d'une dénomination particulière. Les chocs **switch-on** sont un cas limite des chocs fast. Ils sont caractérisés par une transition en vitesse de type 1 → 2 = 3. Ce qui signifie que la vitesse du fluide post-choc, dans le référentiel stationnaire du choc, est égale à la vitesse d'Alfvén dans la direction de propagation du choc. Concernant la géométrie du champ magnétique, ils se distinguent des chocs fast par le fait que le champ magnétique pré-choc est dans la direction de propagation de l'onde de choc. Autrement dit, $\vec{B}_{t,\text{pre}} = 0$.

Les chocs de type **switch-off** sont quant à eux un cas limite des chocs slow. Leur transition en régime de vitesse est de type 2 = 3 → 4. Le champ magnétique transverse dans le post-choc est nul dans ce type de choc.

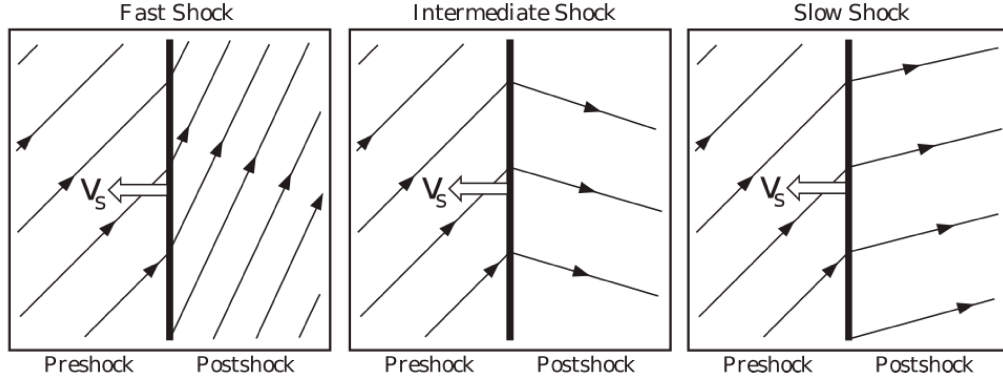


FIG. II.5 L'effet sur l'orientation du champ magnétique de trois catégories d'ondes de choc MHD. Les chocs fast (à gauche) augmentent l'angle entre le champ et la normale au choc, les chocs intermédiaires (au milieu) inversent le signe de l'angle et les chocs slow (à droite) le diminuent. Par conséquent, B_n étant conservé, le champ magnétique se renforce avec les chocs fast et s'affaiblit avec les chocs slow. Illustration de (Lehmann et al., 2016)

II.3.2.4 Détection des chocs dans les simulations (SHOCKFIND)

L'algorithme de détection et d'identification des chocs slow et fast dans les simulations MHD, SHOCKFIND (Lehmann et al., 2016), a été une grande source d'inspiration pour le travail présenté dans ce manuscrit. Nous nous attardons dans cette section à en décrire les grandes étapes.

Les variables d'état du fluide considérées par l'algorithme sont la densité ρ , les trois composantes de la vitesse u_x , u_y , u_z et du champ magnétique B_x , B_y , B_z . SHOCKFIND est un algorithme avec sept étapes principales :

1. Détection des cellules potentiellement des chocs selon deux critères :
 - cellules avec une forte convergence :

$$-\vec{\nabla} \cdot \vec{u} = -(\partial_x u_x + \partial_y u_y + \partial_z u_z). \quad (\text{II.108})$$

- Ou cellule avec une norme du gradient de densité importante :

$$|\vec{\nabla}\rho| = \sqrt{(\partial_x \rho)^2 + (\partial_y \rho)^2 + (\partial_z \rho)^2}, \quad (\text{II.109})$$

où le seuil de détection est laissé à l'appréciation de l'utilisateur de l'algorithme.

2. Pour chaque cellule candidate déterminer la direction \vec{n}_s de propagation du supposé choc, en utilisant le gradient de densité :

$$\vec{n}_s = \vec{\nabla}\rho / |\vec{\nabla}\rho| = (\partial_x \rho, \partial_y \rho, \partial_z \rho) / |\vec{\nabla}\rho|. \quad (\text{II.110})$$

3. Extraire les variables fluides moyennées le long d'un cylindre perpendiculaire au front du choc. Les cellules, aux coordonnées \vec{r} , sur l'axe central du cylindre sont définies par

$$\vec{r} = \vec{r}_s + \lambda \vec{n}_s, \quad (\text{II.111})$$

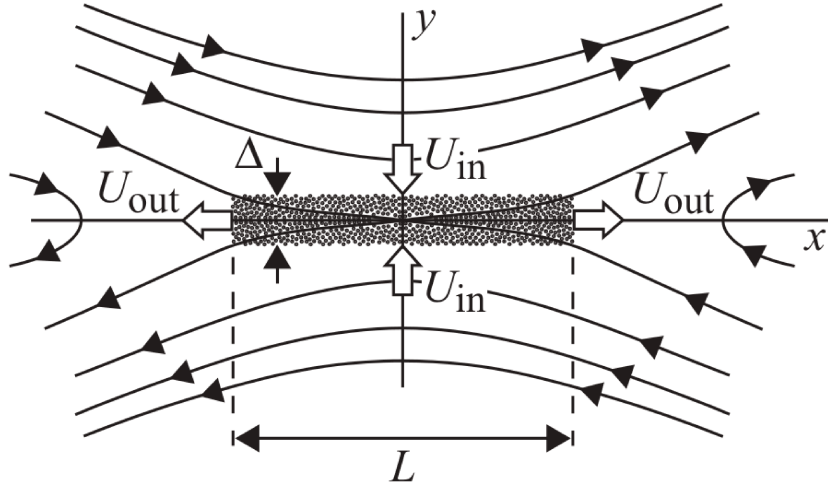


FIG. II.6 Configuration du champ magnétique dans le modèle de reconnexion de Sweet-Parker ((Parker, 1963) et (Sweet, 1958)). Illustration de (Gurnett et Bhattacharjee, 2005)

où \vec{r}_s est la position de la cellule candidate et λ paramétrise l'axe central du cylindre sur \pm quelques épaisseurs de choc, N donné en nombre de pixels.

4. La moyenne des variables d'état, sur la portion $\lambda > N/2$, correspondent aux valeurs du pré-choc. Celles sur la portion $\lambda < N/2$, correspondent au post-choc.
5. Calculer, dans le référentiel stationnaire, la vitesse du choc

$$\vec{v}_s = (u_{n,\text{pre}} - u_{n,\text{post}}) / (1 - (\rho_{\text{pre}}/\rho_{\text{post}})) \quad (\text{II.112})$$

où $u_n = \vec{u} \cdot \vec{n}_s$.

6. Comparer la vitesse du choc v_s à la vitesse d'Alfvén pré-choc. Les chocs fast doivent être super-alfvéniqes ($\mathcal{M}_a > 1$) et les chocs lents sub-alfvéniqes ($\mathcal{M}_a < 1$). Comparer ensuite l'intensité du champ magnétique pré- et post choc. Les chocs fast doivent satisfaire $|\vec{B}_{\text{post}}|/|\vec{B}_{\text{pre}}| > 1$ et les chocs slow $|\vec{B}_{\text{post}}|/|\vec{B}_{\text{pre}}| < 1$. Si un candidat choc satisfait ces deux critères un choc et sa nature, fast ou slow, sont déclarés, respectivement, détecté et identifiée.
7. Filtrer les chocs détectés et identifiés en ignorant ceux ne correspondant pas à un maximum local de convergence le long de la ligne extraite à l'étape 3. Cette étape évite de compter plusieurs fois le même choc.

Notre algorithme de détection et d'identification des structures dissipatives, que nous présentons tout au long du chapitre IV et plus particulièrement section IV.3, dans l'esprit, suit les mêmes grandes étapes. Le contenu de chacune d'elles étant modifié pour être sensible à toutes les natures de discontinuité présentes en MHD isotherme.

II.3.3 Le modèle Sweet-Parker de reconnexion magnétique

Dans cette section nous reprenons la démonstration proposée dans la section 7.6.1 de Gurnett et Bhattacharjee (2005)². Parker (1963) et Sweet (1958) ont développé un modèle simple de reconnexion magnétique. Il été confirmé par des simulations numériques (Loureiro *et al.*, 2005) et a servi de base à la construction de modèles plus sophistiqués par la suite (Loureiro et Uzdensky, 2016). Pour construire ce modèle, on part d'une configuration à deux dimensions dans laquelle le champ magnétique est dans la même direction, de même norme, mais de sens opposé loin de part et d'autre d'une frontière. Sur l'illustration II.6, le champ magnétique tend vers $\pm B_0 \vec{x}$ quand $y \rightarrow \pm\infty$. Si ces champs magnétiques sont, par convection selon l'axe y , pressés l'un contre l'autre, à quelle vitesse, U_{in} sur le schéma, les champs se reconnectent ? On suppose ici le plasma incompressible et sans viscosité. Il y a donc un écoulement stationnaire, U_{out} selon x qui sort de la zone de reconnexion. La zone de reconnexion est d'épaisseur Δ (selon y) et de longueur L (selon x).

Pour que cette configuration soit à l'état stationnaire, le bilan de la quantité de mouvement selon x impose

$$\rho u_x \frac{\partial u_x}{\partial x} = - \frac{\partial p}{\partial x}. \quad (\text{II.113})$$

Où nous avons négligé la variation du champ magnétique selon x . On peut intégrer cette équation entre $x = 0$ et $x = L/2$ où $L/2$ est supposé être la position à laquelle on sort de la zone de reconnexion. On obtient

$$\rho \frac{U_{\text{out}}^2}{2} = \delta p \quad (\text{II.114})$$

où U_{out} est la valeur de la vitesse de u_x en $x = L/2$ et $u_x = 0$ en $x = 0$. δp est la différence de pression du fluide entre $x = 0$ et $x = L/2$. De part et d'autre de la discontinuité (selon y) la condition d'équilibre impose $p + B^2/8\pi = \text{cst}$. Au point milieu, on sait que $B = 0$, on a donc $\delta p = B_0^2/8\pi$. L'équation (II.114), en remplaçant δp s'écrit

$$U_{\text{out}} = \frac{B_0}{\sqrt{4\pi\rho}} = c_A. \quad (\text{II.115})$$

La conservation de la matière impose

$$U_{\text{in}}L = U_{\text{out}}\Delta = V_A\Delta. \quad (\text{II.116})$$

Où V_A est la vitesse d'Alfvén caractéristique du système. Pendant la reconnexion, une nappe de courant mince et intense se développe sur une largeur étroite qui représente le principal site de dissipation ohmique. En régime stationnaire, le taux de dissipation dans la couche de reconnexion de largeur Δ doit équilibrer l'apport d'énergie, c'est-à-dire

$$4\pi\eta J^2\Delta = U_{\text{in}} \frac{B_0^2}{4\pi}, \quad (\text{II.117})$$

2. Notez que nous définissons le terme Ohmique par $\eta \nabla \times \vec{B}$ dans l'équation d'induction alors que ces auteurs l'écrivent $\eta \vec{J} = \eta \nabla \times \vec{B} / (4\pi)$, il existe donc une différence d'un facteur 4π dans la définition même du coefficient de résistivité, qui se traduit par des différences de facteurs 4π dans les chauffages Ohmiques et le nombre de Lundquist.

où J est le courant et vaut :

$$J = \frac{B_0}{4\pi\Delta}. \quad (\text{II.118})$$

Par les équation (II.117) et (II.118) on obtient

$$U_{\text{in}} = \frac{\eta}{\Delta}. \quad (\text{II.119})$$

En remplaçant (II.119) dans (II.116) on obtient

$$\Delta = \sqrt{\frac{\eta L}{V_A}} = \sqrt{\frac{1}{S}} L \quad (\text{II.120})$$

Où on a fait apparaître le nombre de Lundquist,

$$S = \frac{V_A L}{\eta} \quad (\text{II.121})$$

que l'on reconnaîtra comme une version du nombre de Reynolds magnétique faisant intervenir la vitesse d'Alfvén en lieu et place de la vitesse. On peut réécrire le temps caractéristique auquel les lignes de champ se reconnectent en fonction de ce nombre en injectant (II.120) dans (II.116) pour obtenir

$$U_{\text{in}} = \sqrt{\frac{1}{S}} V_A. \quad (\text{II.122})$$

Pour des nombres de Lundquist élevés, la vitesse de reconnection est donc une fraction très petite de la vitesse d'Alfvén. Pourtant, si les dimensions latérales de la nappe de Parker sont grandes, on obtiendra tout de même un flux conséquent.

Chapitre III

Simulation des fluides magnétisés

Ce chapitre s'attache à décrire certaines des méthodes numériques que nous avons utilisées pour suivre l'évolution des fluides magnétisés. En particulier nous discutons l'un des caveats majeurs des méthodes à base de grille et comment nous y avons remédié pour contrôler la dissipation numérique. Enfin nous présentons les expériences numériques que nous avons réalisées.

III.1 Schéma de Godunov

III.1.1 Principes du schéma

Comme nous l'avons vu, les équations qui décrivent la mécanique des fluides magnétisés ou non expriment des lois de conservation : masse, moment, énergie, flux magnétique. Les équations qui les régissent se résument à un système de la forme conservative générale suivante

$$\partial_t \vec{U} + \nabla \cdot \vec{F} = \vec{0} \quad (\text{III.1})$$

où \vec{U} est le vecteur constitué des variables d'état du gaz et $\vec{F}(\vec{U})$ est le vecteur des flux associés, qui ne dépend que des variables \vec{U} . La résolution de solutions approchées à ces équations discrétisées sur une grille se prête extrêmement bien à un type de schéma qui porte le nom de Godunov, son inventeur (Godunov et Bohachevsky, 1959). La découverte de ce schéma numérique a permis des avancées considérables dans tous les champs de la mécanique des fluides numérique ("Computational Fluid Mechanics" en anglais).

La première idée est simplement de considérer que les variables conservées \vec{U} sont homogènes sur les cellules d'un maillage. Considérons le cas 1D où la seule variable d'espace est x . On discrétise le problème en intégrant l'équation III.1 sur chaque cellule du maillage numéro i , définie entre deux interfaces $x_{i-\frac{1}{2}}$ et $x_{i+\frac{1}{2}}$. On définit d'abord la moyenne du vecteur d'état sur chaque cellule :

$$\vec{U}_i^n = \frac{1}{\Delta x} \int_{x_{i-\frac{1}{2}}}^{x_{i+\frac{1}{2}}} dx \vec{U}(x, t^n) \quad (\text{III.2})$$

où $\Delta x = x_{i+\frac{1}{2}} - x_{i-\frac{1}{2}}$ est la largeur d'une cellule et les valeurs sont prises au temps discrétisé t_n . L'intégrale de l'équation (III.1) sur une cellule pendant un pas de temps

$\Delta t = t^{n+1} - t^n$ devient alors :

$$\left(\vec{U}_i^{n+1} - \vec{U}_i^n\right) + \frac{\Delta t}{\Delta x} \left(\vec{F}_{i+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - \vec{F}_{i-\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}}\right) = \vec{0} \quad (\text{III.3})$$

où $\vec{F}_{i+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}}$ est la moyenne temporelle du flux à l'interface $x_{i+\frac{1}{2}}$:

$$\vec{F}_{i+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} = \frac{1}{\Delta t} \int_{t^n}^{t^{n+1}} dt \vec{F}(x_{i+\frac{1}{2}}, t). \quad (\text{III.4})$$

L'avantage de cette représentation est que quelle que soit la valeur des flux $\vec{F}_{i+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}}$, les quantités moyennées sur les cellules sont conservées à chaque pas de temps à la précision machine près. Une grande partie de la subtilité pour obtenir un schéma numérique le plus précis possible réside donc dans le choix d'une bonne approximation pour la valeur de ces flux.

Notez qu'en 3D, les flux $\vec{F}^{n+\frac{1}{2}}$ sont définis comme des moyennes sur les faces des cellules. En MHD, pour respecter la condition $\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$ par la méthode du transport contraint (Evans et Hawley, 1988), il est nécessaire d'adopter un centrage différent pour chaque composante du champ magnétique, alors définie sur chaque face (voir Fromang *et al.*, 2006a). Les forces électromotrices (qui sont les flux du champ magnétique) sont alors définies sur les arêtes des cellules.

III.1.2 Le problème de Riemann

La solution proposée pour estimer les flux aux interfaces moyennés sur un pas de temps est de résoudre le problème de Riemann à chaque interface : on suppose que de chaque côté d'une interface et dans un voisinage de celle-ci, l'état du fluide peut être considéré comme uniforme.

La première étape consiste à déterminer la valeur du vecteur d'état de chaque côté de l'interface : \vec{U}_R (R comme right, à droite) et \vec{U}_L (L comme left, à gauche de l'interface). Pour ce faire, il s'agit de reconstruire la variation spatiale de \vec{U} au sein de chaque cellule. On a coutume de le faire en estimant la pente s_i (le gradient dans la direction orthogonale à l'interface) de \vec{U} à l'intérieur de chaque cellule (et pour chaque direction). Cette estimation se base sur les valeurs de \vec{U} sur plusieurs cellules autour de la cellule centrale. Par exemple, $(i-1, i, i+1)$ pour une estimation de la pente d'ordre 2 dans la direction i .

On montre que pour que le schéma soit stable, l'estimation de la pente doit diminuer la variation totale (il doit être "Total Variation Diminishing" en anglais, ou encore TVD). C'est à dire que la reconstruction des valeurs aux interfaces doit avoir une variation totale moins importante que la chaîne des valeurs centrales (la variation totale est définie comme la somme des valeurs absolues des différences successives). Autrement dit, on souhaite que la reconstruction soit plus "lisse" que l'original, et n'introduise pas de sauts supplémentaires. Il existe bien des façons d'estimer cette pente et aucune n'est adaptée à tous types de problèmes... Nous utilisons la méthode dite "minmod" qui estime la pente en utilisant la plus petite pente entre la pente à gauche (entre les valeurs à i et $i-1$) et la pente à droite (entre $i+1$ et i).

Une fois les pentes estimées en tous points, nous sommes en mesure d'estimer les états à gauche et à droite de chaque interface : $\vec{U}_{i+\frac{1}{2}L} = \vec{U}_i + \frac{1}{2}\Delta x s_i$ et $\vec{U}_{i+\frac{1}{2}R} = \vec{U}_{i+1} - \frac{1}{2}\Delta x s_{i+1}$.

En principe, nous sommes capables d'évaluer la solution du problème de Riemann sur la durée du pas de temps (en supposant que les états gauche et droite soient constants au cours du temps¹, et il ne reste plus qu'à évaluer le flux au cours du pas de temps. En pratique, cette solution est assez lourde à obtenir, nécessite la résolution d'un problème non-linéaire complexe, et il n'est pas garanti que la méthode numérique choisie pour le résoudre converge à tous les coups (ce qui la rend problématique pour des calculs très volumineux)... C'est cette complexité qui conduit à rechercher des solutions approchées au problème de Riemann qui soient un bon compromis entre la précision et la vitesse d'exécution du code résultant.

III.1.3 Lax-Friedrich : un solveur approché du problème de Riemann

Il existe beaucoup de solutions approchées au problème de Riemann, et pour beaucoup d'entre elles, on ne retient qu'un sous-ensemble parmi le faisceau d'ondes idéales qui se propagent dans le milieu considéré. La plus simple d'entre elles (et aussi la plus diffusive, mais donc la plus stable) est la méthode de Lax-Friedrich qui calcule la vitesse d'onde la plus rapide c_{\max} (en valeur absolue, $c_{\max} > 0$) entre les milieux à droite et à gauche de l'interface et suppose que deux ondes droite et gauche propagent l'information à cette vitesse depuis l'interface. On montre que les flux résultants à utiliser dans l'équation III.3 sont alors construits comme :

$$\vec{F}_{i+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} = \frac{1}{2} \left(\vec{F}(\vec{U}_{i+\frac{1}{2}R}^{n+\frac{1}{2}}) + \vec{F}(\vec{U}_{i+\frac{1}{2}L}^{n+\frac{1}{2}}) \right) - c_{\max} \frac{1}{2} \left(\vec{U}_{i+\frac{1}{2}R}^{n+\frac{1}{2}} - \vec{U}_{i+\frac{1}{2}L}^{n+\frac{1}{2}} \right). \quad (\text{III.5})$$

Un pas de temps de Godunov peut être vu comme deux étapes successives : l'une où l'on propage des ondes non-linéaires issues du saut présent à chaque interface, puis une étape où l'on moyenne le profil résultant pour obtenir les nouvelles valeurs à l'intérieur de chaque cellule. Chacune de ces deux étapes introduit de la dissipation numérique implicite : les ondes non-linéaires de la première étape sont parfois dissipatives (des chocs, par exemple), et l'étape de réuniformisation des profils génère une entropie de mélange. La méthode que nous avons mise au point pour estimer la dissipation totale locale dans nos simulations (voir section III.2.2) ne fait pas la distinction entre ces deux étapes, mais donne une valeur globale sur l'ensemble du pas de temps.

III.2 Le code CHEMSES

Le code MHD CHEMSES (Lesaffre *et al.*, 2020) que nous utilisons dans cette thèse met en oeuvre le solveur Godunov de RAMSES sur une grille régulière (voir Fromang *et al.*, 2006a). Nous résolvons les équations d'évolution de la MHD isotherme résistive et visqueuse que nous reproduisons ici dans leur forme conservative :

1. La méthode que nous utilisons, MUSCL, consiste à estimer les valeurs de \vec{U} à $t^{n+\frac{1}{2}}$ avec une simple estimation aux différences finies des termes sources, afin d'obtenir des valeurs droites et gauches approchées à ce temps intermédiaire. Ce sont ces valeurs qui seront utilisées ensuite pour estimer les flux et l'avancement final de \vec{U} au long du pas de temps complet Δt .

$$0 = \partial_t \rho + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{u}) \quad (\text{III.6})$$

$$0 = \partial_t \rho \vec{u} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{u} \vec{u} - \nu \rho \vec{\tau}[\vec{u}]) + \vec{\nabla} p - \vec{J} \times \vec{B} \quad (\text{III.7})$$

$$0 = \partial_t \vec{B} - \vec{\nabla} \times (\vec{u} \times \vec{B} - \eta \vec{\nabla} \times \vec{B}) \quad (\text{III.8})$$

où ρ est la densité de masse, \vec{u} est le vecteur vitesse du fluide, $p = \rho c^2$ est la pression thermique avec c la vitesse isotherme du son, \vec{B} est le champ magnétique et $\vec{J} = \frac{1}{4\pi} \vec{\nabla} \times \vec{B}$ est le vecteur courant. ν et η sont respectivement les coefficients visqueux et résistifs. Les composantes du tenseur des contraintes visqueuses $\vec{\tau}$ sont exprimées comme suit :

$$\tau_{ij}[\vec{u}] = \partial_i u_j + \partial_j u_i - \frac{2}{3} \partial_k u_k \delta_{ij} \quad (\text{III.9})$$

où ∂_i désigne la dérivée par rapport à la coordonnée spatiale i .

La partie idéale du pas de temps est avancée en temps par un schéma de Godunov combiné à un solveur de Riemann de Lax-Friedrichs et une pente minmod (voir section III.1.3. Le champ magnétique est évolué par la méthode du transport contraint pour préserver sa divergence nulle (Fromang *et al.*, 2006b). Cette étape MHD idéale est prise en sandwich entre deux demi-pas de temps purement dissipatifs, afin de préserver la précision au second ordre de l'intégration temporelle (voir Lesaffre *et al.*, 2020, pour plus de détails). CHEMSES hérite du centrage du code RAMSES, avec les densités et les composantes de moment cinétique au centre des cellules et les composantes des champs magnétiques au centre de leur interface respective (Fromang *et al.*, 2006b). Les tenseurs des contraintes résistif et visqueux sont centrés en conséquence, et une estimation du temps de diffusion (pour la dissipation visqueuse et résistive) remplace le pas de temps de Courant de référence chaque fois qu'il est plus court. Par exemple, la contrainte du pas de temps de diffusion visqueuse est $\Delta\tau = (\Delta x)^2 / (6\nu)$ où Δx est la taille du pixel. Nous avons fixé le nombre de Courant (par nombre de Courant, nous entendons ici le rapport entre le pas de temps utilisé et le pas de temps numériquement instable le plus court) à la valeur 0,7 pour toutes les simulations du présent document. Notez que contrairement à la MHD isotherme, nous utilisons un coefficient de viscosité cinématique constant ν plutôt qu'une viscosité dynamique constante $\mu = \rho\nu$, car cela permet une convergence numérique plus facile pour les chocs (voir section III.2.2).

III.2.1 Traitement de la dissipation physique

Le schéma numérique que nous utilisons (Godunov) introduit implicitement la dissipation pour faire évoluer les équations MHD idéales, mais comme indiqué dans la sous-section précédente, nous incorporons des termes de dissipation physique explicites supplémentaires dans nos équations d'évolution. En effet, il est important de conserver un minimum de viscosité physique car les schémas de Godunov ne fournissent pas de viscosité implicite dans les couches de cisaillement.

III.2.2 Estimation de la dissipation numérique

Nous présentons ici la méthode utilisée pour récupérer la quantité de dissipation numérique présente dans nos simulations compressibles, et comment nous l'avons validée en utilisant des chocs MHD isothermes.

Dans nos simulations compressibles, nous adoptons une résolution deux fois supérieure à celle des simulations incompressibles correspondantes que nous avons réalisées avec des méthodes pseudo-spectrales dans Momferratos *et al.* (2014) : 1024^3 vs 512^3 éléments de résolution, pour les mêmes coefficients de dissipation (viscosité et résistivité). En effet, il existe une croyance communément répandue parmi les numériciens selon laquelle les méthodes basées sur des grilles nécessitent deux fois plus d'éléments pour obtenir un pouvoir de résolution équivalent à des éléments spectraux. Cependant, nous verrons que même dans ce cas, notre schéma numérique basé sur une grille affecte considérablement la dissipation dans le code.

Afin de vérifier et de contrôler la dissipation dans notre configuration, nous allons réaliser des expériences numériques que nous allons comparer à des solutions exactes de chocs stationnaires magnétisés isothermes planaires 1D conçues dans la sous-section III.2.2.1. Pour mettre en place les expériences de calcul de cette section, nous calculons d'abord les conditions de Rankine-Hugoniot pour un choc magnétisé dans le référentiel du choc et nous établissons initialement les conditions pré-choc et post-choc dans deux moitiés de la boîte de calcul, avec le saut au milieu. Aux limites extérieures de la boîte on implémente les conditions de flot d'entrée et de sortie du côté pré-choc et post-choc, respectivement. Au fur et à mesure que le calcul progresse, la discontinuité initiale s'estompe en raison de la dissipation numérique et physique, mais la discontinuité ne se déplace pas dans l'espace grâce à la configuration choisie. Un état stationnaire est rapidement atteint, que nous comparons aux solutions semi-analytiques de l'état stationnaire décrites dans la sous-section III.2.2.1.

Nous commençons par décrire en III.2.2.1 comment nous calculons semi-analytiquement la structure interne des chocs stationnaires 1D MHD isotherme qui nous servent de référence pour valider nos méthodes. Ces solutions nous permettent de discuter l'étalement visqueux dans les chocs III.2.2.2. En III.2.2.3, nous décrivons nos méthodes pour extraire localement la quantité de dissipation totale produite par notre schéma numérique. Nous examinons l'accord entre nos méthodes en III.2.2.4, la convergence numérique en III.2.2.5 puis en III.2.2.6 nous comparons les résultats du code CHEMSES avec les solutions du III.2.2.1 pour sonder la dissipation numérique effective de notre schéma numérique. En III.2.2.7 nous proposons un artifice pour établir la répartition visqueuse vs. ohmique de la dissipation numérique.

III.2.2.1 Chocs isothermes 1D stationnaires

Nous considérons ici la structure interne d'un choc MHD planaire isotherme en régime permanent. Nous pouvons toujours opérer une transformation galiléenne pour nous placer dans le référentiel qui se déplace avec le choc, de sorte que la vitesse avant le choc soit le long de la normale à la surface de travail, que nous définissons comme la première coordonnée spatiale x . De plus, nous pouvons faire pivoter ce référentiel le long de la normale de sorte que la deuxième coordonnée spatiale y soit le long du champ magnétique transverse pré-choc, et donc que les composantes selon z du champ magnétique et de la vitesse soient nulles le long de tout le choc (grâce à la propriété de coplanarité dans les chocs fast et slow : ce ne serait pas le cas dans une discontinuité rotationnelle ou bien dans un choc intermédiaire).

Nous notons u et v pour les coordonnées x et y de la vitesse dans ce référentiel, et de

la même façon nous écrivons B_x et B_y les coordonnées du champ magnétique (orthogonal à la surface de travail et transversal). Nous notons enfin ρ la densité de masse.

Avec ces notations, la conservation isotherme de la masse, de la quantité de mouvement et du champ magnétique devient :

$$0 = \partial_x(\rho u) \quad (\text{III.10})$$

$$0 = \partial_x[\rho u^2 + \rho c^2 + \frac{1}{8\pi} B_y^2 + \frac{4}{3} \mu \partial_x u] \quad (\text{III.11})$$

$$0 = \partial_x[\rho uv + \frac{1}{4\pi} B_y B_x + \mu \partial_x v] \quad (\text{III.12})$$

$$0 = \partial_x B_x \quad (\text{III.13})$$

$$0 = \partial_x[u B_y - v B_x + \eta \partial_x B] \quad (\text{III.14})$$

où nous avons introduit la viscosité dynamique $\mu = \rho \nu$ et les coefficients de résistivité η ainsi que la vitesse du son isotherme c . Nous affectons maintenant les indices 0 aux quantités pré-choc (sauf pour le champ magnétique orthogonal B_x qui est constant tout au long du choc). La conservation de la masse devient $\rho u = \rho_0 u_0$. On définit la quantité $a = B_y / \sqrt{4\pi \rho_0}$ qui a la dimension d'une vitesse, et de même la vitesse d'Alfvén constante $a_x = B_x / \sqrt{4\pi \rho_0}$ pour aboutir au système d'équations différentielles ordinaires :

$$\frac{4}{3} \frac{\mu}{\rho_0} \partial_x u = u_0 + \frac{c^2}{u_0} - (u + \frac{c^2}{u}) + \frac{1}{2} (\frac{a_0^2}{u_0} - \frac{a^2}{u}) \quad (\text{III.15})$$

$$\frac{\mu}{\rho_0} \partial_x v = a_x \frac{a - a_0}{u_0} - v \quad (\text{III.16})$$

$$\eta \partial_x a = ua - u_0 a_0 - a_x v \quad (\text{III.17})$$

pour calculer la structure interne des chocs MHD isothermes.

Le coefficient dynamique isotherme μ est une constante, mais dans l'application actuelle, nous avons utilisé un coefficient visqueux constant ν , de sorte que $\mu = \nu \rho_0 u_0 / u$. L'échelle de longueur visqueuse typique de nos chocs simulés est donc ν / u_0 . On peut encore simplifier le système ci-dessus en utilisant des quantités non dimensionnelles : $\tilde{x} = x u_0 / \nu$, $\tilde{u} = u / u_0$, $\tilde{v} = v / u_0$, $\tilde{a} = a / a_0$ et $\mathcal{P}_m = \nu / \eta$:

$$\frac{4}{3\tilde{u}} \partial_{\tilde{x}} \tilde{u} = 1 - \tilde{u} + \mathcal{M}_s^{-2} (1 - \frac{1}{\tilde{u}}) + \frac{1}{2} \mathcal{M}_a^{-2} (1 - \tilde{a}^2) \quad (\text{III.18})$$

$$\frac{1}{\tilde{u}} \partial_{\tilde{x}} \tilde{v} = \tilde{u} \tilde{a} - 1 - \tilde{v} \quad (\text{III.19})$$

$$\partial_{\tilde{x}} \tilde{a} = \mathcal{P}_m [\mathcal{M}_a^{-2} (\tilde{a} - 1) \frac{a_x}{a_0} - \tilde{v}]. \quad (\text{III.20})$$

Ce système d'équations montre que à \mathcal{P}_m donné, la structure intrinsèque de nos chocs dépend essentiellement de trois paramètres non dimensionnels dans le pré-choc : le nombre de Mach sonique $\mathcal{M}_s = u_0 / c$, le nombre de Mach Alfvénique transverse $\mathcal{M}_a = u_0 / a_0$ et la tangente de l'angle du champ magnétique par rapport à la surface de travail du choc a_x / a_0 .

Ce système d'équations différentielles ordinaires (EDO) peut être intégré numériquement entre le pré-choc (à $\tilde{u} = \tilde{a} = 1$ et $\tilde{v} = 0$) et le post-choc. L'analyse de stabilité

vers des \tilde{x} croissants de ces deux points d'équilibre donne trois vecteurs propres stables ou instables. Nous trouvons que les chocs fast ont généralement trois vecteurs propres instables au pré-choc alors qu'ils ont trois vecteurs propres stables au post-choc : on peut simplement intégrer le système d'EDO du post-choc au pré-choc à partir d'une petite perturbation du post-choc opposée au vecteur propre le plus stable (qui est le plus instable dans la direction de la décroissance de \tilde{x} ...). Nous trouvons que les chocs slow ont généralement deux vecteurs propres instables au pré-choc alors qu'ils ont deux vecteurs propres stables au post-choc : la solution quitte le pré-choc depuis son plan instable, et atteint le post-choc dans un plan stable. Pour trouver la solution de ce problème aux conditions au bord, nous utilisons une méthode de tir depuis les deux extrémités du choc en démarrant sur ces deux plans à une petite distance donnée des deux points d'extrémité correspondants.

Nous utilisons les solutions obtenues comme modèles de référence pour comparer les résultats des expériences dédiées qui sont décrites dans la section ci-dessous.

III.2.2.2 Étalement visqueux dans le choc

Les chocs ont une longueur d'étalement visqueux de l'ordre de $\lambda_v = \nu/u_0$ (voir la section III.2.2.1). Nos simulations 3D de turbulence décroissante avec 1024^3 pixels ont une longueur de boîte $L_{\text{box}} = 2\pi$ et une viscosité $\nu = 0.7 \times 10^{-3}$ dans les unités utilisées par le code (voir section III.3.1). La taille du pixel est donc près de 9 fois plus grande que la longueur visqueuse pour un choc $u_0 = 1$: l'étalement visqueux et résistif dans ces chocs est réalisé essentiellement par la grille. Les travaux de [Lesaffre et al. \(2020\)](#) ont montré que le nombre de zones nécessaires pour résoudre complètement la propagation visqueuse des chocs adiabatiques non magnétisés est au moins de l'ordre du nombre de Reynolds $L.u_0/\nu \simeq 9000$, bien au-delà de ce que nous pouvons nous permettre pour un calcul 3D.

III.2.2.3 Estimation de la dissipation totale numérique plus physique

Il existe plusieurs sources de dissipation dans nos simulations : la dissipation visqueuse et ohmique due aux termes physiques que nous avons introduits dans DUMSES, et la dissipation numérique intrinsèque au schéma. Notre objectif principal est de récupérer localement la quantité totale de dissipation ε_{tot} produite à la fois par le schéma et les termes physiques de dissipation. Nous concevons ici plusieurs méthodes pour récupérer ε_{tot} , en considérant différentes formes de l'équation de conservation de l'énergie.

III.2.2.3.1 Méthode 1 : Considérons l'équation d'évolution de l'énergie cinétique et magnétique :

$$\partial_t \left(\frac{1}{2} \rho u^2 + \frac{1}{8\pi} B^2 \right) + \vec{\nabla} \cdot \vec{\mathcal{F}}_1 + \vec{u} \cdot \vec{\nabla}(p) = -\varepsilon_{\text{tot}} \quad (\text{III.21})$$

où ε_{tot} est le chauffage irréversible total et où le flux $\vec{\mathcal{F}}_1$ est le suivant :

$$\vec{\mathcal{F}}_1 = \vec{u} \left(\frac{1}{2} \rho u^2 \right) + \frac{1}{4\pi} (\vec{B} \times \vec{u}) \times \vec{B} - \nu \vec{\tau} \cdot \vec{u} + \eta \vec{J} \times \vec{B}. \quad (\text{III.22})$$

Nous calculons le membre gauche de l'équation (III.21) le long d'un pas de temps de la simulation, en utilisant les estimations de flux de chaque demi-étape dissipative (voir section III.2) pour les contributions résistives et visqueuses à $\vec{\mathcal{F}}_1$, et en utilisant

une estimation de Lax-Friedrichs pour sa partie non-dissipative (évaluée dans le pas de Godunov). Nous estimons $\vec{u} \cdot \vec{\nabla}(p)$ au milieu du pas de temps grâce aux mêmes pentes TVD (“Total Variation Diminishing”, cf. III.1) utilisées dans le pas de Godunov. Finalement, nous récupérons ε_{tot} simplement en prenant l’opposé du membre de gauche.

III.2.2.3.2 Méthode 2 :

$$\partial_t \left(\frac{1}{2} \rho u^2 + \frac{1}{8\pi} B^2 + p \log \rho \right) + \vec{\nabla} \cdot \vec{\mathcal{F}}_2 = -\varepsilon_{\text{tot}} \quad (\text{III.23})$$

où

$$\vec{\mathcal{F}}_2 = \vec{\mathcal{F}}_1 + \vec{u} p (\log \rho + 1). \quad (\text{III.24})$$

Nous calculons le flux comme dans la méthode 1 (la contribution supplémentaire est calculée dans l’étape Godunov en utilisant une estimation de Lax-Friedrichs). Cette méthode présente l’avantage que nous récupérons exactement le chauffage total à travers le domaine de calcul lorsque nous faisons la moyenne du chauffage local résultant.

III.2.2.3.3 Méthode 3 :

$$\partial_t \left(\frac{1}{2} \rho u^2 + \frac{1}{8\pi} B^2 \right) + \vec{\nabla} \cdot \vec{\mathcal{F}}_3 - p \vec{\nabla} \cdot \vec{u} = -\varepsilon_{\text{tot}} \quad (\text{III.25})$$

où

$$\vec{\mathcal{F}}_3 = \vec{\mathcal{F}}_1 + \vec{u} p. \quad (\text{III.26})$$

On évalue $-p \vec{\nabla} \cdot \vec{u}$ comme $\vec{u} \cdot \vec{\nabla}(p)$ dans la méthode 1, et on récupère ε_{tot} comme dans les deux méthodes précédentes.

III.2.2.4 Comparaison des méthodes

Nous avons vérifié que les implémentations des trois méthodes sur nos expériences de chocs donnent le même taux de dissipation total local à moins de 1% aux maxima locaux de dissipation. Cela nous donne confiance dans notre mise en œuvre des trois méthodes. Nous avons également examiné sur deux clichés réels de nos simulations (simulations ABC et OT après un temps de retournement) les statistiques des trois méthodes (voir figure III.1). Elles sont presque identiques pour la distribution des valeurs positives de la dissipation récupérée ε_{tot} . Cependant, la méthode 2 produit moins de pixels avec des valeurs négatives, probablement parce que cette méthode ne nécessite pas d’estimation pour des termes comme $p \vec{\nabla} \cdot \vec{u}$ et $-\vec{u} \cdot \vec{\nabla}(p)$ qui ne sont pas des divergences de flux. Nous constatons en outre que les moyennes des méthodes 2 et 3 sont très proches l’une de l’autre (de moins de 0,5% de l’écart-type de ε_{tot}), alors que les méthodes 1 et 2 sont un peu plus éloignées (de moins de 3% de l’écart-type, cependant). Nous adoptons donc la méthode 2 comme le meilleur compromis entre les méthodes 1, 2 et 3.

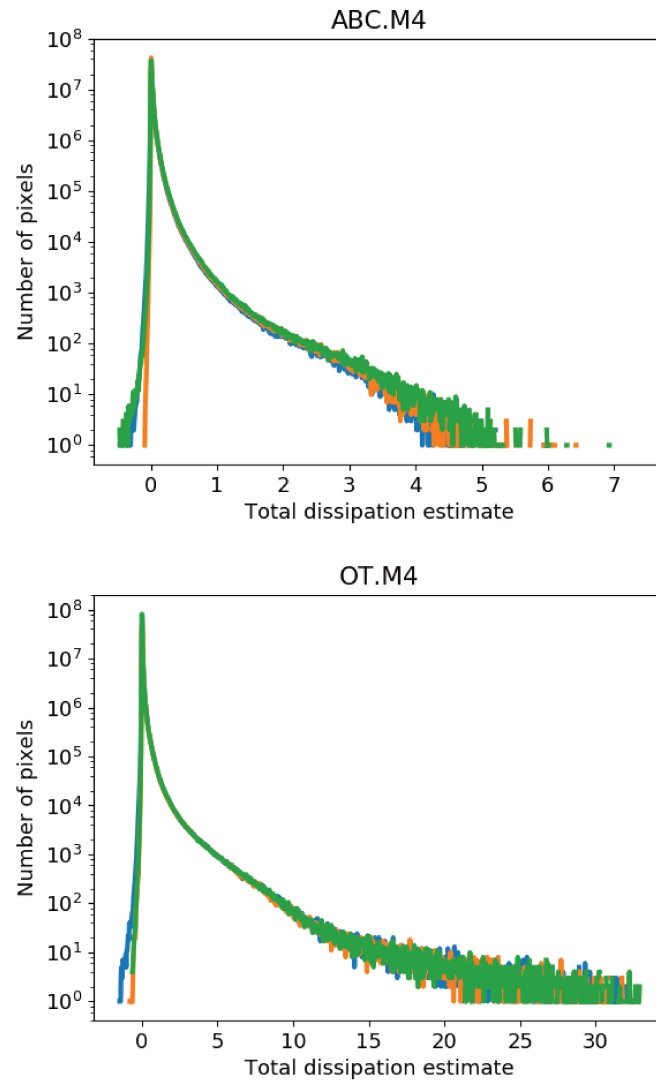


FIG. III.1 Statistique des estimations de la dissipation totale par les méthodes 1 (en bleu), 2 (en orange) et 3 (en vert) dans nos simulations $\mathcal{P}_m = 1$ après un temps de retournement (conditions initiales ABC à gauche et OT à droite).

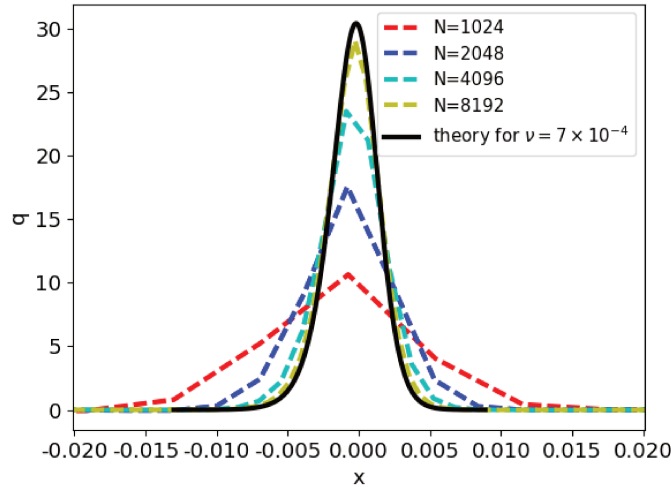


FIG. III.2 Dissipation sans dimension dans un choc fast en régime permanent (avec des paramètres sans dimension $u_0 = 1$, $B_x/\sqrt{4\pi} = 0.2$, $b_0/\sqrt{4\pi} = 0.3$, et $c = 0.25$ avec $\eta = \nu = 0.7 \times 10^{-3}$) pour différentes résolutions (lignes colorées en pointillés, N est le nombre de pixels) comparée à la solution analytique de la section précédente (ligne pleine).

III.2.2.5 Convergence numérique

La figure III.2 montre les taux de chauffage irréversible en unités non dimensionnelles sur un gros plan d'un front de choc fast. Elle illustre la convergence du profil du taux de dissipation totale pour des résolutions croissantes. Nous avons intégré la dissipation totale à travers le choc et vérifié qu'elle correspondait à la valeur théorique obtenue en calculant la différence du flux $\vec{\mathcal{F}}_2$ entre les valeurs pré-choc et post-choc. L'intégrale du taux de dissipation total à travers le choc est donc toujours préservée. L'effet de la résolution est seulement d'étaler le profil de dissipation sans changer sa quantité totale.

La figure III.2 est similaire à la figure A2 de Lesaffre *et al.* (2020), mais ici pour des chocs isothermes magnétisés au lieu de chocs adiabatiques hydrodynamiques. Elle montre que la convergence de résolution pour le taux de chauffage est très lente et n'est pleinement obtenue que pour $N = 8192$ (voir les lignes en pointillés s'approchant de la ligne noire pleine sur la Fig. III.2). La situation correspondant à nos simulations 3D est la courbe rouge ($N = 1024$) : le chauffage visqueux est largement sous-estimé et étalé d'un facteur 3 environ.

Notez que pour une vitesse plus grande d'un facteur 2, la solution analytique donne un pic de dissipation deux fois plus mince, de sorte que l'écart numérique serait encore plus grand dans ce cas. Si nous avons utilisé un coefficient visqueux dynamique constant μ , la dispersion visqueuse répondrait à la densité en plus de la vitesse, et la situation serait encore pire du côté dense du choc, ou pour les chocs pénétrant un matériau plus dense. Enfin, notez qu'un taux de convergence aussi lent (tout au plus 30 % d'amélioration de la précision pour chaque doublement de la résolution) pourrait tromper un/une numéricien(ne) non averti(e) en lui faisant croire que ses simulations sont convergées...

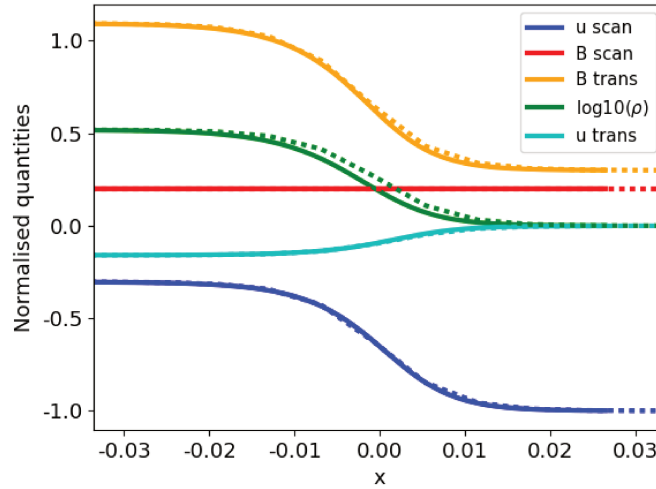


FIG. III.3 Comparaison des profils des différentes variables d'état du gaz pour le même choc fast que celui de la Fig. III.2 entre les résultats de notre simulation à $N = 1024$ (lignes pointillées) et le modèle le mieux ajusté (ligne pleine). Les coefficients de meilleur ajustement sont $\nu = 2,2 \times 10^{-3}$ et $\eta = 1,7 \times 10^{-3}$ (les coefficients d'entrée sont $\eta = \nu = 0,7 \times 10^{-3}$).

III.2.2.6 Ajustement des coefficients dissipatifs

Nous comparons les modèles de chocs MHD isothermes visqueux de la section III.2.2.1 aux profils de vitesse et de champ magnétique, et nous recherchons et obtenons les meilleures valeurs d'ajustement pour les coefficients de viscosité et de résistivité. Ce processus nous permet de retrouver les coefficients visqueux et résistifs effectifs de notre schéma numérique dans le cas de chocs magnétisés. Il s'agit d'une méthode complémentaire à celle proposée par Lesaffre et Balbus (2007) pour les ondes d'Alfvén non linéaires.

La figure III.3 montre la comparaison entre les modèles semi-analytiques de la section précédente pour le meilleur ajustement de η et ν et le profil réel pour le même choc que dans la figure III.2 et une résolution de $N = 1024$ pixels. Notez que la densité n'est pas aussi précise que les autres variables, et nous l'avons donc écartée de l'ajustement pour ne conserver que les composantes vitesse et champ magnétique. Ceci est dû au fait que la conservation du flux de masse ρu est estimée aux interfaces, et que l'extrapolation de ρ et u qui sont l'un en augmentation alors que l'autre est en diminution aggrave la situation pour le produit. Au contraire, pour toutes les autres quantités conservées, le flux donne lieu à un produit de quantités toutes deux croissantes ou bien toutes deux décroissantes, ce qui rend l'extrapolation plus précise pour le produit.

Nous montrons sur la Fig. III.4 une exploration de la viscosité effective ainsi estimée en faisant varier la résolution. La viscosité effective tend vers la valeur d'entrée réelle lorsque la résolution augmente, ce qui illustre de manière indépendante la convergence numérique explorée dans la sous-section précédente. Parce que les chocs plus rapides ont un étalement visqueux plus petit, la viscosité effective est plus grande pour les chocs fast, avec une résolution requise proportionnelle à la vitesse d'entrée du choc. Le type (slow ou

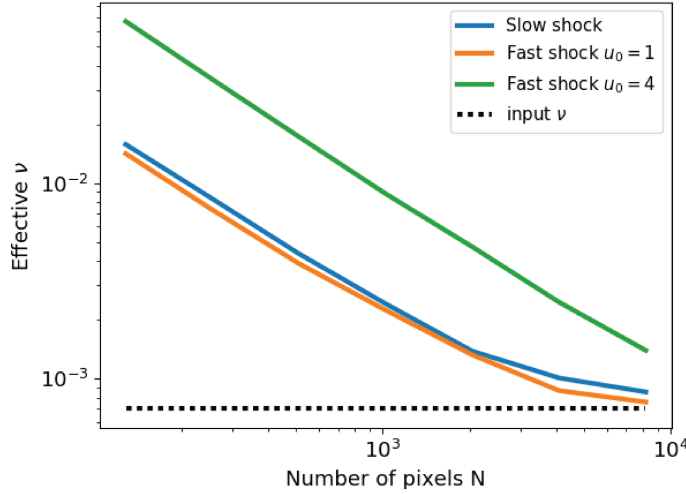


FIG. III.4 Comparaison entre le ν ajusté et le ν d'entrée (courbe noire pointillée) pour différentes résolutions et trois chocs différents. Un choc slow ($u_0 = 0.8$, $B_x/\sqrt{4\pi} = 1$, $b_0/\sqrt{4\pi} = 0.2$), un choc fast ($u_0 = 1$, $B_x/\sqrt{4\pi} = 0.2$, $b_0/\sqrt{4\pi} = 0.3$, identique à la Fig. III.3) et un autre choc fast 4 fois plus rapide ($u_0 = 4$, $B_x/\sqrt{4\pi} = 0.2$, $b_0/\sqrt{4\pi} = 0.3$).

fast) du choc ne semble pas affecter beaucoup la diffusivité effective du schéma. A faible résolution, la viscosité effective est inversement proportionnelle au nombre de zones. La résolution que nous avons choisie $N = 1024$ correspond à la fin de cette relation linéaire entre la résolution et la diffusion du schéma : une résolution plus élevée entraînerait une augmentation relativement plus faible de la précision.

Nous avons également exploré la capacité du schéma à prendre en compte différents nombres de Prandtl \mathcal{P}_m en augmentant le coefficient visqueux par rapport au coefficient résistif. Comme le schéma augmente la diffusivité, la plage de valeurs du nombre de Prandtl effectif n'est pas aussi étendue que pour sa valeur physique d'entrée. La situation est encore pire pour les chocs à grande vitesse, mais une résolution de 1024 pixels permet encore de sonder une gamme confortable de \mathcal{P}_m . Les chocs slow à $\mathcal{P}_m > 1$ ne sont pas sensibles au nombre de Prandtl, et ils n'ont donc pas pu être utilisés pour sonder sa valeur effective. Cela est dû au fait que lorsque $\mathcal{P}_m > 1$ dans les chocs slow, les profils des champs magnétiques sont dominés par les transferts d'énergie cinétique vers l'énergie magnétique, les termes résistifs devenant vite négligeables.

III.2.2.7 Répartition en dissipation ohmique et visqueuse

Bien que grâce à notre méthode nous ayons eu accès à la dissipation numérique totale, nous n'avons pas trouvé de moyen précis de séparer la dissipation numérique des champs magnétiques de la dissipation numérique de l'énergie cinétique.

Dans la MHD isotherme, l'énergie mécanique généralisée isotherme totale intégrée $E = \langle \frac{1}{2}\rho u^2 + \frac{1}{8\pi}B^2 + p \log \rho \rangle$ diminue en raison de tous les processus irréversibles qui ont lieu (voir l'équation (III.23)). Comme notre schéma d'intégration temporelle de

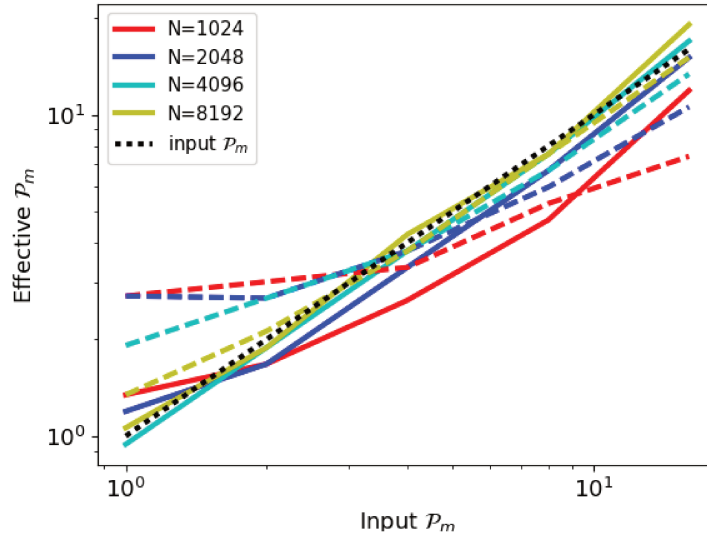


FIG. III.5 Comparaison entre le \mathcal{P}_m effectif et le \mathcal{P}_m d'entrée (courbe noire pointillée) pour différentes résolutions et les deux chocs fast de la figure III.4 (courbes pleines pour $u_0 = 1$ et courbes pointillées pour $u_0 = 4$). On a fait varier \mathcal{P}_m en gardant fixe la valeur du coefficient résistif $\eta = 0,7 \times 10^{-3}$ tout en faisant varier la valeur du coefficient visqueux en conséquence $\nu = \eta \mathcal{P}_m$.

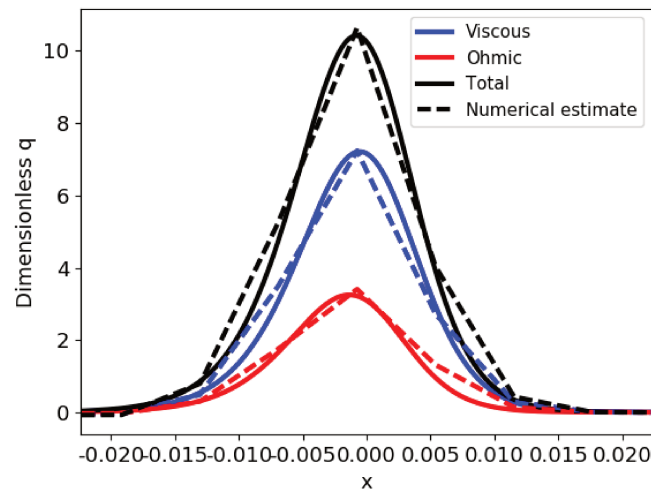


FIG. III.6 Notre estimation numérique (en pointillés) de la dissipation ohmique (rouge), visqueuse (bleue), et totale (noire) dans le même choc fast que la Fig. III.2 comparée aux quantités réelles dans le modèle le mieux ajusté (courbes solides avec les couleurs correspondantes). Notez que la répartition correcte entre la dissipation ohmique et visqueuse repose sur le fait que la valeur effective de \mathcal{P}_m est proche de la valeur d'entrée réelle de \mathcal{P}_m , de sorte que la méthode que nous utilisons est moins bonne pour les chocs à grande vitesse.

Godunov est conservateur à la précision machine près, nous pouvons utiliser sa dérivée temporelle pour estimer le budget global de l'énergie dissipée :

$$-\frac{dE}{dt} = \langle \varepsilon_{\text{tot}} \rangle \quad (\text{III.27})$$

où $\langle \varepsilon_{\text{tot}} \rangle$ est le taux total de chauffage irréversible intégré sur l'ensemble du domaine de calcul. Dans cette section, nous avons présenté et testé une nouvelle méthode pour estimer *localement* le chauffage irréversible total ε_{tot} . La méthode choisie présente l'avantage supplémentaire de préserver jusqu'à la précision machine la validité de l'équation (III.27) lorsqu'elle est intégrée sur l'ensemble du domaine.

Nous pouvons maintenant décomposer le taux de dissipation totale local

$$\varepsilon_{\text{tot}} = \varepsilon_\nu + \varepsilon_\eta + \varepsilon_{\text{num}}$$

où

$$\varepsilon_\nu = \rho\nu\tau_{ij}[\vec{u}] \partial_i u_j \quad (\text{III.28})$$

et

$$\varepsilon_\eta = 4\pi\eta J^2 \quad (\text{III.29})$$

sont les taux de chauffage dissipatif local visqueux et résistif, et ε_{num} est la dissipation due au schéma numérique. Nous pouvons alors estimer le taux de dissipation local purement numérique simplement en calculant $\varepsilon_{\text{num}} = \varepsilon_{\text{tot}} - (\varepsilon_\nu + \varepsilon_\eta)$ où nous utilisons des estimations bien centrées pour les dissipations physiques (équations (III.29) et (III.28)). Il s'avère qu'en raison des incertitudes de notre estimation, cette quantité n'est pas toujours positive, alors que nous savons qu'elle devrait l'être car nous effectuons nos simulations avec un pas de temps suffisamment petit pour que le schéma soit stable (il est fixé à 70% du pas de temps instable le plus court). Nous définissons donc $\varepsilon_{\text{tot}}^{\text{corr}}$ comme un taux de dissipation total local corrigé qui garantit que l'estimation résultante pour ε_{num} est positive. Il est égal à la dissipation locale totale ε_{tot} lorsque la dissipation numérique est positive (c'est-à-dire lorsque $\varepsilon_{\text{tot}} > (\varepsilon_\nu + \varepsilon_\eta)$), tandis qu'il est égal à la dissipation physique totale $\varepsilon_\nu + \varepsilon_\eta$ ailleurs. Ainsi, le taux de dissipation numérique local corrigé est toujours positif. En particulier, le taux de dissipation total local corrigé $\varepsilon_{\text{tot}}^{\text{corr}}$ est toujours supérieur à ε_{tot} . Il est alors partagé entre les natures résistive et visqueuse dans les mêmes proportions que les termes physiques que nous avons introduits pour fournir des estimations des dissipations visqueuses et résistives, y compris la dissipation numérique :

$$\varepsilon_\nu^{\text{corr}} = \frac{\varepsilon_\nu}{\varepsilon_\nu + \varepsilon_\eta} \varepsilon_{\text{tot}}^{\text{corr}} \quad (\text{III.30})$$

$$\varepsilon_\eta^{\text{corr}} = \frac{\varepsilon_\eta}{\varepsilon_\nu + \varepsilon_\eta} \varepsilon_{\text{tot}}^{\text{corr}} \quad (\text{III.31})$$

Nous calculons ensuite les échauffements visqueux et ohmique dans le modèle de choc le mieux adapté et les comparons à l'estimation ci-dessus sur la figure III.6.

La figure III.7 montre l'évolution temporelle de divers taux de dissipation totale. Grâce à l'égalité (III.27), nous pouvons calculer le taux de dissipation total exact à chaque pas de temps (courbes bleues), et nous pouvons le comparer à l'estimation locale intégrée $\langle \varepsilon_{\text{tot}}^{\text{corr}} \rangle$ (courbes vertes) qui par construction est toujours plus grande. La différence entre les deux donne une estimation de l'erreur que nous faisons sur l'estimation de la

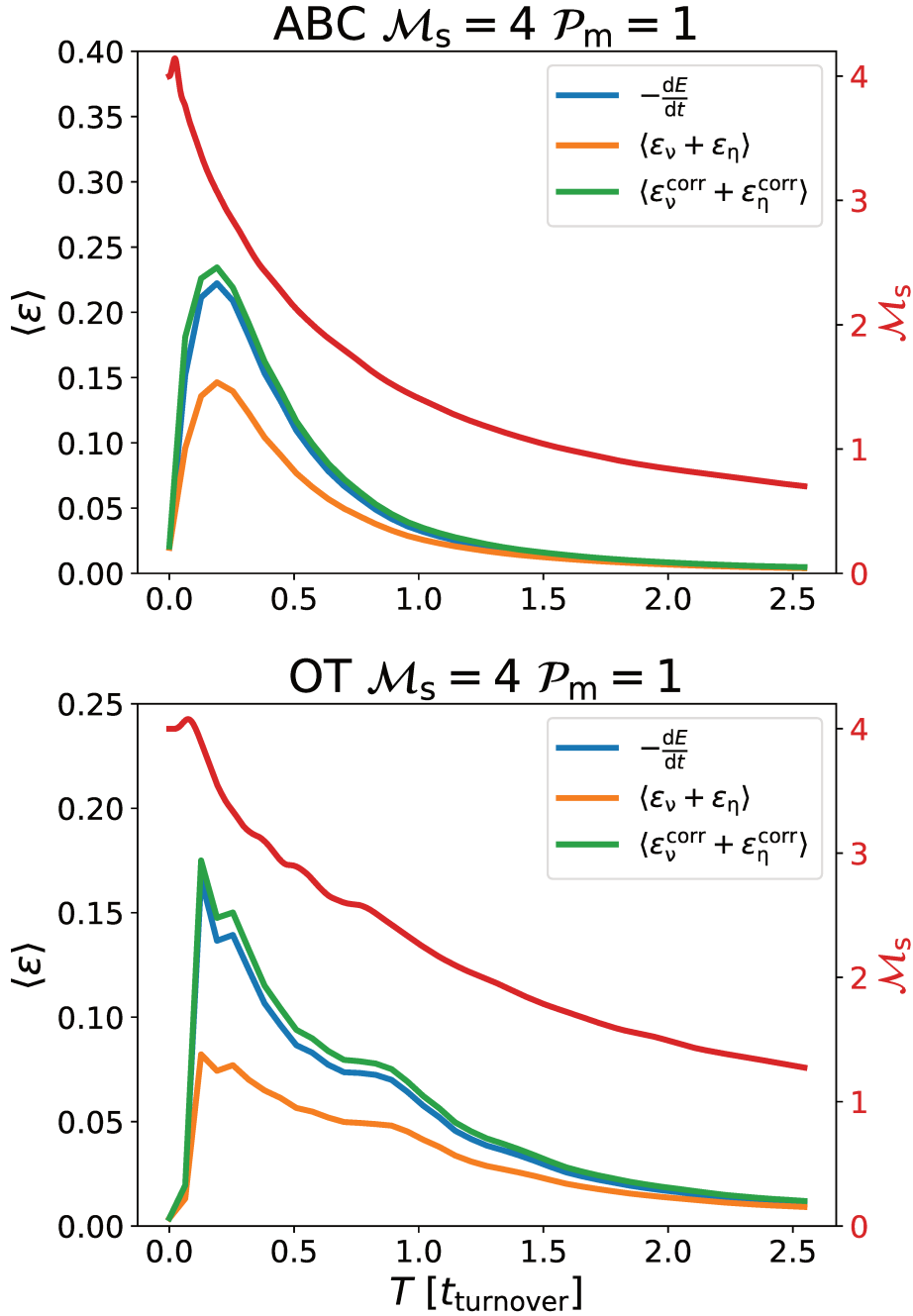


FIG. III.7 Évolution temporelle des taux de dissipation intégrés sur tout le volume pour les simulations ABC et OT, $\mathcal{P}_m = 1$. La courbe bleue est l'opposé de la dérivée temporelle de l'énergie mécanique généralisée isotherme intégrée $E = \langle \frac{1}{2}\rho u^2 + \frac{1}{8\pi}B^2 + p \log \rho \rangle$. La courbe orange est la somme des dissipations physiques visqueuse et ohmique calculées à partir des champs de vitesse et magnétique (équations II.37 et II.76 respectivement). La courbe verte représente le champ de dissipation corrigé intégré tout le volume $\epsilon_{\text{tot}}^{\text{corr}}$ déterminé par notre méthode de récupération (voir III.2.2.3). Notez que l'échelle de temps est en unités d'échelle de temps de retournement initial : nous affichons t/t_{turnover} où $t_{\text{turnover}} = L/\sqrt{\langle u^2 \rangle} = 2\pi$. On montre aussi l'évolution du nombre de Mach sonique \mathcal{M}_s (courbe rouge), son l'échelle correspond à l'axe de droite.

dissipation (de l'ordre du pourcent au plus). Elle correspond à l'estimation intégrée de ε_{num} dans tous les pixels où elle est négative. Les courbes oranges montrent les termes dissipatifs physiques intégrés $\langle \varepsilon_\nu + \varepsilon_\eta \rangle$. Ils représentent environ deux tiers du total, tandis que le reste est de la dissipation numérique par le schéma.

III.3 Présentation de nos simulations

III.3.1 Condition initiales

Init. cond.	N	$\mathcal{R}e$	η	\mathcal{P}_m	\mathcal{H}_c	\mathcal{H}_m
ABC	512	9×10^3	7×10^{-4}	1	-2.5×10^{-2}	0.2
ABC	1024	9×10^3	7×10^{-4}	1	-2.5×10^{-2}	0.2
ABC	1024	2×10^3	7×10^{-4}	4	-2.5×10^{-2}	0.2
ABC	1024	6×10^2	7×10^{-4}	16	-2.5×10^{-2}	0.2
OT	512	9×10^3	7×10^{-4}	1	0.1	2×10^{-9}
OT	1024	9×10^3	7×10^{-4}	1	0.1	2×10^{-9}
OT	1024	2×10^3	7×10^{-4}	4	0.1	2×10^{-9}
OT	1024	6×10^2	7×10^{-4}	16	0.1	2×10^{-9}

TABLE III.1 – Paramètres des simulations que nous analysons : écoulement initial, résolution, résistivité η , nombre de Prandtl ν/η , hélicités croisée et magnétique. Toutes les simulations commencent avec un nombre de Mach sonique r.m.s. $\mathcal{M}_s = 4$ et un nombre de Mach Alfvénique r.m.s. de 1, avec un champ magnétique moyen nul.

Les quantités calculées dans le code sont sans dimension. Elles sont normalisées par des échelles physiques fixées de telle sorte qu'initialement la vitesse carrée moyenne est $\langle u^2 \rangle = 1$, la taille du domaine cubique est $L = 2\pi$ et la densité moyenne $\langle \rho \rangle = 1$ où les parenthèses indiquent les moyennes sur l'ensemble du domaine simulé. La valeur non dimensionnelle de la vitesse isotherme c contrôle donc le nombre de Mach sonique initial r.m.s. comme $\mathcal{M}_s = 1/c$. La densité initiale est uniforme et le champ magnétique initial est mis à l'échelle pour obtenir $\langle \frac{1}{4\pi} B^2 \rangle = \langle \rho \rangle \langle u^2 \rangle = 1$ de sorte que le nombre de Mach Alfvénique r.m.s. initial effectif est égal à 1, ainsi que la vitesse d'Alfvén r.m.s. initiale (c_a). Notez que le champ magnétique moyen (intégré sur tout le domaine de calcul) est nul.

Par exemple, imaginons que l'on souhaite appliquer ces résultats à une région physique de dimension physique ℓ , de vitesse r.m.s. $u_{\text{r.m.s.}}$ et de densité moyenne ρ_{av} . Ensuite, les quantités sans dimension du code peuvent être converties en quantités physiques selon la formule suivante : $x_{\text{phys}} = \ell/(2\pi) \cdot x$ pour les distances, $u_{\text{phys}} = u_{\text{r.m.s.}} \cdot u$ pour les vitesses, et $B_{\text{phys}} = u_{\text{r.m.s.}} \sqrt{4\pi\rho_{\text{av}}} \cdot B$ pour les champs magnétiques.

Comme dans [Momferratos et al. \(2014\)](#), nous considérons une boîte périodique avec des conditions initiales basées soit sur les flux Arnol'd-Beltrami-Childress (ABC, voir [Bouya et Dormy, 2013](#), par exemple) soit sur le vortex Orszag-Tang (OT, [Orszag et Tang, 1979](#)). Pour l'écoulement ABC, le champ de vitesse est défini par une superposition de sinus et de cosinus :

$$\vec{u}_{\text{ABC}} = (A \sin(kz) + C \cos(ky), B \sin(kx) + A \cos(kz), C \sin(ky) + B \cos(kx)), \quad (\text{III.32})$$

où A , B , C sont des coefficients choisis pour les trois plus petits nombres d'onde k (plus grandes échelles) à partir d'un générateur de nombres uniformes dans l'intervalle $[-1, 1]$. Pour les plus petites échelles, on ajoute un champ aléatoire u_E dont le spectre d'énergie est le suivant

$$E(k) = C_E k^{-3} \exp\left(-2(k/k_c)^2\right), \quad (\text{III.33})$$

où $k_c = 3$, et C_E est choisi de telle sorte que $\langle u_E^2 \rangle = 1$. Ce champ aléatoire est calculé dans l'espace de Fourier avec l'amplitude des coefficients complexes prescrits par le spectre ci-dessus et la phase de chaque coefficient est tirée d'une distribution uniforme dans l'intervalle $[0, 2\pi]$. Le champ de vitesse initial ABC perturbé est construit comme $\vec{u} = \alpha(\vec{u}_{ABC} + \vec{u}_E)$ avec $\langle u^2 \rangle = 1$ en choisissant α de manière adéquate. Le champ magnétique initial pour les flots ABC est défini avec un champ aléatoire construit de manière similaire à \vec{u}_E .

Le champ de vitesse pour le vortex OT est défini par

$$\vec{u}_{OT} = (-2 \sin(y), 2 \sin(x), 0), \quad (\text{III.34})$$

auquel nous ajoutons également des perturbations aléatoires comme dans le cas ABC. Et le champ magnétique initial pour le vortex OT est défini comme suit

$$\vec{B}_{OT} = (-2 \sin(2y) + \sin(z), 2 \sin(x) + \sin(z), \sin(x) + \sin(z)), \quad (\text{III.35})$$

sans perturbation supplémentaire. La vitesse et les champs magnétiques sont ensuite remis à l'échelle pour que $\langle u^2 \rangle = \langle \frac{1}{4\pi} B^2 \rangle = 1$.

Nos écoulements ABC ont une hélicité magnétique significative ($\mathcal{H}_m = \langle \vec{A} \cdot \vec{B} \rangle$ où \vec{A} est le vecteur potentiel, $\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}$ avec la jauge de Coulomb $\text{div} \vec{A} = 0$) et une hélicité croisée plus faible ($\mathcal{H}_c = \langle \vec{u} \cdot \vec{B} \rangle$). Cela signifie que le champ magnétique est topologiquement complexe et qu'il n'y a pas de corrélation forte entre le champ magnétique et le champ de vitesse. Pour les conditions initiales OT, la situation est inversée, elle présente une hélicité magnétique presque nulle et une hélicité croisée plus importante (voir le tableau III.1 pour les valeurs des hélicités).

En plus des conditions initiales, nous étudions également l'effet de la résolution : nos simulations standard ont un nombre de pixels $N = 1024$ par côté du domaine de calcul cubique et nous dégradons la résolution par un facteur deux pour contrôler la stabilité de nos résultats. Nous étudions également l'effet de la variation du nombre de Prandtl $\mathcal{P}_m = \nu/\eta$. Le tableau III.1 résume l'espace des paramètres que nous couvrons.

III.3.2 Domaine d'applicabilité de nos simulations

Les équations d'évolution et le paramétrage de nos simulations proviennent d'hypothèses physiques que nous formulons sur le plasma, ainsi que de limitations techniques. Dans cette section, nous rappelons ces hypothèses et discutons brièvement leurs implications.

Nous avons choisi de modéliser un plasma isotherme : l'hypothèse implicite est que le temps de mise à l'équilibre thermique est court devant les temps dynamiques du plasma que l'on considère. L'approximation isotherme suppose en outre que l'état thermique obtenu ne dépend pas de la densité. On pourrait toutefois envisager le gaz polytropique correspondant à l'équilibre thermique si le comportement de l'équilibre thermique s'éloigne

du cas isotherme. En revanche la limitation la plus sérieuse de cette hypothèse est l'impossibilité de traiter les effets de l'instabilité thermique et la structuration multi-phase du MIS, par exemple.

Nous avons utilisé les équations de la MHD, comme rappelé dans la section II.2, ces équations reposent sur l'approximation de quasi-neutralité du plasma. Nous utilisons une équation d'évolution du champ magnétique sans la diffusion ambipolaire. Nous avons donc soit un plasma où le temps caractéristique de transfert d'impulsion par collisions entre les charges et les neutres est très court devant les autres temps d'évolution, soit un plasma complètement ionisé. Dans ces deux cas, le terme ambipolaire peut être négligé devant les termes inductif et ohmique.

Les nombres de Reynolds cinétique et magnétique que nous obtenons dans les simulations sont bien inférieurs à ceux de la plupart des phases du MIS. Par exemple, dans la phase diffuse, nous avons $\mathcal{Re} \simeq 10^7$ et $\mathcal{Re}_m \simeq 10^{17}$, alors que notre jeu de simulations contient des valeurs de Reynolds cinétiques $\mathcal{Re} \simeq [6.10^2 - 9.10^3]$ et des Reynolds magnétiques de l'ordre de $\mathcal{Re} \simeq 9.10^3$. Cela implique bien moins de dynamique pour les échelles inertielles et des échelles dissipatives beaucoup trop grandes. Pour une application au MIS, si on suppose que l'échelle intégrale de nos simulations est de l'ordre du parsec (comme pour la phase diffuse), alors les échelles dissipatives que nous obtenons dans nos simulations sont de l'ordre de $l_{\varepsilon, \text{sim}} \simeq 10^{-3}$ pc $\simeq 10^2$ AU. En regard, les échelles dissipative estimées si on suppose une loi d'échelle de Kolmogorov sont $l_{\varepsilon_v} \simeq 10$ AU et $l_{\varepsilon_\eta} \simeq 10^{-7}$ AU. Les structures dissipatives obtenues dans nos simulations sont donc un ou plusieurs ordres de grandeur plus épaisses que les échelles réelles attendues. En réalité, ces structures dissipatives correspondent sans-doute à des méta-structures à l'intérieur desquelles la cascade turbulente se poursuit pour conduire à une dissipation dans des micro-structures plus petites, comme dans la vision hiérarchique des structures dissipatives imbriquées envisagée par [Elsinga *et al.* \(2020\)](#).

Enfin, une limitation de nos simulations tient à leurs conditions aux bords périodiques. Ceci implique que si un champ magnétique moyen est présent, alors il est conservé exactement tout au long de l'évolution temporelle de la simulation. Il n'y a donc, par exemple, pas d'effet dynamo possible à strictement parler. En réalité on pourrait toutefois envisager une cascade magnétique inverse, qui se heurterait aux échelles les plus grandes du domaine de simulation (par exemple, on pourrait dans ce cas produire des champs moyens à la moitié de l'échelle de la boîte de simulation).

Chapitre IV

Les structures dissipatives

Dans les écoulements turbulents MHD, la dissipation de l'énergie cinétique et magnétique est loin d'être uniforme. Elle se produit dans un très faible volume par rapport à l'échelle globale de l'écoulement. La grande variabilité spatiale de la dissipation, son caractère intermittent, donne lieu à des corrections statistiques (Kolmogorov, 1962) concernant la cascade turbulente de Kolmogorov telle qu'énoncée à l'origine (Kolmogorov, 1941). Elle nous intéresse particulièrement en astrophysique à cause de ses implications potentielles sur la production de molécules dans des milieux froids et dilués, qui resteraient stériles si le chauffage induit localement par la dissipation ne permettait pas d'ouvrir de nouveaux chemins chimiques autrement très peu probables (voir les sections L.3 et II.1.7).

Les régions où la dissipation est intense prennent différentes formes suivant la nature de la turbulence. En turbulence hydrodynamique incompressible, par exemple, les expériences numériques ont montré que le chauffage visqueux se produisait essentiellement sur des vortex intenses (Moisy et Jiménez, 2004). En turbulence MHD, en revanche, la dissipation a été analysée et observée dans plusieurs études (Uritsky *et al.*, 2010; Zhdankin *et al.*, 2013; Momferratos *et al.*, 2014) pour être organisée en structures cohérentes, en forme de rubans ou de nappes. Nous allons à présent décrire comment nous avons détecté et caractérisé ces structures dans nos simulations.

IV.1 Définition d'une structure dissipative

La figure IV.1 montre des isosurfaces du taux de dissipation total $\varepsilon_{\text{tot}}^{\text{corr}}$. Le taux de dissipation dans chaque cellule est calculé en utilisant la méthode décrite dans la sous-section III.2.2. Nous définissons une structure de dissipation comme un ensemble connecté de cellules où

$$\varepsilon_{\text{tot}}^{\text{corr}} \geq \langle \varepsilon_{\text{tot}}^{\text{corr}} \rangle + \lambda \times \sigma_{\varepsilon_{\text{tot}}^{\text{corr}}}, \quad (\text{IV.1})$$

avec λ un paramètre que nous utilisons pour régler le seuil de détection, $\varepsilon_{\text{tot}}^{\text{corr}}$ le taux de dissipation déterminé par notre méthode et $\sigma_{\varepsilon_{\text{tot}}^{\text{corr}}}$ l'écart type de la distribution du taux de dissipation. Nous choisissons $\lambda = 4$ car nous constatons que les transferts d'énergie sont principalement dus à des événements supérieurs à 4σ : nous avons vérifié que l'essentiel de la fonction de structure du troisième ordre (responsable des transferts d'énergie) est obtenu à partir d'incrémentes supérieurs à 3-4 sigma (voir figure IV.2). Nous voulons également que la structure soit identifiable aussi clairement que possible et nous nous

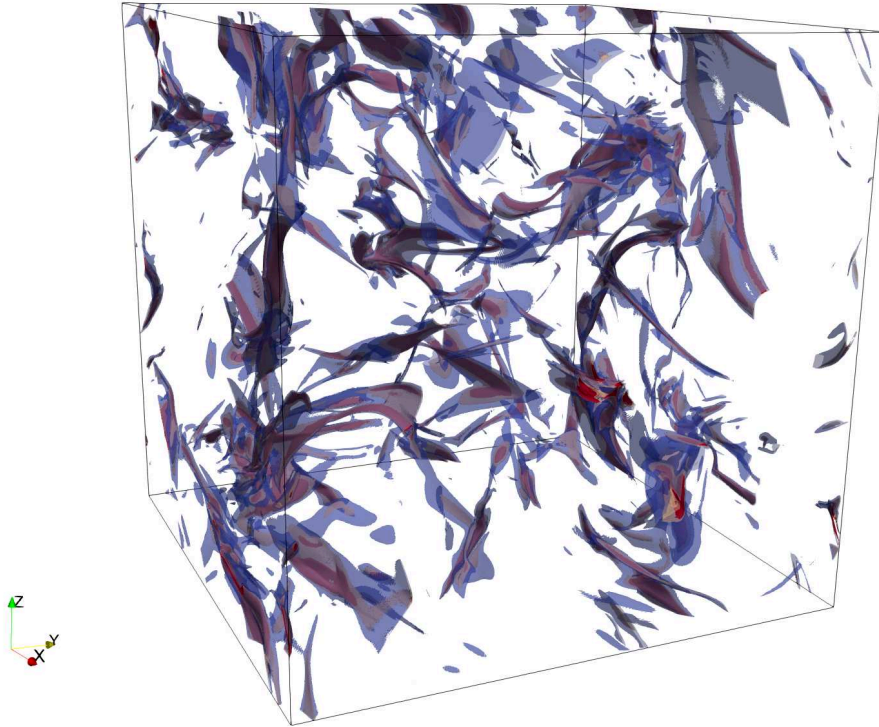


FIG. IV.1 Structures de dissipation intenses extraites d'une simulation avec les conditions initiales OT à $\mathcal{P}_m = 1$. Le pas de temps auquel ce cube est extrait est $t \simeq 1/3t_{\text{turnover}}$. Les structures sont représentées par des isosurfaces de dissipation. Le premier niveau en **bleu** est fixé à $\varepsilon_{\text{tot}}^{\text{corr}} = \langle \varepsilon_{\text{tot}}^{\text{corr}} \rangle + 4 \times \sigma_{\varepsilon_{\text{tot}}^{\text{corr}}}$. Le second est à 8 fois l'écart-type au-dessus de la valeur moyenne, en **beige**, et le dernier, en **rouge** est à 13,5 fois.

attendons à ce que de telles structures à forte dissipation soient associées à des gradients plus intenses et à une nature physique plus nette.

Nous voyons sur la figure IV.1 que les structures dissipatives extraites sont principalement des feuilles, ce qui sera quantitativement confirmé par une analyse de la géométrie locale des gradients (voir section IV.2.1 et figure IV.5). Une autre façon de le constater est de regarder une fine tranche du champ de dissipation dans notre simulation OT avec $\mathcal{P}_m = 1$ (figure IV.3) où la trace des feuilles apparaît comme de fines crêtes. Par rapport à la même figure pour les simulations incompressibles de Momferratos *et al.* (2014), les natures visqueuse et ohmique de la dissipation sont maintenant beaucoup plus enchevêtrées et se chevauchent même parfois.

La figure IV.4 montre comment la dissipation est distribuée en volume : elle donne le facteur de remplissage volumique des régions de grande dissipation en fonction de leur fraction de dissipation. Cette figure compile plusieurs pas de temps jusqu'à $t = 1.33t_{\text{turnover}}$, où $t_{\text{turnover}} = L/\sqrt{\langle u^2 \rangle} = 2\pi$ est le temps de rotation initial du tourbillon. Elle montre que l'intermittence de la dissipation diminue avec le temps, comme le nombre de Mach sonique r.m.s. diminue avec le temps (nous considérons des simulations de turbulence en déclin). On voit ici que les structures représentées sur la figure IV.1 (courbes jaunes ici,

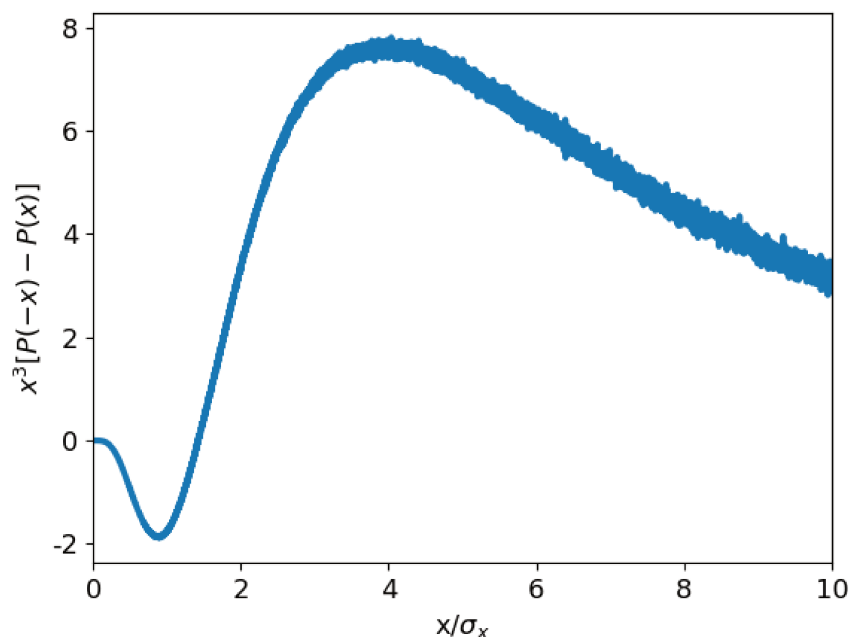


FIG. IV.2 Cette figure montre le poids des sauts de vitesse normalisés par une déviation standard dans la fonction de structure d'ordre 3. Considérons l'incrément de vitesse sur une distance donnée ℓ : $x = \delta_\ell u$. La fonction de structure d'ordre 3, qui correspond à la fonction de transfert de l'énergie en hydrodynamique incompressible, peut s'écrire $S_\ell(3) = \langle (\delta_\ell u)^3 \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} x^3 P(x) dx = \int_0^{+\infty} x^3 [P(x) - P(-x)]$. L'intégrande de cette intégrale est généralement négatif (ce qui produit une valeur négative, signature d'un transfert d'énergie vers les petites échelles). Nous en montrons ici l'opposé pour un lag ℓ de un pixel en fonction de l'incrément normalisé par sa déviation standard, dans le cas de la simulation ABC après un temps de retournement. Cette figure permet de montrer que la fonction de transfert est dominée par les événements de l'ordre de 3-4 déviations standard.

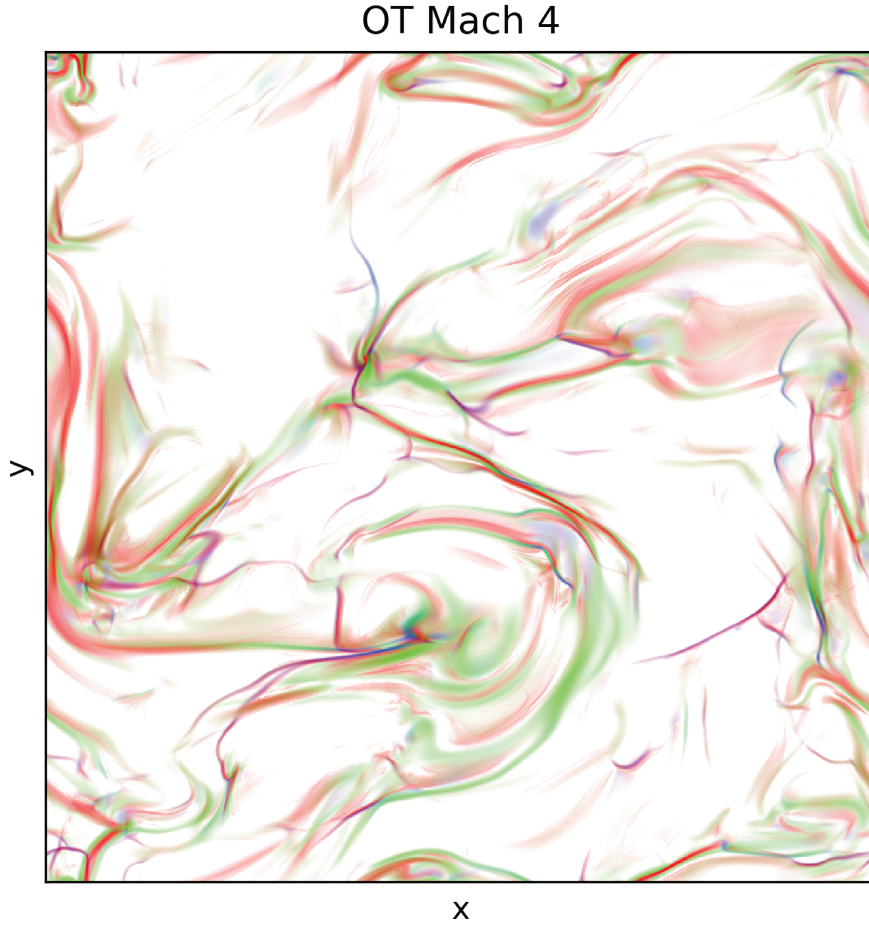


FIG. IV.3 Coupe de dissipation au temps $t = 1/3t_{\text{turnover}}$ pour les conditions initiales OT à $\mathcal{P}_m = 1$. Des seuils inférieur et supérieur ont été appliqués aux 3% de pixels présentant la plus petite et la plus grande dissipation, l'échelle d'intensité des pixels est logarithmique, tandis que les couleurs codent pour le Rouge : dissipation ohmique $\varepsilon_\eta = 4\pi\eta J^2$, Bleu : $4/3\rho\nu (\vec{\nabla} \cdot \vec{u})^2$ (chauffage visqueux par compression), et Vert : $\rho\nu (\vec{\nabla} \times \vec{u})^2$ (chauffage visqueux solénoïdal). Notez qu'il y a très peu de chauffage par compression (bleu).

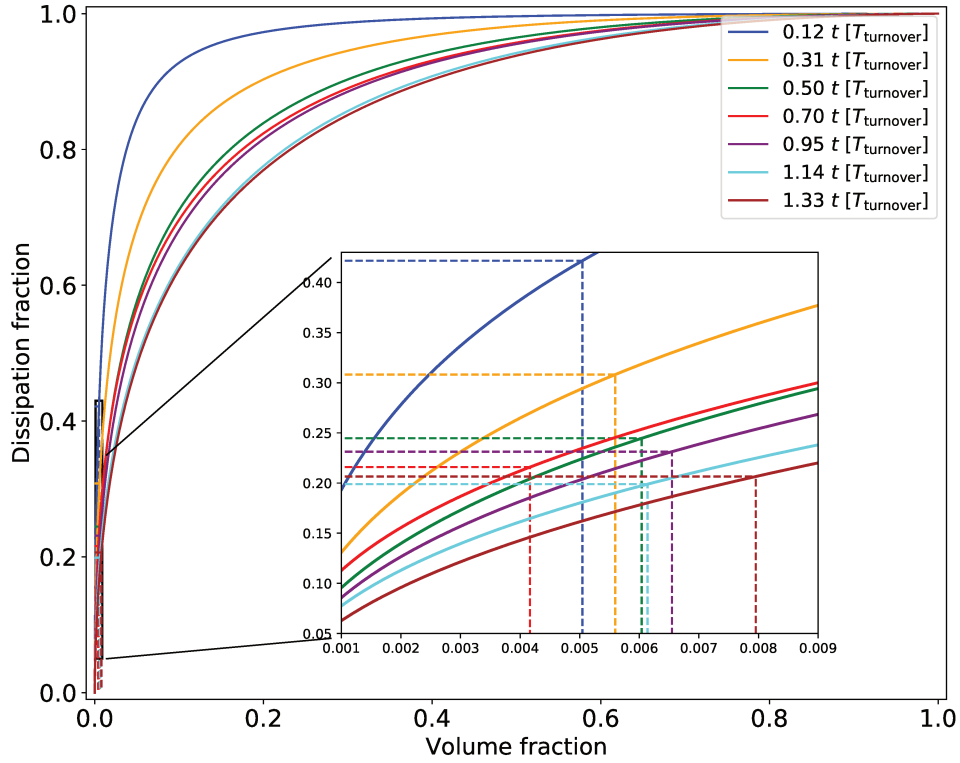


FIG. IV.4 *Facteur de remplissage de la dissipation pour une simulation avec des conditions initiales OT qui ont commencé à $\mathcal{M}_s = 4$. Chaque courbe colorée pleine donne la dissipation totale correspondant à la fraction du volume occupée par les régions les plus dissipatives pour différents pas de temps. Les lignes pointillées verticales marquent le volume occupé par le seuil sélectionné pour la détection de structure ($\varepsilon_{\text{tot}}^{\text{corr}} \geq \langle \varepsilon_{\text{tot}}^{\text{corr}} \rangle + 4 \times \sigma_{\varepsilon_{\text{tot}}^{\text{corr}}} \rangle$) et les lignes horizontales la fraction de dissipation globale qu'elle représente à chaque pas de temps.*

pour une dissipation supérieure à quatre écarts types au-dessus de la moyenne) occupent $\simeq 0,55\%$ du volume alors qu'elles sont à l'origine de $\simeq 30\%$ du taux de dissipation total.

IV.2 Étude des gradients

IV.2.1 Géométrie locale des gradients physiques

Nous savons que les événements locaux de dissipation intense sont causés par de fortes variations de certaines des variables d'état du fluide. Ici, nous voulons identifier les régions où l'état du fluide varie fortement et caractériser ses variations dans chaque direction.

L'état du fluide est caractérisé par les sept $(1+3+3)$ composantes de $\vec{W} = (\rho, \vec{u}, \vec{B})$, qui n'ont pas les mêmes dimensions physiques. Nous voulons mettre sur un pied d'égalité les variations de la densité, de la vitesse et des champs magnétiques. Par conséquent, nous devons rééchelonner le gradient de chaque composante de \vec{W} pour les rendre homogènes à la même dimension physique. Nous choisissons maintenant de définir le gradient

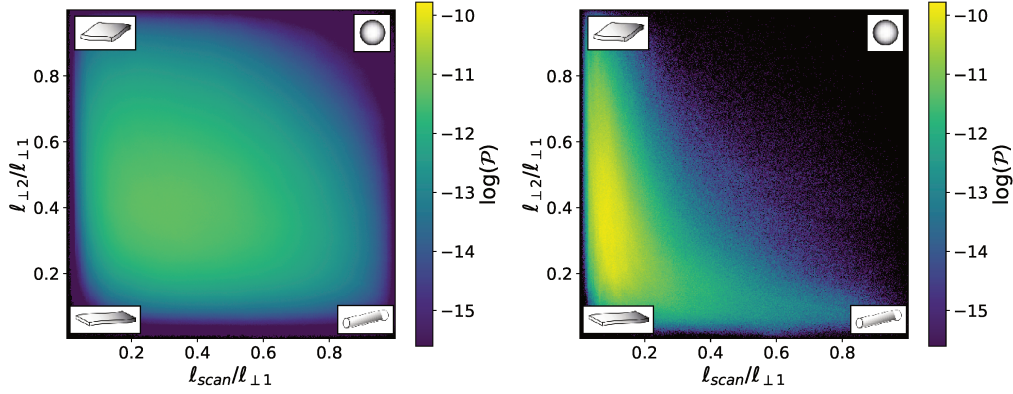


FIG. IV.5 La fonction de densité de probabilité conjointe 2D des rapports d'aspect des gradients. À gauche, les longueurs caractéristiques sont calculées pour toutes les cellules de simulation. À droite, le domaine est limité aux cellules où $\epsilon_{\text{tot}}^{\text{corr}} \geq \langle \epsilon_{\text{tot}}^{\text{corr}} \rangle + 4\sigma_{\epsilon_{\text{tot}}^{\text{corr}}}$. L'échelle de couleurs est logarithmique.

rééchelonné de \vec{W} dans une direction donnée \vec{r} comme suit

$$\partial_{\vec{r}} \vec{W} \equiv \left((\vec{r} \cdot \vec{\nabla}) \log \rho, \frac{1}{c} (\vec{r} \cdot \vec{\nabla}) \vec{u}, \frac{1}{c\sqrt{4\pi\rho}} (\vec{r} \cdot \vec{\nabla}) \vec{B} \right) \quad (\text{IV.2})$$

où $\hat{r} = \vec{r}/r$ est le vecteur unitaire dans la direction de \vec{r} . Ce gradient rééchelonné a la dimension de l'inverse d'une échelle de longueur, qui représente l'échelle de longueur typique sur laquelle les variables d'état varient dans la direction \hat{r} .

La norme de ce gradient sera grande chaque fois qu'il y aura un changement rapide dans une ou plusieurs variables d'état. Son carré peut être exprimé comme suit

$$\|\partial_{\vec{r}} \vec{W}\|^2 = \alpha_{ij} \hat{r}_i \hat{r}_j, \quad (\text{IV.3})$$

où $\alpha_{ij} = \partial_i \vec{W} \cdot \partial_j \vec{W}$ est une matrice 3×3 (et le produit scalaire s'applique aux vecteurs à sept composantes) avec des coefficients homogènes à une longueur inverse au carré. Elle est symétrique réelle, et donc diagonale dans une base orthonormée. Nous pouvons réécrire l'équation (IV.3) sous une forme plus explicite

$$\|\partial_{\vec{r}} \vec{W}\|^2 = \frac{1}{\ell_{\text{scan}}^2} (\hat{r} \cdot \vec{r}_{\text{scan}})^2 + \frac{1}{\ell_{\perp 1}^2} (\hat{r} \cdot \vec{r}_{\perp 1})^2 + \frac{1}{\ell_{\perp 2}^2} (\hat{r} \cdot \vec{r}_{\perp 2})^2 \quad (\text{IV.4})$$

où ℓ_{scan}^2 , $\ell_{\perp 1}^2$, et $\ell_{\perp 2}^2$ sont les inverses des valeurs propres associées aux vecteurs propres \vec{r}_{scan} , $\vec{r}_{\perp 1}$, et $\vec{r}_{\perp 2}$ de la matrice α_{ij} . L'équation (IV.4) montre comment le gradient des variables d'état dépend des directions. Un tracé polaire 3D de la norme de ce gradient prend la forme d'un ellipsoïde dont les axes principaux sont dans les trois directions orthogonales des valeurs propres de la matrice ci-dessus :

$$\ell_{\text{scan}} = \|\partial_{\vec{r}_{\text{scan}}} \vec{W}\|^{-1}, \quad \ell_{\perp 1} = \|\partial_{\vec{r}_{\perp 1}} \vec{W}\|^{-1}, \quad \ell_{\perp 2} = \|\partial_{\vec{r}_{\perp 2}} \vec{W}\|^{-1} \quad (\text{IV.5})$$

avec les trois échelles de longueur ordonnées de sorte que $\ell_{\text{scan}} \leq \ell_{\perp 1} \leq \ell_{\perp 2}$. Ces trois échelles de longueur de variation et leurs directions orthogonales associées caractérisent la géométrie locale des gradients des variables d'état du fluide.

La figure IV.5 montre comment les rapports d'aspect entre ces échelles de longueur de variation typiques sont distribués dans toutes les cellules d'une simulation (panneau de gauche) et pour seulement celles à forte dissipation (quatre écarts types par rapport à la moyenne, panneau de droite). Cela montre que la plupart des variables d'état du fluide varient principalement dans une direction pour les événements de dissipation extrême, alors que les rapports d'aspect couvrent la plupart des possibilités si nous considérons le domaine de simulation complet. Lorsqu'une direction de variation est dominante ($\ell_{\text{scan}} \ll \ell_{\perp 1} \leq \ell_{\perp 2}$), les quantités sont essentiellement constantes dans la direction orthogonale à celle-ci et la situation locale est donc presque 1D plan-parallèle. Nous définissons donc la planéité comme le rapport $\ell_{\perp 1}/\ell_{\text{scan}}$ qui est grand lorsque $\ell_{\text{scan}} \ll \ell_{\perp 1}$, c'est-à-dire lorsque la géométrie locale est proche du plan-parallèle.

Cette géométrie unidimensionnelle des gradients pour les régions de dissipation intense est cohérente avec la géométrie bidimensionnelle typique des structures trouvées dans la turbulence MHD Uritsky *et al.* (2010); Zhdankin *et al.* (2013); Momferratos *et al.* (2014). Sur les structures à dissipation intense, nous devrions donc pouvoir capturer la plupart des variations du fluide en parcourant celles le long de la direction du gradient maximal. Dans la section IV.3, nous utilisons \vec{r}_{scan} comme direction d'échantillonnage pour sonder la variation des quantités physiques autour des régions de forte dissipation.

En revanche, une inspection attentive de la figure IV.1 permet d'observer quelques petites structures filamenteuses. Certaines d'entre elles peuvent être repérées sur la figure IV.5 par une queue de faible probabilité dans le coin inférieur droit du panneau de droite, où les rapports d'aspect des gradients sont tels que $\ell_{\text{scan}} \simeq \ell_{\perp 1}$ tandis que $\ell_{\perp 1} \gg \ell_{\perp 2}$. Ces structures tubulaires seront malheureusement ignorées par notre investigation systématique qui se concentre sur les structures localement planes, mais nous avons vérifié a posteriori que ces structures ne représentent qu'une très faible fraction de la dissipation (moins d'un pour cent).

IV.2.2 Décomposition des gradient en ondes magnétohydrodynamiques idéales

Dans les régions où le gradient est strictement dans une direction, la dynamique du gaz est régie par des équations MHD 1D plan-parallèle, et nous montrons ici comment les gradients locaux peuvent être projetés sur des ondes MHD idéales.

Nous écrivons x la coordonnée spatiale le long de la direction du gradient et t la coordonnée temporelle. La condition $\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$ implique que $\partial_x B_x = 0$: la composante correspondante de $\partial_x \vec{W}$ est nulle. Il s'avère que les six composantes non nulles de $\partial_x \vec{W}$ peuvent être décrites par les six ondes MHD idéales, comme nous le montrons ci-dessous.

Les solutions d'ondes prennent la forme $\vec{W}(x, t) = \vec{F}(x - vt)$ où v est la vitesse de déplacement de l'onde. Nous notons que $\partial_t \vec{F} = -v \partial_x \vec{F}$ et nous introduisons cette forme dans la partie MHD *idéale* des équations (sans les termes de dissipation). Nous arrivons à un problème linéaire de valeurs propres pour lequel nous pouvons trouver six vecteurs propres $\partial_x \vec{F}$ avec des valeurs propres v correspondant aux six ondes de la MHD isotherme idéale¹. Nous les étiquetons par leur type d'onde s, i, f pour slow, intermédiaire et fast et leur direction de propagation R, L pour droite (ou avant, $v > 0$) et gauche (ou arrière,

1. Notez que formellement, trouver le gradient $\partial_x \vec{F}$ est équivalent à résoudre l'amplitude pour le problème de l'onde linéaire lorsque nous identifions $\partial_t \equiv -i\omega$, $\partial_x \equiv ik$ et $v = \omega/k$ correspond alors à la vitesse de phase.

$v < 0$). À une constante multiplicative près, les expressions de ces vecteurs propres sont (voir section 5.2.3 de Goedbloed *et al.* (2019) ou section 6.5 de Gurnett et Bhattacharjee (2005), par exemple) :

- pour les ondes intermédiaires (Alfvén)

$$\partial_x \vec{F}_i^{R,L} \propto (0, \epsilon^{R,L} \vec{a}_t^\perp, -\text{sign}(a_x) \vec{a}_t^\perp) \quad (\text{IV.6})$$

où $\epsilon^{R,L} = -1$ pour les ondes allant vers la gauche (vers l'arrière) et $\epsilon^{R,L} = 1$ pour les ondes allant vers la droite (vers l'avant), $\vec{a} = \vec{B}/\sqrt{4\pi\rho}$ est le vecteur vitesse d'Alfvén, \vec{a}_t est la composante transverse de \vec{a} , a_x est sa composante suivant x et \vec{a}_t^\perp est \vec{a}_t tourné de $\pi/2$ dans le plan transverse. La première composante de ce gradient est nulle, donc la densité est uniforme. Et le champ magnétique transverse a son gradient orthogonal à lui-même : le champ magnétique transverse tourne dans le plan transverse lorsqu'on progresse dans la direction du scan. La vitesse de déplacement correspondante est $c_i^{R,L} = \epsilon^{R,L} |a_x|$.

- pour les ondes magnétosoniques fast et slow

$$\partial_x \vec{F}_{s,f}^{R,L} \propto \left(-\frac{c}{c_{s,f}^{R,L}}, \hat{x} - \frac{a_x}{d} \vec{a}_t, \frac{c_{s,f}^{R,L}}{d} \vec{a}_t \right) \quad (\text{IV.7})$$

où la vitesse de propagation $c_{s,f}^{R,L}$ se lit :

$$c_{s,f}^{R,L} = \epsilon^{R,L} \sqrt{(c^2 + a^2) + \epsilon_{f,s} \sqrt{(c^2 + a^2)^2 - 4a_x^2 c^2}} \quad (\text{IV.8})$$

avec $d = (c_{s,f}^{R,L})^2 - a_x^2$ et $\epsilon_{f,s} = 1$ pour les ondes fast ou -1 pour les ondes slow. Ces ondes sont compressives (le gradient de densité est non nul) et le gradient du champ magnétique transverse est aligné avec le champ magnétique même. En d'autres termes, le champ magnétique transverse reste dans la même direction, qui se trouve être également la même direction que la variation de la vitesse transverse. La variation de la vitesse et le champ magnétique restent donc tous deux dans le plan défini par la direction de scan \hat{x} et le champ transverse initial (une propriété parfois appelée la *coplanarité* de ces ondes).

Ces six gradients forment une base orthogonale que l'on peut facilement normaliser pour en faire une base orthonormale $\vec{e}_{s,i,f}^{R,L} = \partial_x \vec{F}_{s,i,f}^{R,L} / \|\partial_x \vec{F}_{s,i,f}^{R,L}\|$.

Tout gradient $\partial_x \vec{W}$ peut maintenant être facilement décomposé en six ondes en calculant le produit scalaire $\alpha_{s,i,f}^{R,L} = \vec{e}_{s,i,f}^{R,L} \cdot \partial_x \vec{W}$. Grâce à l'orthonormalité, nous avons $\sum_{R,L,s,i,f} (\alpha_{s,i,f}^{R,L})^2 = \|\partial_x \vec{W}\|^2$ et chaque coefficient $(\alpha_{s,i,f}^{R,L})^2 / \|\partial_x \vec{W}\|^2$ peut être interprété comme un coefficient de 0 à 1 qui caractérise la similitude du gradient $\partial_x \vec{W}$ à l'onde MHD idéale correspondante. Nous appelons "onde la plus représentative" l'onde ayant le plus grand coefficient dans cette décomposition. L'onde la plus représentative caractérise le gradient local comme slow, intermédiaire ou fast, chacun dans une version allant à gauche (vers l'arrière) ou à droite (vers l'avant) selon le signe de sa vitesse par rapport au fluide $c_{s,i,f}^{R,L}$. Notons également que cette décomposition ne change pas si on ajoute un vecteur constant à la vitesse : elle est indépendante du choix du référentiel galiléen.

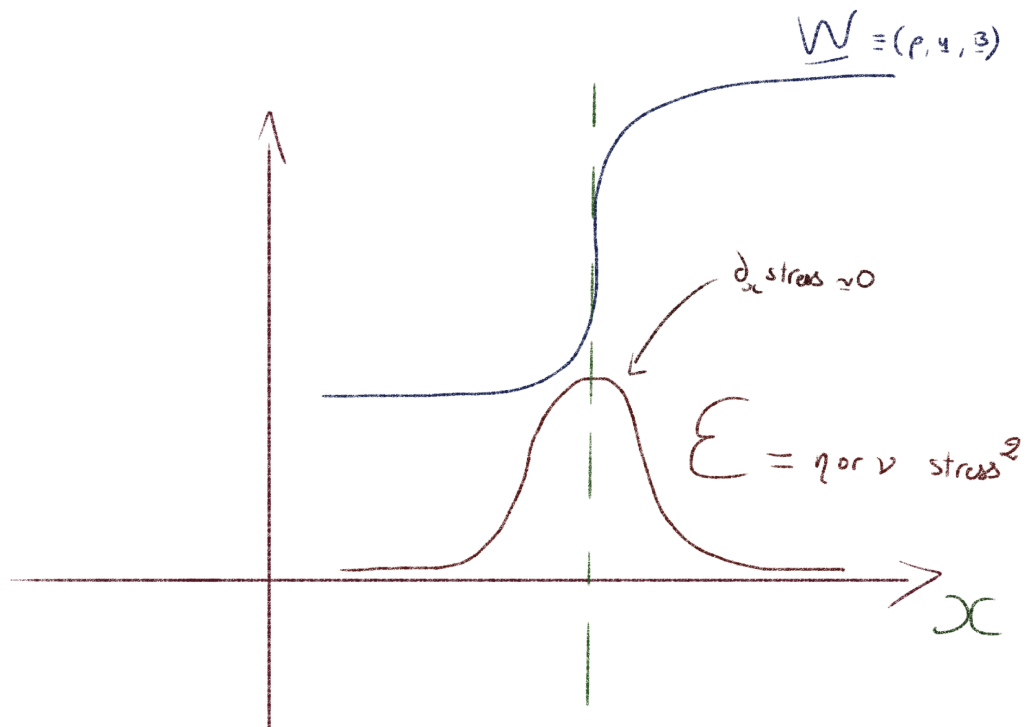


FIG. IV.6 Schéma du profil d'une onde non-linéaire : il relie deux états stationnaires 1 et 2 par une continuité d'états du fluide (une ligne continue dans l'espace des états \vec{W}). La dissipation est proportionnelle au carré du tenseur des contraintes, lui-même proportionnel à des dérivées premières du vecteur d'état. La dissipation est donc maximale là où ces dérivées le sont, donc là où la dérivée des composantes du tenseur des contraintes sont proches de zéro. Au maximum de dissipation, les termes dissipatifs des équations de la dynamique (comme $\partial_j \mu \tau_{ij}$) sont donc petits. En d'autres termes, la physique dissipative 1D se comporte comme la physique idéale 1D.

Jusqu'à présent, nous n'avons considéré que les solutions ondulatoires de la partie *idéale* des équations de la MHD, alors que les gradients dans notre simulation résultent de l'évolution de la MHD entièrement dissipative. Considérons maintenant une solution d'onde non linéaire de la MHD 1D entièrement dissipative $\vec{F}_{\text{full}}(x - v_{\text{full}}t)$, comme les chocs isothermes de la sous-section III.2.2.1, par exemple. Le profil de cette onde relie continuellement deux états uniformes appariés par les relations de Rankine-Hugoniot (voir sous-section II.3.1), comme sur la figure IV.6. Ces deux états sont séparés par une région où se produit la dissipation. Considérons l'état du gaz au maximum local de la dissipation : c'est là que les gradients des variables d'état sont les plus grands, et où le gradient des contraintes visqueuses et résistives est susceptible d'être faible (car nous sommes proches de leur maximum). À cet endroit, la physique dissipative 1D se comporte comme la physique idéale 1D, et nous pouvons nous attendre à ce que les gradients mesurés soient quasiment parallèles à l'un des gradients d'onde idéale que nous avons décrits ci-dessus. En conséquence, la vitesse de l'onde entièrement dissipative devrait être bien approximée par son estimation idéale : $v_{\text{full}} \simeq u_x + c_{s,i,f}^{R,L}$ pour l'onde la plus représentative au maximum de la dissipation. Nous utiliserons cette propriété dans la suite pour estimer la vitesse en régime permanent des structures que nous détectons (voir section IV.5.2). De plus, nous avons étudié les gradients des profils de chocs isothermes semi-analytiques (calculés dans la sous-section III.2.2.1) et nous avons remarqué que les gradients des chocs slow sont dominés par des ondes slow tout au long de leurs profils. De même, les gradients des chocs fast sont dominés par les ondes fast. Ce résultat semble naturel mais nous trouvons néanmoins surprenant que la physique dissipative n'affecte pas plus la nature des gradients et nous n'avons pas encore trouvé d'explication satisfaisante à ce comportement.

Enfin, notons que nous pouvons toujours décomposer un gradient dans une direction donnée, mais cela a moins de sens si le gradient 3D n'est pas fortement dominé par une seule direction. En sélectionnant des cellules dissipatives intenses, cependant, nous avons plus de chances de nous trouver dans une situation où le gradient est bien dirigé (voir la figure IV.5 et la sous-section précédente).

IV.3 Identification de la nature des structures

IV.3.1 Extraction des profils

Nous considérons chaque structure connexe de dissipation une par une. Pour un choix de cellules (voir notre stratégie de sélection dans la sous-section IV.3.5), nous prenons \hat{r}_{scan} comme direction de scan sur laquelle nous échantillonons le champ magnétique, la vitesse du plasma, la densité et la pression totale $P = \rho c^2 + \frac{1}{8\pi} \|\vec{B}_{\perp}\|^2$ où \vec{B}_{\perp} est le champ magnétique transverse à la direction de scan. Notez que nous n'incluons pas la contribution à la pression totale de la composante du champ magnétique dans la direction de scan, car elle doit rester uniforme le long de cette direction. Nous interpolons linéairement leurs valeurs toutes les 0,2 longueur de côté de cellule (ceci afin d'éviter les asymétries de précision résultant de la position décalée des composantes du champ magnétique). Comme dans SHOCKFIND (Lehmann *et al.*, 2016), dont l'algorithme est présenté section II.3.2.4, chaque valeur est ensuite moyennée sur un disque de 3 cellules de rayon, orthogonal à la direction de scan. Cela permet de lisser les profils et de rendre notre identification moins sensible à l'orientation de la direction de scan par rapport aux bords des cellules. Des

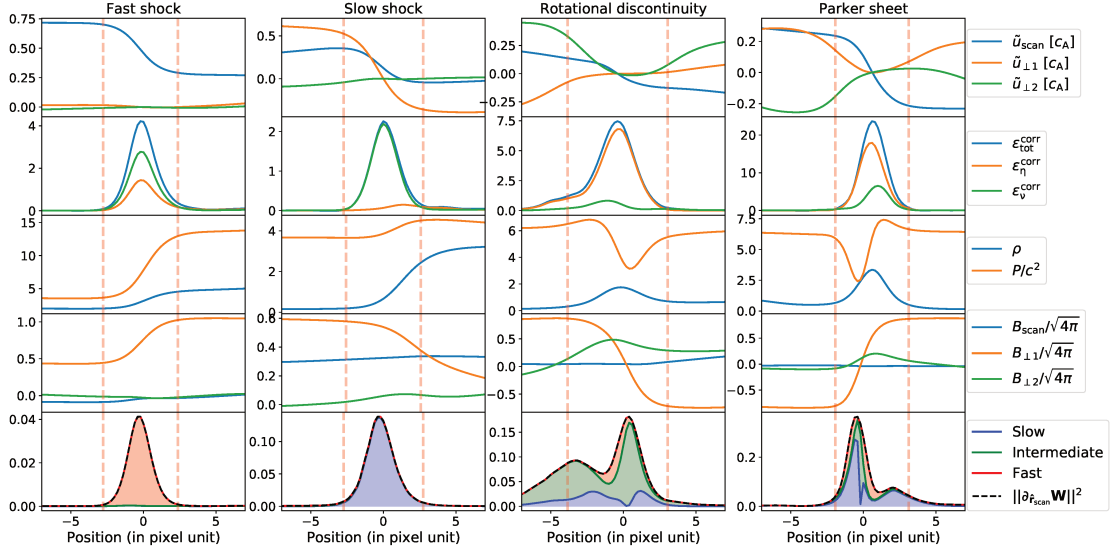


FIG. IV.7 Profils de scan typiques utilisés pour identifier les différents types de structures de dissipation dans nos simulations. Les quatre premières rangées de graphiques montrent respectivement les vitesses (dans le référentiel de vitesse local du scan, et en unités de vitesse d'Alfvén), les taux de dissipation, les profils de densité et de pression totale, et les composantes du champ magnétique. La dernière ligne montre la décomposition des gradients en ondes pures. Les surfaces colorées entre les courbes sont proportionnelles au poids de chaque onde pure correspondante (dans la décomposition présentée dans la section IV.2.2). Les lignes verticales en pointillés sur chaque tracé marquent les positions de pré et post-discontinuité que nous définissons dans la section IV.3.2.

scans typiques sont présentés sur la figure IV.7.

IV.3.2 Positions pre- et post-discontinuité

Pour identifier chaque côté de la discontinuité causant le pic de dissipation, nous définissons des positions de référence avant et après la discontinuité. Pour ce faire, nous examinons le profil de dissipation totale dans la direction du scan (figure IV.7, deuxième ligne), et nous estimons l'échelle locale de variation de la dissipation ℓ_ε en ajustant une parabole sur $\log \varepsilon_{\text{tot}}^{\text{corr}}$ sur deux longueurs de cellule. L'échelle résultante ℓ_ε est généralement comprise entre 2 et 4 longueurs de cellules. Nous adoptons $\pm 3 \ell_\varepsilon$ comme un bon compromis : pas trop près de la couche dissipative pour que les termes dissipatifs soient négligeables et pas trop loin pour que la dynamique soit encore dominée par celle-ci.

Pour améliorer la fiabilité de nos critères d'identification, nous nous autorisons à changer le signe du vecteur directeur r_{scan} . Nous adoptons la direction dans laquelle la pression et la densité totales augmentent de la pré-discontinuité à la post-discontinuité. Le signe de $r_{\perp 1}$ est modifié pour conserver un système de coordonnées direct. Si les variations de densité et de pression totale sont opposées, nous choisissons alors la direction de propagation de l'onde pure dominante dans la décomposition du gradient en ondes pures présentée

dans la section IV.2.2.

IV.3.3 Critères heuristiques d'identification

Nous concevons d'abord trois catégories selon la classification classique des types de sauts MHD qui dérivent des conditions de Rankine-Hugoniot (RH) : les chocs fast, les chocs slow et les discontinuités d'Alfvén (voir section II.3.2). Nous définissons trois critères heuristiques pour trier les profils résultants dans ces catégories :

- H1. **Choc fast** : Augmentation de la pression totale et augmentation du champ magnétique transverse.
- H2. **Choc slow** : Augmentation de la densité et diminution du champ magnétique transverse.
- H3. **Discontinuité d'Alfvén** : Bosse de densité et creux de champ magnétique transverse.

Pour déterminer la variation des profils, nous examinons les valeurs des positions pré-discontinuité, pic de dissipation et post-discontinuité, chacune de ces valeurs étant moyennée sur une fenêtre latérale d'une cellule pour éviter les variations parasites. Par " augmentation " et " diminution ", nous entendons que la variation est monotone entre ces trois positions, tandis que par " bosse " (resp. " creux "), nous entendons que la valeur centrale est supérieure (resp. inférieure) aux deux autres positions.

Pour l'identification des chocs, les densités et pressions totales doivent augmenter. Cependant, pour les chocs fast, le saut de densité est faible par rapport au saut de pression totale. Dans certains cas, l'incertitude sur la position du post-choc pourrait conduire à une non-identification si la relaxation de la pression post-choc à celle du milieu ambiant est assez rapide. C'est pourquoi nous ne considérons pas l'augmentation de la densité comme un critère fiable pour l'identification d'un choc fast. Les chocs slow sont le cas inverse, le saut de pression total est faible par rapport au saut de densité. Nous n'incluons donc pas le critère de la hausse de pression totale pour les identifier.

Les profils qui n'entrent dans aucune des catégories sont marqués comme non identifiés.

IV.3.4 Critères sur la décomposition en ondes

Nous complétons maintenant ces critères heuristiques en utilisant la méthode de décomposition par gradient décrite dans la section IV.2.2. La décomposition par gradient est une autre méthode permettant de caractériser localement la nature des variations des variables d'état du gaz à travers les discontinuités. L'utilisation de cette technique sur les profils analytiques de chocs fast et slow isothermes 1D (tels que calculés dans la section III.2.2, partie III.2.2.1) nous montre qu'ils se décomposent presque purement en ondes magnéto-soniques respectivement fast et slow. Nous n'avons pas d'information préalable sur la décomposition en ondes des discontinuités d'Alfvén, mais nous trouvons que les profils correspondant à nos critères heuristiques pour les discontinuités d'Alfvén donnent deux cas exclusifs : soit ils se décomposent principalement en ondes intermédiaires, soit ils se décomposent principalement en ondes magnéto-soniques slow (autrement dit ces gradients ne sont jamais dominés par l'onde fast).

Pour le cas spécifique d'une inversion de champ magnétique transverse (c'est-à-dire que les champs magnétiques transversaux sont opposés l'un à l'autre sur les faces pré-

et post- du profil), nous constatons qu'il y a deux façons possibles de passer d'un côté à l'autre : on peut tourner de façon continue jusqu'à atteindre l'angle π , ou on peut utiliser une trajectoire coplanaire en réduisant le champ jusqu'à ce qu'il disparaisse, puis en l'étendant dans l'autre direction. Ces deux situations ne peuvent pas être distinguées à partir des seules valeurs de pré et post-discontinuité. La différence réside dans la structure interne de la discontinuité elle-même, avec dans un cas une rotation (qui présente une décomposition du gradient dominée par des ondes intermédiaires) et dans l'autre cas une variation co-planaire du champ magnétique transverse (pour laquelle nous trouvons une décomposition du gradient dominée par des ondes magnétosoniques slow).

Pour chaque scan, nous estimons donc le poids relatif de chaque type de décomposition en ondes pures, moyenné sur le scan, comme suit

$$\mathcal{F}_{s,i,f} = \frac{\int_{x_{\text{pre}}}^{x_{\text{post}}} dx \left[(\hat{e}_{s,i,f}^R \cdot \partial_{\hat{x}} \vec{W})^2 + (\hat{e}_{s,i,f}^L \cdot \partial_{\hat{x}} \vec{W})^2 \right]}{\int_{x_{\text{pre}}}^{x_{\text{post}}} dx \|\partial_{\hat{x}} \vec{W}\|^2} \quad (\text{IV.9})$$

où les indices s, i, f sont pour slow, intermédiaire ou fast. x est la position le long de l'axe de scan. x_{pre} et x_{post} sont respectivement les positions avant et après la discontinuité. On note que $\mathcal{F}_s + \mathcal{F}_i + \mathcal{F}_f = 1^2$.

Nos critères d'identification prennent en compte la concordance entre la méthode heuristique et la méthode de décomposition par gradient d'onde pure. Nous définissons donc comme identifiées uniquement les structures qui montrent un accord entre les méthodes selon ces critères :

1. **Choc fast** : H1 et gradients à dominante fast ($\mathcal{F}_f > \mathcal{F}_s$ et $\mathcal{F}_f > \mathcal{F}_i$)
2. **Choc slow** : H2 et gradients à dominante slow ($\mathcal{F}_s > \mathcal{F}_f$ et $\mathcal{F}_s > \mathcal{F}_i$)
3. **Discontinuité rotationnelle** : H3 et gradients à dominante intermédiaire ($\mathcal{F}_i > \mathcal{F}_f$ et $\mathcal{F}_i > \mathcal{F}_s$)
4. **Nappe de Parker ("Parker sheet" en anglais)** : H3 et gradients slow dominants ($\mathcal{F}_s > \mathcal{F}_f$ et $\mathcal{F}_s > \mathcal{F}_i$).

Des exemples typiques de profils des quatre types d'événements dissipatifs que nous rencontrons sont présentés sur la figure IV.7. Pour certains profils, le poids dominant des ondes ne correspond pas au type heuristique : nous les signalons comme mal identifiés.

IV.3.5 Stratégie de scan

Nous examinons chaque structure de dissipation connectée une par une. Nous trions les cellules d'une structure donnée par planéité décroissante ($\ell_{\perp 1}/\ell_{\text{scan}}$) pour obtenir l'identification la plus fiable : les cellules les plus planes sont scannées en premier. Pour éviter le chevauchement des domaines d'intégration et gagner du temps de calcul, une fois qu'un scan a été identifié, nous retirons les cellules qui l'entourent des autres cellules à identifier : nous enlevons toutes les cellules qui appartiennent à un parallépipède rectangle, dont les faces carrées sont orthogonales à l'axe de scan et ont une longueur de côté de 20 cellules. Nous examinons ensuite la cellule suivante la plus plane dans le reste de

2. Techniquement, lorsque la composante $\partial_x B_x$ est présente dans le calcul du gradient, il peut arriver que la somme soit < 1 si les gradients ne sont pas purement 1D. En réalité, nous éliminons cette composante du gradient de sorte que la somme fait effectivement 1.

la structure, jusqu'à ce que nous ayons épuisé toutes les cellules de cette structure. Une fois que nous avons considéré toutes les structures disponibles dans le domaine de calcul, nous avons une liste de scans avec leur identification.

IV.3.6 Identifications ratées

En utilisant ces deux ensembles de critères assez indépendants, nous avons biaisé nos identifications vers plus de faux négatifs et moins de faux positifs. Ainsi, il reste de nombreux scans mal identifiés parce qu'ils ne correspondent à aucun de nos critères heuristiques (scans non identifiés) ou parce que les deux ensembles de critères ne correspondent pas (scans mal identifiés). Nous énumérons ici certaines des raisons pour lesquelles nos critères d'identification peuvent manquer une fraction significative des scans.

Les principaux coupables sont les scans "de bord". Ce sont des scans à la périphérie des structures où la direction principale du gradient est moins bien définie et où la direction de scan est donc moins pertinente. Par exemple, la direction de scan n'est pas pertinente dans le cas des petites structures en forme de filaments observées sur les figures IV.1 et V.9, où les scans entrent probablement au moins dans la catégorie des scans mal définis. De plus, lorsque deux structures sont trop proches l'une de l'autre, la partie heuristique de l'identification est confuse, car les bosses ou les sauts sont moins bien définis. Notez que la décomposition en ondes souffre moins des structures adjacentes, car elle n'est sensible qu'à l'échelle de la cellule. Certaines des non-identifications pourraient également être dues à la présence de chocs intermédiaires (voir la section IV.3.7 ci-dessous) mais nous pensons qu'elles ne représentent probablement qu'une petite fraction.

Étant donnée la forte corrélation entre nos deux ensembles de critères d'identification (heuristique et ondes pures), on pourrait suggérer d'utiliser uniquement la décomposition en ondes pures pour augmenter considérablement le taux d'identification. Nous atteindrions ainsi 100% d'identification, mais nos résultats seraient alors sujets à caution, et seraient biaisés vers les faux positifs. En effet, il faudrait restreindre cette décomposition en onde pure aux cellules les plus planes où l'approche par gradient a du sens. De plus, nous savons que les chocs slow et les nappes de Parker ont la même décomposition, il serait donc encore nécessaire d'utiliser des critères supplémentaires sur, par exemple, la variation de la densité pour les distinguer. Enfin, nous classerions mal les chocs intermédiaires lorsqu'ils apparaissent.

IV.3.7 Considérations sur les chocs intermédiaires

Si des chocs intermédiaires sont présents dans nos simulations, nos critères heuristiques les manqueraient volontairement, et ils tomberaient dans la catégorie non identifiée. En effet, ces chocs ont un saut de densité et un saut de pression totale, mais présentent souvent un creux de champ magnétique transverse, car celui-ci peut s'annuler sur la structure. Nous avons choisi de ne pas ajouter ce critère ici car nous n'aurions pas eu un critère indépendant sur les gradients pour consolider ce critère heuristique. Cela pourrait être une raison pour laquelle nous obtenons moins d'identification dans le cas OT aux premiers temps, qui semble plus enclin à générer des chocs. Nous avons en effet tenté de cibler les chocs intermédiaires, et avons trouvé quelques cas convaincants (par exemple IV.8). Cependant, l'incertitude sur notre estimation de la vitesse de propagation de ces

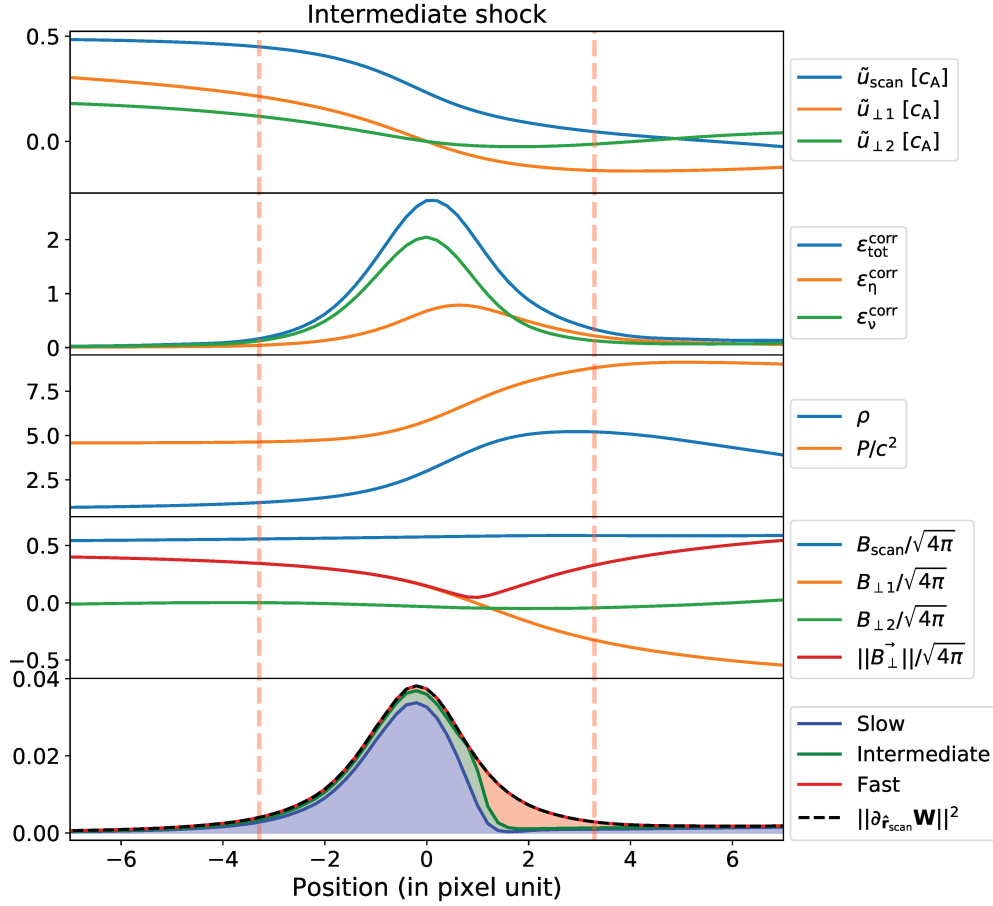


FIG. IV.8 Profils d'une structure qui a toutes les propriétés d'un choc intermédiaire. Les quatre premières rangées de graphiques montrent respectivement les vitesses (dans le référentiel de vitesse local du scan, et en unités de vitesse du son), les taux de dissipation, les profils de densité et de pression totale, et les composantes du champ magnétique. La dernière ligne montre la décomposition des gradients en ondes pures. Les surfaces colorées entre les courbes sont proportionnelles au poids de chaque onde pure correspondante (dans la décomposition présentée dans la section IV.2.2). Les lignes verticales en pointillés sur chaque tracé marquent les positions de pré et post-discontinuité que nous définissons dans la section IV.3.2.

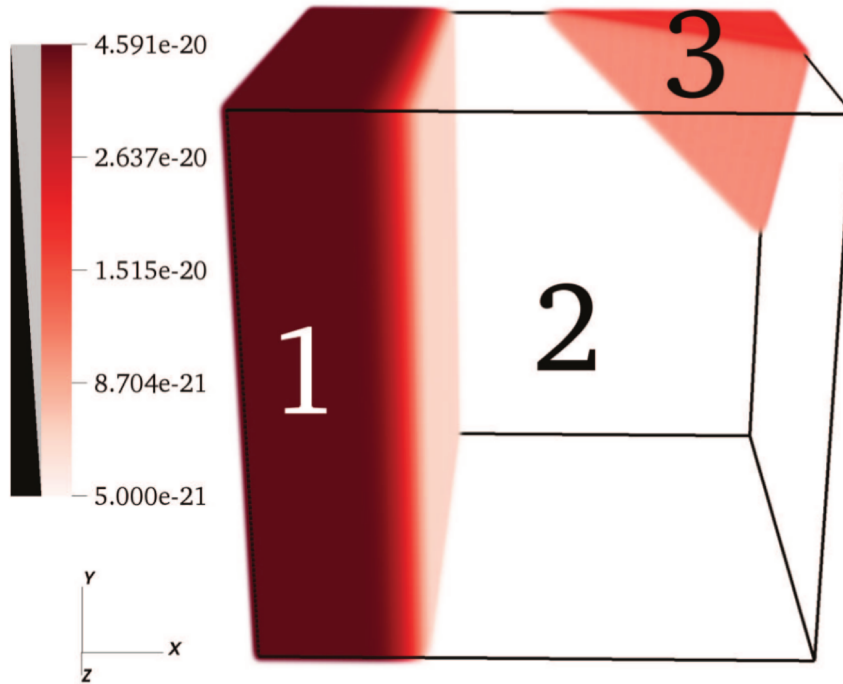


FIG. IV.9 Cette figure extraite de (Lehmann et al., 2016) montre la configuration adoptée pour le test de chocs obliques. L'extrait du cube montré ici correspond seulement à la région centrale du domaine de calcul complet (en réalité l'interface 2-3 intersecte les grandes diagonales des faces du domaine cubique de simulation). Il montre la géométrie initiale des trois régions homogènes.

discontinuités rend difficile la validation des régimes de vitesse de ces chocs sur une population statistiquement significative. Nous avons donc décidé de reporter notre étude sur ces chocs. En tous cas, la fraction de non-identification que nous publions ici met une limite supérieure à la fraction de chocs intermédiaires.

IV.4 Test de l'obliquité de la grille

Nos modèles semi-analytiques de chocs MHD 1D stationnaires ont permis de montrer la pertinence de notre décomposition en ondes idéales et de la tester dans le cas 1D. Mais il restait à mettre à l'épreuve notre algorithme dans le cas 3D, pour vérifier à la fois que notre analyse géométrique des gradients retrouve bien les bonnes directions et qu'une discontinuité de guingois par rapport à la grille de calcul n'altère pas la nature de la décomposition en gradients.

Nous avons donc repris le test proposé pour SHOCKFIND qui teste une situation avec un choc slow le long d'une direction de la grille avec un choc fast oblique par rapport à la grille de calcul. Ce test consiste à démarrer la simulation avec trois régions homogènes.

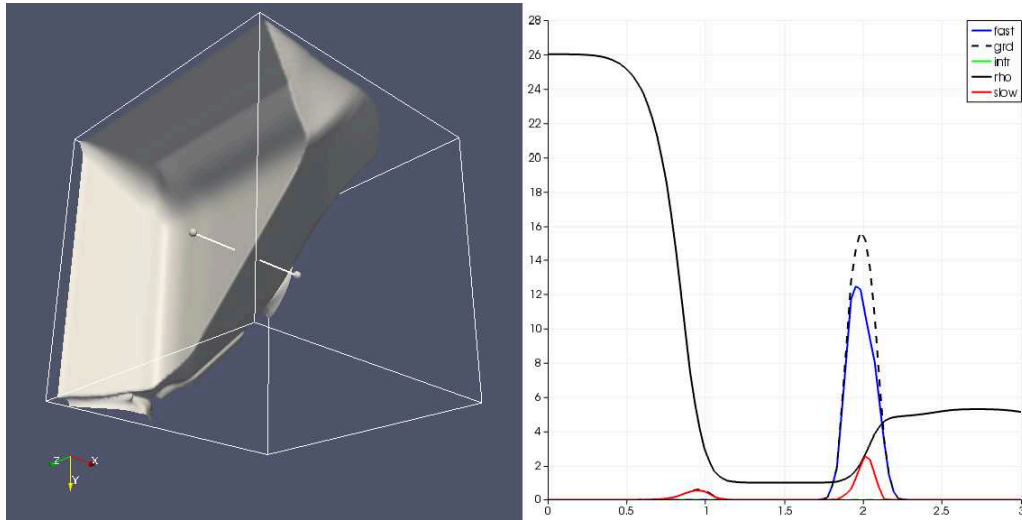


FIG. IV.10 Le panneau de gauche de cette figure montre l'interface entre les régions à l'aide d'un contour grisé de densité 20% au-dessus de la densité minimum (dans la région 2 de basse densité). Ce cliché se situe un temps d'évolution significatif après la situation initiale, et on distingue d'autres chocs générés par les discontinuités induites aux limites du domaine de calcul par nos conditions aux bords périodiques. Sur le panneau de droite, un profil des gradients rencontrés lors de la traversée des deux interfaces est réalisé qui affiche la densité (trait plein noir) la norme totale du gradient (tirets noirs), et les contributions de la décomposition en gradients fast (bleu), intermédiaire (vert) et slow (rouge). C'est le choc fast (interface entre les régions 2 et 3) qui est de biais par rapport à la grille de calcul.

Fast oblique	ρ	ρu_x	ρu_y	ρu_z	$B_x/\sqrt{4\pi}$	$B_y/\sqrt{4\pi}$	$B_z/\sqrt{4\pi}$
Région 1	26.039	100.212	25.822	0	-1.125	-0.244	0
Région 2	1	2.887	2.887	-2.887	1.125	1.125	0
Région 3	4.936	5.728	5.728	2.791	3.339	3.339	4.428

TABLE IV.1 – Table des valeurs d'état du gaz dans nos trois régions pour le choc fast oblique isotherme. Les valeurs sont adimensionnées comme dans nos simulations (cf. III.3.1).

Slow oblique	ρ	ρu_x	ρu_y	ρu_z	$B_x/\sqrt{4\pi}$	$B_y/\sqrt{4\pi}$	$B_z/\sqrt{4\pi}$
Région 1	4.547	30.8638	7.821	-13.128	1.125	6.311	0
Région 2	1	2.887	2.887	-2.887	1.125	1.125	0
Région 3	21.834	44.825	44.825	-63.371	0.907	0.907	-0.436

TABLE IV.2 – Table des valeurs d'état du gaz dans nos trois régions pour le choc slow oblique isotherme. Les valeurs sont adimensionnées comme dans nos simulations (cf. III.3.1).

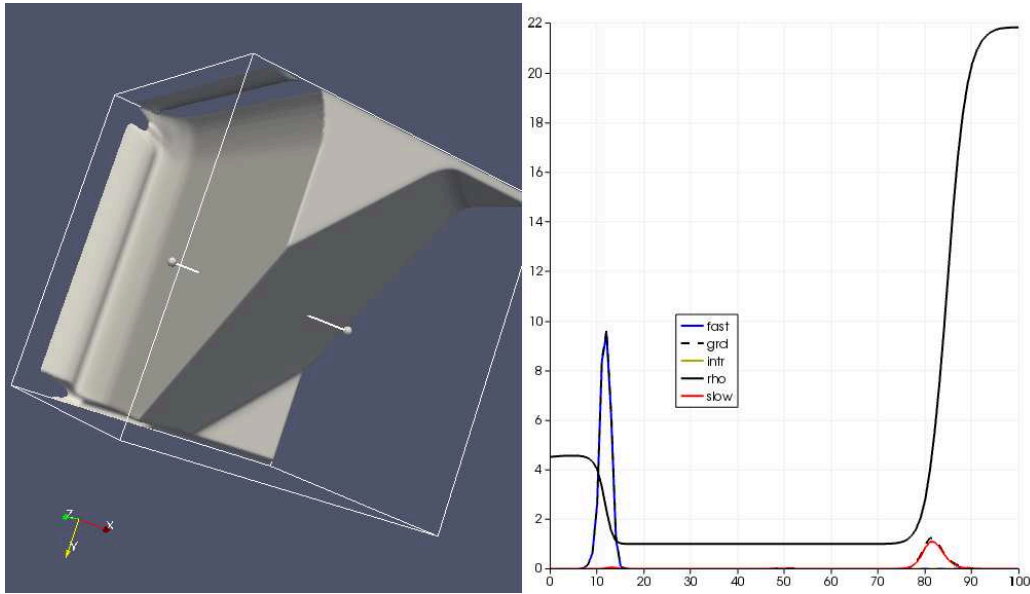


FIG. IV.11 Môme figure qu'en figure IV.10 mais c'est à présent l'interface du slow choc qui est de biais (entre les régions 2 et 3) par rapport à la grille de calcul. Ce cliché se situe à un temps plus court que pour la figure précédente.

La région centrale (2) est un pré-choc commun aux deux chocs, les régions (1) et (3) correspondent respectivement au post-shock d'un shock slow et d'un shock fast (voir figure IV.9) ou inversement. Nous avons bien sûr recalculé les valeurs pour les adapter à notre situation de MHD isotherme (voir les tableaux IV.2 et IV.1 pour les cas où c'est respectivement le choc slow ou fast qui est oblique par rapport à la grille). On laisse ensuite évoluer la simulation quelques temps, puis on calcule les gradients sur tout le domaine et on les décompose. On examine alors les profils de ces gradients au travers des deux chocs (voir figure IV.10 pour le cas où le choc fast est de biais). On constate que la nature des chocs est très bien identifiée par la décomposition en gradients. Le choc fast lorsqu'il est de biais acquiert une petite contribution slow cependant. Dans le cas où le choc fast est droit par rapport à la grille de calcul (voir figure IV.11) cette contribution est absente (bien que les figures montrent deux temps différents, nous avons vérifié qu'elle est toujours absente pour le même temps d'évolution). Le choc slow quant à lui est purement slow quelle que soit l'orientation de la grille, conformément à nos calculs 1D. Les chocs fast sont donc plus sensibles à l'orientation de la grille que les slow, mais cette orientation joue somme toute assez peu.

Nous n'avons pas cherché à réaliser de tests pour les chocs intermédiaires ni pour les discontinuités rotationnelles faute de modèle simple 1D pour les tester. Nous aurions sans doute pu et dû tester les nappes de Parker pour lesquelles des modèles 1D existent, mais pour lesquels nous avons moins d'expertise. Nous espérons que la communauté de calcul des plasmas aura à cœur de réaliser ces expériences.

IV.5 Validation des identifications

Les relations de Rankine-Hugoniot (RH) expriment les conditions de saut à travers les discontinuités dans leur référentiel stationnaire (Macquorn Rankine, 1870). Les relations RH sont valables dans une situation très spécifique où le fluide est stationnaire, avec une symétrie parallèle au plan et des conditions homogènes de part et d'autre d'une discontinuité. Rien ne semble a priori plus éloigné que nos simulations de turbulence développée. Néanmoins, nous voulons vérifier si notre identification de structures permet de récupérer certaines des propriétés attendues des relations RH. Si elles se vérifient, cela donnerait plus de poids aux critères de sélection que nous avons conçus, et cela généraliserait à la MHD 3D les résultats de Lesaffre *et al.* (2020) qui ont trouvé que dans la turbulence non magnétisée en décroissance 2D, des chocs en régime permanent 1D pouvaient être utilisés pour modéliser les structures dissipatives les plus fortes.

Nous présentons les relations de RH dans la sous-section II.3.1, que nous avons fait suivre par une analyse de ce que ces relations pouvaient nous apprendre sur les différentes familles de discontinuités permises en MHD isotherme. Dans notre étude, nous prenons $\vec{n} = \hat{r}_{\text{scan}}$, qui contient la plupart du gradient pour les cellules hautement dissipatives (voir figure IV.5). En d'autres termes, l'hypothèse plan-parallèle qui sous-tend les relations RH est bien vérifiée pour les régions dissipatives les plus intenses. Pour faciliter la lecture, on rappelle dans les paragraphes suivants les propriétés des discontinuités prédites par les relations de RH dans la sous-section II.3.2.

À travers la discontinuité, la vitesse du fluide passe d'au-dessus à en dessous d'une vitesse caractéristique fixée par les trois vitesses d'ondes linéaires MHD ($c_{s,i,f}^R$, voir section IV.2.2). Cela conduit à la classification traditionnelle des régimes de vitesse MHD Delmont et Keppens (2011), où les chiffres désignent les états amont et aval, et $u_n = \vec{u} \cdot \vec{n}$:

- régime 1- super-fast $u_n \geq c_f^R$.
- régime 2- subfast/super-alfvénic $c_i^R \leq u_n \leq c_f^R$
- régime 3- sub-alfvénic/superslow $c_s^R \leq u_n \leq c_i^R$
- régime 4- subslow $u_n \leq c_s^R$

Le type de discontinuité est désigné par $i \rightarrow j$, où $i \geq j$. Ces types de discontinuité présentent un comportement différent pour les champs magnétiques transverses :

- les types $1 \rightarrow 2$ sont des chocs fast. Le champ magnétique est réfracté loin de la normale au choc, ce qui donne lieu à une augmentation du champ magnétique transverse.
- les types $3 \rightarrow 4$ sont des chocs slow. Le champ magnétique est réfracté vers la normale au choc, ce qui entraîne une diminution du champ magnétique transverse.
- les types $1 \rightarrow 3$, $1 \rightarrow 4$, $2 \rightarrow 3$, $2 \rightarrow 4$ sont des chocs intermédiaires. La composante normale au choc du champ magnétique change de signe.
- les types $2 = 3 \rightarrow 2 = 3$ sont appelés discontinuités d'Alfvén ou discontinuités de rotation. La norme du champ magnétique transverse reste inchangée, mais sa direction tourne dans le plan parallèle à la discontinuité.

Les profils de densité et de pression totale présentent également des signatures différentes. Dans les trois premiers cas, ces profils sont des sauts dont l'amplitude dépend des

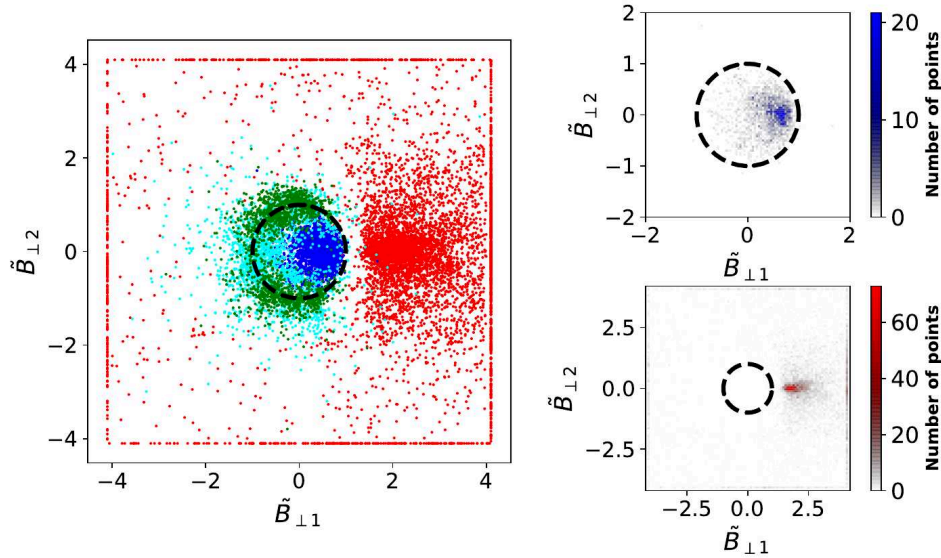


FIG. IV.12 Simulation OT $\mathcal{P}_m = 1$ près du pic de dissipation (au temps $t = 1/3t_{\text{turnover}}$). Hodogramme dans lequel le champ magnétique pré-choc est normalisé et tourné de sorte que $\tilde{B}_{\perp 1} = 1$ et $\tilde{B}_{\perp 2} = 0$. Le champ magnétique post-choc est tracé en fonction de cette rotation et de cette normalisation. Les points rouges indiquent les chocs fast, les bleus les chocs slow, les verts les discontinuités rotationnelles et les cyans les nappes de Parker. À droite, le graphique supérieur est la fonction de densité de probabilité du nombre de points bleus du graphique de gauche. Le tracé inférieur droit est celui des points rouges. La ligne pointillée est le cercle de rayon unitaire qui sépare les discontinuités où le champ magnétique transverse augmente (à l'extérieur du cercle) et celles où il diminue (à l'intérieur du cercle).

paramètres du choc. Dans le cas des discontinuités d'Alfvén, ces quantités doivent être identiques de part et d'autre de la discontinuité.

IV.5.1 Champ magnétique transverse

Chaque type de discontinuité Rankine-Hugoniot (RH) présente une signature différente dans l'évolution du champ magnétique transverse de la pré à la post discontinuité. Nos critères heuristiques pour identifier les structures avec des profils 1D utilisent uniquement la norme du champ magnétique transverse. Nous examinons maintenant le comportement de la direction du champ magnétique pour vérifier sa cohérence avec les relations RH, et nous traçons chaque structure sous la forme d'un hodogramme³. Nous normalisons le champ magnétique pré-discontinuité et faisons pivoter notre référentiel de sorte que chaque scan ait le même point de départ. Nous examinons donc uniquement les variations *relatives* de la norme et de l'angle du champ magnétique transverse par rapport à son entrée dans la discontinuité. Nous définissons :

3. De même qu'un *hodographe* représente les lieux des vecteurs vitesse, nous entendons par *hodogramme* un diagramme qui représente les lieux des vecteurs champ magnétique

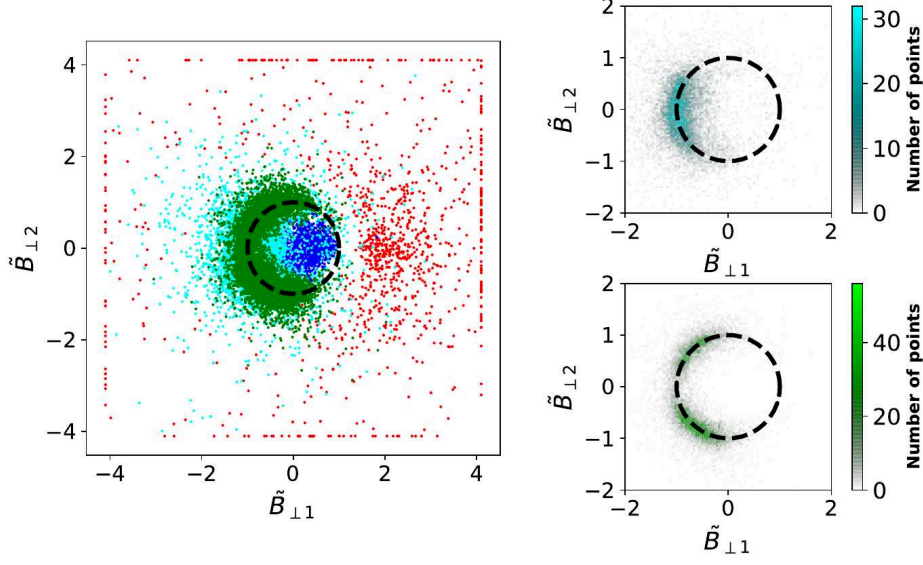


FIG. IV.13 $ABC \mathcal{P}_m = 1$ run near dissipation peak (at time $t = 1/3t_{\text{turnover}}$). Le graphique de gauche est identique à celui présenté sur la figure IV.12. Le graphique en haut à droite montre le nombre de points PDF pour les nappes de Parker. Le tracé en bas à droite concerne les discontinuités rotationnelles.

$$\begin{pmatrix} \tilde{B}_{\perp 1} \\ \tilde{B}_{\perp 2} \end{pmatrix} = \frac{1}{|\vec{B}_{\perp, \text{pre}}|^2} \begin{pmatrix} B_{\perp 1, \text{pre}} & B_{\perp 2, \text{pre}} \\ -B_{\perp 2, \text{pre}} & B_{\perp 1, \text{pre}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_{\perp 1, \text{post}} \\ B_{\perp 2, \text{post}} \end{pmatrix} \quad (\text{IV.10})$$

où $\vec{B}_{\perp} = (B_{\perp 1}, B_{\perp 2})$ est le champ magnétique transverse dans le référentiel défini par la méthode du gradient local (section IV.2.1). La matrice de rotation et le coefficient de normalisation appliqués au champ magnétique ne dépendent que des composantes du champ magnétique avant discontinuité dans ce référentiel. Il apparaît dans l'équation (IV.10) que si le champ magnétique transverse dans la région pré-choc est nul, $|\vec{B}_{\perp, \text{pre}}| = 0$, alors le vecteur $(\tilde{B}_{\perp 1}, \tilde{B}_{\perp 2})$ est rejeté à l'infini. En pratique on ne s'attend pas à ce que $|\vec{B}_{\perp, \text{pre}}|$ soit strictement nul, mais qu'il soit suffisamment faible pour rendre l'affichage de l'hodogramme illisible. Pour surmonter cette difficulté, nous imposons qu'aucune des composantes de ce vecteur ne soit, en valeur absolue, supérieur à 4.1 (valeur arbitraire). L'autre composante étant réduite dans les mêmes proportions, de manière à ce que l'angle de rotation du champ magnétique transverse soit préservé.

On rappelle ici quelques résultats obtenus à la section II.3.2. Dans ce qui suit, l'indice n fait référence à la composante orthogonale au plan de discontinuité, $B_n = \vec{B} \cdot \vec{n}$ pour le champ magnétique et $u_n = \vec{u} \cdot \vec{n}$ pour le champ de vitesse.

Les discontinuités d'Alfvén sont caractérisées par $u_n \neq 0$ et $[\rho]_{\text{pre}}^{\text{post}} = 0$, donc l'équation (II.83) conduit à $[u_n]_{\text{pre}}^{\text{post}} = 0$. L'équation (II.84) de conservation du flux de quantité de mouvement dans la direction normale donne alors $[B_{\perp}^2]_{\text{pre}}^{\text{post}} = 0$. La norme du champ magnétique transverse est donc conservée, ce qui aura pour conséquence, avec la normalisation que nous avons choisie, de maintenir les discontinuités d'Alfvén sur le cercle

$$\tilde{B}_\perp = \sqrt{\tilde{B}_{\perp 1}^2 + \tilde{B}_{\perp 2}^2} = 1.$$

Nous avons défini section II.3.2 les chocs comme étant caractérisés par un écoulement de fluide à travers la discontinuité, $u_n \neq 0$, et un saut de densité non nul, $[\rho]_{\text{pre}}^{\text{post}} \neq 0$. Nous avons montré, dans cette même section, que ceci implique que les champs magnétiques avant et après le choc doivent être colinéaires. Sur un hodogramme, avec la normalisation et la rotation que nous appliquons à notre champ magnétique post-discontinuité (voir l'équation (IV.10)), tous les chocs doivent rester à $\tilde{B}_{\perp 2} = 0$. Alors que $\tilde{B}_{\perp 1} > 1$ pour les chocs fast, $0 < \tilde{B}_{\perp 1} < 1$ pour les chocs slow et $\tilde{B}_{\perp 1} < 0$ pour les chocs intermédiaires.

Les figures IV.12 et IV.13 présentent des hodogrammes pour des conditions initiales OT et ABC respectivement. Les deux PDF de la figure IV.12 montrent que la grande majorité des points se regroupent effectivement autour de l'axe horizontal, où les relations RH prédisent que les chocs fast et slow devraient se trouver. Les chocs fast individuels qui semblent très éloignés de la coplanarité correspondent à des chocs switch-on, un cas limite de chocs fast, où le champ magnétique transverse pré-choc est nul : la normalisation que nous avons introduite par rapport au champ pré-choc envoie les champs magnétiques post-choc à l'infini. Une discussion plus détaillée de ce cas particulier est présente section IV.5.3.2. Néanmoins, la propagation finie le long de l'axe $\tilde{B}_{\perp 2}$ pour les chocs slow et fast est une indication qu'il existe des déviations des relations 1D RH. Nous conjecturons que l'origine de cette divergence est due à la violation de la conservation du flux de masse 1D pour un grand nombre de scans. Cela peut provenir d'une fuite de matière dans le plan du choc (petites déviations par rapport au cas plan-parallèle pur) et/ou de la difficulté de sonder avec précision la conservation du flux de masse par rapport à d'autres quantités, comme indiqué dans la section III.2.2.

Le deuxième hodogramme dans le cas ABC (figure IV.13) met en évidence les nappes de Parker (points cyan) et les discontinuités rotationnelles (points verts). Comme pour la figure IV.12, leurs PDF 2D se comportent comme prévu à partir des relations RH : la norme du champ magnétique transverse reste inchangée entre le pré et le post-choc, seule la direction du champ change. Comme les nappes de Parker sont dominées par des gradients d'ondes slow, qui sont coplanaires, ils sont donc contraints d'effectuer une rotation complète de π du champ transverse, ce qu'on constate effectivement sur les PDF. Un résultat surprenant mis en évidence par les PDF est le manque d'occurrences de discontinuités rotationnelles pour de telles rotations complètes de π : les inversions du champ magnétique transverse se produisent principalement par des structures coplanaires (que nous appelons nappes de Parker) plutôt que par des discontinuités rotationnelles. Les discontinuités rotationnelles ne présentent également aucun angle de rotation inférieur à $\pi/2$. Ceci est sans doute un effet du seuil que nous appliquons dans notre méthode de détection des structures à forte dissipation. Les structures avec une rotation plus faible du champ magnétique transverse se dissipent moins, et nous ne les détectons pas (nous avons vérifié que nous voyons des angles plus petits en abaissant ce seuil à deux écarts types au-dessus de la moyenne au lieu de quatre). Pour finir le panneau en bas à droite de la figure IV.13 laisse paraître une légère asymétrie entre les angles positifs et négatifs, qui correspond sans doute à l'hélicité magnétique non nulle dans ce cas (ABC). On argumente sur le lien entre sens de rotation du champ magnétique transverse et hélicité magnétique dans la section V.8.

Il existe également des différences importantes entre les conditions initiales ABC et

OT concernant la distribution des identifications des différents scans dans les premiers temps. Ces différences seront discutées dans la section V.1.

IV.5.2 Estimation de la vitesse

En principe, les régimes de vitesse pré et post discontinuité forment un unique critère pour caractériser les types de discontinuité. Néanmoins, pour les estimer, nous devons d'abord déterminer le référentiel co-mobile de la discontinuité avec une précision suffisante. Nous comparons trois méthodes indépendantes pour le déterminer :

- **Conservation du flux de masse :** Pour établir le référentiel stationnaire dans l'algorithme SHOCKFIND, [Lehmann et al. \(2016\)](#) on injecte $u_n = u_{\text{scan}} - u_{\text{ref}}$ dans l'équation (II.83) pour trouver

$$u_{\text{ref}} = \frac{u_{\text{scan,post}} - \frac{\rho_{\text{pre}}}{\rho_{\text{post}}} u_{\text{scan,pre}}}{1 - \frac{\rho_{\text{pre}}}{\rho_{\text{post}}}} \quad (\text{IV.11})$$

où u_{ref} est la vitesse de déplacement de la discontinuité dans le référentiel du domaine de calcul. Notez que lorsque le contraste de densité est faible, le dénominateur devient nul, ce qui rend cette estimation sujette à de grandes erreurs. De plus, lorsqu'un flux de masse transverse est présent, l'estimation de la vitesse résultante est biaisée (vers les plus hautes vitesses lorsque le flux de masse diverge dans la surface de la discontinuité).

- **Référentiel le plus conservateur :** Nous utilisons toutes les autres relations de conservation. Nous introduisons d'abord la vitesse de déplacement u_{ref} avec le changement de référentiel $\tilde{u}_n = u_{\text{scan}} - u_{\text{ref}}$. Ensuite, nous considérons la somme des normes au carré des membres de gauche des équations (II.84), (II.91) et (II.90). Lorsque u_{ref} est effectivement la vitesse de la discontinuité par rapport au gaz, cette somme devrait être nulle car toutes les relations de conservation seront vérifiées. Nous estimons donc u_{ref} comme la vitesse qui minimise cette somme d'erreurs. Notez que nous omettons la conservation de la masse (II.83) dans cette somme, à cause de la fuite de masse à travers la surface de travail des discontinuités qui rendrait moins précise l'estimation résultante. Cette méthode est inspirée d'une technique plus générale décrite dans [Lesaffre et al. \(2004b\)](#) pour calculer le référentiel stationnaire local dans les simulations 1D multifluides.
- **Référentiel stationnaire des ondes :** Nous utilisons la vitesse de propagation de l'onde la plus représentative donnée par la décomposition du gradient au niveau du pic de dissipation (voir section IV.2.2). Les décompositions en ondes slow et fast sont toujours des ondes pures allant vers la droite ou vers la gauche. On choisit alors simplement la vitesse au pic de dissipation correspondant à cette onde. Par contre, pour les ondes intermédiaires, elles sont souvent de droite d'un côté et de gauche de l'autre. Dans ce cas, on prend la vitesse moyenne pondérée par la force de l'onde de droite et de l'onde de gauche correspondantes (les deux vitesses moyennes s'avèrent généralement petites).

Sur la figure IV.14, nous comparons la vitesse du fluide entrant dans la discontinuité par le côté pré-choc ($\tilde{u}_{\text{scan,in}} = u_{\text{scan,pre}} - u_{\text{ref}}$), dans le référentiel établi avec ces trois

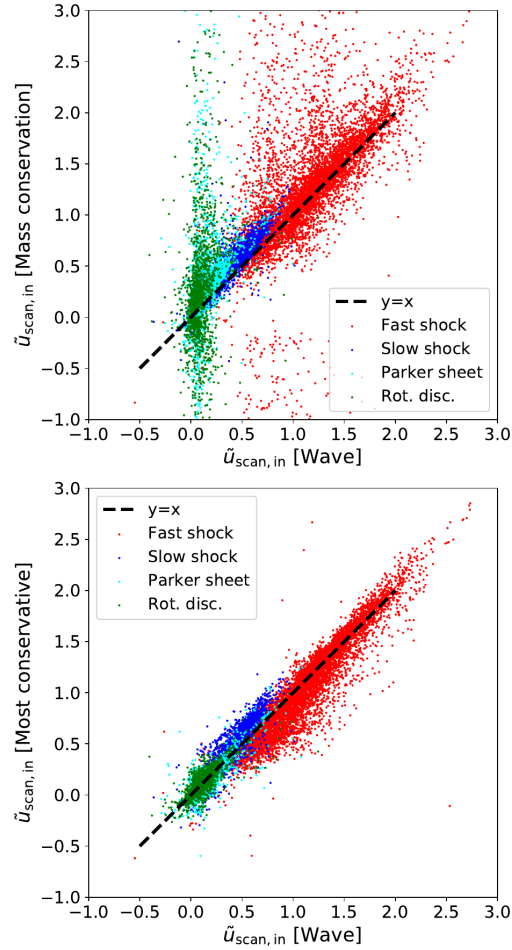


FIG. IV.14 Comparaison entre différentes méthodes pour accéder à la vitesse du gaz entrant dans la discontinuité dans son référentiel co-mobile. $\tilde{u}_{\text{scan,in}}$ [Massconservation] est la vitesse d'entrée du gaz dérivée comme dans SHOCKFIND (par simple conservation de la masse). $\tilde{u}_{\text{scan,in}}$ [Wave] est la vitesse d'entrée du gaz dérivée du référentiel stationnaire des ondes (voir la sous-section IV.5.2). Et enfin pour $\tilde{u}_{\text{scan,in}}$ [Mostconservative], la vitesse d'entrée du gaz est déterminée dans le référentiel qui minimise la violation de toutes les relations de conservation des flux, à l'exception du flux de masse.

méthodes. Sur le graphique du haut, on remarque que la méthode de conservation du flux de masse est incompatible avec la méthode du référentiel d'onde stationnaire pour les discontinuités rotationnelles et les nappes de Parker et dans une moindre mesure pour les chocs fast. C'est naturel pour les discontinuités d'Alfvén, en raison du faible contraste de densité qui annule le dénominateur dans l'estimation de la conservation du flux de masse. Pour les chocs, l'inexactitude encourue par la conservation du flux de masse pourrait être due à la difficulté d'évaluer la conservation de masse par rapport à d'autres quantités, comme indiqué dans la sous-section III.2.2 (partie III.2.2.6). Mais elle est plus probablement due à un véritable flux de masse qui se produit dans la couche dissipatrice de la discontinuité, transversalement à la direction de propagation. La figure IV.15 illustre clairement ce phénomène : les lignes de courant convergent ou divergent dans le plan $(\vec{r}_{\perp 1}, \vec{r}_{\perp 2})$ (voir la dernières rangées de graphes). Ce phénomène était connu pour les nappes de Parker, où les flux convergents orthogonaux aux zones de reconnexion sont équilibrés par les flux divergents dans le plan de la feuille de courant. Cependant, le fait que ce phénomène soit également présent pour les chocs et les discontinuités rotationnelles est une découverte. Dans le cas des chocs, nous pensons que cela fournit le mécanisme qui permet la relaxation de la pression post-choc vers celle du milieu ambiant : le fait que l'estimation SHOCKFIND pour les chocs soit biaisée vers des valeurs plus élevées suggère une perte de masse dans la direction transversale à la surface de travail (ou des lignes de courant divergentes, à l'opposé du cas montré dans la figure IV.15, pour laquelle il faut cependant noter que les vitesses sont vraiment petites de sorte que cette perte de masse est presque insignifiante).

Le panneau inférieur de la figure IV.14 montre un accord relativement bon entre les deux autres méthodes indépendantes. Cependant, le référentiel d'onde stationnaire a tendance à donner des vitesses légèrement supérieures pour les chocs fast et légèrement inférieures pour les chocs slow. Pour les discontinuités d'Alfvén, l'accord est optimal, aucun biais n'est observé. Nous choisissons d'utiliser le référentiel d'onde stationnaire dans la suite, car il donne des régimes de vitesse pré et post plus cohérents avec la nature RH des discontinuités, que nous allons maintenant vérifier.

IV.5.3 Régimes de vitesse

Avec le référentiel approprié, nous pouvons maintenant étudier les transitions de régime de vitesse. Afin de représenter les états amont et aval pour tous les scans identifiés, nous plaçons chaque scan sur un diagramme où chaque régime de vitesse occupe le même espace : super-fast(1) ou sub-fast/super-alfvénique(2) ou sub-alfvénique/superslow(3) ou subslow(4). Nous définissons à cet effet la variable \hat{u}_{scan} , par une renormalisation de $|\tilde{u}_{\text{scan}}|$ suivant le régime de vitesse dans lequel on se trouve :

$$1 \rightarrow \hat{u}_{\text{scan}} = 3 + |\tilde{u}_{\text{scan}}| - c_f^R, \quad (\text{IV.12})$$

$$2 \rightarrow \hat{u}_{\text{scan}} = 2 + \frac{|\tilde{u}_{\text{scan}}| - c_i^R}{c_f^R - c_i^R}, \quad (\text{IV.13})$$

$$3 \rightarrow \hat{u}_{\text{scan}} = 1 + \frac{|\tilde{u}_{\text{scan}}| - c_s^R}{c_i^R - c_s^R}, \quad (\text{IV.14})$$

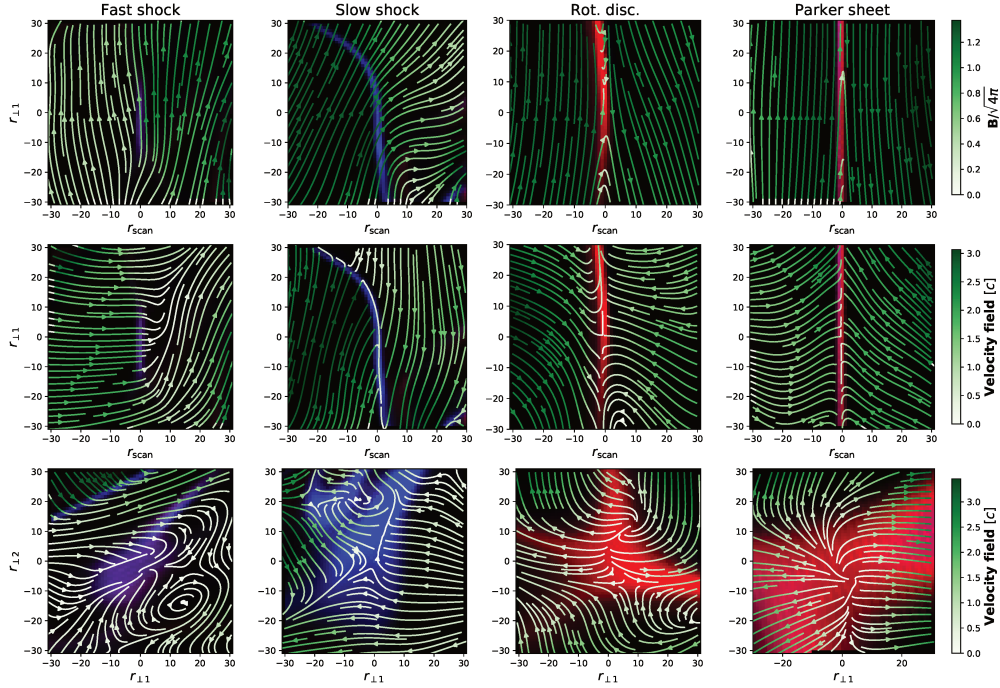


FIG. IV.15 Coupes 2D au voisinage de différents scans représentatifs de chaque nature. Deux premières rangées : coupes dans le plan $r_{\text{scan}}-r_{\perp 1}$ pour chaque type de structure identifié. Dernière rangée : coupes à travers le plan $r_{\perp 1}-r_{\perp 2}$ pour les lignes de courant de vitesse. Les graphiques du haut montrent les lignes de champ magnétique, tandis que ceux du bas montrent les lignes de courant de vitesse. Le référentiel est défini comme étant le référentiel d'onde stationnaire. L'arrière-plan est une carte de couleurs à deux canaux, le rouge étant attribué à la dissipation ohmique et le bleu à la dissipation visqueuse. La colonne de droite de cette figure illustre bien la similarité entre les nappes de Parker que nous trouvons et le modèle de reconnexion magnétique de Sweet-Parker présenté section II.3.3.

$$4 \rightarrow \hat{u}_{\text{scan}} = \frac{|\tilde{u}_{\text{scan}}|}{c_s^R} \quad (\text{IV.15})$$

où $c_{s,i,f}^R$ est la vitesse slow, Alfvén/ intermédiaire ou fast locale signée positivement. Notez que les entiers habituels caractérisant les régimes de vitesse sont en ordre inverse par rapport à notre nombre renormalisé \hat{u}_{scan} . La figure IV.16 montre les diagrammes résultants. Les lignes pointillées colorées délimitent les régions spécifiques au régime de vitesse du gaz d'un type de discontinuité particulier (voir la section II.3.1). Les colonnes donnent les régimes de pré-discontinuité, de gauche à droite subslow, subalfvénic/superslow, subfast/super-alfvénic et superfast. Tandis que les rangées donnent accès au régime de vitesse post-discontinuité, avec le même ordre de bas en haut.

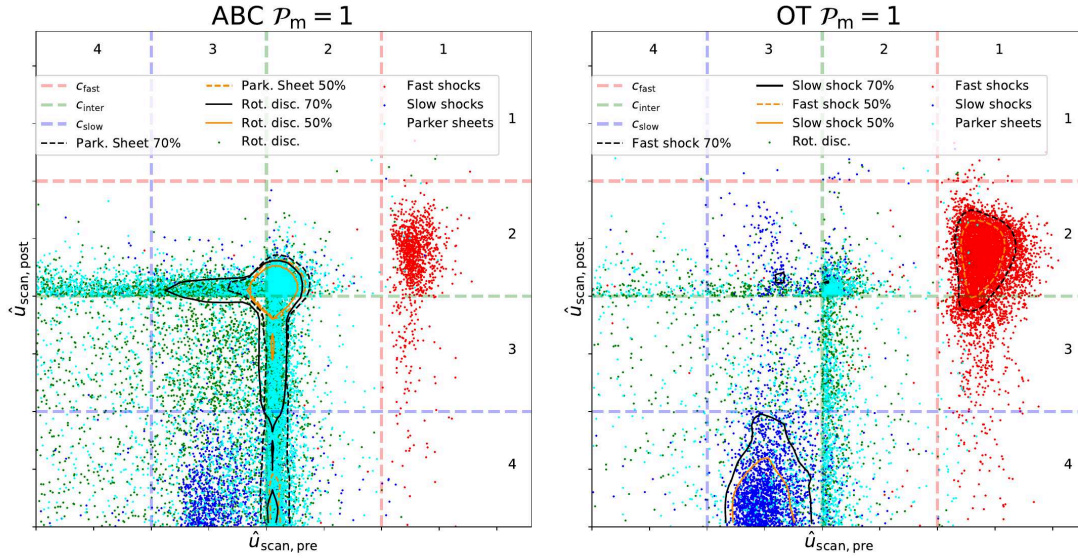


FIG. IV.16 Diagramme de transition des régimes de vitesse. La figure de gauche est pour ABC et celle de droite pour OT ($\mathcal{P}_m = 1$), toutes deux proches du pic de dissipation. Pour chaque scan, nous calculons les vitesses slow, intermédiaires et fast avant et après le choc. Nous comparons les vitesses du fluide à ces vitesses caractéristiques dans le référentiel de l'onde stationnaire. Nous normalisons les vitesses selon le régime pré et post-choc en suivant les équations (IV.12) à (IV.15). L'axe X représente le régime pré-choc et l'axe Y le post-choc. Ainsi, chaque type de discontinuité, dans la classification classique des discontinuités MHD, appartient à une boîte. Les isocontours en lignes pleines et en pointillés sont calculés pour les deux types de profil les plus représentés. Les zones à l'intérieur des contours délimitent la zone la plus dense où se trouvent, respectivement, 70% (noir) et 50% (orange) des points.

IV.5.3.1 Les chocs

Les chocs fast et slow sont attendus dans les régions respectives $1 \rightarrow 2$ et $3 \rightarrow 4$. Le diagramme à droite de la figure IV.16 montre les résultats pour la simulation avec les conditions initiales OT. Comme la densité de points rend les distributions difficiles à apprécier dans les régions les plus denses, nous calculons également des PDF 2D pour les chocs, que nous utilisons pour mettre en évidence les contours à la valeur du pixel médian (lignes orange) et du troisième décile. Les scans identifiés comme des chocs fast sont situés dans la région attendue pour la plupart, identifiés comme des discontinuités $1 \rightarrow 2$. Et la distribution des scans identifiés comme des chocs slow sont en effet des discontinuités de $3 \rightarrow 4$. Cependant, nous remarquons que les chocs slow ont souvent des vitesses négatives en dehors du choc (non montré). Nous pensons que cela reflète le fait que l'état post-choc est affecté par la perte de masse dans le plan du choc. La détermination du référentiel stationnaire par la méthode "la plus conservatrice" donne des vitesses post-choc plus positives (cohérentes avec les vitesses pré-chocs plus faibles comme on le voit sur la figure IV.14, panneau du bas).

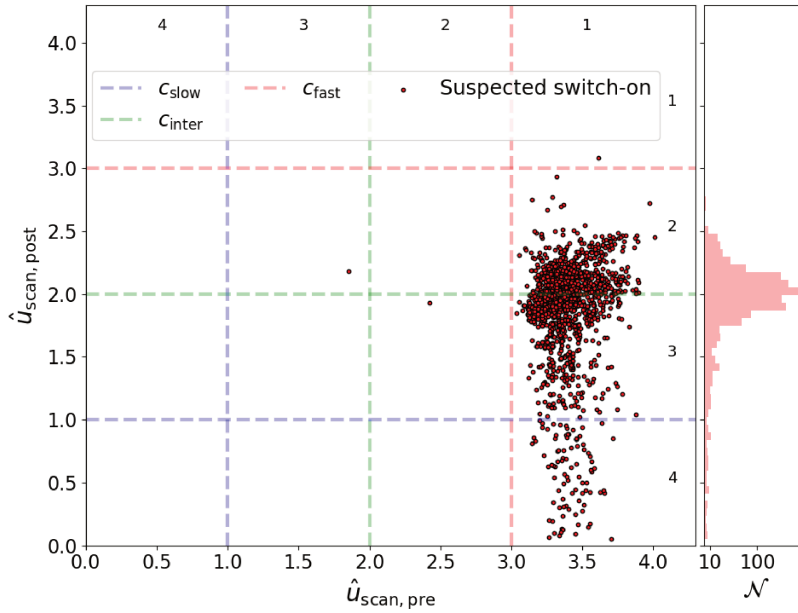


FIG. IV.17 Diagramme de régime de vitesses (similaire à la figure IV.16) des chocs fast de la simulation OT $\mathcal{P}_m = 1$ à $t = 1/3t_{turnover}$ projetés sur les bords de l'hodogramme IV.12. Ainsi que la distribution de la vitesse post-choc correspondante sur la droite.

On remarque aussi la présence de chocs fast dans les régions caractéristiques des chocs intermédiaires, en particulier ceux correspondant aux transitions $1 \rightarrow 3$ et $1 \rightarrow 4$. Il est possible que les critères heuristiques identifiant les chocs fast retiennent des chocs intermédiaires. Ils retiendront ceux pour lesquels la norme du champ magnétique transverse pré-choc est inférieure à celle au pic de dissipation. La distinction entre choc fast et intermédiaire dans ce cas vient de l'orientation du champ magnétique transverse. Dans le premier cas on a une croissance dans la direction du champ magnétique transverse pré-choc. Dans le second, le champ magnétique transverse diminue pour ensuite croître, après potentiellement une rotation, dans le sens opposé. Une analyse plus approfondie de ces structures montre que cette situation n'est pas majoritaire ici. On propose une identification de ces profils dans la section suivante (IV.5.3.2).

IV.5.3.2 Le cas particulier des chocs Switch-on

Les chocs switch-on sont un cas particulier des chocs fast. Ils sont caractérisés par un champ magnétique en amont du choc normal à sa surface de travail, c'est à dire le long du scan. Autrement dit, le champ magnétique transverse est nul dans la région pré-choc ($B_{\perp,pre} = 0$). La relation (II.101) implique dans ce cas que la vitesse du gaz dans la direction de propagation du choc est égale à la vitesse d'Alfvén.

Les caractéristiques des choc switch-on les rendent difficiles à identifier : étant un cas limite des chocs fast, ils ne s'en distinguent jamais strictement. Leur présence peut toutefois expliquer une catégorie de cas pathologiques des figures IV.12 et IV.13. La

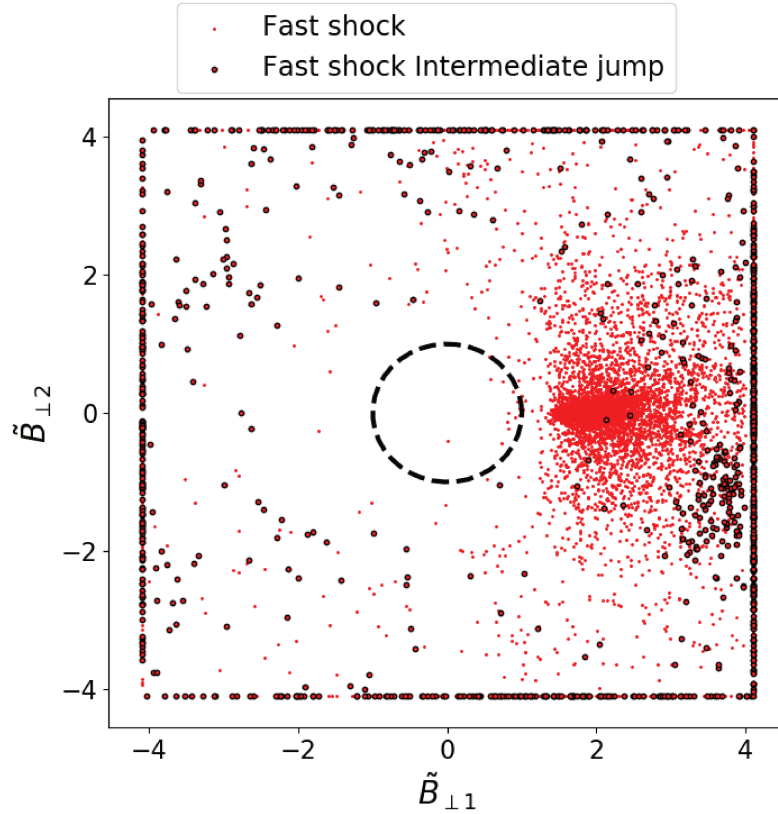


FIG. IV.18 Hodogramme (similaire à la figure IV.12) des chocs fast de la simulation OT $\mathcal{P}_m = 1$ à $t = 1/3t_{\text{turnover}}$. Les points rouges entourés de noir sont ceux ayant une transition en régime de vitesse correspondant à celle d'un choc intermédiaire.

normalisation (équation (IV.10)) appliquée à ces graphiques diverge en cas d'absence de champ magnétique transverse. Les points placés sur les bordures de ces hodogrammes sont donc de bons candidats pour être des chocs switch-on.

Ces candidats sont placés sur le diagramme de régimes de vitesse IV.17. Ces chocs switch-on correspondent à une transition en régime de vitesse $1 \rightarrow 2 = 3$. On s'attend donc à les trouver sur le segment horizontal (en pointillés verts) correspondant à $\tilde{u}_{\text{scan,pre}} > c_{\text{fast}}$ et avec $\tilde{u}_{\text{scan,post}} \simeq c_{\text{inter}}$. L'histogramme à droite de la figure IV.17 montre bien le pic de distribution à la position attendue pour les chocs switch-on, avec des ailes de distribution symétriques. On remarque une queue de distribution de ces chocs identifiés comme switch-on s'étendant loin de la position attendue vers les positions caractéristiques des chocs intermédiaires. Ces cas sont en réalité des chocs pour lesquels la vitesse d'Alfvén est faible et par conséquent $|\tilde{u}_{\text{scan,post}}|$ l'est aussi. Dans ce cas des petites erreurs sur la vitesse du référentiel peuvent expliquer la dilatation de cette queue de distribution.

Sur la figure IV.18 on présente un hodogramme des chocs fast. Tous ceux présentant une transition en vitesse caractéristique des chocs intermédiaires sont entourés en noir. On y retrouve les chocs switch-on présents sur la figure IV.17. Ils représentent la grande majorité des chocs fast mesurés dans la région des régimes de transition intermédiaires ($> 70\%$

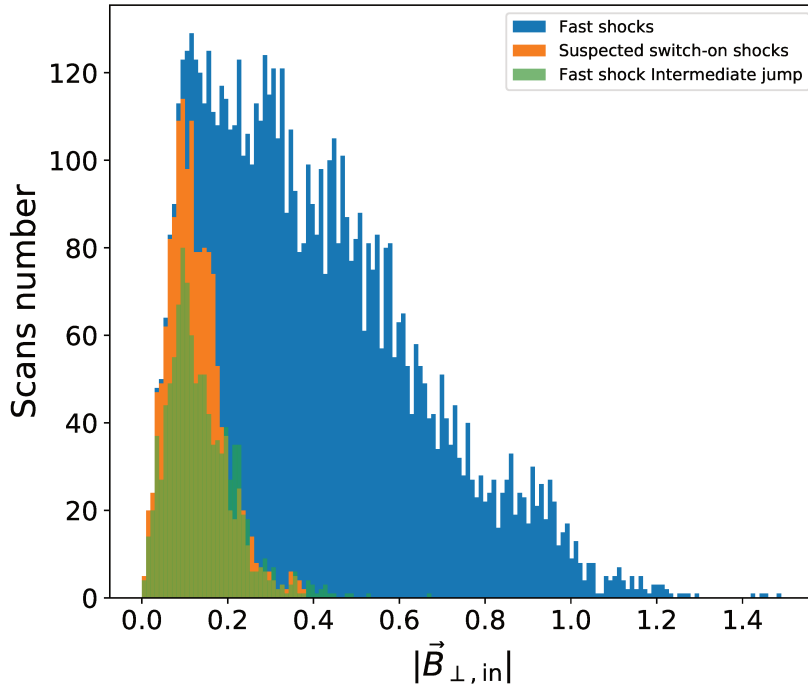


FIG. IV.19 Histogramme de la norme du champ magnétique transverse pour toutes les discontinuités identifiées comme chocs fast (en bleu) de la simulation OT $\mathcal{P}_m = 1$ à $t = 1/3 t_{\text{turnover}}$. **Suspected switch-on shocks (en orange)** : sélection des chocs fast projetés sur les bords de l'hodogramme IV.12. **Fast shock intermediate jump (en vert)** : sélection des chocs fast montrant une transition en vitesse caractéristique des chocs intermédiaires sur le diagramme de droite de la figure IV.16.

dans ce cas). Si des chocs intermédiaires avaient été présents par erreur d'identification, on devrait les observer sur cet hodogramme à une position symétrique au groupement de points des chocs fast, ce qui n'est pas le cas.

Une vérification complémentaire de la nature de ces chocs est présente figure IV.19, on y montre la norme du champ magnétique transverse pré-choc. On observe que les chocs fast avec une transition en régime de vitesse caractéristique des chocs intermédiaires sont effectivement en grande partie contenus dans les chocs suspectés switch-on à partir de l'hodogramme IV.12. Les chocs en question sont bien les chocs fast pour lesquels la norme du champ magnétique transverse pré-choc est la plus faible.

IV.5.3.3 Les discontinuités d'Alfvén

Les discontinuités d'Alfvén sont attendues dans la région $2 = 3 \rightarrow 2 = 3$. Le cas des conditions initiales ABC est illustré à gauche de la figure IV.16, où les contours des PDF sont maintenant utilisés pour les nappes de Parker et les discontinuités rotationnelles. Les distributions pour ces deux types de discontinuité sont très piquées à $2 = 3 \rightarrow 2 =$

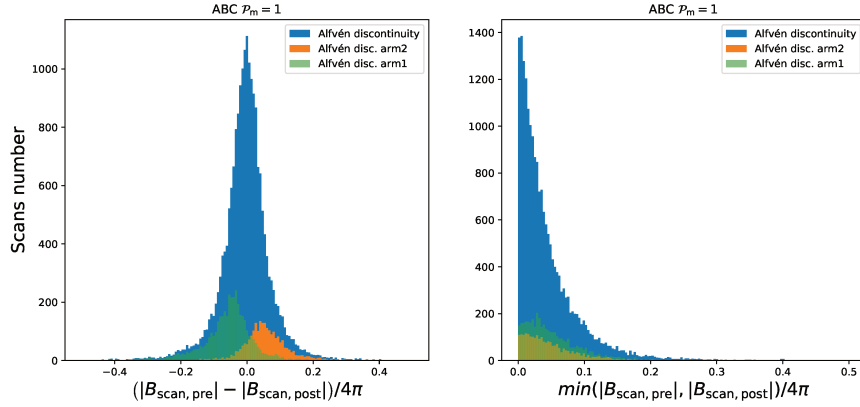


FIG. IV.20 *Histogramme des erreurs de conservation de la composante normale aux discontinuités d’Alfvén du champ magnétique. Les trois populations représentées ici sont, en bleu, toute les discontinuités d’Alfvén. En vert, "arm1" désigne les discontinuités d’Alfvén pour lesquelles la vitesse pré-discontinuité est distribuée entre 0 et c_{inter} et la vitesse post-discontinuité vaut environ c_{inter} . En orange, "arm2" désigne celles pour lesquelles la vitesse post-discontinuité est distribuée entre 0 et c_{inter} et la vitesse pré-discontinuité vaut environ c_{inter} . **Graphique à gauche :** Différence de la norme pré- et post-discontinuité du champ magnétique dans la direction du scan pour les discontinuités d’Alfvén. **Graphique à droite :** Champ magnétique normal minimum entre les régions pré et -post discontinuité d’Alfvén.*

3, où nous nous attendons à trouver les discontinuités d’Alfvén dans la classification traditionnelle des chocs MHD [Delmont et Keppens \(2011\)](#).

Pourtant, pour les conditions initiales OT et ABC, les distributions des discontinuités d’Alfvén sont étirées le long des directions horizontale et verticale, respectivement le long de la vitesse d’Alfvén post et pre-discontinuité. Nous trouvons que ces populations correspondent principalement à des scans pour lesquels $[B_{\text{scan}}]_{\text{pre}}^{\text{post}} \neq 0$ (voir le graphique de gauche figure IV.20). Ces structures ne sont donc pas parfaitement plan-parallèles, sinon la divergence nulle (à la précision machine) du champ magnétique contraindrait le champ magnétique normal à la discontinuité à être conservé. Sachant que dans les discontinuités d’Alfvén la densité pré et post-discontinuité est la même, la variation du champ magnétique normal implique une variation de la vitesse d’Alfvén. La figure IV.20 montre la variation du champ normal pour les scans situés dans les “bras” horizontaux et verticaux. On voit à gauche de la figure IV.20 que les discontinuités d’Alfvén pour lesquelles $\tilde{u}_{\text{scan,pre}} \simeq c_{\text{inter}}$ et $\tilde{u}_{\text{scan,post}} < c_{\text{inter}}$ sont des scans pour lesquels $(|B_{\text{scan,pre}}| - |B_{\text{scan,post}}|) < 0$ (distribution "arm1" sur le graphique). Tandis que celles repérées par $\tilde{u}_{\text{scan,post}} \simeq c_{\text{inter}}$ et $\tilde{u}_{\text{scan,pre}} < c_{\text{inter}}$ correspondent à la distribution "arm2" qui s’avère décalée vers $(|B_{\text{scan,pre}}| - |B_{\text{scan,post}}|) > 0$. Il semble donc que pour le bras étiré horizontalement, $|B_{\text{scan,pre}}|$ soit sur-estimé et que pour le bras étiré verticalement ce soit $|B_{\text{scan,post}}|$. L’hypothèse la plus probable pour expliquer ces résultats vient de la courbure des structures vue à travers le disque transversal de trois pixels de rayon sur lequel nous

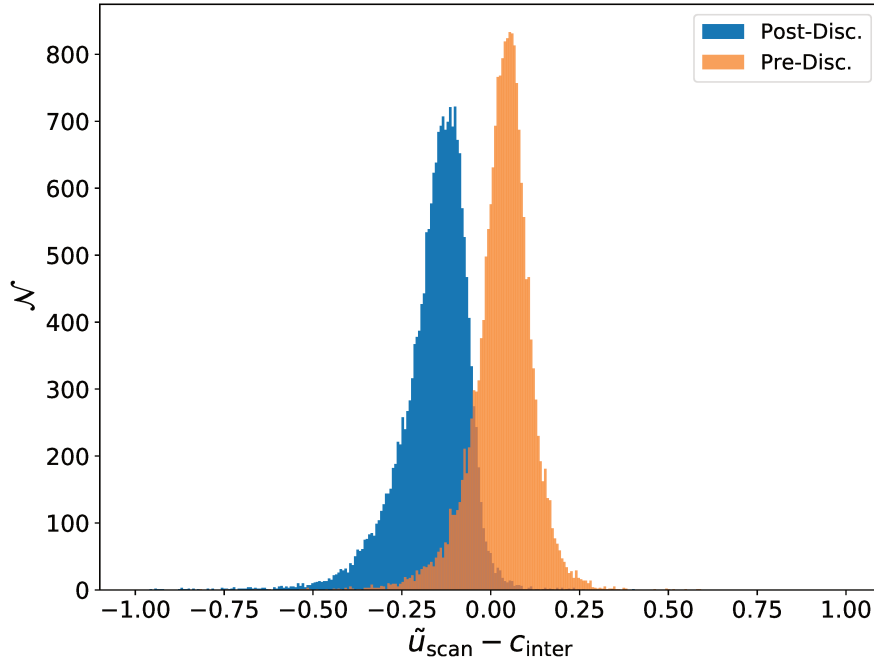


FIG. IV.21 Histogramme de la différence entre la vitesse d'entrée (Pre-Disc.) / sortie (Post-Disc.), dans le référentiel stationnaire, et la vitesse des ondes d'Alfvén pour l'ensemble des discontinuités d'Alfvén (discontinuités rotationnelles et nappes de Parker).

moyennons les quantités pour produire les profils des scans. Notre algorithme d'extraction des profils IV.3.1 mesure en réalité le flux de B_{scan} au travers d'un disque de 3 pixels de rayon perpendiculaire à la trajectoire normale. Nous sous-évaluons donc B_{scan} du côté concave de la structure, où l'éventail des angles est plus grand. Nous n'avons cependant pas vérifié que c'était bien la source de l'effet (il faudrait vérifier que le côté où B_{scan} est plus petit est systématiquement le côté concave, et que l'effet est plus grand pour les planétés plus petites, c'est à dire pour les plus grandes courbures).

Le graphique de droite de la figure IV.20 montre que le champ magnétique normal à la discontinuité est faible pour un certain nombre de discontinuités d'Alfvén. Un champ magnétique presque nul d'un côté implique que $c_i^R \simeq c_s^R \simeq 0$, et par conséquent les distances entre les lignes pointillées vertes et les zéros sont artificiellement étendues par les relations de normalisation des graphes (IV.12) à (IV.15). Une petite erreur dans la détermination de la vitesse du référentiel et/ou de la position de la pré ou post-discontinuité conduit à des distances exagérées entre la position attendue et la position réelle des points.

D'après les prédictions des relations de Rankine-Hugoniot, on devrait avoir $[\tilde{u}_{\text{scan}}]_{\text{pre}}^{\text{post}} = 0$ et $|\tilde{u}_{\text{scan,pre/post}}| = \frac{|B_{\text{scan}}|}{\sqrt{4\pi\rho}}$. Le diagramme IV.16 montre que l'accord entre cette deuxième condition et les données est relativement bon. Cependant, les coupes transversales sur la figure IV.15 révèlent pour les discontinuités d'Alfvén un flot de vitesse convergent vers la couche dissipative de la discontinuité (surface de travail). La figure IV.21 montre les sta-

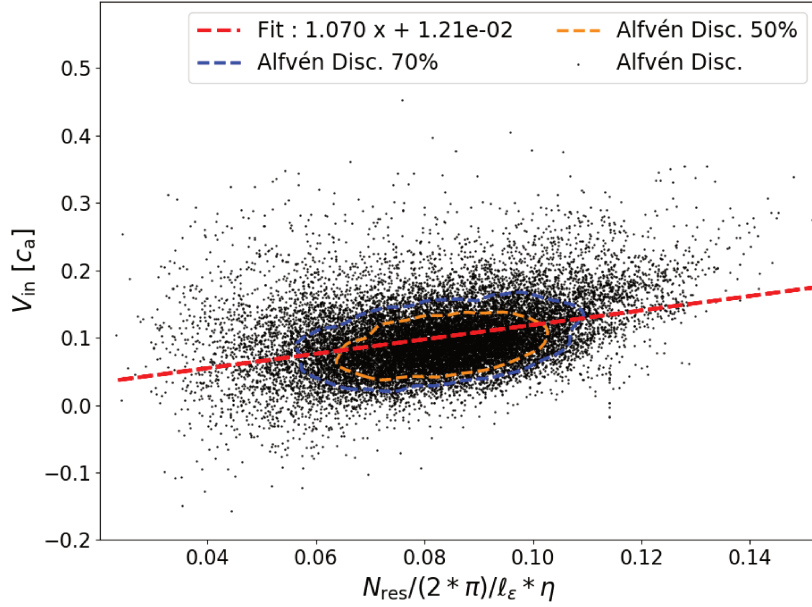


FIG. IV.22 Corrélation entre la vitesse de convergence dans les discontinuités d'Alfvén et l'estimation théorique η/Δ où Δ est estimé comme le rayon de courbure ℓ_ε de la dissipation (ici exprimé en nombre de pixels). Chaque point correspond à un scan de la simulation ABC $\mathcal{P}_m = 1$ à $t = 1/3 t_{\text{turnover}}$ pour tous les scans identifiés comme discontinuité d'Alfvén (discontinuités rotationnelles et nappes de Parker). L'abscisse correspond à la vitesse d'entrée dans le modèle Sweet-Parker de reconnexion magnétique. L'ordonnée est la vitesse mesurée pour chacun des scans (avec la relation (IV.18)). La droite en pointillés rouges est déterminée par une régression linéaire dont l'équation caractéristique est présentée dans la légende. Les pointillés bleu et orange sont des isocontours de la densité de points contenant respectivement 70% et 50% des points.

tistiques de la déviation à la prédiction des relations de conservation des vitesses pré- et post-discontinuité $\tilde{u}_{\text{scan,pre}} - \frac{|B_{\text{scan}}|}{\sqrt{4\pi\rho}}$. On remarque la relative symétrie, par rapport à 0, des deux distributions post et pré, avec des vitesses pré- et post-discontinuité respectivement positive et négative, de normes équivalentes. En s'inspirant du modèle Sweet-Parker de reconnexion magnétique (présenté section II.3.3) nous testons le modèle d'une composante convergente (V_{in}) aux vitesses pré- et post-discontinuité. Si nous postulons :

$$\tilde{u}_{\text{scan,pre}} = c_{\text{inter}} + V_{\text{in}}, \quad (\text{IV.16})$$

$$\tilde{u}_{\text{scan,post}} = c_{\text{inter}} - V_{\text{in}}. \quad (\text{IV.17})$$

on a donc ainsi

$$V_{\text{in}} = \frac{\tilde{u}_{\text{scan,pre}} - \tilde{u}_{\text{scan,post}}}{2}. \quad (\text{IV.18})$$

Comme dans le modèle d'une nappe de Parker, nous envisageons que la vitesse d'entrée dans la zone de reconnexion, ou feuille de courant, dépend seulement de l'épaisseur de la

feuille de courant (Δ) et de la résistivité (diffusivité magnétique) :

$$V_{\text{in}} \simeq \frac{\eta}{\Delta}. \quad (\text{IV.19})$$

Dans notre cas, on approximera l'épaisseur de la feuille de courant par l'échelle locale de variation de la dissipation ℓ_ε présentée section IV.3.2. On présente figure IV.22 le nuage de points qui teste cette hypothèse, qui semble confirmée par la régression linéaire calculée sur ces données. Ce résultat indique que les discontinuités rotationnelles et les nappes de Parker sont bien des sites de reconnexion magnétique où la vitesse de reconnexion procède comme dans le modèle de Parker.

IV.5.4 Conclusion

Malgré quelques incertitudes liées à la courbure et à des flots convergents vers la surface de travail, nous montrons que nous pouvons donner un certain sens physique à l'identification de nos structures, proche de la catégorisation classique par les relations de Rankine-Hugoniot.

La correspondance entre nos critères d'identification et les régimes de vitesse pré et post-discontinuité dépend de la méthode de détermination du référentiel dans lequel la structure est stationnaire. Nous avons testé nos trois méthodes, et nous avons trouvé que les vitesses du référentiel stationnaire obtenues à partir de la décomposition des ondes donnent la meilleure cohérence entre les natures identifiées et la transition de régime de vitesse attendue pour chaque type de structure.

Nous avons donc à présent en main des méthodes pour isoler des structures connexes, caractériser localement la géométrie des gradients des quantités physiques et décomposer nos structures en scans que nous identifions nature par nature. Nous allons à présent examiner les statistiques de ces scans et tenter de les relier à la dissipation.

Chapitre V

Propriétés statistiques des structures dissipatives

Dans cette section, nous utilisons nos méthodes d'identification pour extraire des résultats statistiques de notre ensemble de simulations. Nous étudions l'impact de certains paramètres d'entrée de nos simulations sur les structures de dissipation. Notre ensemble est composé de simulations avec des nombres de Prandtl magnétique variés ($\mathcal{P}_m = \nu/\eta$ s'échelonne de 1 à 16), et deux configurations différentes du champ de vitesse et du champ magnétique (voir tableau III.1).

V.1 Impact des conditions initiales

Nous considérons ici l'effet des conditions initiales des simulations sur la nature des structures formées. La figure V.1 montre les distributions des scans d'identification en fonction du taux de dissipation moyen dans le volume sondé par chaque scan, et le tableau V.1 résume ces résultats globalement sur tous les scans. Le pas de temps choisi pour les deux graphiques de la moitié gauche de cette figure (ainsi que pour la moitié gauche du tableau V.1) est de $1/3$ du temps de retournement initial, peu après le pic de dissipation, lorsque les premières structures de dissipation les plus intenses se forment. Le pas de temps choisi pour le côté droit de la figure V.1 et du tableau V.1 est après un temps de retournement.

Comme décrit dans la section III.3.1, nous utilisons deux types d'écoulements initiaux, ABC et OT. La principale différence entre ces deux flots réside dans leurs hélicités magnétiques et croisées (voir la sous-section III.3.1). Cela donne initialement des types de structures très différents. Au début, OT est dominé par des chocs (principalement des chocs fast) tandis qu'ABC est dominé par des discontinuités d'Alfvén (à la fois des discontinuités rotationnelles et des nappes de Parker). Après un temps de retournement, l'impact des conditions initiales sur la formation des structures dissipatives semble être effacé. Le mécanisme de dissipation principal est celui des discontinuités rotationnelles et des nappes de Parker pour ABC et OT.

Il est intéressant de noter que, pour les deux types de conditions initiales, aux temps précoces et tardifs, la distribution des natures physiques des scans semble ne pas dépendre de leur niveau de dissipation. Les scans à dissipation intense et les scans faibles présentent

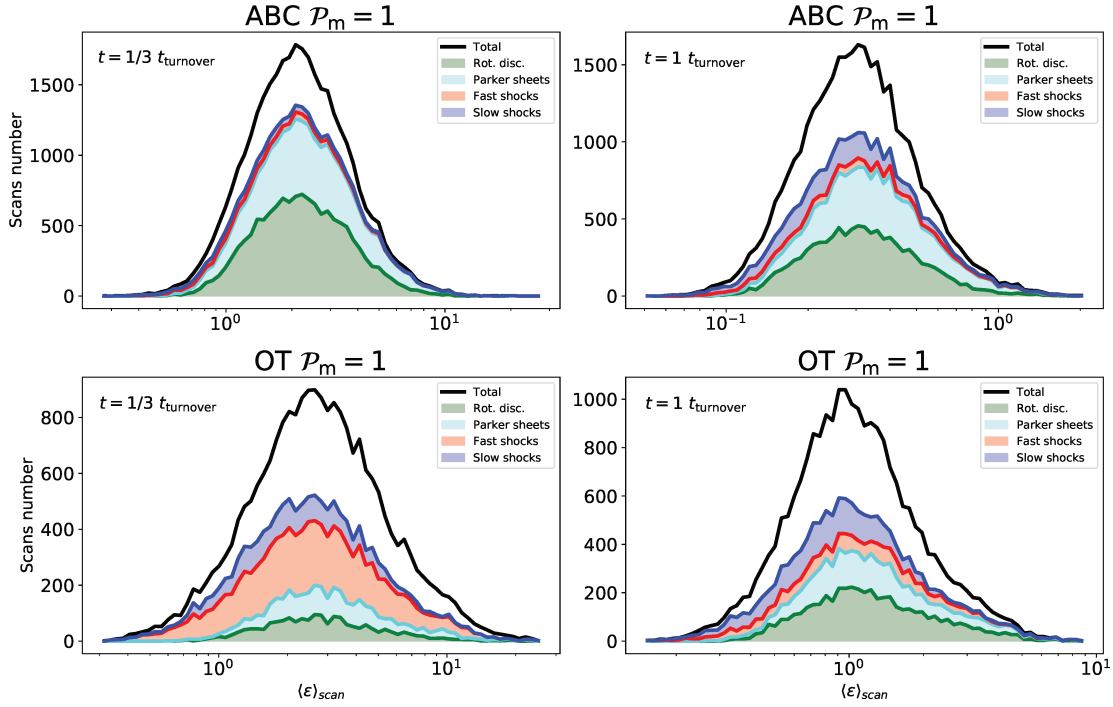


FIG. V.1 *Distribution des différents types de structure en termes de dissipation moyenne scannée à travers la discontinuité. La courbe noire représente la distribution totale des scans, tandis que les courbes colorées représentent la contribution des structures identifiées. La zone blanche correspond aux scans de dissipation inconnus. Les tracés du haut sont pour les conditions initiales ABC, tandis que ceux du bas sont pour l'écoulement OT. Les distributions sur la gauche sont à un moment précoce ($\simeq 1/3 t_{\text{turnover}}$). Le panneau de droite montre la même distribution à $t = t_{\text{turnover}}$.*

à peu près les mêmes proportions de chaque nature.

Le tableau V.1 montre également la quantité de scans non identifiés et mal identifiés. Entre 58% et 78% de la dissipation intense est identifiée par notre technique, avec un taux de réussite plus élevé pour ABC que pour OT. Les structures précoces sont également mieux identifiées que les structures plus tardives. En effet, $t = \frac{1}{3} t_{\text{turnover}}$ correspond à peu près au pic de dissipation, peu après le moment où les premières structures se forment.

V.2 Impact de la résolution numérique

Nous avons effectué des simulations à la moitié de la résolution (512^3 pixels) afin de vérifier la stabilité de nos résultats. Notez que les dimensions de nos cylindres de scan sont définies par rapport à la taille des pixels, avec un rayon latéral de 3 pixels et une longueur de scan de $6 \ell_\varepsilon$ centrée sur les maxima locaux de dissipation détectés. La quantité appropriée à considérer est donc le taux moyen de dissipation d'énergie par unité de surface, ou le flux d'énergie à travers la surface de la discontinuité.

Fraction en nombre	$\frac{1}{3}t_{\text{turnover}}$		t_{turnover}	
	ABC	OT	ABC	OT
NonID	19%	29%	24%	29%
MalID	7%	12%	8%	11%
Chocs fast	3%	32%	4%	9%
Chocs slow	6%	15%	12%	14%
Disc. rot.	36%	6%	27%	21%
Nappe de Parker	30%	7%	25%	16%
Fraction dissipée				
NonID+MalID	22%	42%	30%	38%
Chocs fast	3%	34%	4%	9%
Chocs slow	4%	11%	10%	11%
Disc. rot.	36%	5%	28%	24%
Nappe de Parker	34%	8%	29%	18%

TABLE V.1 – Fractions d'identification dans nos scans en nombre (en haut) et pondérées par la dissipation (en bas) pour plusieurs clichés et conditions initiales dans les simulations $\mathcal{P}_m = 1$.

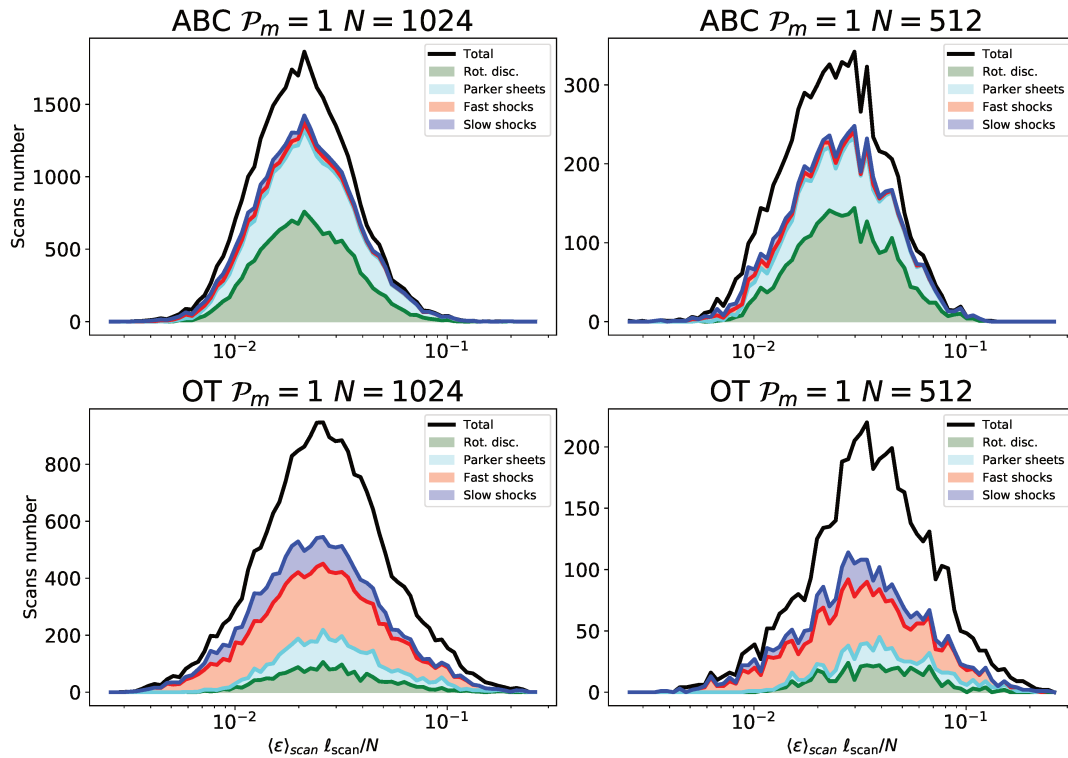


FIG. V.2 Distributions par nature du flux de dissipation par scan dans nos simulations à $\mathcal{P}_m = 1$, pour les résolutions 1024^3 pixels (panneaux de gauche) et 512^3 pixels (à droite) à $t = \frac{1}{3}t_{\text{turnover}}$.

Nous considérons sur la figure V.2 les statistiques de ces flux de dissipation par nature pour deux simulations correspondant à 512^3 et 1024^3 pixels. On voit qu'elles correspondent parfaitement, à l'exception du bruit statistique qui entache les résultats à plus basse résolution. En effet, nous identifions environ quatre fois moins de scans à basse résolution, ce qui est une autre indication que nos structures de dissipation sont principalement des structures bidimensionnelles.

Nous trouvons également que pour $N = 512$ et $N = 1024$, ℓ_ε est de l'ordre de 1,5 pixels. Ceci est cohérent avec nos résultats sur les chocs 1-D dans la section III.2.2 qu'une résolution deux fois plus faible donnerait un dépôt d'énergie deux fois plus étendu dans la direction de scan, tout en gardant sa valeur intégrée constante (grâce à notre méthode pour récupérer la dissipation numérique). C'est aussi une indication que le même comportement est valable pour les discontinuités alfvéniques, ce qui n'était pas évident.

Enfin, c'est une première indication que la dynamique à grande échelle établit les caractéristiques environnementales des discontinuités (les valeurs des variables d'état du gaz de part et d'autre de celles-ci), tandis que la microphysique (dissipation physique et numérique) contrôle les profils internes de ces discontinuités. Nous allons voir une deuxième indication de cette propriété en étudiant ce qui varie avec le nombre de Prandtl dans la section V.3.

V.3 Impact du nombre de Prandtl magnétique

Un paramètre critique de la dissipation est le nombre de Prandtl magnétique, $\mathcal{P}_m = \nu/\eta$, le rapport entre la viscosité cinématique ν et la diffusivité magnétique η (voir par exemple Brandenburg et Rempel, 2019). Nous effectuons notre analyse statistique des structures de dissipation sur des simulations avec une gamme de nombres de Prandtl magnétiques, de $\mathcal{P}_m = 1$ à $\mathcal{P}_m = 16$ (voir tableau III.1). Comme expliqué dans l'annexe III.2.2, la dissipation numérique intrinsèque du schéma fait que le nombre de Prandtl effectif est légèrement différent de celui utilisé comme paramètre d'entrée. Grâce à des solutions semi-analytiques (calculées dans la sous-section III.2.2, partie III.2.2.1) nous sondons le nombre de Prandtl effectif de notre schéma dans des chocs MHD 1D. La figure III.5 montre que pour les chocs de vitesse modérée (ou $u_0 \leq 1$), notre schéma est déjà convergé alors que les vitesses de choc les plus élevées que nous trouvons dans les simulations sont à $u_0 \simeq 5$. Nous restons donc convaincus que le nombre de Prandtl effectif dans nos simulations est globalement proche de celui d'entrée, au moins en ce qui concerne les chocs.

La figure V.3 montre les distributions d'identification OT et ABC pour les valeurs du paramètre d'entrée $\mathcal{P}_m = 1, 4$ et 16 : le Prandtl magnétique ne semble pas avoir d'impact sur la distribution des structures. La seule différence notable est une légère augmentation du nombre de discontinuités rotationnelles au détriment des nappes de Parker pour les conditions initiales ABC.

Il a été montré par Brandenburg et Rempel (2019) qu'une augmentation de \mathcal{P}_m entraîne une augmentation de $\langle \epsilon_\nu \rangle / \langle \epsilon_\eta \rangle$, un résultat que nous confirmons et précisons ici. S'il n'y a pas de différence statistique dans les distributions des structures à forte dissipation, ce sont les différences de microphysique au sein de la couche de dissipation qui doivent conduire à des différences de taux de dissipation. Sur la figure V.4, nous mon-

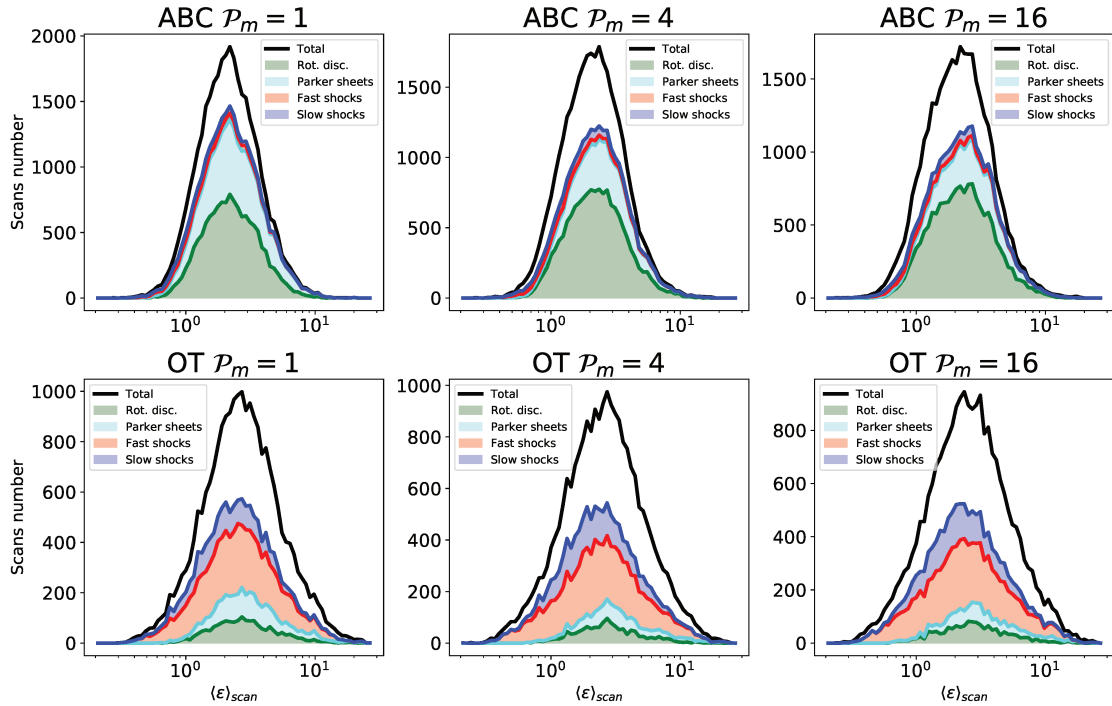


FIG. V.3 Distributions des structures dissipatives pour nos deux conditions initiales avec un nombre de Prandtl magnétique variable de $\mathcal{P}_m = 1$ à gauche à $\mathcal{P}_m = 16$ à droite. Le pas de temps illustré ici se situe à un temps précoce, près du pic de dissipation.

trons des diagrammes de dispersion des taux de dissipation visqueuse par rapport aux taux de dissipation ohmique, où chaque point exprime la moyenne du taux de dissipation correspondant le long du scan. À $\mathcal{P}_m = 1$, il est clair que les discontinuités rotationnelles et les nappes de Parker sont dominées par la dissipation d'énergie magnétique. Les chocs fast constituent un cas intermédiaire, avec une répartition plus équilibrée entre les taux de dissipation ohmique et visqueux. Les chocs slow sont dominés par la dissipation visqueuse. Chaque type de structure est plus ou moins caractérisé par une pente donnée dans ces graphes (c'est-à-dire, le rapport $\langle \varepsilon_\eta \rangle_{\text{scan}} / \langle \varepsilon_\nu \rangle_{\text{scan}}$ est fixé pour chaque nature). En particulier pour les chocs (à la fois slow et fast), lorsque \mathcal{P}_m varie, ce rapport varie simplement comme $1/\mathcal{P}_m$. Autrement dit, le comportement de la dissipation dans nos scans identifiés comme chocs slow ou bien fast suit la règle $\langle \varepsilon_\nu \rangle_{\text{scan}} / \langle \varepsilon_\eta \rangle_{\text{scan}} \propto \mathcal{P}_m$.

Si la dissipation est dominée par les événements intenses, cela pourrait se refléter sur la dissipation globale $\langle \varepsilon_\nu \rangle / \langle \varepsilon_\eta \rangle$, qui s'échelonne également approximativement comme \mathcal{P}_m . En effet, dans nos simulations les distributions statistiques ne varient pas en fonction de \mathcal{P}_m . Nous concluons donc que dans nos simulations, l'augmentation de la fraction visqueuse par rapport à la fraction ohmique lorsque \mathcal{P}_m augmente ne provient pas d'une différence dans la nature des structures dissipatives qui se forment, mais plutôt d'une modification de la manière dont chacun de ces types de structure dissipe dans leur structure microscopique (c'est à dire dans leur profil interne, dans l'épaisseur de la feuille dissipative).

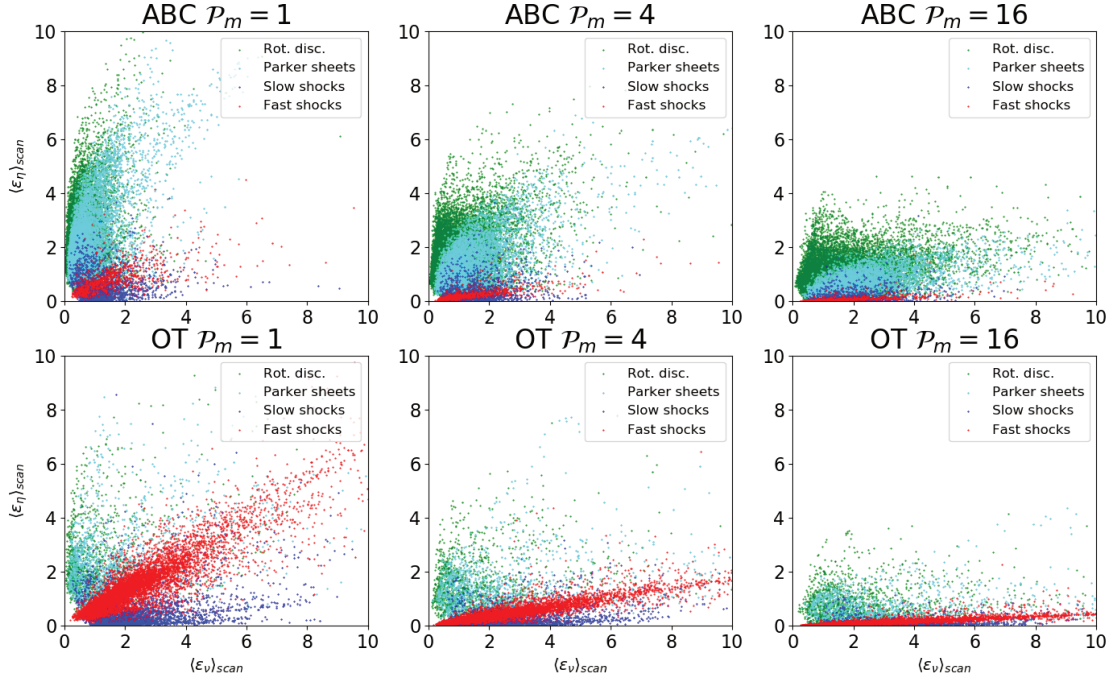


FIG. V.4 Distribution des dissipations ohmique et visqueuse des scans pour la simulation ABC ci-dessus et OT ci-dessous, selon les différentes identifications et pour les valeurs du Prandtl magnétique allant de $\mathcal{P}_m = 1$ à gauche à $\mathcal{P}_m = 16$ à droite.

V.4 Statistiques des paramètres d'entrée

Dans cette section, nous considérons les valeurs des variables d'état aux positions pré- et post- de part et d'autre des discontinuités, et nous recherchons les différences statistiques entre les différentes natures de discontinuités. Les distributions des nombres de Mach soniques d'entrée (voir figure V.5) montrent sans surprise que les vitesses d'entrée sont très petites pour les discontinuités d'Alfvén, modérées pour les chocs slow et de l'ordre du nombre de Mach r.m.s. pour les chocs fast, mais avec une distribution très étalée. La rangée inférieure de la figure V.5 affiche les distributions correspondantes pour le nombre de Mach Alfvénique orthogonal d'entrée $\mathcal{M}_a = \tilde{u}_{\text{scan}} / (B_{\text{scan}} / \sqrt{4\pi\rho}) = \tilde{u}_{\text{scan}} / c_i^R$. Naturellement, elle est supérieure à 1 pour les chocs fast, et inférieure à 1 pour les chocs slow. Sa distribution pour les discontinuités d'Alfvén est cependant plus surprenante, avec des valeurs très étalées allant jusqu'à des valeurs supérieures à 1, alors qu'on s'attendrait à ce qu'elle soit proche de zéro. Cela vient du fait que les vitesses de convergence dans ces discontinuités sont peu inférieures à la vitesse du son (voir figure IV.22), alors que le champ magnétique se trouve être presque transversal, ce qui donne des valeurs très faibles pour la vitesse intermédiaire c_i^R . Enfin, nous avons également examiné les distributions statistiques de la densité du côté de la pré-discontinuité, et avons constaté que ces distributions étaient indépendantes de la nature de la discontinuité considérée.

L'environnement de chaque discontinuité est défini par 7 variables d'état de part et

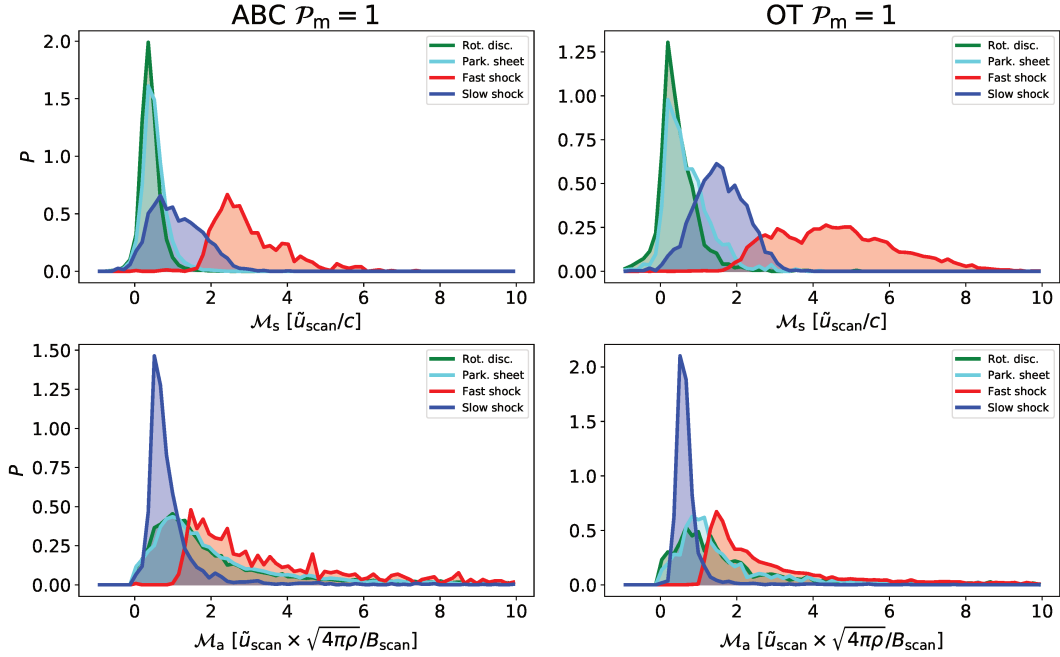


FIG. V.5 PDF des nombres de Mach sonique (rangée du haut) et alfvénique (rangée du bas) dans les simulations ABC (gauche) et OT (droite) de $\mathcal{P}_m = 1$.

d'autre (pré et post) de la discontinuité, soit un total de 14 variables d'état indépendantes. Nous pouvons réduire ce nombre en utilisant les 7 relations de conservation (masse, moment et champ magnétique, -7 variables indépendantes), une normalisation par la densité pré-discontinuité (-1 variable), une rotation des axes transversaux pour annuler une composante du champ magnétique pré-discontinuité (-1 variable), ainsi qu'un changement de référentiel galiléen pour annuler les composantes de vitesse transverse pré-discontinuité (-2 variables). L'environnement peut donc être entièrement caractérisé par 3 variables indépendantes restantes, qui peuvent toutes être considérées du côté de la pré-discontinuité.

Pour ces trois 'paramètres d'entrée' indépendants, nous choisissons les pressions magnétiques normale p_1 et transverse p_2 ainsi que la différence p_3 entre la pression dynamique et la pression magnétique normales (toutes sont normalisées par la pression thermique $p = \rho c^2$). Ce choix permet de prédire facilement où chaque discontinuité doit se situer dans l'espace des paramètres 3D, en fonction du signe de p_3 : négatif pour les chocs slow, nul pour les discontinuités d'Alfvén et positif pour les chocs fast, tandis que p_1 et p_2 pourraient être des nombres positifs arbitraires.

La figure V.6 montre deux projections de cet espace 3D sur les plans (p_3, p_1) et (p_2, p_3) . Dans cet espace de paramètres, la seule région interdite est définie par la positivité de la pression dynamique $B_{\text{scan}}^2 \geq -(\rho u_{\text{scan}}^2 - B_{\text{scan}}^2)$, qui se traduit par $p_1 \geq -p_3$. Cependant, nous constatons que ce n'est pas la seule région qui est dépourvue de points : les paramètres d'entrée de nos structures n'explorent pas entièrement l'espace paramétrique disponible. En fait, des corrélations étroites pour les chocs fast sont visibles sur le panneau de droite de la figure V.6 (où $\rho u_{\text{scan}}^2 \simeq B_{\text{scan}}^2 + 0.5B_{\perp}^2$) et de même pour les chocs slow sur

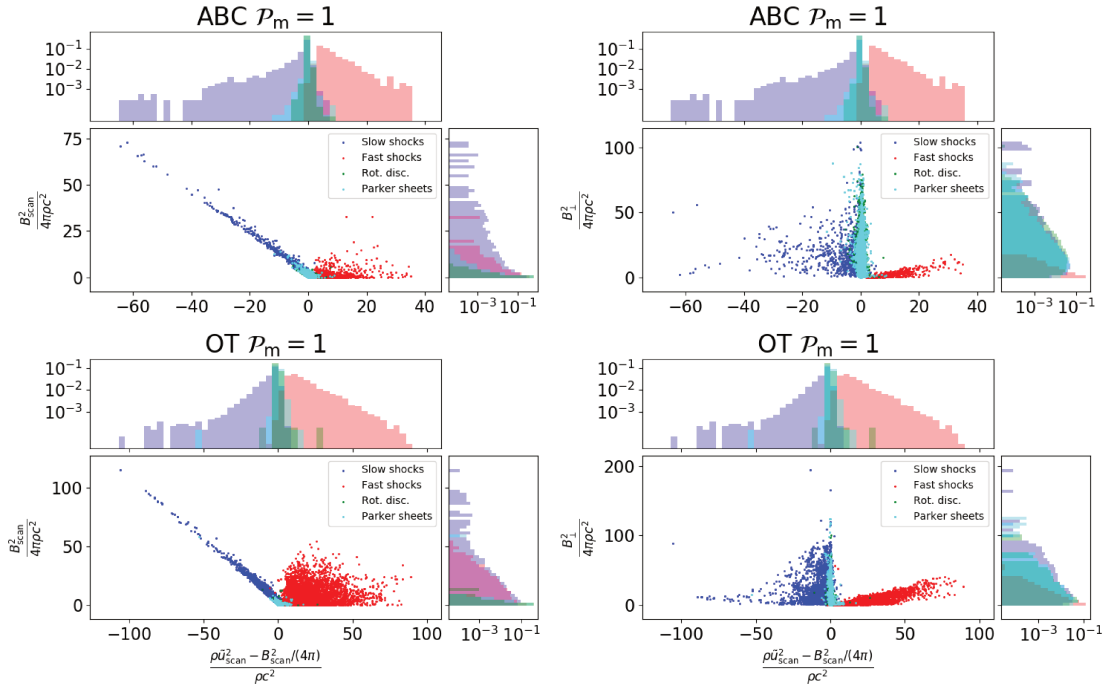


FIG. V.6 Les paramètres d'entrée pour chaque scan que nous identifions. La position de l'entrée est définie section IV.3.2 (trois fois le rayon de courbure du profil du pic de dissipation). Les tracés du haut sont pour les conditions initiales ABC et les tracés du bas sont pour les conditions OT. L'axe x représente la différence entre la pression dynamique normale et la pression magnétique normale. Sur les graphiques de gauche, l'axe y représente la pression magnétique normale et sur ceux de droite, la pression magnétique transverse. Toutes les quantités sont normalisées par la pression thermique ($p = \rho c^2$). Les PDFs intégrées sont données de chaque côté des panneaux.

le panneau de gauche (où $\rho u_{\text{scan}}^2 \ll B^2$). Il apparaît également que la surface de travail des discontinuités rotationnelles et les nappes de Parker est de préférence orthogonales au champ magnétique ($B_{\text{scan}} \ll B_{\perp}$). Ces deux derniers types de discontinuité ne sont pas distinguables dans cet espace de paramètres, car nous ne considérons ici que les états de pré et post-discontinuité sans tenir compte de la structure interne.

Ces contraintes statistiques sur les trois paramètres d'entrée des structures dissipatives réduisent à deux le nombre de paramètres indépendants. Ce sera l'objet de travaux futurs que de comprendre l'origine de ces corrélations en turbulence MHD.

V.5 Incréments des vitesses transverses

Les observations de raies moléculaires sondent les vitesses radiales dans le plan du ciel, tandis que nous avons accès à la géométrie tridimensionnelle complète des régions de dissipation intense dans nos simulations. Lorsqu'elle est projetée sur le plan du ciel, une nappe de dissipation intense produit une forme de filament sur les cartes observables, là où

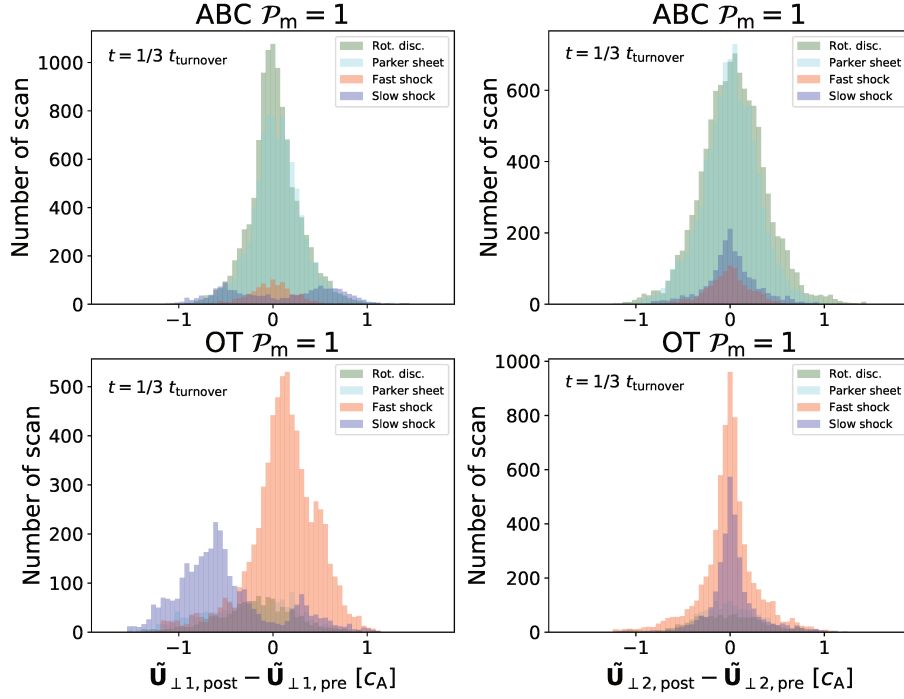


FIG. V.7 Différences de vitesse transverse le long des deux directions $\hat{r}_{\perp 11}$ (colonne de gauche) et $\hat{r}_{\perp 12}$ (colonne de droite) entre les positions pré- et post-discontinuité. Les panneaux supérieurs correspondent aux conditions initiales ABC et les panneaux inférieurs aux conditions initiales OT. Le pas de temps de ces sorties est $t \simeq 1/3 t_{\text{turnover}}$.

le plan de la nappe est orthogonal au plan du ciel, c'est-à-dire où la densité de la colonne est fortement augmentée par un effet de caustique. Sur la figure V.7 nous affichons donc les statistiques de différence de vitesse projetées sur les deux directions transverses $\hat{r}_{\perp 11}$ et $\hat{r}_{\perp 12}$, comme une approximation de ce qu'un observateur mesurerait pour la différence de vitesse à travers la crête projetée d'une feuille de dissipation intense, dans les deux cas où la ligne de visée est le long de $\hat{r}_{\perp 11}$ ou le long de $\hat{r}_{\perp 12}$. Comme prévu en raison de la symétrie de rotation, les discontinuités rotationnelles ne présentent aucune différence notable selon la direction. En revanche, les chocs fast et slow sont coplanaires, d'où une différence plus importante dans la direction $\hat{r}_{\perp 11}$ que dans la direction $\hat{r}_{\perp 12}$. Ce qui est plus surprenant, c'est que les nappes de Parker suivent la même tendance que les discontinuités rotationnelles : cela indique qu'il y a plus de ressemblance entre les classes de discontinuités rotationnelles et de nappes de Parker que ce que notre division arbitraire entre les deux pourrait suggérer. Une caractéristique intéressante que nous observons également est la bimodalité des chocs slow par rapport aux chocs fast, qui est liée au fait que $B_{\text{scan}}/\sqrt{4\pi\rho}$ doit être supérieur à la vitesse typique pour donner un choc slow.

Nous avons conservé le signe des différences de vitesse bien qu'elles ne puissent techniquement pas être sondées par des observations, en raison de l'angle de projection inconnu. Dans le cas OT, les différences de vitesse positives et négatives pour les chocs slow et fast

le long de $\hat{r}_{\perp 1}$ ont des statistiques nettement différentes. Cela est dû à l'orientation relative entre la vitesse du fluide et la direction du champ magnétique le long du vecteur de scan. Lorsqu'ils ont la même orientation (c'est-à-dire $B_{\text{scan}} = B_n > 0$), les différences de vitesse transverse ont le même signe que les différences de champ magnétique transverse (voir l'équation (II.98)) : dans ce cas, les chocs fast et slow ont respectivement des différences de vitesse positives et négatives. Pour les conditions initiales OT, l'hélicité croisée positive résulte d'un alignement positif moyen entre la vitesse et les champs magnétiques, d'où une différence de vitesse positive plus probable pour les chocs fast, ou négative pour les chocs slow. Pour les conditions initiales ABC, l'hélicité croisée moyenne est faible, ce qui donne des statistiques plus symétriques.

V.6 Vers un taux de dissipation global

Précédemment (section V.1, par exemple), nous avons discuté des distributions relatives de nos *scans*. Cependant, il est malheureusement difficile de les relier à la *dissipation globale* dans le domaine de calcul, car les scans se concentrent sur les événements les plus intenses.

Néanmoins, nous avons vu dans la section IV.1 que les pixels fortement dissipatifs considérés dans cette étude ($> 4\sigma$) représentent une fraction importante ($\simeq 25\%$ pour ABC près du pic de dissipation et $\simeq 30\%$ pour OT) du taux de dissipation global du pas de temps de simulation. Cependant, le taux de dissipation ne dépasse ce seuil que près du pic de dissipation, de sorte que la dissipation dans un scan donné tient également compte d'une partie de la dissipation en dessous de ce seuil. Par conséquent, la fraction de dissipation portée par nos scans doit être supérieure à ces fractions globales de dissipation.

De plus, si nous avons choisi un seuil plus bas pour identifier les structures, nous aurions détecté des régions de plus faible dissipation, possiblement plus proches des bords latéraux des structures de dissipation. Puisque les proportions dans les natures physiques ne semblent pas dépendre de l'intensité de la dissipation du scan, nous pourrions nous attendre à trouver les mêmes proportions dans ces régions moins intenses. Par conséquent, les fractions que nous mesurons actuellement pourraient s'appliquer à une fraction plus grande de la dissipation globale, bien qu'il soit difficile de l'établir (le chevauchement entre les scans de structures voisines et le manque de planéité pour certains des scans les plus faibles pourraient modérer les arguments ci-dessus). En particulier, la méthode des scans seule ne nous permet pas d'évaluer la composante diffuse de la dissipation, en dehors des régions de dissipation intense.

V.7 Connexité des structures

Notre méthode identifie une grande majorité des scans que nous avons sondés dans chaque simulation et pas de temps étudiés. Les critères d'identification des scans sont volontairement maintenus stricts dans cette étude, dans le but de découvrir la base des structures causant la dissipation dans le régime MHD isotherme compressible. Bien que limités aux structures les plus pures, nous identifions une fraction significative de la dissipation totale des simulations. Nous avons mentionné dans la section précédente V.6 la difficulté de relier les taux de dissipation totale à la distribution de scan. Ici, nous tentons

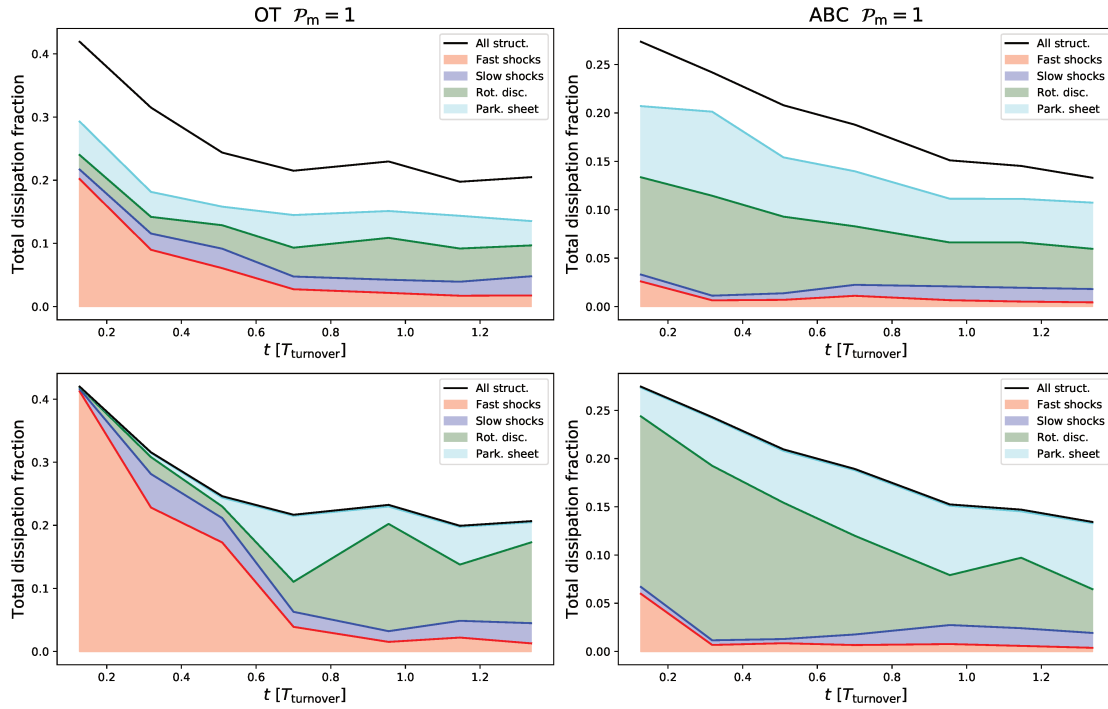


FIG. V.8 **En haut** : La courbe noire montre la fraction de la dissipation totale à laquelle contribuent les régions de dissipation intense (c'est à dire quatre écarts type au-dessus de la moyenne). Les zones colorées montrent la contribution des cellules qui appartiennent à un scan identifié pour les simulations des conditions initiales OT et ABC. **En bas** : Nous utilisons l'identification la plus représentée dans chaque structure connexe et attribuons le taux de dissipation total de la structure à ce type. Cette façon de compter est supportée par le fait que les structures connectées sont principalement constituées d'un seul type de discontinuité.

de relier les distributions des scans à la distribution des pixels au-dessus d'un seuil donné. Pour remédier en partie aux problèmes de chevauchement qui peuvent survenir entre les scans, nous marquons les cellules au-dessus d'un seuil donné de la simulation en fonction de la première identification qui les contient. L'identification du taux de dissipation qui en résulte est présentée sur les graphiques du haut de la figure V.8.

La ligne noire montre la fraction de dissipation capturée par le seuil à quatre écarts types au-dessus de la moyenne. Les couleurs en dessous montrent la fraction de chaque pixel au-dessus de ce seuil identifié comme chacune des quatre natures principales que nous trouvons dans nos scans (l'espace blanc combine les pixels qui n'ont jamais été marqués parce qu'ils tombent toujours dans les scans non identifiés ou inconnus). Ce graphique d'évolution temporelle montre clairement comment les distributions diffèrent au début pour nos deux conditions initiales différentes, et comment elles se stabilisent après un peu moins d'un temps de retourneement. Cela confirme le résultat que nous avons trouvé pour les distributions de scan dans la section V.1.

Si nous ne considérons que les scans bien identifiés, nous observons qu'environ 70% des

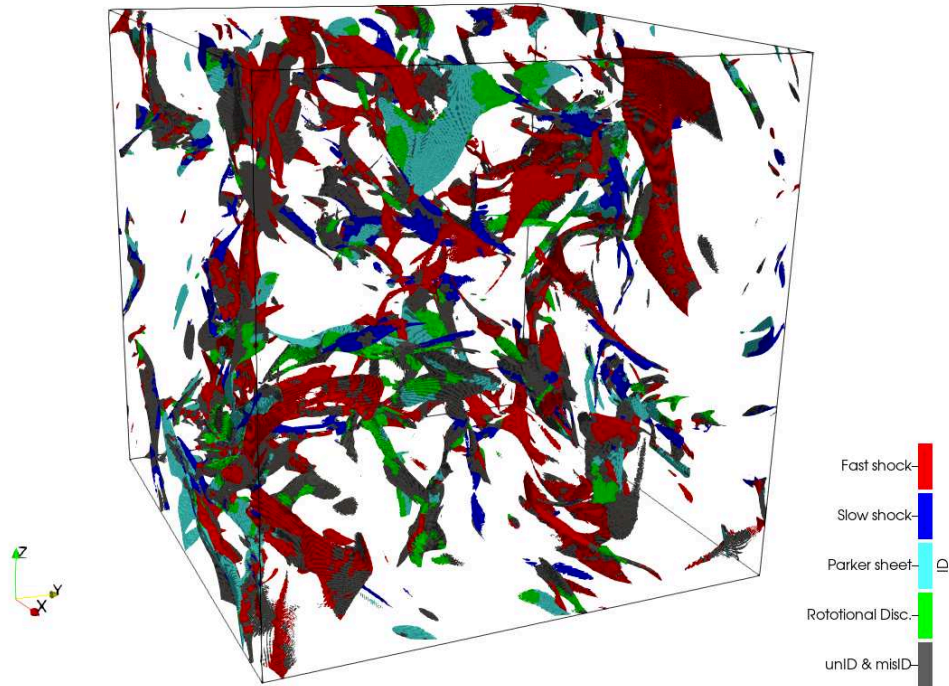


FIG. V.9 Structures à forte dissipation extraites d’une simulation aux conditions initiales OT à $\mathcal{P}_m = 1$. Le pas de temps de cette sortie est $t \simeq 1/3t_{\text{turnover}}$.

structures connectées connexes sont identifiées par un seul type de scan et 80% ont plus de 75% de leurs scans identifiés par la même nature (voir figure V.9). Nous envisageons donc de propager le type dominant d’une structure connectée au reste de ses cellules. Cela permet d’éviter les effets de bord des structures et d’augmenter la fraction de dissipation identifiée. Le résultat est montré sur le graphe du bas de la figure V.8. Ce graphique nous indique tout d’abord que les structures connectées totalement non identifiées, bien que représentant en nombre une fraction importante des structures étudiées, participent très peu à la dissipation totale du cube. Il s’agit de petits événements fragmentés qui comprennent également les petites structures en forme de filaments visibles sur la figure IV.1. Deuxièmement, on remarque que les scans non identifiés appartiennent souvent à des structures dominées par des discontinuités rotationnelles, sauf pour les simulations OT à un moment précoce, où ils font parfois partie de chocs fast (voir figure V.9). Pour les simulations ABC, jusqu’à environ 0,7 temps de retournement, la dissipation générée par les nappes de Parker diminue légèrement au profit de celle produite par les discontinuités rotationnelles (panneau inférieur droit de la figure V.8). Ceci implique que malgré la grande homogénéité des identifications au sein d’une même structure, une part significative des nappes de Parker se trouve au sein de structures formées par des discontinuités rotationnelles (mais en occupe une faible fraction spatiale).

Nous avons également essayé de diminuer le seuil de détection des structures dissipatives à $\varepsilon_{\text{tot}}^{\text{corr}} = \langle \varepsilon_{\text{tot}}^{\text{corr}} \rangle + 2\sigma_{\varepsilon_{\text{tot}}^{\text{corr}}}$ pour augmenter la fraction de la dissipation totale identifiée. Dans ce cas, le taux d’identification ne diminue que de quelques pour cent par

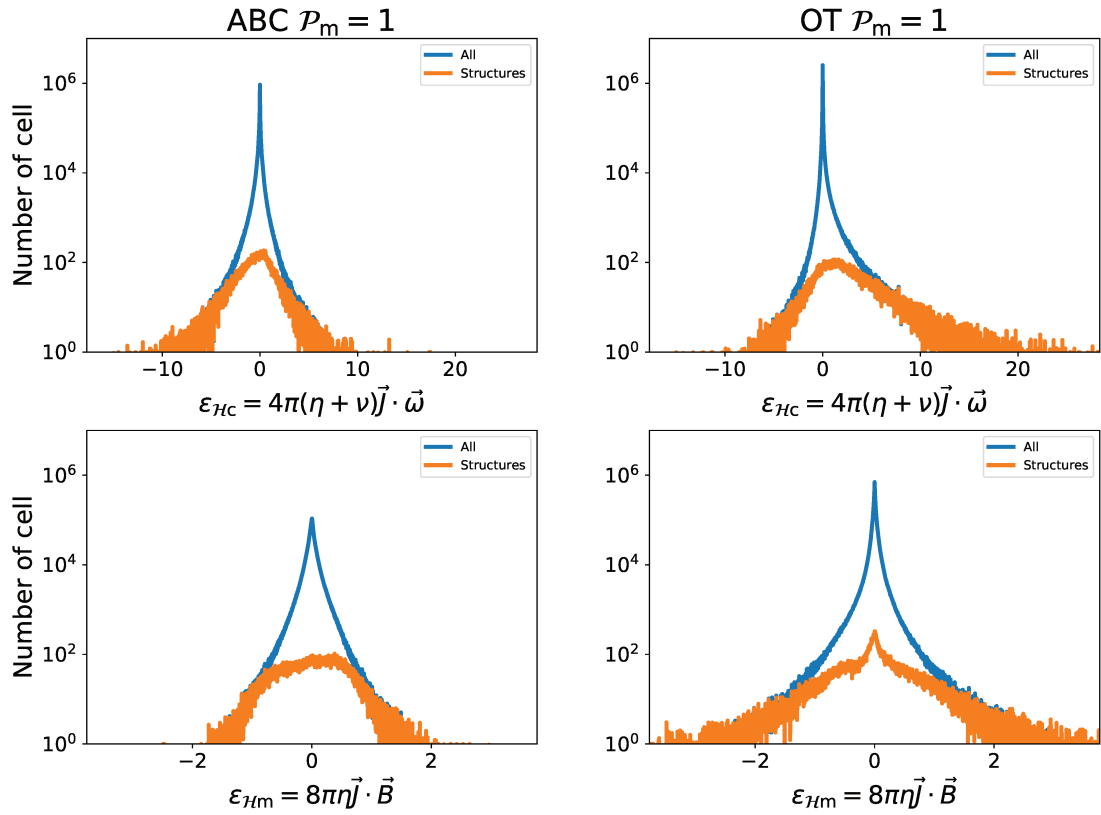


FIG. V.10 Histogrammes de la valeur du terme de source/puits locale de l'hélicité magnétique (en bas) et de l'hélicité croisée (en haut) pour les écoulements ABC (à gauche) et OT (à droite) à $t = 1/3t_{\text{turnover}}$. Les courbes en bleu sont calculées sur l'ensemble des cellules de la simulation, celles en orange le sont sur les cellules de forte dissipation d'énergie ($\varepsilon_{\text{tot}}^{\text{corr}} = \langle \varepsilon_{\text{tot}}^{\text{corr}} \rangle + 4 \times \sigma_{\varepsilon_{\text{tot}}^{\text{corr}}}$). Notez les différences d'échelle pour les deux quantités, les taux de variation de l'hélicité magnétique étant bien moindre que pour l'hélicité croisée.

rapport à un seuil de $\varepsilon_{\text{tot}}^{\text{corr}} = \langle \varepsilon_{\text{tot}}^{\text{corr}} \rangle + 4\sigma_{\varepsilon_{\text{tot}}^{\text{corr}}}$. La contribution des différentes natures à la dissipation globale reste similaire et la fraction de dissipation au-dessus du seuil identifiée par les scans augmente globalement d'environ 10%.

V.8 Dissipation des hélicités

Les équations de la MHD idéale ($\nu = \eta = 0$) possèdent deux invariants : l'hélicité croisée et l'hélicité magnétique. Celles-ci sont des mesures quantitatives de la topologie des lignes de champ. Nous pensons que comprendre la façon dont ces hélicités se dissipent permettra de mieux comprendre les interactions entre la nature de la dissipation de l'énergie et la topologie des écoulements.

L'hélicité croisée implique à la fois le champ de vitesse et le champ magnétique. On

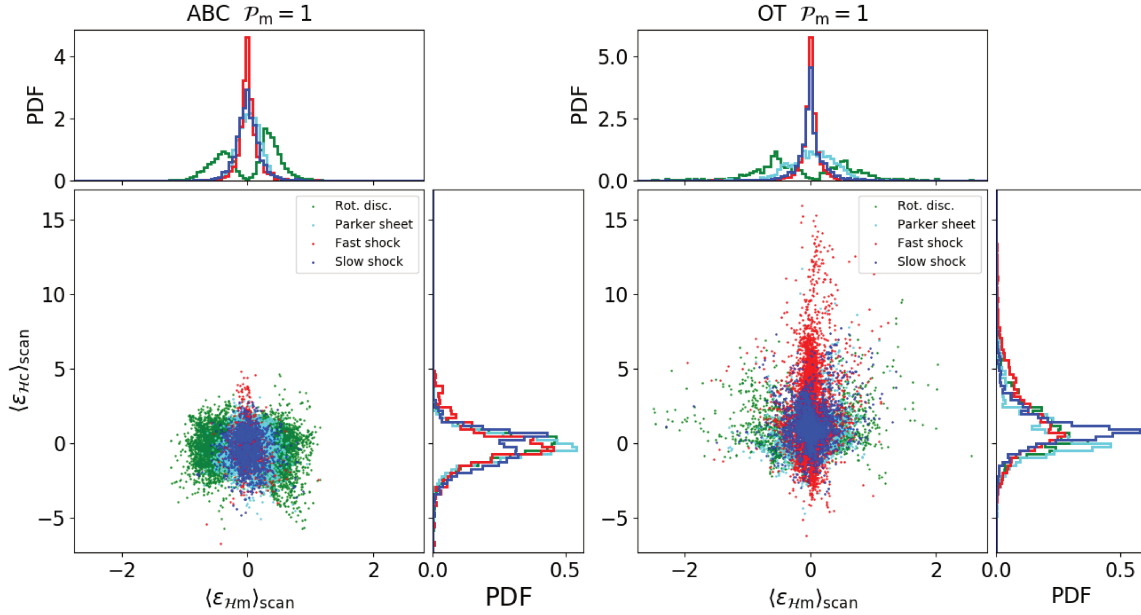


FIG. V.11 Distribution en nuage de points du terme de source/puits locale de l'hélicité magnétique (abscisse) et de l'hélicité croisée (ordonnée) pour tous les scans identifiés. Le pas de temps choisi reste $t = 1/3t_{turnover}$. À gauche l'écoulement initial est ABC et à droite c'est OT. Les densités de probabilité pour chaque nature sont montrées en projection sur les axes correspondants. Le domaine d'intégration des scans est le même que pour la dissipation de l'énergie (voir section IV.3). Ici encore, notez la différence d'échelles entre les ordonnées et les abscisses.

rappelle qu'elle est déterminée comme :

$$\mathcal{H}_c = \vec{u} \cdot \vec{B} \quad (\text{V.1})$$

Sa valeur moyenne $\langle \mathcal{H}_c \rangle$ mesure le degré d'alignement global des champs magnétiques et de vitesses. Il peut être montré (Galtier, 2016) qu'elle mesure, plus précisément, le nombre de lien (une quantité topologique, voir Pariat, 2006) entre la vorticité et le champ magnétique. Comme pour l'énergie, la variation de l'hélicité croisée est due à deux types de termes, les termes de flux et les termes de source (Galtier, 2016) :

$$\partial_t \mathcal{H}_c + \vec{\nabla} \cdot \vec{\mathcal{F}}_{\mathcal{H}_c} = -\varepsilon_{\mathcal{H}_c} \quad (\text{V.2})$$

La principale différence dans le cas de l'hélicité est que les termes sources n'ont pas de signe défini et peuvent donc se comporter comme des sources de destruction ou de production d'hélicité croisée. Dans le cas de nos simulations où nous n'incluons pas le terme de Hall, il n'y a qu'un seul terme de source/puits qui peut s'écrire :

$$\varepsilon_{\mathcal{H}_c} = 4\pi(\eta + \nu) \vec{J} \cdot \vec{\omega}, \quad (\text{V.3})$$

où $\vec{\omega} = \vec{\nabla} \times \vec{u}$ est la vorticité (voir Galtier, 2016).

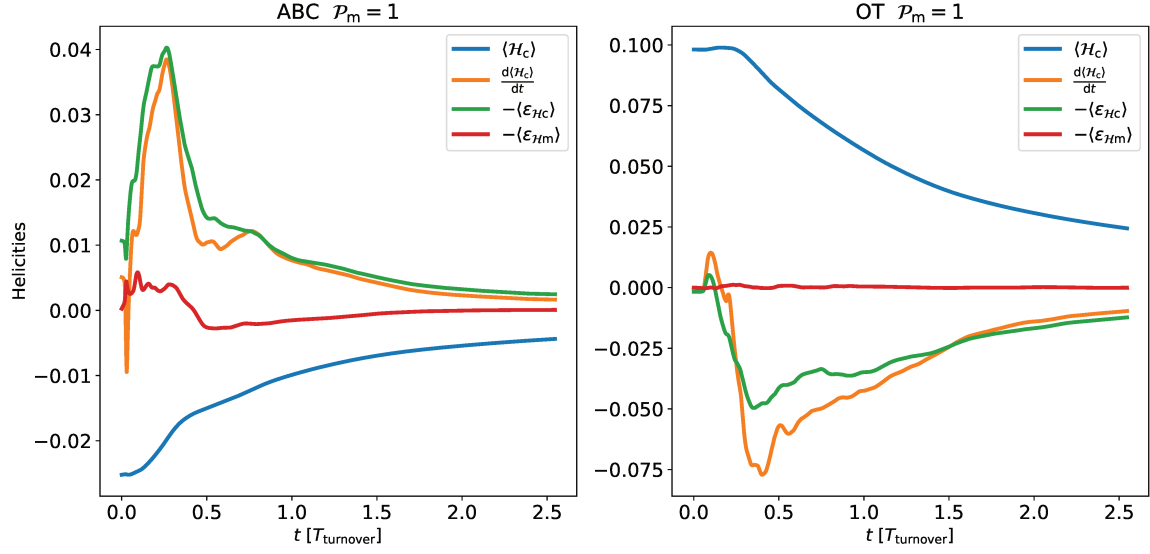


FIG. V.12 Évolution temporelle de l'hélicité croisée globale (en bleu) et du terme de source/puits locale de l'hélicité magnétique (en rouge) et de l'hélicité croisée (en vert) moyenné sur toutes les cellules de la simulation. Les courbes oranges sont les dérivées temporelle de l'hélicité croisée, elles représentent la perte ou le gain global d'hélicité croisée. On remarque sur celles-ci que, à l'instar de la dissipation d'énergie, le schéma numérique induit de la dissipation d'hélicité croisée.

L'hélicité magnétique quant à elle, n'implique que le champ magnétique. On rappelle qu'elle est déterminée comme :

$$\mathcal{H}_m = \vec{A} \cdot \vec{B}, \quad (\text{V.4})$$

où \vec{A} est le potentiel vecteur ($\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}$). Elle quantifie les aspects topologiques des lignes de champ magnétique : dans quelle mesure elles sont liées, tordues et nouées. Concrètement, l'hélicité magnétique fournit une mesure du degré de complexité structurale d'un champ magnétique. Elle est elle aussi sujette à une équation d'évolution de la forme :

$$\partial_t \mathcal{H}_m + \vec{\nabla} \cdot \vec{\mathcal{F}}_{\mathcal{H}_m} = -\varepsilon_{\mathcal{H}_m} \quad (\text{V.5})$$

La variation locale d'hélicité magnétique qui ne résulte pas d'un transport est (voir Galtier, 2016) :

$$\varepsilon_{\mathcal{H}_m} = 8\pi\eta \vec{J} \cdot \vec{B}, \quad (\text{V.6})$$

qui n'a pas non plus de signe défini et peut donc se comporter comme une source de destruction ou de production d'hélicité magnétique.

La figure V.10 montre la distribution du taux de variation des hélicités pour les deux écoulements que nous avons considérés. Cette figure nous apprend que les structures de forte dissipation en énergie contiennent les cellules qui affectent le plus les hélicités croisée et magnétique. Cette figure nous montre aussi que les taux de destruction/création d'hélicité croisée atteignent des valeurs un ordre de grandeur supérieures à celles de l'hélicité magnétique : l'hélicité magnétique est bien mieux préservée que l'hélicité croisée. On

notera encore l'asymétrie vers les valeurs positives de $\varepsilon_{\mathcal{H}_c}$ dans le cas OT : des conditions initiales à hélicité croisée positive engendrent une destruction préférentielle de l'hélicité croisée dans les zones à forte dissipation. Dans une moindre mesure, on observe aussi une légère asymétrie pour le cas ABC ($\mathcal{H}_m > 0$) vers la destruction d'hélicité magnétique ($\varepsilon_{\mathcal{H}_m} > 0$) pour les zones de dissipation intense.

Ces résultats prennent tout leur sens lorsqu'on considère ces termes source/puits en fonction de la nature des structures. On montre sur la figure V.11 les termes sources/puits d'hélicité magnétique et croisée moyen pour chacun des scans (même domaine d'intégration que pour la dissipation d'énergie) selon leur nature. Concentrons-nous d'abord sur l'hélicité magnétique, dont la destruction est commandée par le terme $\vec{J} \cdot \vec{B}$. Par exemple, la nature coplanaire des chocs slow et fast implique que le courant sera orthogonal au champ magnétique : le terme source (équation V.6) est nul et donc l'hélicité magnétique est conservée dans ceux-ci. Ce raisonnement vaut aussi pour les nappes de Parker, par essence coplanaires. Pour les discontinuités rotationnelles, la rotation du champ magnétique autour de la direction du scan indique que le courant est le long de cette direction. Dans le produit $\vec{J} \cdot \vec{B}$ c'est donc seule la composante \vec{B}_{scan} qui joue, or nous avons mesuré que celle-ci est faible dans ces discontinuités. Le taux de variation de l'hélicité magnétique est donc faible dans les discontinuités rotationnelles, par opposition à nulle dans les chocs et nappes de Parker. Sur la figure V.11, sur les panneaux du haut, on note effectivement que l'hélicité magnétique varie plus dans les discontinuités rotationnelles que dans les autres types de structures. On note à nouveau l'asymétrie vers les valeurs positives dans le cas ABC, plus apparente sur l'échelle linéaire de ce graphique. L'asymétrie de la variation de l'hélicité magnétique dans le cas ABC peut se relier à la polarisation (sens de rotation du champ magnétique dans la direction de propagation) des discontinuités rotationnelles, qui est sensible sur la figure IV.13 (panneau en bas à droite). La variation d'hélicité est donc faible ou nulle dans les discontinuités que nous avons identifiées, et seuls les chocs intermédiaires pourraient faire varier l'hélicité magnétique de façon significative. Comme nous avons vu que leur proportion est faible, on s'attend donc à une bonne conservation de l'hélicité magnétique dans les régions de dissipation intenses.

Nous reproduisons sur la figure V.12 les taux de variation des hélicités moyennés sur tout le domaine de calcul. On observe effectivement que le taux de variation de l'hélicité magnétique est très petit devant celui de l'hélicité croisée, même dans le cas où l'hélicité croisée est initialement petite (cas ABC). Notez que nous n'avons pas encore calculé les hélicités magnétiques à différents pas de temps car cela nécessite de passer en Fourier pour calculer le potentiel vecteur.

Dans un deuxième temps, regardons l'hélicité croisée. Pour les structures planaires le terme de source/puits de l'hélicité croisée s'écrit (dans le référentiel des gradients principaux défini en section IV.2.1)

$$\varepsilon_{\mathcal{H}_c} = 4\pi (\eta + \nu) [\partial_{\text{scan}} B_{\perp 1} \partial_{\text{scan}} u_{\perp 1} + \partial_{\text{scan}} B_{\perp 2} \partial_{\text{scan}} u_{\perp 2}]. \quad (\text{V.7})$$

Pour les discontinuités rotationnelles, il est difficile d'exploiter cette équation. En revanche, pour les chocs et les nappes de Parker, la coplanarité implique que les variations du champ magnétique et de la vitesse transverse se font dans un plan. l'équation précédente devient donc

$$\varepsilon_{\mathcal{H}_c} = 4\pi (\eta + \nu) [\partial_{\text{scan}} B_{\perp} \partial_{\text{scan}} u_{\perp}]. \quad (\text{V.8})$$

où u_{\perp} et B_{\perp} sont les normes des vitesses et champs magnétiques transverses. L'équation de conservation du flux de moment transverse dans les chocs II.98 nous apprend que si les sens du champ magnétique et de la vitesse dans la direction de scan sont identiques, alors $\partial_{\text{scan}} B_{\perp}$ et $\partial_{\text{scan}} u_{\perp}$ sont de même signe. Il en résulte une dissipation de l'hélicité croisée. Dans le cas contraire, si les sens du champ magnétique et de la vitesse dans la direction de scan sont opposés, alors $\partial_{\text{scan}} B_{\perp}$ et $\partial_{\text{scan}} u_{\perp}$ sont de signes opposés. On a alors une source d'hélicité croisée. Pour les conditions initiales OT, l'hélicité croisée positive résulte d'un alignement positif moyen entre la vitesse et les champs magnétiques, d'où une dissipation de l'hélicité croisée plus probable pour les chocs (fast ou slow). Pour les conditions initiales ABC, l'hélicité croisée moyenne est faiblement négative, ce qui engendre les statistiques légèrement dissymétriques vers la création d'hélicité observées sur le graphique en haut à gauche de la figure V.10 et à droite du panneau de gauche de la figure V.11.

On observe ici une différence entre les deux types de discontinuité d'Alfvén, les nappes de Parker se comportent du point de vue de l'hélicité magnétique comme des chocs, au contraire des discontinuités rotationnelles. Ceci est la seule mesure où les discontinuités rotationnelles et les nappes de Parker montrent une différence statistiquement significative et ne donne pas l'impression d'une séparation arbitraire entre les deux natures.

Pour l'hélicité croisée, la figure V.12 montre la moyenne du taux de variation $\langle \varepsilon_{\mathcal{H}_c} \rangle$ ainsi que l'opposé de la dérivée temporelle de l'hélicité croisée totale $-\langle \dot{\mathcal{H}}_c \rangle$. Ces deux quantités devraient être égales s'il n'y avait aucune variation de l'hélicité engendrée par le schéma numérique. Comme ce n'est pas tout à fait le cas, nous savons que le schéma numérique introduit des variations artificielles des hélicités, et nous devrions mettre au point une méthode pour estimer localement cette perte de la même façon que nous l'avons fait pour la dissipation d'énergie. C'est ce que nous projetons de faire avant de publier ces résultats. En valeur moyenne, la dégradation numérique de l'hélicité semble jouer un rôle moindre que pour la dissipation d'énergie. Mais il ne faut pas oublier que dans ce cas, les variations d'hélicité ne sont pas signées, et pourraient fort bien être importantes localement, mais se compenser après intégration sur tout le domaine.

Enfin, les résultats obtenus en raisonnant sur les structures individuelles semblent cohérents avec l'évolution moyenne des hélicités. Ceci est peut-être une indication que l'essentiel des variations d'hélicité se produit sur les structures de dissipation intense, mais c'est un résultat qu'il nous reste à quantifier. De la même manière, nous n'avons pas encore pu déterminer si la dissipation diffuse d'énergie hors des structures intenses jouait un rôle secondaire ou non.

Chapitre VI

Conclusions et Perspectives

Nous avons donc construit des outils pour détecter et caractériser les structures dissipatives intenses dans des simulations de MHD isotherme. Nous avons mesuré certaines de leur propriétés statistiques et vu qu'elles pouvaient rendre compte d'une partie significative de la dissipation totale. Nous examinons dans ce chapitre un ensemble de voies qu'il nous reste à explorer ainsi que certaines que nous avons commencé à défricher.

VI.1 Exploration de l'espace des paramètres

Le cadre numérique de la MHD isotherme que nous avons adopté dans ces travaux réduit à quelques uns les paramètres qui contrôlent la physique dans nos simulations. Dans les équations d'évolution renormalisées (équations(III.6), (III.7) et (III.8)), seuls interviennent les coefficients numériques de dissipation (résistivité η et viscosité ν) et le nombre de Mach sonique au travers de la valeur de la vitesse du son c . Le reste est déterminé par les conditions initiales, ce qui donne un très grand nombre de degrés de liberté à explorer. Cependant, on peut s'attendre à ce qu'après un temps suffisamment long après le début de l'expérience, la mémoire des conditions initiales soit effacée. Or certaines quantités physiques sont plus ou moins bien conservées : le champ magnétique moyen l'est exactement (grâce à nos conditions aux limites périodiques), les hélicités magnétique et croisée le sont à la dissipation près (voir section V.8). Si, comme beaucoup le pensent, la turbulence revêt un caractère universel, alors on s'attend à ce que les propriétés statistiques de la turbulence ne puissent dépendre que de ces quantités conservées après un certain temps.

Nous avons examiné dans le cours de cette thèse l'effet de l'hélicité des conditions initiales et l'effet des coefficients de diffusion. Mais nous avons aussi réalisé des simulations pour différents nombres de Mach et différentes valeurs du champ magnétique, que nous n'avons encore que peu explorées car nous avons préféré nous concentrer sur le développement de nos méthodes de détection et d'identification. Cependant, il sera aisé de regarder quelles tendances statistiques opèrent lorsque varient ces paramètres.

Nous avons présenté un cas où le champ magnétique moyen est strictement nul, bien que les observations montrent généralement que la valeur du champ magnétique moyen pourrait être de l'ordre de grandeur de la composante turbulente du champ (à partir de la dispersion des angles de polarisation mesurés par Planck, par exemple, bien que ces

mesures moyennées sur la ligne de visée sous-estiment sans doute la composante turbulente du champ magnétique). Cependant, il n'est pas non plus certain que ce champ magnétique moyen soit constant dans le temps, car nous n'avons pas accès aux échelles de temps de son évolution dans la galaxie. Il n'est pas encore clair qu'une simulation avec un champ magnétique moyen fixé à tous temps soit plus réaliste qu'une sous-partie plus petite d'une simulation à champ moyen nul qui sur cette sous-partie présenterait un champ moyen instantané non nul. Les travaux basés sur des simulations avec champ moyen constant présentent sans doute un biais sur l'effet imprimé par ce champ sur la turbulence, si en réalité le champ moyen est variable dans le temps.

Ces caveats ayant été exprimés, l'étude d'un champ moyen reste intéressante en soi du point de vue de la compréhension de la physique, et nous avons donc réalisé quelques simulations avec champ moyen. Les résultats préliminaires de notre analyse sur ces simulations montrent que cette fois-ci, près du pic de dissipation (donc aux temps courts, proches des conditions initiales) les chocs sont prépondérants dans les écoulement ABC et OT.

Pour ABC, en l'absence de champ magnétique moyen, proche du pic de dissipation, les discontinuités alfvéniques représentaient 70% du taux de dissipation analysée. Avec un champ moyen, elles ne représentent plus que 13% et les chocs deviennent les principales structures de forte dissipation, avec 36% de la dissipation analysée (14% pour les chocs fast et 22% pour les chocs slow). Le taux d'identification diminue significativement, passant de 74% à 50% des scans, nous n'avons pas encore exploré les raisons de cette diminution. Du point de vue de leur orientation, les structures semblent s'organiser en gardant le champ moyen dans leur surface de travail (Voir figure VI.1).

Pour OT, les différences entre les simulations avec ou sans champ magnétique moyen sont moins évidentes. Le taux d'identification est très similaire et la répartition de la dissipation dans les différentes natures aussi. Cependant la comparaison entre les figures V.9 et VI.2 montre des structures cohérentes bien plus étendues et moins nombreuses. Contrairement à l'écoulement ABC, l'orientation des structures semble être moins impactée par la présence du champ magnétique moyen.

Nous avons aussi fait varier le nombre de Mach, mais sans avoir eu encore le temps d'analyser la nature des structures présentes dans ces simulations.

VI.2 Plus de microphysique

Bien sûr, le modèle de MHD isotherme est loin de la réalité complexe du milieu interstellaire (voir chapitre I). Cependant, nous avons vu que lorsque les échelles de temps dynamiques sont longues par rapport aux temps d'équilibrage des températures, un modèle barotrope était utilisable. L'introduction de termes de refroidissement et de chauffage adaptés au milieu interstellaire permet l'étude de ses propriétés biphasiques, qui sont à la base de beaucoup des caractères des traceurs moléculaires que nous tentons de reproduire (cf. Bellomi *et al.*, 2020; Lehmann *et al.*, 2021). La MHD adiabatique idéale inclut une onde d'entropie (Goedbloed *et al.*, 2019) en plus des 6 ondes idéales que nous avons rencontrées dans ces travaux. Son ajout permettra sans doute de caractériser les fronts de condensation à l'interface entre les phases chaudes et froides, qui correspondent à des discontinuités de contact. Il sera dans ce cas intéressant d'étudier la géométrie de ces

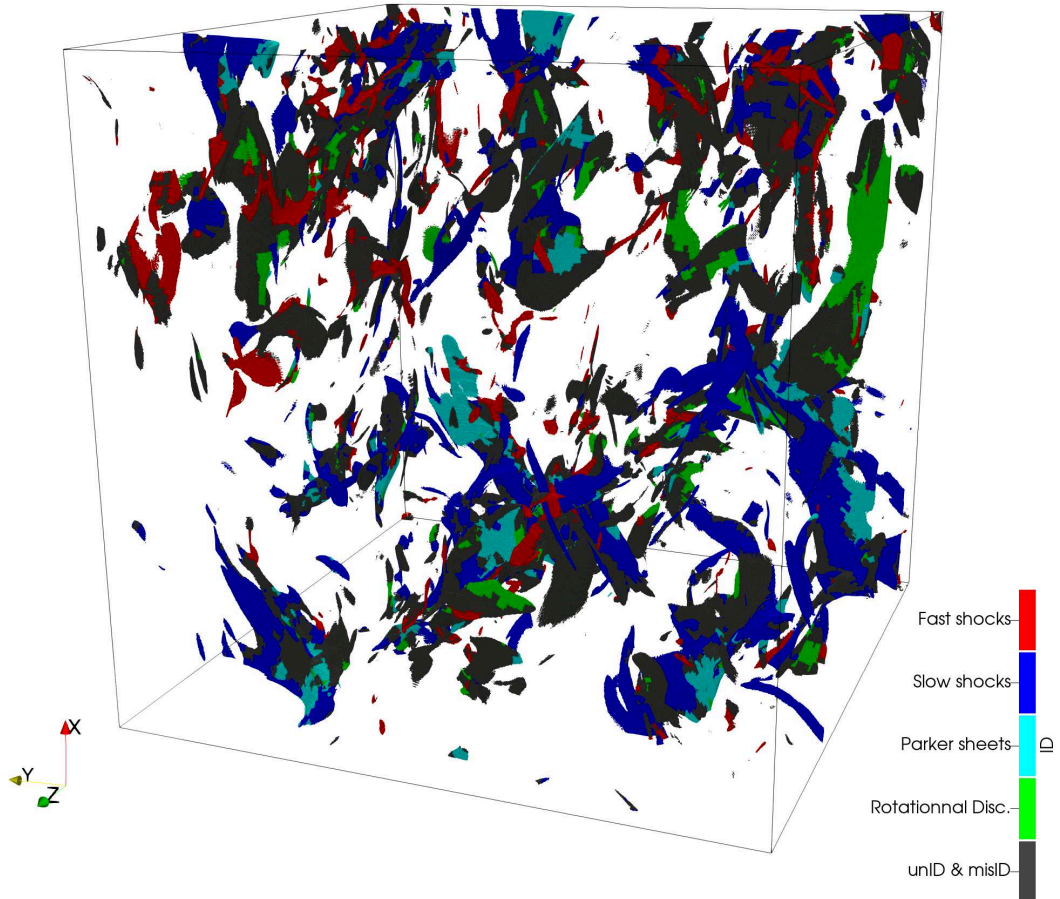


FIG. VI.1 Identification des structures à forte dissipation extraites d'une simulation aux conditions initiales ABC à $\mathcal{P}_m = 1$ et avec un champ magnétique moyen colinéaire à \vec{x} . Le champ magnétique moyen est de même intensité que le champ r.m.s. des simulations à champ nul (de sorte que la composante dirigée et la composante turbulente sont du même ordre de grandeur). Le pas de temps de cette sortie est $t \simeq 1/3t_{\text{turnover}}$.

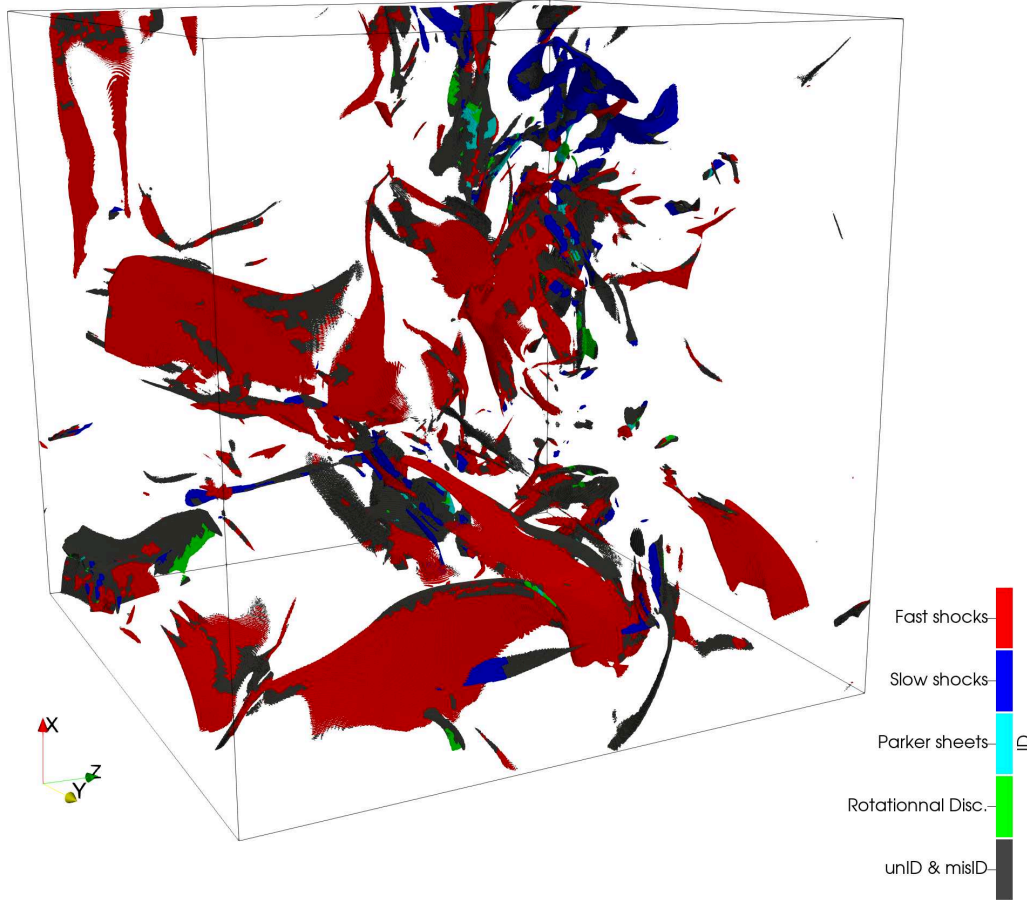


FIG. VI.2 Identification des structures à forte dissipation extraites d’une simulation aux conditions initiales OT à $\mathcal{P}_m = 1$ et avec un champ magnétique moyen colinéaire à \vec{x} , de même intensité que sa composante r.m.s. Le pas de temps de cette sortie est $t \simeq 1/3t_{\text{turnover}}$.

interfaces et de quantifier leur rôle dans les échanges d’énergie entre phases ainsi que leur potentiel apport moléculaire (Lesaffre *et al.*, 2007).

Une autre voie de développement par rapport au modèle isotherme est l’introduction du terme de diffusion ambipolaire dans l’équation d’induction. Ce terme apparaît lorsque l’inertie de la composante ionisée du gaz interstellaire est négligeable devant celle du gaz neutre, ce qui est souvent le cas du milieu interstellaire. La dynamique du gaz est alors découplée du champ magnétique pour les échelles spatiales et temporelles les plus courtes (cf. Momferratos *et al.*, 2014). On voit notamment apparaître des chocs composites avec un précurseur magnétique étalé et un saut visqueux très net (les chocs de type C-J, C pour “continu” et J pour “jump”, cf. Roberge et Draine, 1990; Lesaffre *et al.*, 2004a,b; Godard *et al.*, 2019). Il ne sera sans doute pas aisé d’étendre nos méthodes à ce type de chocs, et la première étape sera de vérifier l’orthonormalité du système d’ondes avec la diffusion ambipolaire ou bien la pureté de ces chocs en termes d’ondes idéales. C’est à dire qu’il

faudra trouver une base pour les gradients qui soit adaptée à ce type de chocs. Pour finir, la coexistence de structures “nettes” et “floues” rend difficile la définition des structures par un simple seuillage dissipatif intense. En effet, les précurseurs magnétiques sont des structures dissipatives au même titre que les chocs visqueux bien qu’ils présentent des taux de dissipation plus bas quoique plus étalés. Il faudra donc aussi trouver un meilleur moyen de détection pour ces structures hybrides.

VI.3 Suivi des structures

L’une des étapes de validation de l’identification des structures a nécessité la mise au point d’une méthode pour mesurer leur vitesse de propagation (cf. IV.5.2). La connaissance de cette vitesse va faciliter la mise en oeuvre du suivi dans le temps de ces structures cohérentes. Nous souhaitons en effet connaître le comportement dynamique de ces structures. Que se passe-t-il lorsqu’elles se rencontrent ? Sont-elles sujettes à des instabilités ? Par exemple Park et Ryu (2019) a proposé que les chocs slow sont soumis à des instabilités de corrugation qui les rendent plus fragmentaires que les chocs fast. Ce n’est pour l’instant pas quelque chose qui semble ressortir de nos simulations : l’examen de la figure V.9 ne semble pas à nos yeux révéler un morcellement plus prononcé pour l’un des types de structures plutôt que l’autre, bien que ceci nécessiterait une étude plus quantitative. En revanche, il nous a semblé que la configuration des structures les unes par rapport aux autres n’étaient pas indifférente à leur nature : les discontinuités d’Alfvén paraissent souvent combinées dans des structures parallèles en feuillets alors que les chocs fast sont plus isolés. Mais encore une fois cette affirmation nécessiterait une confirmation plus quantitative. Les structures sont-elles capables de changer de nature au cours du temps ? Comment naissent-elles et comment meurent-elles ? Peuvent-elles se scinder ou bien coalescer ? Autant de questions dont un examen dynamique détaillé pourra rendre compte.

VI.4 La vision de la turbulence comme une collection de structures cohérentes

Dans leur expérience 2D sans champ magnétique, Lesaffre *et al.* (2020) ont montré que la grande majorité de la dissipation dans le domaine était redevable de chocs qui pouvaient être modélisée à partir d’une collection statistique de structures stationnaires 1D planes (quoique tronquées). Nous avons vu qu’il était difficile d’évaluer quelle part de la dissipation totale est portée par nos structures cohérentes. Cependant, nous avons pu en donner une valeur limite inférieure et par là montrer qu’une part significative (au moins un quart) de la dissipation est due à ces structures. Plusieurs indices concordent pour suggérer que cette part est en fait bien plus importante, et sans doute dominante.

Notre étude sur la dépendance en fonction du nombre de Prandtl a révélé que les variations du rapport global des chauffages ohmique vs. visqueux dans la simulation étaient portées par des variations internes des profils des structures et non par des variations dans la statistique de celles-ci ou bien dans leurs paramètres d’entrée. Ce résultat confirme les travaux récents de Brandenburg (2014) qui suggérait que l’effet du Prandtl magnétique était contrôlé par les structures internes des chocs. Pour les structures cohérentes, faire

varier le nombre de Prandtl revient à figer leurs paramètres globaux et leur configuration géométrique en ne changeant que leurs profils internes. De même l'étude de la convergence en résolution (cf. V.2) montre que le seul effet de la résolution est d'épaissir les structures sans changer le reste. C'est un bon indice que certaines propriétés de la turbulence peuvent ainsi être accédées non pas à travers la géométrie complexe de ces structures mais à partir de la statistique de structures simplifiées 1D. On pourrait ainsi être amené à décomposer les structures cohérentes en petits timbres plans qui peuvent être modélisés individuellement de façon 1D stationnaire en y incluant plus de détails thermiques, le découplage entre fluides et éventuellement la chimie. Ce pourrait être une étape importante pour faire le lien entre ces simulations dynamiques complexes et les observations.

Cette vision de la turbulence comme une collection de structures cohérentes n'est pas neuve mais trouve des échos récents dans la littérature avec les travaux de [Zweibel et Yamada \(2016\)](#) sur la reconnection qui met l'accent sur les rôles respectifs des processus globaux et locaux. Nos travaux sont dans la lignée des publications de [Zhdankin \(Zhdankin et al., 2013; Zhdankin et al., 2014, 2015, 2016\)](#) qui se sont efforcés de caractériser les structures cohérentes dans le cadre simplifié de la MHD réduite (qui correspond au cas limite où est présent un fort champ magnétique uniforme et constant en temps). Cette série de publications a inspiré [Mallet et Schekochihin \(2017\)](#) qui ont proposé un modèle intermittent basé sur l'alignement dynamique entre les structures. D'après la récente revue de [Schekochihin \(2020\)](#) ces idées pourraient même résoudre un débat de longue haleine sur la valeur de la pente dans le spectre en loi de puissance de la turbulence MHD développée. Dans le même ordre d'idées mais pour la turbulence compressible, [Robertson et Goldreich \(2018\)](#) expliquent la déviation des statistiques de densité par rapport à la loi log-normale en invoquant une collection appropriée de chocs. Des développements récents sur la théorie de la MHD turbulente avec champ moyen font aussi usage d'une collection statistique de chocs ([Beattie et al., 2021](#)). Ces idées fertiles pourront être validées ou raffinées grâce à nos techniques de détection de structures.

Dans le même temps, le développement récent des instruments embarqués ciblant le vent solaire tels ceux de la mission Cluster ([Bruno et Carbone, 2013; Perrone et al., 2016, 2017](#)) a permis la caractérisation de structures cohérentes telles des discontinuités d'Alfvén ainsi que des structures compressives. Nul doute que ces avancées permettront bientôt de contraindre la statistique de chaque type individuel de structure.

VI.5 Modèles 1D

En retour, notre étude 3D permet de montrer quelle est la prochaine étape nécessaire pour rendre les modèles 1D plus réalistes. Nous avons ainsi mis à jour des flots divergents dans les surfaces de travail de nos discontinuités, pour tous les types de structures, chocs ou discontinuités d'Alfvén. Dans les nappes de Parker, cette caractéristique était connue car nécessaire pour tenir compte de la conservation de la masse qui entre en convergeant par des flots normaux à la surface pour sortir le long de la nappe dans des flots divergents.

L'artifice de calcul employé dans le modèle de Parker ([Parker, 1963](#)) considère astucieusement Bernoulli le long des lignes de courant pour contraindre la divergence et permet de fermer le système d'équations à l'aide d'un simple paramètre extérieur qui contrôle l'extension transverse de la feuille. Cette méthode peut être facilement utilisée

dans le contexte des chocs 1D pour rendre compte de la relaxation de la pression vers celle du milieu environnant (c'est à dire comment la pression post-choc regagne la pression pré-choc). Cette relaxation dynamique est l'une des grandes absentes des modèles 1D et permettrait de formuler des prédictions plus réalistes pour les caractéristiques observables des chocs.

D'un autre coté, pour réaliser le projet de modéliser finement les caractères observables de la turbulence, il convient de modéliser la chimie dans tous les types de structures rencontrés. Nous avons vu que la turbulence MHD peut être composée d'un grand nombre de discontinuités d'Alfvén, et il faudrait donc étendre le modèle des nappes de Parker aux autres types de discontinuités d'Alfvén. De tels modèles dynamiques pourraient être post-processé avec une chimie adéquate pour rendre compte de l'abondance de certains traceurs cibles, en supposant dans un premier temps que la thermique et la chimie n'ont pas de rétro-action trop importante sur la dynamique de ces structures.

VI.6 Confrontation aux observations

Découvrir la nature des régions de dissipation extrême dans la turbulence du milieu interstellaire diffus serait une prodigieuse avancée car les processus irréversibles qui opèrent dans ces régions déterminent en partie l'évolution ultérieure du milieu, selon qu'elles sont des sur-densités, de forts cisaillements de vitesse, de forts courants ou l'une quelconque des combinaisons possibles.

Pourtant, l'identification directe de ces régions, et pire encore, la détermination de leur nature, est un immense défi pour au moins deux raisons.

La première, fondamentale, est que les observations ne donnent pas accès directement à la densité du milieu, sauf dans les régions très denses où se forment les étoiles, ce qui est loin du milieu diffus. Les autres grandeurs déterminantes, la vitesse et le champ magnétique, ne sont connues qu'en projection et sous forme de quantités intégrées sur des lignes de visée. Si la vitesse projetée sur la ligne de visée est facilement accessible grâce au décalage de raies spectrales par effet Doppler et son intégration simplement algébrique, il n'en est pas de même du champ magnétique pour lequel les mesures de l'intensité (projetée sur la ligne de visée) par effet Zeeman et de l'orientation (dans le plan du ciel) par la polarisation sont beaucoup plus complexes.

La seconde, tout aussi fondamentale, est liée au fait que les plus petites échelles actuellement accessibles aux observations dans le milieu diffus sont plus de deux ordres de grandeur au-dessus des échelles de dissipation. Même en tenant compte du fait que la dissipation de la turbulence couvre au moins un ordre de grandeur au-dessus de l'échelle de dissipation, cette limitation est sérieuse. De plus, les temps de relaxation de la chimie dite "chaude" déclenchée par les bouffées de dissipation de la turbulence sont longs, de l'ordre de 10^4 ans pour CO, par exemple. Par conséquent, les molécules nouvellement formées qui émergent de ces régions à des vitesses de l'ordre du km s^{-1} , persistent dans le milieu sur des distances $\simeq 10$ mpc, ce qui "trouble" irrémédiablement l'image que ces molécules pourraient nous donner des régions de dissipation, à l'instar du plankton luminescent traceur des régions de fort cisaillement de vitesse dans les vagues déferlantes des mers tropicales.

Heureusement, la chimie interstellaire est tellement riche et subtile qu'elle est capable

de fournir, sur la base de modèles de plus en plus élaborés, des diagnostics indirects mais irremplaçables sur les processus à l'origine de la chimie chaude, comme une forte élévation de température ou de la friction ion-neutre amplifiée. Pour reprendre l'un des exemples cités dans l'Introduction, une simple élévation de température ne peut être à l'origine du grand rapport HCO^+/OH observé dans le milieu diffus, car elle stimule à la fois la production des deux espèces et produit trop de OH en comparaison de HCO^+ . Les multiples signatures de chimie chaude dans le milieu interstellaire diffus suggèrent que la dérive ion-neutre joue un rôle dominant (Godard *et al.*, 2009).

L'imagerie du milieu diffus dans les raies de CO fournit des cartes de densité de colonne de cette molécule dans différentes transitions rotationnelles. Ce type d'observations, dans des régions où la turbulence est suffisamment homogène pour être confrontée à la théorie et aux simulations numériques, nous a déjà beaucoup appris :

- de la structure, spatiale et en vitesse, existe à toutes les échelles et des écarts aux lois d'échelles observées sur plusieurs ordres de grandeur apparaissent aux petites échelles,
- les rapports de différentes raies de rotation de CO sont remarquablement uniformes dans le milieu diffus et suggèrent que si de fortes fluctuations de densité existent, elles sont à très petite échelle,
- des structures moléculaires très fines et remarquablement longues et cohérentes en vitesse ont été découvertes dans le milieu diffus. Elles portent la signature de cisaillements de vitesse intenses qui laissent penser que ces structures CO peuvent être le produit de la dissipation de turbulence (Falgarone *et al.*, 2009). Ces résultats sont corroborés par d'autres observations récentes.
- l'étude statistique des incréments de plusieurs observables, dont les vitesses centroïdes de raies de CO, s'avère un puissant outil pour localiser des régions de dissipation extrême dans la turbulence du milieu diffus parce qu'elles peuplent les ailes non-Gaussiennes des distributions de probabilité des incréments (Lis *et al.*, 1996; Hily-Blant et Falgarone, 2009)

Enfin, indépendamment de leur impact sur l'évolution de la matière diffuse vers les nuages plus denses et la formation d'étoiles, des discontinuités d'Alfvén dans le milieu diffus pourraient abriter des sites de reconnexion magnétique. Dans le vent solaire, une association spatiale et temporelle a été observée pour la première fois entre des structures cohérentes non-Gaussiennes du champ magnétique, des feuilles de courant et des jets de plasmas caractéristiques de la reconnexion magnétique (Osman *et al.*, 2014). Dans ces données, toutes les régions d'intermittence tracées par les non-Gaussianités du champ magnétique ne sont pas des feuilles de courant et toutes ne conduisent pas à la reconnexion, mais les reconnexions et les feuilles de courant sont toutes concentrées dans les régions d'intermittence du champ magnétique. Le plasma du vent solaire n'est pas celui du MIS mais l'intermittence de la turbulence semble être une propriété universelle. On sait que la reconnexion magnétique a lieu dans le MIS de notre galaxie et dans les galaxies extérieures car le champ magnétique n'est pas aussi enroulé qu'il devrait l'être par les rotations galactiques. On sait également qu'un champ à grande échelle existe car il est le seul à pouvoir confiner les rayons cosmiques de haute énergie dans les galaxies : or ce champ grande échelle ne peut exister qu'en présence de reconnexion, étant donné l'omniprésence

de la turbulence. Mais on ne sait rien observationnellement sur les sites de reconnexion magnétique et le spectre des particules de haute-énergie qu'ils éjectent.

Bibliographie

- F. ANSELMET, R. A. ANTONIA et L. DANAILA : Turbulent flows and intermittency in laboratory experiments. *Planet. Space Sci.*, 49(12):1177–1191, octobre 2001. [20](#)
- J. W. ARMSTRONG, B. J. RICKETT et S. R. SPANGLER : Electron Density Power Spectrum in the Local Interstellar Medium. *ApJ*, 443:209, avril 1995. [4](#)
- A. ARNÉODO, R. BENZI, J. BERG, L. BIFERALE, E. BODENSCHATZ, A. BUSSE, E. CALZAVARINI, B. CASTAING, M. CENCINI, L. CHEVILLARD, R. T. FISHER, R. GRAUER, H. HOMANN, D. LAMB, A. S. LANOTTE, E. LÉVÈQUE, B. LÜTHI, J. MANN, N. MORDANT, W. C. MÜLLER, S. OTT, N. T. OUELLETTE, J. F. PINTON, S. B. POPE, S. G. ROUX, F. TOSCHI, H. XU et P. K. YEUNG : Universal Intermittent Properties of Particle Trajectories in Highly Turbulent Flows. *Phys. Rev. Lett.*, 100(25):254504, juin 2008. [20](#)
- E. AUDIT et P. HENNEBELLE : On the structure of the turbulent interstellar clouds . Influence of the equation of state on the dynamics of 3D compressible flows. *A&A*, 511:A76, février 2010. [6](#)
- Steven A. BALBUS et Caroline TERQUEM : Linear Analysis of the Hall Effect in Protostellar Disks. *ApJ*, 552(1):235–247, mai 2001. [23](#)
- James R. BEATTIE, Philip MOCZ, Christoph FEDERRATH et Ralf S. KLESSEN : A multishock model for the density variance of anisotropic, highly magnetized, supersonic turbulence. *MNRAS*, 504(3):4354–4368, juillet 2021. [114](#)
- F. BELIN, P. TABELING et H. WILLAIME : Exponents of the structure functions in a low temperature helium experiment. *Physica D Nonlinear Phenomena*, 93(1):52–63, janvier 1996. [9](#)
- E. BELLOMI, B. GODARD, P. HENNEBELLE, V. VALDIVIA, G. PINEAU DES FORÊTS, P. LE SAFFRE et M. PÉRAULT : 3D chemical structure of diffuse turbulent ISM. I. Statistics of the HI-to-H₂ transition. *A&A*, 643:A36, novembre 2020. [110](#)
- S. BONAZZOLA, J. HEYVAERTS, E. FALGARONE, M. PÉRAULT et J. L. PUGET : Jeans collapse in a turbulent medium. *A&A*, 172(1-2):293–298, janvier 1987. [7](#)
- S. BONAZZOLA, M. PÉRAULT, J. L. PUGET, J. HEYVAERTS, E. FALGARONE et J. F. PANIS : Jeans collapse of turbulent gas clouds - Tentative theory. *Journal of Fluid Mechanics*, 245:1–28, décembre 1992. [7](#)

- Ismaël BOUYA et Emmanuel DORMY : Revisiting the ABC flow dynamo. *Physics of Fluids*, 25(3):037103–037103–10, mars 2013. 54
- Axel BRANDENBURG : Magnetic Prandtl Number Dependence of the Kinetic-to-magnetic Dissipation Ratio. *ApJ*, 791(1):12, août 2014. 113
- Axel BRANDENBURG et Matthias REMPEL : Reversed Dynamo at Small Scales and Large Magnetic Prandtl Number. *The Astrophysical Journal*, 879(1):57, jul 2019. ISSN 1538-4357. URL <http://dx.doi.org/10.3847/1538-4357/ab24bd><https://iopscience.iop.org/article/10.3847/1538-4357/ab24bd>. 94
- Roberto BRUNO et Vincenzo CARBONE : The Solar Wind as a Turbulence Laboratory. *Living Reviews in Solar Physics*, 10(1):2, mai 2013. 114
- S. CHANDRASEKHAR et E. FERMI : Problems of Gravitational Stability in the Presence of a Magnetic Field. *ApJ*, 118:116, juillet 1953. 7
- J. P. CHIÈZE : The fragmentation of molecular clouds. I - The mass-radius-velocity dispersion relations. *A&A*, 171:225–232, janvier 1987. 9
- J. P. CHIÈZE et G. PINEAU DES FORÊTS : The fragmentation of molecular clouds. II - Gravitational stability of low-mass molecular cloud cores. *A&A*, 183(1):98–108, septembre 1987. 9
- Richard M. CRUTCHER : Magnetic Fields in Molecular Clouds. *ARA&A*, 50:29–63, septembre 2012. 8, 9
- A. DALGARNO et R. A. MCCRAY : Heating and Ionization of HI Regions. *ARA&A*, 10:375, janvier 1972. 1, 2
- P. DELMONT et R. KEPPENS : Parameter regimes for slow, intermediate and fast MHD shocks. *Journal of Plasma Physics*, 77(2):207–229, 2011. ISSN 00223778. 75, 87
- S. DOUADY, Y. COUDER et M. E. BRACHET : Direct observation of the intermittency of intense vorticity filaments in turbulence. *Phys. Rev. Lett.*, 67(8):983–986, août 1991. 9
- B. T. DRAINE : *Physics of the Interstellar and Intergalactic Medium*. 2011. 3
- B. T. DRAINE et Neal KATZ : Magnetohydrodynamic Shocks in Diffuse Clouds. II. Production of CH⁺, OH, CH, and Other Species. *ApJ*, 310:392, novembre 1986. 7, 9
- Robert ECKE : The turbulence problem : An experimentalist's perspective. *Los Alamos Science*, 29:124–141, 2005. 21
- Bruce G. ELMEGREEN et John SCALO : Interstellar Turbulence I : Observations and Processes. *ARA&A*, 42(1):211–273, septembre 2004. 8
- Gerrit E. ELSINGA, Takashi ISHIHARA et Julian C. R. HUNT : Extreme dissipation and intermittency in turbulence at very high Reynolds numbers. *Proceedings of the Royal Society of London Series A*, 476(2243):20200591, novembre 2020. 56

- Charles R. EVANS et John F. HAWLEY : Simulation of Magnetohydrodynamic Flows : A Constrained Transport Model. *ApJ*, 332:659, septembre 1988. [40](#)
- E. FALGARONE, J. PETY et P. HILY-BLANT : Intermittency of interstellar turbulence : extreme velocity--shears and CO emission on milliparsec scale. *A&A*, 507(1):355–368, novembre 2009. [9](#), [116](#)
- E. FALGARONE, G. PINEAU DES FORETS et E. ROUEFF : Chemical signatures of the intermittency of turbulence in low density interstellar clouds. *A&A*, 300:870, août 1995. [7](#)
- S. R. FEDERMAN, J. M. C. RAWLINGS, S. D. TAYLOR et D. A. WILLIAMS : Synthesis of interstellar CH⁺ without OH. *MNRAS*, 279(3):L41–L46, avril 1996. [7](#)
- G. B. FIELD, D. W. GOLDSMITH et H. J. HABING : Cosmic-Ray Heating of the Interstellar Gas. *ApJ*, 155:L149, mars 1969. [1](#)
- George B. FIELD : Thermal Instability. *ApJ*, 142:531, août 1965. [1](#)
- George B. FIELD, Eric G. BLACKMAN et Eric R. KETO : Does external pressure explain recent results for molecular clouds? *MNRAS*, 416(1):710–714, septembre 2011. [9](#)
- D. R. FLOWER, T. S. MONTEIRO, G. PINEAU-DES-FORETS et E. ROUEFF : Chemistry in Shocked Interstellar Gas. In T. J. MILLAR et D. A. WILLIAMS, éditeurs : *Rate Coefficients in Astrochemistry*, volume 146 de *Astrophysics and Space Science Library*, page 271, janvier 1988. [7](#), [9](#)
- D. R. FLOWER, G. PINEAU DES FORÊTS et T. W. HARTQUIST : Theoretical studies of interstellar molecular shocks. I - General formulation and effects of the ion-molecule chemistry. *MNRAS*, 216:775–794, octobre 1985. [7](#)
- Uriel FRISCH, Pierre-Louis SULEM et Mark NELKIN : A simple dynamical model of intermittent fully developed turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 87(4):719–736, 1978. [20](#)
- S. FROMANG, P. HENNEBELLE et R. TEYSSIER : A high order Godunov scheme with constrained transport and adaptive mesh refinement for astrophysical magnetohydrodynamics. *A&A*, 457(2):371–384, octobre 2006a. [40](#), [41](#)
- S. FROMANG, P. HENNEBELLE et R. TEYSSIER : A high order Godunov scheme with constrained transport and adaptive mesh refinement for astrophysical magnetohydrodynamics. *A&A*, 457(2):371–384, octobre 2006b. [42](#)
- Sébastien GALTIER : *Introduction to Modern Magnetohydrodynamics*. Cambridge University Press, 2016. [104](#), [105](#)
- B. GODARD, E. FALGARONE et G. PINEAU DES FORÊTS : Models of turbulent dissipation regions in the diffuse interstellar medium. *A&A*, 495(3):847–867, mars 2009. [7](#), [116](#)
- B. GODARD, E. FALGARONE et G. PINEAU DES FORÊTS : Chemical probes of turbulence in the diffuse medium : the TDR model. *A&A*, 570:A27, octobre 2014. [7](#)

- B. GODARD, G. PINEAU DES FORÊTS, P. LESAFFRE, A. LEHMANN, A. GUSDORF et E. FALGARONE : Models of irradiated molecular shocks. *A&A*, 622:A100, février 2019. 112
- Sergei K. GODUNOV et I. BOHACHEVSKY : Finite difference method for numerical computation of discontinuous solutions of the equations of fluid dynamics. *Matematičeskij sbornik*, 47(89)(3):271–306, 1959. URL <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-01620642>. 39
- J. P. GOEDBLOED, Rony KEPPENS et Stefaan POEDTS : *Magnetohydrodynamics of Laboratory and Astrophysical Plasmas*. Cambridge University Press, 2019. 64, 110
- D. A. GURNETT et A. BHATTACHARJEE : *Introduction to Plasma Physics : With Space and Laboratory Applications*. Cambridge University Press, 2005. 36, 37, 64
- Patrick HENNEBELLE et Edith FALGARONE : Turbulent molecular clouds. *A&A Rev.*, 20:55, novembre 2012. 8
- P. HILY-BLANT et E. FALGARONE : Intermittency of interstellar turbulence : parsec-scale coherent structure of intense, velocity shear. *A&A*, 500(2):L29–L32, juin 2009. 9, 116
- P. HILY--BLANT, E. FALGARONE et J. PETY : Dissipative structures of diffuse molecular gas. III. Small-scale intermittency of intense velocity--shears. *A&A*, 481(2):367–380, avril 2008. 9
- Tsuyoshi INOUE, Shu-ichiro INUTSUKA et Hiroshi KOYAMA : Structure and Stability of Phase Transition Layers in the Interstellar Medium. *ApJ*, 652(2):1331–1338, décembre 2006. 1
- K. JOULAIN, E. FALGARONE, G. PINEAU DES FORETS et D. FLOWER : Non-equilibrium chemistry in the dissipative structures of interstellar turbulence. *A&A*, 340:241–256, décembre 1998. 7
- A. KOLMOGOROV : The Local Structure of Turbulence in Incompressible Viscous Fluid for Very Large Reynolds' Numbers. *Akademiia Nauk SSSR Doklady*, 30:301–305, janvier 1941. 57
- A. N. KOLMOGOROV : A refinement of previous hypotheses concerning the local structure of turbulence in a viscous incompressible fluid at high Reynolds number. *Journal of Fluid Mechanics*, 13:82–85, janvier 1962. 9, 57
- Russell KULSRUD et William P. PEARCE : The Effect of Wave-Particle Interactions on the Propagation of Cosmic Rays. *ApJ*, 156:445, mai 1969. 9
- L. D. LANDAU et E. M. LIFSHITZ : *Electrodynamics of continuous media*. Pergamon Press ; Addison-Wesley Oxford : Reading, Mass, 1960. ISBN 0080091059. 30
- Lev Davidovich LANDAU et E. M. LIFSHITZ : *Fluid mechanics*. 1959. 9
- R. B. LARSON : Turbulence and star formation in molecular clouds. *MNRAS*, 194:809–826, mars 1981. 8

- Andrew LEHMANN, Christoph FEDERRATH et Mark WARDLE : SHOCKFIND - an algorithm to identify magnetohydrodynamic shock waves in turbulent clouds. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 463(1):1026–1039, nov 2016. ISSN 0035-8711. URL <https://academic.oup.com/mnras/article-lookup/doi/10.1093/mnras/stw2015>. 34, 35, 66, 72, 79
- Andrew LEHMANN, Benjamin GODARD, Gillaume PINEAU DES FORÊTS, Alba VIDAL-GARCÍA et Edith FALGARONE : Self-generated ultraviolet radiation in molecular shock waves II. CH+ and the interpretation of emission from shock ensembles. *arXiv e-prints*, page arXiv :2111.14089, novembre 2021. 110
- J. LEQUEUX : The interstellar matter heating. *Journal de Physique*, 7:C7.53–C7, janvier 1975. 4
- P. LESAFFRE, J. P. CHIÈZE, S. CABRIT et G. PINEAU DES FORÊTS : Temporal evolution of magnetic molecular shocks. I. Moving grid simulations. *A&A*, 427:147–155, novembre 2004a. 112
- P. LESAFFRE, J. P. CHIÈZE, S. CABRIT et G. PINEAU DES FORÊTS : Temporal evolution of magnetic molecular shocks. II. Analytics of the steady state and semi-analytical construction of intermediate ages. *A&A*, 427:157–167, novembre 2004b. 79, 112
- P. LESAFFRE, M. GERIN et P. HENNEBELLE : Effects of turbulent diffusion on the chemistry of diffuse clouds. *A&A*, 469:949–961, juillet 2007. 7, 112
- P. LESAFFRE, G. PINEAU DES FORÊTS, B. GODARD, P. GUILLARD, F. BOULANGER et E. FALGARONE : Low-velocity shocks : signatures of turbulent dissipation in diffuse irradiated gas. *A&A*, 550:A106, février 2013. 7, 9
- P LESAFFRE, P TODOROV, F LEVRIER, V VALDIVIA, N DZYURKEVICH, B GODARD, L N TRAM, A GUSDORF, A LEHMANN et E FALGARONE : Production and excitation of molecules by dissipation of two-dimensional turbulence. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 495(1):816–834, 2020. ISSN 0035-8711. 7, 41, 42, 45, 48, 75, 113
- Pierre LESAFFRE et Steven A. BALBUS : Exact shearing box solutions of magnetohydrodynamic flows with resistivity, viscosity and cooling. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 381(1):319–333, 2007. ISSN 00358711. 49
- F. LEVRIER, F. LE PETIT, P. HENNEBELLE, P. LESAFFRE, M. GERIN et E. FALGARONE : UV-driven chemistry in simulations of the interstellar medium. I. Post-processed chemistry with the Meudon PDR code. *A&A*, 544:A22, août 2012. 7
- D. C. LIS, J. PETY, T. G. PHILLIPS et E. FALGARONE : Statistical Properties of Line Centroid Velocities and Centroid Velocity Increments in Compressible Turbulence. *ApJ*, 463:623, juin 1996. 116
- N. F. LOUREIRO, S. C. COWLEY, W. D. DORLAND, M. G. HAINES et A. A. SCHEKOCHIN : X-Point Collapse and Saturation in the Nonlinear Tearing Mode Reconnection. *Phys. Rev. Lett.*, 95(23):235003, décembre 2005. 37

- N. F. LOUREIRO et D. A. UZDENSKY : Magnetic reconnection : from the Sweet-Parker model to stochastic plasmoid chains. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 58(1):014021, janvier 2016. 37
- R. LUCAS et H. LISZT : The Plateau de Bure survey of galactic $\lambda 3\text{mm}$ HCO⁺ absorption toward compact extragalactic continuum sources. *A&A*, 307:237, mars 1996. 7
- Mordecai-Mark MAC LOW et Ralf S. KLESSEN : Control of star formation by supersonic turbulence. *Reviews of Modern Physics*, 76(1):125–194, janvier 2004. 8
- W. J. MACQUORN RANKINE : On the Thermodynamic Theory of Waves of Finite Longitudinal Disturbance. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series I*, 160:277–288, janvier 1870. 75
- A. MALLET et A. A. SCHEKOCHIHIN : A statistical model of three-dimensional anisotropy and intermittency in strong Alfvénic turbulence. *MNRAS*, 466(4):3918–3927, avril 2017. 114
- Christopher F. MCKEE et Eve C. OSTRIKER : Theory of Star Formation. *ARA&A*, 45(1):565–687, septembre 2007. 8
- Charles MENEVEAU et K. R. SREENIVASAN : The multifractal nature of turbulent energy dissipation. *Journal of Fluid Mechanics*, 224:429–484, mars 1991. 20
- M. A. MIVILLE-DESCHÊNES, P. A. DUC, F. MARLEAU, J. C. CUILLANDRE, P. DIDELON, S. GWYN et E. KARABAL : Probing interstellar turbulence in cirrus with deep optical imaging : no sign of energy dissipation at 0.01 pc scale. *A&A*, 593:A4, août 2016. 5, 6
- M. A. MIVILLE-DESCHÊNES, P. G. MARTIN, A. ABERGEL, J. P. BERNARD, F. BOULANGER, G. LAGACHE, L. D. ANDERSON, P. ANDRÉ, H. ARAB, J. P. BALUTEAU, K. BLA-GRAVE, S. BONTEMPS, M. COHEN, M. COMPIEGNE, P. COX, E. DARTOIS, G. DAVIS, R. EMERY, T. FULTON, C. GRY, E. HABART, M. HUANG, C. JOBLIN, S. C. JONES, J. KIRK, T. LIM, S. MADDEN, G. MAKIWA, A. MENSCHCHIKOV, S. MOLINARI, H. MOSELEY, F. MOTTE, D. A. NAYLOR, K. OKUMURA, D. PINHEIRO GONÇALVES, E. POLEHAMPTON, J. A. RODÓN, D. RUSSEIL, P. SARACENO, N. SCHNEIDER, S. SIDHER, L. SPENCER, B. SWINYARD, D. WARD-THOMPSON, G. J. WHITE et A. ZAVAGNO : Herschel-SPIRE observations of the Polaris flare : Structure of the diffuse interstellar medium at the sub-parsec scale. *A&A*, 518:L104, juillet 2010. 6
- Frédéric MOISY et J. JIMÉNEZ : Geometry and clustering of intense structures in isotropic turbulence. 513:111–133, 2004. 57
- G. MOMFERRATOS, P. LESAFFRE, E. FALGARONE et G. Pineau des FORÊTS : Turbulent energy dissipation and intermittency in ambipolar diffusion magnetohydrodynamics. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 443(1):86–101, 07 2014. ISSN 0035-8711. URL <https://doi.org/10.1093/mnras/stu853>. 43, 54, 57, 58, 63, 112
- Hideaki MOURI, Akihiro HORI et Yoshihide KAWASHIMA : Laboratory experiments for intense vortical structures in turbulence velocity fields. *Physics of Fluids*, 19(5):055101–055101–7, mai 2007. 9

- Hideaki MOURI, Akihiro HORI et Masanori TAKAOKA : Large-scale lognormal fluctuations in turbulence velocity fields. *Physics of Fluids*, 21(6):065107–065107–8, juin 2009. 9
- Kenichi NAGAOKA, Atsushi OKAMOTO, Shinji YOSHIMURA, Mitsuo KONO et Masayoshi Y. TANAKA : Spontaneous Formation of a Plasma Hole in a Rotating Magnetized Plasma : A Giant Burgers Vortex in a Compressible Fluid. *Phys. Rev. Lett.*, 89(7):075001, juillet 2002. 9
- S. A. ORSZAG et C. M. TANG : Small-scale structure of two-dimensional magnetohydrodynamic turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 90:129–143, janvier 1979. 54
- K. T. OSMAN, W. H. MATTHAEUS, J. T. GOSLING, A. GRECO, S. SERVIDIO, B. HNAT, S. C. CHAPMAN et T. D. PHAN : Magnetic Reconnection and Intermittent Turbulence in the Solar Wind. *Phys. Rev. Lett.*, 112(21):215002, mai 2014. 116
- E. PARIAT : *Injection of magnetic flux and helicity in the solar atmosphere*. Thèse de doctorat, LESIA, Observatoire de Paris-Meudon, septembre 2006. 104
- Junseong PARK et Dongsu RYU : Shock Waves and Energy Dissipation in Magnetohydrodynamic Turbulence. *ApJ*, 875(1):2, avril 2019. 113
- E. N. PARKER : The Solar-Flare Phenomenon and the Theory of Reconnection and Annihilation of Magnetic Fields. *ApJS*, 8:177, juillet 1963. 36, 37, 114
- G.K. PARKS : *Physics Of Space Plasmas : An Introduction*. Advanced book program. Basic Books, 1991. ISBN 9780201508215. URL <https://books.google.bi/books?id=8PzvAAAAMAAJ>. 31
- D. PERRONE, O. ALEXANDROVA, A. MANGENEY, M. MAKSIMOVIC, C. LACOMBE, V. RAKOTO, J. C. KASPER et D. JOVANOVIC : Compressive Coherent Structures at Ion Scales in the Slow Solar Wind. *ApJ*, 826(2):196, août 2016. 114
- D. PERRONE, O. ALEXANDROVA, O. W. ROBERTS, S. LION, C. LACOMBE, A. WALSH, M. MAKSIMOVIC et I. ZOUGANELIS : Coherent Structures at Ion Scales in Fast Solar Wind : Cluster Observations. *ApJ*, 849(1):49, novembre 2017. 114
- W. G. ROBERGE et B. T. DRAINE : A New Class of Solutions for Interstellar Magnetohydrodynamic Shock Waves. *ApJ*, 350:700, février 1990. 112
- Brant ROBERTSON et Peter GOLDREICH : Dense Regions in Supersonic Isothermal Turbulence. *ApJ*, 854(2):88, février 2018. 114
- John SCALO et Bruce G. ELMEGREEN : Interstellar Turbulence II : Implications and Effects. *ARA&A*, 42(1):275–316, septembre 2004. 8
- Alexander A. SCHEKOCHIHIN : MHD Turbulence : A Biased Review. *arXiv e-prints*, page arXiv :2010.00699, octobre 2020. 114
- B. U. O. SONNERUP, G. PASCHMANN, I. PAPAMASTORAKIS, N. SCKOPKE, G. HAERENDEL, S. J. BAME, J. R. ASBRIDGE, J. T. GOSLING et C. T. RUSSELL : Evidence for magnetic field reconnection at the earth’s magnetopause. *J. Geophys. Res.*, 86(A12):10049–10067, novembre 1981. 32

- Snežana STANIMIROVIĆ et Ellen G. ZWEIBEL : Atomic and Ionized Microstructures in the Diffuse Interstellar Medium. *ARA&A*, 56:489–540, septembre 2018. 4
- P. A. SWEET : The Neutral Point Theory of Solar Flares. In B. LEHNERT, éditeur : *Electromagnetic Phenomena in Cosmical Physics*, volume 6, page 123, janvier 1958. 36, 37
- V M URITSKY, A POUQUET, D ROSENBERG, P D MININNI et E F DONOVAN : Structures in magnetohydrodynamic turbulence : Detection and scaling. *Physical Review E - Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics*, 82(5):1–15, 2010. ISSN 15393755. 57, 63
- Valeska VALDIVIA, Patrick HENNEBELLE, Maryvonne GÉRIN et Pierre LESAFFRE : H₂ distribution during the formation of multiphase molecular clouds. *A&A*, 587:A76, mars 2016. 7
- Mark G. WOLFIRE, Christopher F. MCKEE, David HOLLENBACH et A. G. G. M. TIELENS : Neutral Atomic Phases of the Interstellar Medium in the Galaxy. *ApJ*, 587(1):278–311, avril 2003. 3
- Vladimir ZHDANKIN, Stanislav BOLDYREV et Christopher H. K. CHEN : Intermittency of energy dissipation in Alfvénic turbulence. *MNRAS*, 457(1):L69–L73, mars 2016. 114
- Vladimir ZHDANKIN, Stanislav BOLDYREV, Jean Carlos PEREZ et Steven M. TOBIAS : Energy Dissipation in Magnetohydrodynamic Turbulence : Coherent Structures or “Nanoflares” ? *ApJ*, 795(2):127, novembre 2014. 114
- Vladimir ZHDANKIN, Dmitri A. UZDENSKY et Stanislav BOLDYREV : Temporal Analysis of Dissipative Structures in Magnetohydrodynamic Turbulence. *ApJ*, 811(1):6, septembre 2015. 114
- Vladimir ZHDANKIN, Dmitri A. UZDENSKY, Jean C. PEREZ et Stanislav BOLDYREV : Statistical analysis of current sheets in three-dimensional magnetohydrodynamic turbulence. *Astrophysical Journal*, 771(2), 2013. ISSN 15384357. 57, 63, 114
- B. ZUCKERMAN et II EVANS, N. J. : Models of Massive Molecular Clouds. *ApJ*, 192:L149, septembre 1974. 7
- Ellen G. ZWEIBEL et Masaaki YAMADA : Perspectives on magnetic reconnection. *Proceedings of the Royal Society of London Series A*, 472(2196):20160479, décembre 2016. 114

RÉSUMÉ

La turbulence affecte toutes les facettes de la physique du milieu interstellaire (MIS), ses changements de phase, son évolution chimique, son couplage au champ magnétique et aux rayons cosmiques, jusqu'à la formation d'étoiles. L'absence d'une description mathématique exacte et l'impossibilité pour les simulations de reproduire toute la gamme inertielle entre les échelles d'injection et de dissipation rendent son rôle difficile à appréhender. Une facette essentielle de la turbulence est l'intermittence spatio-temporelle de la cascade d'énergie qui conduit à la formation de structures cohérentes de forte dissipation. Ces régions se distinguent dans le MIS diffus par une chimie particulière, dite "chaude", qui permet de les tracer.

Nous cherchons à étudier de façon systématique la nature physique des régions de dissipation intense dans la turbulence magnétohydrodynamique (MHD). Nous sondons la dissipation turbulente à l'aide de simulations de turbulence MHD isotherme compressible en déclin. Nous apportons un soin tout particulier à la résolution et au contrôle de la dissipation : nous concevons des méthodes pour récupérer localement la dissipation due au schéma numérique. Nous étudions localement la géométrie des gradients des variables d'état du fluide. Nous développons une méthode pour évaluer la nature physique des gradients dominants dans les discontinuités. Ceci nous permet, conjointement à des critères heuristiques, de les identifier, ainsi que d'estimer leur vitesse de déplacement. Enfin, nous étudions leurs statistiques.

Nous trouvons que les régions de dissipation intense correspondent à des feuilles : localement, la densité, la vitesse et les champs magnétiques varient principalement dans une seule direction. Nous identifions ces régions hautement dissipatives comme des chocs (fast ou slow) ou des discontinuités Alfvéniques (nappes de Parker ou discontinuités rotationnelles). Nous étudions l'effet des conditions initiales qui produisent aux temps courts des empreintes différentes sur les distributions relatives entre ces quatre catégories. Cependant, ces différences s'estompent après environ un temps de retournement, quand elles deviennent dominées par des discontinuités Alfvéniques faiblement compressibles. Nous montrons que le nombre de Prandtl magnétique a peu d'influence sur les statistiques de ces discontinuités. Mais il modifie la nature de la dissipation dans les différentes structures. Enfin, nous montrons que la structure interne des discontinuités nous permet de faire des prédictions sur les variations des hélicités croisée et magnétique.

Ces nouvelles méthodes permettent de considérer la turbulence compressible développée comme une collection statistique de structures dissipatives intenses. Ceci peut être utilisé pour post-traiter la turbulence 3D avec des modèles 1D détaillés aptes à être comparés aux observations. Cette vision pourrait également être utile comme cadre pour formuler de nouvelles propriétés dynamiques de la turbulence.

MOTS CLÉS

MHD – Turbulence – Dissipation – MIS: cinématique et dynamique – MIS: champ magnétique – MIS: structure

ABSTRACT

Turbulence affects all facets of the physics of the interstellar medium (ISM), its phase changes, its chemical evolution, its coupling to the magnetic field and cosmic rays, and even star formation. The absence of an exact mathematical description and the impossibility for simulations to reproduce the whole inertial range between the injection and dissipation scales make its role difficult to understand. An essential facet of turbulence is the spatio-temporal intermittency of the energy cascade which leads to the formation of coherent structures of high dissipation. These regions are distinguished in the diffuse MIS by a particular, so-called "hot" chemistry that allows them to be traced.

We seek to systematically study the physical nature of regions of intense dissipation in magnetohydrodynamic (MHD) turbulence. We probe turbulent dissipation using simulations of decaying isothermal compressible MHD turbulence. We take particular care in solving and controlling the dissipation: we design methods to locally recover the dissipation due to the numerical scheme. We study locally the geometry of the gradients of the fluid state variables. We develop a method to evaluate the physical nature of the dominant gradients in the discontinuities. This allows us, together with heuristic criteria, to identify them, as well as to estimate their displacement speed. Finally, we study their statistics.

We find that regions of high dissipation correspond to sheets: locally, the density, velocity and magnetic fields vary mainly in one direction. We identify these highly dissipative regions as shocks (fast or slow) or Alfvénic discontinuities (Parker sheets or rotational discontinuities). We study the effect of initial conditions that produce different footprints at short times on the relative distributions between these four categories. However, these differences fade after about one turnover time, when they become dominated by weakly compressible Alfvénic discontinuities. We show that the magnetic Prandtl number has little influence on the statistics of these discontinuities. However, it modifies the nature of the dissipation in the different structures. Finally, we show that the internal structure of the discontinuities allows us to make predictions on the variations of the cross and magnetic helicities.

These new methods allow to consider developed compressible turbulence as a statistical collection of intense dissipative structures. This can be used to post-process the 3D turbulence with detailed 1D models that can be compared to observations. This view could also be useful as a framework for formulating new dynamical properties of the turbulence.

KEYWORDS

MHD – Turbulence – Dissipation – ISM: kinematics and dynamics – ISM: magnetic fields – ISM: structure