



HAL
open science

Études expérimentales en magnétohydrodynamique : effet dynamo, turbulence et induction.

Gautier Verhille

► **To cite this version:**

Gautier Verhille. Études expérimentales en magnétohydrodynamique : effet dynamo, turbulence et induction.. Physique [physics]. Ecole normale supérieure de lyon - ENS LYON, 2010. Français. NNT : . tel-00533555

HAL Id: tel-00533555

<https://theses.hal.science/tel-00533555>

Submitted on 7 Nov 2010

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.

N° d'ordre :
N° attribué par la bibliothèque :



ÉCOLE NORMALE SUPÉRIEURE DE LYON

Laboratoire de Physique

THÈSE

en vue d'obtenir le grade de
Docteur de l'École Normale Supérieure de Lyon

spécialité : Physique

au titre de l'École doctorale de Physique et d'Astrophysique de Lyon

présentée et soutenue le 14 Septembre 2010

par **Gautier VERHILLE**

Études expérimentales en magnétohydrodynamique : effet dynamo, turbulence et induction.

Directeur de thèse : Monsieur Jean-François Pinton
Monsieur Nicolas Plihon

Après avis de : Monsieur Patrice Le Gal, rapporteur
Madame Pascale Hennequin, rapporteur

Devant la commission d'examen formée de :

Monsieur Philippe Cardin
Monsieur Cary Forest, Invité
Madame Pascale Hennequin
Monsieur Patrice Le Gal
Monsieur Jean-François Pinton
Monsieur Nicolas Plihon
Monsieur Frank Stefani

Remerciements

Comme le dit Pierre Joliot dans *La recherche passionnément* :

La recherche doit avant tout être un jeu et un plaisir.

Avant de présenter mes travaux, je souhaite remercier tous ceux qui ont contribué à ce que ma thèse soit un plaisir.

Tout d'abord Jean-François et Nicolas pour la disponibilité dont ils ont fait preuve pendant toute cette période et pour leur enthousiasme communicatif. Outre les discussions scientifiques enrichissantes, je garderai en mémoire les parties de squash, de jeux et les repas que nous avons pu faire au cours de ma thèse.

Je tiens également à remercier Mickael, Philippe et Romain pour l'ensemble des discussions que nous avons eues concernant les différents problèmes que j'ai pu rencontrer.

Durant ma thèse, j'ai aussi eu la chance de faire partie de la collaboration VKS. Je tiens à remercier l'ensemble de ses membres pour la bonne ambiance lors des campagnes de mesure. J'ai beaucoup appris en vous côtoyant tous, tant sur le plan scientifique que sur le plan humain.

Je souhaite également remercier l'équipe de Peter Frick en Russie, et plus particulièrement Ruslan et Illia qui nous ont fait découvrir les alentours de Perm.

Réaliser une thèse expérimentale sans un bon électronicien et un bon mécanicien me semble difficile. Pour ma part, j'ai eu la chance de travailler avec Marius et Marc dont la disponibilité et le savoir-faire n'ont d'égal que la bonne humeur. Je tiens à les remercier pour tout ce qu'ils ont fait pour moi pendant ces trois années. Un grand merci également aux trois secrétaires du laboratoire Laurence, Nadine et Laure, pour leur gentillesse et leur disponibilité.

Je tiens également à adresser mes remerciements à l'équipe des Hell's Angel, ainsi qu'aux membres du laboratoire de physique de l'ENS Lyon. La bonne ambiance dans laquelle j'ai pu travailler tout au long de ces trois années me manquera.

Je tiens à féliciter JC et Thieu de m'avoir supporté pendant trois ans. Je n'oublierai pas de si tôt notre contre-exposition d'art moderne. Merci également à Grand Gui et Dan pour leur bonne humeur lors des repas, les foot, les soirées...

J'aimerais aussi remercier l'ensemble d'infoens pour les sept années de vie lyonnaise que nous avons passées ensemble. Je n'oublierai pas les parties de basket avec Xav, les gâteaux au chocolat de Kiki, la délicatesse de Tom...

Un grand merci à Joubes et Flank pour les sorties VTT, les parties de PES, les repas, la découverte des croquettes hollandaises...

Merci également à ma famille de m'avoir soutenu pendant ces trois années. Et j'ai une pensée toute particulière pour ma mère et ma grand-mère.

Je ne peux pas rédiger une page de remerciements sans dédier un paragraphe à ma puce qui a eu la patience de relire entièrement ce manuscrit afin de traduire mes pensées en bon français ; mais aussi et surtout pour tout ce qu'on partage chaque jour.

Mes remerciements sincères vont à Patrice Le Gal et Pascale Hennequin pour avoir accepté d'être rapporteurs de ma thèse, Philippe Cardin pour avoir présidé le jury et Frank Stefani et Cary Forest pour avoir fait le déplacement d'Allemagne et des USA afin d'assister à ma soutenance.

Merci enfin à tous ceux qui n'ont pas été mentionnés jusqu'ici, mais qui ont, chacun à leur manière, contribué au bon déroulement de ma thèse.

Table des matières

1	Introduction	9
1.1	Qu'est-ce que l'effet dynamo?	10
1.1.1	L'origine du champ magnétique des corps astrophysiques . . .	10
1.1.2	Les équations de la magnétohydrodynamique	11
1.1.3	L'effet dynamo : une instabilité MHD	14
1.1.4	Questions générales liées à l'instabilité dynamo	15
1.2	Les dynamos expérimentales	16
1.2.1	Les expériences dynamos	16
1.2.2	Les mécanismes d'induction	16
1.2.3	Les principales caractéristiques de l'écoulement de von Kármán	21
1.2.4	Mécanisme d'induction dans les écoulements de von Kármán .	24
1.3	Les dispositifs expérimentaux	26
1.3.1	L'expérience VKG	26
1.3.2	L'expérience VKS	27
1.3.3	Instrumentation	31
1.4	Présentation des problèmes abordés	33
2	L'expérience VKS, une dynamo en laboratoire	35
2.1	Obtention d'une dynamo	36
2.1.1	Induction et simulation cinématique	36
2.1.2	Etudes du rôle des différents appendices	39
2.1.3	Induction et taux de croissance de l'instabilité	46
2.2	Régimes dynamiques du champ dynamo	49
2.2.1	Présentation des régimes dynamiques	49
2.2.2	Dynamique du champ dynamo en régime décalé sans chemise .	51
2.3	VKS : une source d'inspiration scientifique	58
3	L'expérience Bullard-von Kármán	61
3.1	Dynamos expérimentales de Bullard-von Kármán	64
3.1.1	Le dispositif expérimental	64
3.1.2	Etude expérimentale de la dynamo axiale	67
3.1.3	Etude de la dynamo transverse	70
3.1.4	L'importance des fluctuations basses fréquences	72

3.2	Influence des grandes échelles de l'écoulement	73
3.2.1	Modification de l'écoulement	73
3.2.2	Etude de la configuration axiale	74
3.2.3	Etude de la configuration transverse	76
3.3	Bruit additif et dynamique	81
3.3.1	Mise en place d'une équation d'évolution du champ dynamo	81
3.3.2	Principe de l'étude numérique	84
3.3.3	Etude expérimentale et numérique de l'effet d'un bruit additif	88
3.4	Conclusions sur l'expérience de Bullard-von Kármán	92
4	Gradient de perméabilité et induction	95
4.1	Equation d'induction inhomogène	96
4.1.1	Etablissement de l'équation d'induction inhomogène	96
4.1.2	Le théorème de Cowling	98
4.1.3	Etablissement de l'équation d'induction dans le cadre d'un petit Rm	100
4.2	Etude du rôle des disques	100
4.2.1	Présentation des résultats expérimentaux	102
4.2.2	Interprétation des résultats	109
4.2.3	Application à l'effet Parker et à VKS	116
4.3	Une dynamo dans du gallium?	122
4.3.1	Etude d'induction avec une chemise en fer doux	122
4.3.2	Etude des disques en μ -métal	124
4.4	Conclusion	126
5	Induction et champ fort	127
5.1	Modification de l'expérience VKG	129
5.2	Mesures globales hydrodynamiques	130
5.2.1	Etude des couples moyens	130
5.2.2	Fluctuations des grandes échelles	136
5.3	Etude de l'induction transverse en champ fort	139
5.3.1	Evolution du champ induit moyen	139
5.3.2	Dynamique et profil du champ induit	143
5.4	Discussion	150
5.5	Conclusion	156
6	Mesure de vitesse	157
6.1	Principe et mise en place des sondes Vivès	159
6.1.1	Principe	159
6.1.2	Réponse fréquentielle et blindage	161
6.1.3	Mise en place dans les différentes expériences	163
6.2	Principaux résultats et limites de ces sondes	166
6.2.1	Les mesures de vitesse dans l'expérience VKS	166

6.2.2	Mesure de vitesse avec des champs magnétiques forts	172
6.2.3	Validité des mesures de vitesse	175
6.3	Un nouveau type de sonde de vitesse	180
6.3.1	Le principe	180
6.3.2	Comparaison sonde Vivès-sonde quatre cadrans	181
6.4	Conclusion	184
7	Conclusion	187
A	Code numérique pour le Bullard-von Kármán	189

Chapitre 1

Introduction

Plan du chapitre

1.1	Qu'est-ce que l'effet dynamo ?	10
1.1.1	L'origine du champ magnétique des corps astrophysiques	10
1.1.2	Les équations de la magnétohydrodynamique	11
1.1.3	L'effet dynamo : une instabilité MHD	14
1.1.4	Questions générales liées à l'instabilité dynamo	15
1.2	Les dynamos expérimentales	16
1.2.1	Les expériences dynamos	16
1.2.2	Les mécanismes d'induction	16
1.2.3	Les principales caractéristiques de l'écoulement de von Kármán	21
1.2.4	Mécanisme d'induction dans les écoulements de von Kármán	24
1.3	Les dispositifs expérimentaux	26
1.3.1	L'expérience VKG	26
1.3.2	L'expérience VKS	27
1.3.3	Instrumentation	31
1.4	Présentation des problèmes abordés	33

1.1 Qu'est-ce que l'effet dynamo ?

1.1.1 L'origine du champ magnétique des corps astrophysiques

L'existence du champ magnétique terrestre est connue depuis plusieurs siècles. Les marins chinois utilisaient des boussoles pour s'orienter dès le XI^{ème} siècle. A partir du XVII^{ème} siècle, de nombreux travaux ont été menés pour comprendre l'origine du champ magnétique terrestre. Les premières cartes du champ magnétique terrestre, réalisées par Haley entre 1698 et 1701, montrent qu'il a principalement l'allure d'un champ dipolaire. La seule source connue de champ magnétique à l'époque étant les aimants, les scientifiques pensaient que le champ magnétique était créé par un aimant géant au centre de la Terre. Les travaux de Gauss, en 1839, démontrent mathématiquement que les sources du champ magnétique terrestre sont bien à l'intérieur de la Terre. Mais, au début du XX^{ème} siècle, les travaux de Curie sur le magnétisme montrent qu'aucun corps ne peut posséder une aimantation rémanente aux températures et pressions qui règnent au centre de la Terre. Le champ magnétique terrestre n'est donc pas produit par un aimant, il faut trouver une autre source de champ magnétique.

En 1820, Oersted découvre qu'un fil parcouru par un courant crée un champ magnétique. Il est donc possible que le champ terrestre soit engendré par des courants électriques circulant au centre de la terre. S'il est facile expérimentalement d'utiliser un générateur pour créer un courant électrique, il était difficile à l'époque d'imaginer un processus susceptible d'engendrer des courants au sein de la Terre.

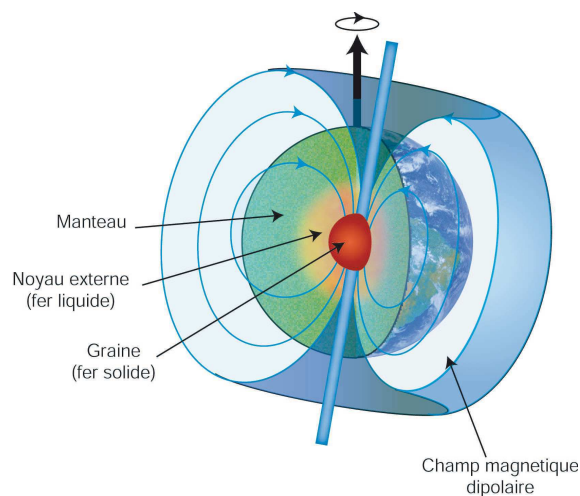


FIG. 1.1 – Schéma de la structure interne de la Terre et du champ magnétique dipolaire

En 1896, Wiechert se rend compte que la Terre n'est pas homogène en mesurant

son moment d'inertie. Il suppose alors que le centre de la Terre est constitué de fer solide, ce qui en ferait un milieu conducteur où la dissipation par effet Joule est faible. Le champ magnétique pourrait donc être lié à l'existence de courants électriques créés lors de la création de la Terre. Cependant, même dans le fer, le temps de décroissance lié à la dissipation par effet Joule est $\tau_T = \pi\mu\sigma R^2 \sim 2.10^4$ ans. Or, les études paléomagnétiques montrent que le champ magnétique existe depuis environ 3 milliards d'années. Il existe donc une source capable de générer des courants au sein de la Terre. Les mêmes études paléomagnétiques montrent que l'orientation du champ magnétique terrestre change de sens de manière chaotique avec un temps d'attente moyen de 250 000 ans. Le dernier renversement s'est produit il y a 750 000 ans. De même, l'étude du magnétisme solaire montre que le champ magné-

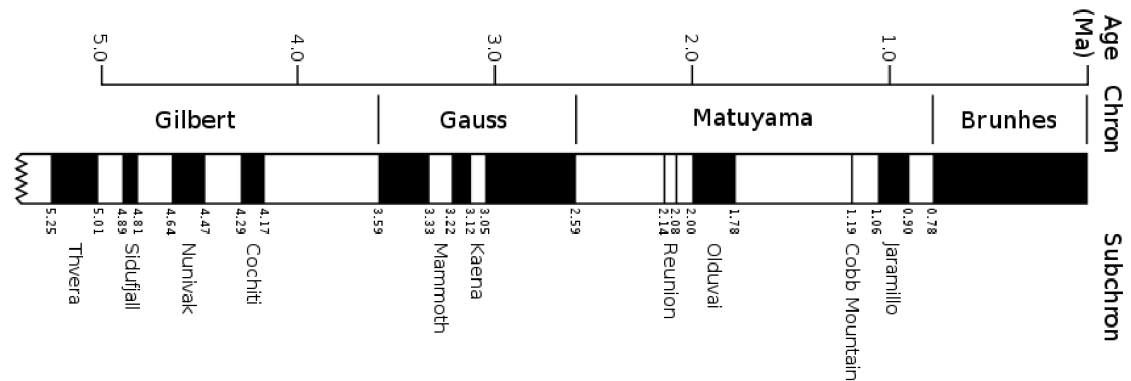


FIG. 1.2 – Evolution de la direction du champ magnétique terrestre au cours du temps. Les plages en noires correspondent aux périodes durant lesquelles le champ magnétique avait la même direction qu'aujourd'hui (le pôle Nord géographique correspond à un pôle Sud magnétique), les plages blanches correspondent aux périodes durant lesquelles la polarité est inversée.

tique à la surface du Soleil suit des cycles réguliers de 22 ans. C'est en étudiant ce phénomène qu'en 1919 Larmor émet l'hypothèse que les champs magnétiques des corps astrophysiques sont engendrés par les mouvements d'un fluide conducteur [50]. Cette modélisation s'appliquerait également à la Terre puisqu'en 1906, R. D. Oldham montra à partir d'études sismologiques qu'une partie du noyau ferreux était liquide.

L'étude de l'effet dynamo correspond donc à l'étude des processus mis en jeu lors de la conversion de l'énergie cinétique en énergie magnétique. Ce processus participe à la dissipation de l'énergie emmagasinée lors de la formation de la planète.

1.1.2 Les équations de la magnétohydrodynamique

Le champ magnétique dynamo est produit par des mouvements de fluides électriquement conducteurs. La dynamique du champ magnétique et l'évolution du fluide

sont régies par les équations de la magnétohydrodynamique.

Dans un premier temps, nous allons établir l'équation d'induction qui gouverne la dynamique du champ magnétique dans un milieu homogène. On reviendra sur cette hypothèse au cours du chapitre 4. Le champ magnétique \vec{B} et le champ électrique \vec{E} vérifient les équations de Maxwell :

$$\operatorname{div}\vec{B} = 0 \quad (1.1)$$

$$\operatorname{rot}\vec{E} = -\frac{\partial\vec{B}}{\partial t} \quad (1.2)$$

$$\operatorname{div}\vec{E} = \frac{\rho_e}{\varepsilon_0} \quad (1.3)$$

$$\operatorname{rot}\vec{B} = \mu_0\vec{j} + \mu_0\varepsilon_0\frac{\partial\vec{E}}{\partial t} \quad (1.4)$$

où ρ_e est la densité volumique de charge et \vec{j} la densité de courant électrique. Les constantes ε_0 et μ_0 correspondent respectivement à la permittivité électrique et à la perméabilité magnétique du vide.

En combinant les équations 1.2 et 1.3, on obtient facilement l'équation de conservation de la densité de charge :

$$\operatorname{div}\vec{j} = -\frac{\partial\rho_e}{\partial t} \quad (1.5)$$

De plus, la densité de courant \vec{j} traversant un élément de conductivité électrique σ se déplaçant à la vitesse \vec{u} est liée au champ électrique \vec{E} et au champ magnétique \vec{B} par la loi d'Ohm :

$$\vec{j} = \sigma(\vec{E} + \vec{u} \times \vec{B}) \quad (1.6)$$

où $\vec{E} + \vec{u} \times \vec{B}$ correspond au champ électrique dans le référentiel du conducteur. A l'aide de ces deux équations, il est possible de déterminer l'évolution de la densité de charge électrique :

$$\frac{d\rho_e}{dt} = -\frac{\sigma}{\varepsilon_0}\rho_e \quad (1.7)$$

où $d/dt = \partial_t + \vec{u} \cdot \vec{\nabla}$. La densité de charge évolue donc avec un temps caractéristique $\tau = \varepsilon_0/\sigma \sim 10^{-17}$ s. La fréquence associée est très grande devant les fréquences auxquelles on travaille, typiquement de 1 à 10 kHz. On peut donc considérer que la densité volumique de charge est nulle à l'intérieur du conducteur. Le potentiel électrique ϕ est alors défini à l'aide de l'équation 1.3 :

$$\Delta\phi = \operatorname{div}(\vec{u} \times \vec{B}) \quad (1.8)$$

L'équation de continuité se traduit simplement par $\operatorname{div}\vec{j} = 0$; les courants de déplacement deviennent négligeables dans l'équation de Maxwell Ampère (équation 1.4) :

$$\operatorname{rot}\vec{B} = \mu_0\vec{j} \quad (1.9)$$

Pour déterminer l'équation d'évolution du champ magnétique, il suffit de prendre le rotationnel de la loi d'Ohm. On obtient alors l'équation :

$$\text{rot} \vec{j} = \sigma(\text{rot} \vec{E} + \text{rot}(\vec{u} \times \vec{B})) \quad (1.10)$$

En faisant de même sur l'équation de Maxwell Ampère (équation 1.9), on obtient finalement :

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \text{rot}(\vec{u} \times \vec{B}) + \frac{1}{\mu\sigma} \Delta \vec{B} \quad (1.11)$$

Cette équation est appelée équation d'induction et correspond à une équation de diffusion avec un terme source $\text{rot}(\vec{u} \times \vec{B})$. L'effet dynamo est donc une instabilité qui va permettre au champ de se développer lorsque le terme source sera plus grand que le terme de dissipation. Une fois que le seuil de cette instabilité a été franchi, la seule façon d'arrêter la croissance du champ est de modifier le champ de vitesse.

En effet, pour les fluides conducteurs, il faut tenir compte de la force de Laplace $\vec{j} \times \vec{B}$ dans l'équation de Navier-Stokes :

$$\rho \left(\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{u} \right) = -\vec{\nabla} P + \vec{j} \times \vec{B} + \vec{F}_v + \eta \Delta \vec{u} \quad (1.12)$$

où \vec{F}_v correspond aux différentes forces volumiques qui s'exercent sur le fluide : poids, force de Coriolis *etc.*, ρ est la masse volumique du fluide et η la viscosité dynamique. Lors de la saturation du champ dynamo, la force de Laplace devient suffisamment importante pour modifier l'écoulement.

Comme $\vec{j} = \text{rot} \vec{B} / \mu$, il est possible de décomposer la force de Laplace en une partie isotrope et une partie anisotrope :

$$\begin{aligned} \vec{j} \times \vec{B} &= \text{rot} \frac{\vec{B}}{\mu} \times \vec{B} \\ &= -\vec{\nabla} \frac{B^2}{\mu} + (\vec{B} \cdot \vec{\nabla}) \vec{B} \end{aligned} \quad (1.13)$$

Le premier terme de cette équation correspond à la pression magnétique et est donc isotrope. Le second est une force anisotrope qui ne va pas agir de la même façon sur les fluctuations de vitesse parallèle et perpendiculaire au champ magnétique.

Pour le champ magnétique terrestre, les taches solaires ou les expériences dynamo, les effets thermoélectriques sont négligeables et ne seront pas discutés ici. Cependant, ils pourraient être à la base du champ dynamo de certains corps astrophysiques comme Mercure [85].

Dans la prochaine partie, nous allons présenter plus en détail l'instabilité dynamo et les paramètres qui la caractérisent.

1.1.3 L'effet dynamo : une instabilité MHD

Comme nous venons de le voir, l'évolution du champ magnétique suit l'équation d'induction :

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \vec{\nabla} \times (\vec{u} \times \vec{B}) + \lambda \Delta B \quad (1.14)$$

où $\lambda = 1/\mu\sigma$ correspond à la diffusivité magnétique. Le seuil de l'instabilité dynamo ne peut être franchi que si le terme source est supérieur au terme diffusif. Il est alors intéressant d'utiliser le nombre de Reynolds magnétique Rm défini par le rapport de ces deux termes :

$$Rm = \frac{\nabla \times (u \times B)}{\lambda \Delta B} = \mu\sigma UL \quad (1.15)$$

L'effet dynamo est donc une instabilité magnétique qui va pouvoir exister si le nombre de Reynolds magnétique est supérieur à un nombre de Reynolds magnétique critique $Rm_c > 1$ [8].

On appelle ce nombre nombre de Reynolds magnétique par analogie avec le nombre de Reynolds hydrodynamique $Re = UL/\nu$, qui compare le terme d'inertie $\rho(\vec{u} \cdot \vec{\nabla})\vec{u}$ au terme de dissipation visqueuse $\eta\Delta\vec{u}$. Ces deux nombres de Reynolds sont reliés par le Prandtl magnétique qui compare la viscosité cinématique à la diffusivité magnétique :

$$Pm = \frac{\nu}{\lambda} \quad (1.16)$$

Si $Pm < 1$, l'échelle de dissipation du champ magnétique est plus grande que l'échelle de dissipation de la quantité de mouvement. Inversement, si $Pm > 1$, l'échelle de dissipation du champ peut être plus petite que celle de la quantité de mouvement. Ce nombre ne dépend que des propriétés physiques du fluide et est petit devant 1 pour les métaux liquides, *cf.* tableau 1.1. Le nombre de Reynolds magnétique peut

	Sodium	Gallium	noyau liquide terrestre	zone convective solaire
Pm	$0.8 \cdot 10^{-5}$	$1.4 \cdot 10^{-6}$	10^{-6}	10^{-2}

TAB. 1.1 – Prandtl magnétique Pm pour le sodium, le gallium, le noyau liquide terrestre et la zone convective du Soleil.

donc se réécrire : $Rm = PmRe$. Le nombre de Prandtl magnétique étant petit pour les métaux liquides, les écoulements capables d'engendrer un champ dynamo seront forcément turbulents : $Re_c = Rm_c/Pm \gtrsim 10^6$. De plus, lors des expériences dynamo, le système reste toujours au voisinage du seuil de l'instabilité. Le problème est donc toujours faiblement non linéaire : la dynamique du champ peut alors s'expliquer à partir de quelques processus d'induction de base. De plus, les conditions aux limites peuvent avoir une forte influence sur le mode sélectionné et sa dynamique. Enfin, comme le système reste à proximité du seuil de l'instabilité, un petit nombre de modes peuvent entrer en interaction. Il n'est donc pas surprenant que la dynamique

des champs dynamo soit analogue à des systèmes chaotiques de basse dimensionnalité.

Lorsque l'on s'intéresse à la saturation de l'instabilité, il faut étudier l'influence de la force de Laplace. Dans les écoulements turbulents, il est naturel de comparer la force de Laplace $\vec{j} \times \vec{B}$ au terme d'inertie $\rho(\vec{u} \cdot \vec{\nabla})\vec{u}$. Ce rapport définit le paramètre d'interaction N :

$$N = \frac{j \times B}{\rho u \nabla u} = \frac{\sigma L B^2}{\rho U} \quad (1.17)$$

Dans le cadre des expériences dynamo, ce paramètre n'est pas fixé par l'expérimentateur. En revanche, lors des expériences d'induction, c'est à dire lorsqu'un champ magnétique extérieur est appliqué, le paramètre d'interaction mesure l'intensité de ce champ. Contrairement à ce que l'on pourrait croire, il est possible de modifier l'écoulement avec des paramètres d'interaction $N < 1$. Les mesures présentées au chapitre 5 montrent que l'écoulement est déjà modifié pour $N \sim 0.1$, lorsque l'on applique un champ à grande échelle. Dans le cas de la dynamo, la valeur du paramètre d'interaction reste ouverte car le champ n'est plus uniforme et s'adapte à l'écoulement.

Il existe d'autres nombres sans dimension qui caractérisent cette instabilité, mais il s'agit uniquement de combinaisons des paramètres présentés ici. Par exemple, le nombre de Hartmann Ha , qui compare la force de Laplace et la dissipation visqueuse, s'écrit :

$$Ha = \sqrt{\frac{j \times B}{\eta \Delta u}} = \sqrt{N \cdot Re} \quad (1.18)$$

Le nombre de Lundquist Lu compare, lui, le temps de propagation d'une onde d'Alfvén au temps de dissipation par effet Joule :

$$Lu = Rm \sqrt{N} \quad (1.19)$$

1.1.4 Questions générales liées à l'instabilité dynamo

L'étude de l'instabilité dynamo permet d'étudier plusieurs questions fondamentales. Tout d'abord, comme nous venons de le dire, l'instabilité doit croître alors que l'écoulement est fortement turbulent. L'effet dynamo est lié au comportement des instabilités en présence de bruit.

Dans les expériences dynamo, les nombres de Reynolds magnétiques accessibles restent proche du seuil de l'instabilité. Le système est alors faiblement non linéaire et ne met en jeu que quelques modes de champ magnétiques. Or, pour les systèmes chaotiques de basse dimension, le système a une dynamique déterministe et converge généralement vers un cycle limite. On peut alors se demander comment le bruit modifie cette dynamique. Il pourrait éventuellement changer la trajectoire du système dans l'espace des phases ce qui détruirait le cycle limite. Une autre hypothèse serait de dire que le système suit toujours le même cycle, mais que le bruit va modifier

légèrement la trajectoire du système le long de ce cycle. Suivant l'effet du bruit sur le système, la dynamique du champ magnétique au temps long, *i.e.* grand par rapport au temps caractéristique du forçage du système, sera complètement différente.

1.2 Les dynamos expérimentales

1.2.1 Les expériences dynamos

Durant la deuxième moitié du XX^{ème} siècle, plusieurs expériences ont été construites pour vérifier l'existence de l'instabilité dynamo. La première dynamo homogène a été obtenue par Lowes et Wilkinson [54, 55] avec deux rotors en rotation solide dans un bloc de métal conducteur. Lorsque la fréquence de rotation est supérieure à un certain seuil, le champ magnétique croît spontanément. Cette expérience a permis de prouver l'existence de dynamos homogènes.

Il a fallu attendre les années 2000, avec les expériences de Karlsruhe [86] et Riga [39], pour démontrer l'existence de dynamo fluide. Les dispositifs de ces deux expériences sont représentés sur la figure 1.3. Ces deux expériences ont lieu dans des écoulements contraints. La dynamo de Karlsruhe est un jeu de tuyaux permettant de reproduire l'écoulement hélicitaire proposé par G.O. Roberts [77]. Le fluide est mis en mouvement par des pompes électromagnétiques. Le seuil de l'instabilité et le mode observé sont en bon accord avec les simulations numériques basées sur des écoulements laminaires. Le champ dynamo est stationnaire et perpendiculaire aux colonnes.

L'expérience de Riga est constituée de trois cylindres concentriques. Dans le premier, un écoulement hélicoïdal de sodium est créé par une turbine. Le second cylindre permet de découpler la zone de recirculation de la zone hélicitaire. Enfin, le dernier cylindre permet d'obtenir une couche de sodium au repos et d'abaisser ainsi le seuil de l'instabilité. Ce dispositif reproduit l'écoulement de Ponomarenko [67]. L'ensemble des observations est en bon accord avec les prédictions numériques. Le champ généré est un champ radial oscillant à une fréquence de l'ordre de un Hertz.

D'autres expériences ont été construites ou sont en cours de construction pour étudier l'effet dynamo. Une vue générale de ces différentes expériences est présentée dans les revues [94, 82].

1.2.2 Les mécanismes d'induction

Les mécanismes d'induction sont les processus de déformation du champ magnétique¹ appliqué liés au mouvement du fluide. Ils sont à la base de l'instabilité dynamo, puisque si la déformation du champ magnétique permet de renforcer le champ magnétique initial, il est possible de faire grandir un champ magnétique à partir d'une perturbation initiale. Dans cette partie, nous allons présenter les

¹Dans cette thèse, sans précision le terme *champ* renvoie au champ magnétique.

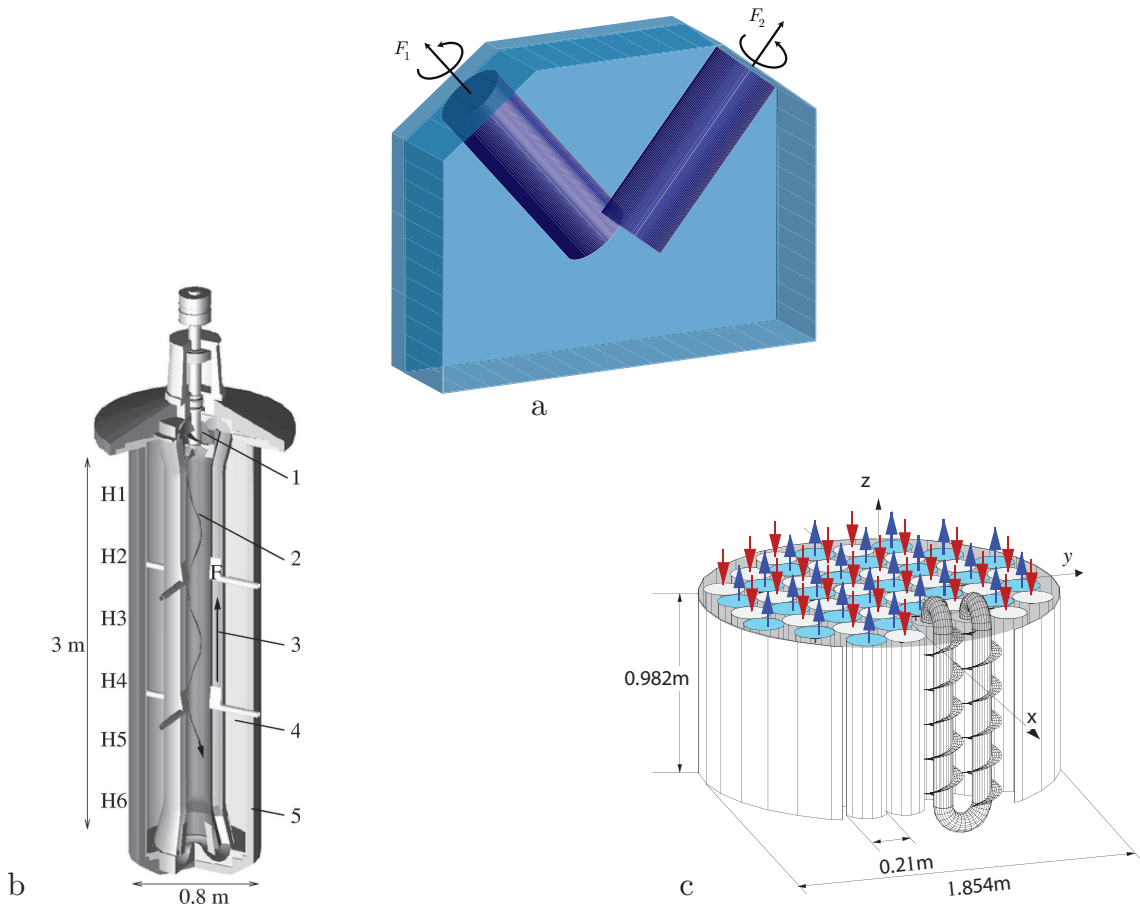


FIG. 1.3 – a) Schéma de la dynamo de Lowes et Wilkinson. b) Dynamo de Riga : 1- hélice, 2- écoulement central hélicitaire, 3- circuit de recirculation du sodium, 4- couche de sodium au repos, 5- calorifuge. c) Expérience de Karlsruhe

principaux mécanismes d'induction. Il est relativement facile d'interpréter l'origine physique de ces processus en utilisant le théorème d'Alfvén qui montre que, dans un milieu parfaitement conducteur ($Pm = \infty$), les lignes de champs magnétiques sont piégées et doivent suivre les mouvements du fluide [58].

Dans les problèmes d'induction, on s'intéresse au champ induit par l'écoulement à partir d'un champ magnétique appliqué \vec{B}^A uniforme.

Cisaillement des lignes de champ

Pour un problème stationnaire, l'équation d'induction s'écrit :

$$\vec{0} = \vec{B} \cdot \vec{\nabla} \vec{u} + \lambda \Delta \vec{B} \quad (1.20)$$

Si l'on se limite au petit Rm , le champ induit \vec{B}^I est petit devant le champ appliqué \vec{B}^A . On constate alors que le champ induit est proportionnel à la composante

parallèle au champ magnétique du gradient de vitesse :

$$\vec{B}^I = -\Delta^{-1} \frac{(\vec{B}^A \cdot \vec{\nabla}) \vec{u}}{\lambda} \quad (1.21)$$

Il est possible d'illustrer cet effet à partir du théorème d'Alfvén. La figure 1.4 représente la déformation des lignes de champ magnétique par un gradient de vitesse uniforme. Le champ total, à l'instant $t + dt$, correspond à la somme du champ

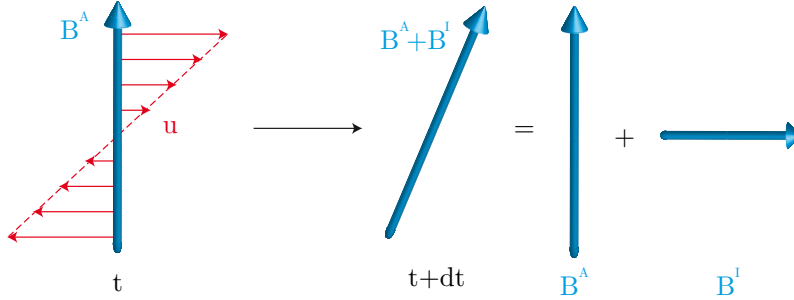


FIG. 1.4 – Schéma du champ induit par le cisaillement d'un champ uniforme

appliqué et du champ induit.

Lorsque le cisaillement est produit par une rotation différentielle, cet effet est appelé effet ω . Le champ induit évolue linéairement avec le nombre de Reynolds magnétique puisqu'il ne met en jeu l'écoulement qu'une seule fois.

Effet Parker

L'effet Parker est un mécanisme permettant de générer un courant induit \vec{j} parallèle au champ appliqué \vec{B}^A . Ce type de mécanisme permet de convertir un champ toroïdal en un champ poloïdal. Il fait intervenir l'hélicité moyenne de l'écoulement, *cf.* figure 1.5. Lorsque le courant \vec{j} est produit par les fluctuations de l'écoulement, on parle d'effet α .

L'effet Parker peut se décomposer en deux étapes :

- Le pompage \vec{u}_p va induire un champ perpendiculaire au champ appliqué, mais qui reste dans le plan défini par (\vec{B}^A, \vec{u}_p) .
- Lors de la deuxième étape, la rotation va entraîner le champ induit précédemment et créer une boucle de champ magnétique. On peut associer au champ final une densité de courant induit \vec{j}^I qui est alors parallèle au champ appliqué.

Ces deux étapes font intervenir une composante différente de l'écoulement. Le champ induit va donc être proportionnel à Rm^2 .

Expulsion

La rotation rapide d'un vortex expulse la composante du champ magnétique perpendiculaire à l'axe de rotation. Cet effet est facilement compréhensible à l'aide

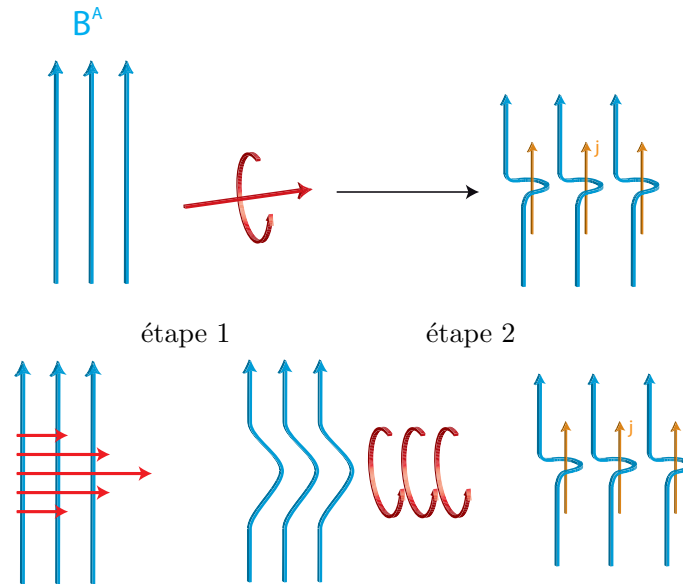


FIG. 1.5 – Représentation schématique de l’effet Parker : l’hélicité de l’écoulement permet de créer un courant induit \vec{j} parallèle au champ appliqué \vec{B}^A . Ici, le courant est dans le même sens que le champ appliqué car l’hélicité considérée est négative.

d’un changement de référentiel. Si l’on se place dans le repère tournant à la vitesse du fluide, tout se passe comme si l’on appliquait un champ magnétique variable de fréquence F . Or, dans un métal, la longueur de pénétration du champ, *i.e.* l’épaisseur de peau $\ell_p = 1/\sqrt{\mu\sigma F}$, diminue lorsque la fréquence augmente. Ainsi, si le champ varie suffisamment vite, l’épaisseur de peau va devenir plus petite que la taille du vortex : le champ est ainsi expulsé du cœur du vortex [58].

Conditions aux limites

Les conditions aux limites sont très importantes dans l’étude de l’effet dynamo. Comme le volume des expériences dynamo est toujours fini, les courants induits ne peuvent pas évoluer librement jusqu’à l’infini. Même pour les corps astrophysiques, ces effets peuvent se manifester. Par exemple, les courants générés par l’effet dynamo dans le noyau de la Terre ne pourront pas circuler dans le manteau à cause de sa trop faible conductivité électrique.

Il existe deux façons de traiter ce phénomène : soit l’on considère que les parties de faibles conductivités sont à l’extérieur du système étudié et l’on fait un raccordement au niveau de l’interface ; soit l’on prend en compte les inhomogénéités de conductivité électrique dans l’équation d’induction. Ces inhomogénéités se traduisent par un terme supplémentaire, $-\vec{\nabla}\lambda \times (\vec{\nabla} \times \vec{B})$, dans l’équation d’induction.

Contribution moyenne des fluctuations

L'ensemble des écoulements que nous allons étudier sont turbulents. En utilisant une décomposition de Reynolds, il est possible de séparer les champs de vitesse et les champs magnétiques en une partie moyenne, \overline{U} et \overline{B} , et une partie fluctuante, u et b . L'équation d'induction pour le champ moyen donne alors :

$$\partial_t \overline{B} = \nabla \times (\overline{U} \times \overline{B}) + \nabla \times (\overline{u \times b}) + \lambda \Delta \overline{B} \quad (1.22)$$

On constate alors que les fluctuations du champ de vitesse et du champ magnétique contribuent à l'induction du champ moyen \overline{B} . La partie fluctuante de l'équation d'induction montre que b est linéaire avec \overline{B} . Il est donc courant de modéliser la force électromotrice $\mathcal{E} = \overline{u \times b}$ par un développement limité linéaire en \overline{B} :

$$\mathcal{E}_i = \alpha_{ij} \overline{B}_j + \epsilon_{ijk} \beta_{jk} \overline{B}_k + \dots \quad (1.23)$$

Le premier terme correspond à l'effet α , qui crée un courant parallèle au champ appliqué. L'article [79] fait une liste exhaustive des différentes contributions d'un écoulement turbulent sur l'effet α . Expérimentalement, des mesures d'effet α ont été réalisées dans un écoulement torique fortement hélicitaire en gallium liquide [84] par l'équipe de P. Frick en collaboration avec l'ENS Lyon, lors de la thèse de R. Volk. Elles montrent que l'effet α est relativement faible, au plus $\alpha \sim 10^{-3}$ m/s lorsque la turbulence n'est pas complètement développée.

Bien que l'effet Parker et l'effet α produisent tous deux un courant parallèle au champ magnétique, ils sont de natures différentes. L'effet Parker est un phénomène impliquant les grandes échelles de l'écoulement, alors que l'effet α est lié à l'interaction des fluctuations instationnaires du champ magnétique induit et du champ de vitesse.

Le second terme est appelé effet β et traduit une augmentation de la diffusivité magnétique par la turbulence. L'une des rares mesures expérimentales de cet effet a également été réalisée à Perm dans la même expérience [28]. Dans cette expérience, l'augmentation de la diffusivité magnétique correspond à une diminution de la conductivité électrique effective de l'ordre de 1 à 2 %.

Il est important de noter que cette approche n'est valable que pour des champs magnétiques suffisamment petits pour ne pas modifier l'écoulement. Dans le cas contraire, il faut prendre en compte les modifications du champ de vitesse [23].

Il est intéressant de noter que l'ensemble des mécanismes d'induction que nous venons de présenter crée un champ induit perpendiculaire au champ appliqué. L'instabilité dynamo devra donc faire intervenir au moins deux mécanismes pour créer un champ magnétique.

Pour l'expérience de Lowes et Wilkinson, la dynamo est engendrée par deux effets ω liés à la rotation différentielle des cylindres par rapport à la matrice. La dynamo de Karlsruhe est une dynamo α^2 lié à l'hélicité globale de l'écoulement. Enfin, la dynamo de Riga est une dynamo $\alpha - \omega$, dans laquelle l'effet α est lié à l'écoulement

hélicitaire au centre de l'expérience et l'effet ω à la rotation différentielle du fluide entre le cylindre intérieur et le cylindre extérieur.

Ces trois expériences ont permis de valider le principe de dynamo homogène. Mais dans ces trois expériences, les écoulements sont fortement contraints :

- La dynamo de Lowes et Wilkinson ne fait intervenir que des éléments solides. On peut donc considérer que l'on a un écoulement avec un nombre de Reynolds hydrodynamique strictement nul.
- Les écoulements des dynamos de Riga et Karlsruhe sont fortement contraints. Le nombre de Reynolds hydrodynamique à l'intérieur des tuyaux et les fluctuations de l'écoulement sont très faibles : l'écoulement instantané correspond à chaque instant à l'écoulement moyen.

Dans ces conditions, les mécanismes d'induction que nous venons de voir sont susceptibles d'engendrer des dynamos dont les caractéristiques sont très proches de celles simulées à partir d'écoulements moyens.

C'est pourquoi, l'expérience VKS (von Kármán Sodium) a été construite afin d'étudier l'influence de la turbulence sur l'instabilité dynamo. Contrairement aux deux expériences dynamo fluide que nous venons de présenter, l'expérience VKS est basée sur un écoulement de von Kármán non contraint. On peut alors se demander si l'écoulement reste cohérent sur des temps suffisamment longs pour passer le seuil de l'instabilité et quel rôle les fluctuations turbulentes vont jouer sur la génération du champ et sur sa dynamique. Inversement, on peut se demander comment l'instabilité dynamo modifie les propriétés de la turbulence.

Avant de présenter les expériences sur lesquelles j'ai travaillé, nous allons analyser les propriétés générales des écoulements de von Kármán.

1.2.3 Les principales caractéristiques de l'écoulement de von Kármán

Les écoulements produits par deux disques en rotation constituent les écoulements de von Kármán. Les disques sont entraînés par deux moteurs différents, ce qui permet de régler indépendamment leur fréquence de rotation. La topologie de l'écoulement dépend fortement du rapport d'aspect de l'expérience, *i.e.* du rapport entre la distance des deux disques par leur diamètre. Par la suite, nous ne nous intéresserons qu'aux écoulements ayant un rapport d'aspect d'ordre un. Les disques utilisés sont également munis de pales afin d'augmenter l'efficacité du forçage. Le groupe Instabilité et Turbulence du CEA de Saclay a étudié en détail les différents écoulements et les transitions qui peuvent se produire en fonction du forçage choisi [22, 74, 56].

Écoulement en contra-rotation

Lorsque les deux disques tournent à la même fréquence F mais dans des sens opposés, on parle alors de contra-rotation exacte. L'écoulement moyen est constitué

de deux cellules toroïdales tournant en sens opposé et de deux cellules poloïdales créées par la force centrifuge au niveau des disques (voir figure 1.6). En utilisant la classification de Dudley James, l'écoulement est un écoulement de type $s2t2$ [30].

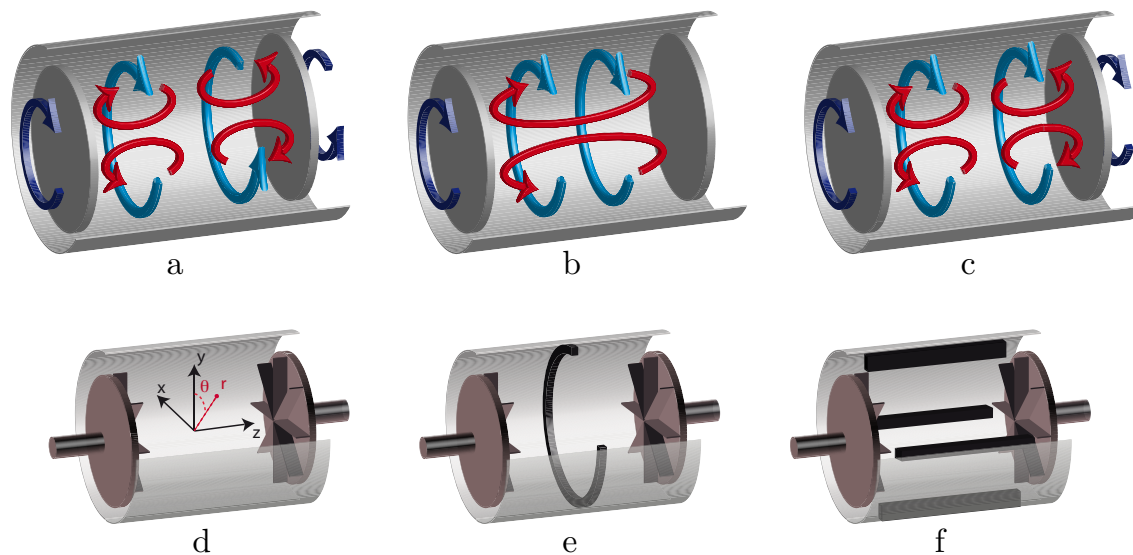


FIG. 1.6 – a) Représentation schématique de l'écoulement moyen en contra-rotation exacte. b) Représentation schématique de l'écoulement moyen lorsqu'un seul disque tourne. c) Représentation de l'écoulement moyen en co-rotation. En bas, schéma des dispositifs expérimentaux : cuve lisse (d), anneau (e) et ailettes (f).

Lorsque la cuve est lisse, la couche de mélange est constituée de trois vortex dont la position évolue lentement au cours du temps. Contrairement à ce que laisse croire l'écoulement moyen, des études fines ont montré que la couche de mélange n'est jamais située au centre de l'expérience mais toujours légèrement décalée d'un côté [26]. La couche de mélange passe chaotiquement d'un côté à l'autre sur des temps très longs par rapport au temps caractéristique du forçage.

Lorsque des ailettes sont fixées sur la paroi de la cuve, la couche de mélange est constituée de quatre vortex dont la position angulaire est fixe mais qui peuvent se déplacer librement le long de l'axe. Il est possible de contraindre la position axiale de la couche de mélange en plaçant un anneau dans le plan médian de l'écoulement. Il existe alors trois paires de vortex dans la couche de mélange dont la position angulaire n'est pas contrainte. L'effet des sondes intrusives utilisées sur la couche de cisaillement n'a pour l'instant jamais été étudié.

Si les pales sont courbes, ce qui est le cas dans l'expérience VKS, l'écoulement va être différent suivant le sens de rotation des disques. Une fois que la hauteur et le nombre de pales sont fixés, les différentes turbines sont caractérisées par l'angle de sortie θ_s défini sur la figure 1.7 [71]. Lorsque le fluide est poussé par la face concave des pales, le disque tourne en contra-rotation, ce qui a tendance à augmenter l'inten-

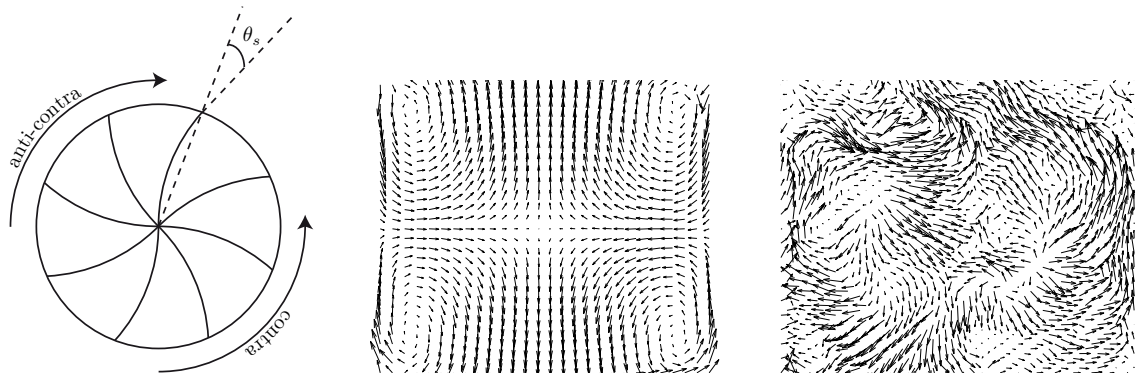


FIG. 1.7 – A gauche : définition de l’angle de sortie et du sens de rotation en contra-rotation et anti-contra-rotation. Au centre : champ de vitesse poloïdale moyen d’un écoulement de von Kármán en contra-rotation exacte. A droite : champ de vitesse instantané en contra-rotation dans le même écoulement. Les champs de vitesse sont extraits de [22].

sité de l’écoulement poloïdal. En revanche, lorsque le fluide est mis en mouvement par la face convexe des pales, l’énergie va être transférée principalement à la partie toroïdale de l’écoulement. On parle alors d’anti-contra-rotation.

Quand on force le système de manière asymétrique en faisant tourner un disque plus vite que l’autre, la couche de mélange va avoir tendance à se déplacer vers le disque lent. L’écoulement passe alors d’un écoulement à deux cellules à un écoulement à une cellule pour une certaine valeur de l’asymétrie. Le paramètre $\theta = (F_1 - F_2)/(F_1 + F_2)$ permet alors de caractériser cette bifurcation. Il est positif si le disque le plus rapide tourne en contra-rotation et négatif s’il tourne en anti-contra-rotation. La valeur critique de la transition dépend du rapport d’aspect de l’écoulement et des appendices fixés sur les parois [71] : $\theta_c = 0.09$ dans le cas de la cuve lisse et $\theta_c = 0.16$ avec un anneau pour un rapport d’aspect de 1.2.

Écoulement à un disque

Lorsqu’un seul des deux disques est en rotation, $\theta = 1$, l’écoulement n’est plus composé que d’une cellule toroïdale et d’une cellule poloïdale. Il existe alors un cisaillement à proximité du disque immobile. Dans la classification de Dudley-James, l’écoulement correspond à un écoulement $s1t1$.

Écoulement en co-rotation

Lorsque les deux disques tournent dans le même sens et à la même vitesse, on parle de co-rotation. L’écoulement est ici constitué d’une seule cellule toroïdale mais de deux cellules poloïdales créées par le pompage des disques. Les principales caractéristiques de l’écoulement moyen et de la turbulence générée dans ce type

d'écoulement ont été étudiées en détail par C. Simand [80]. Cet écoulement fait partie des écoulements de type $s2t1$.

1.2.4 Mécanisme d'induction dans les écoulements de von Kármán

Effet ω

L'écoulement en contra-rotation que nous venons de présenter est parfaitement adapté à l'étude de l'effet ω , évoqué précédemment. En effet, la zone de cisaillement dans le plan médian permet d'induire un champ azimuthal par effet ω en présence d'un champ axial appliqué. La figure 1.8 représente l'évolution du champ azimuthal

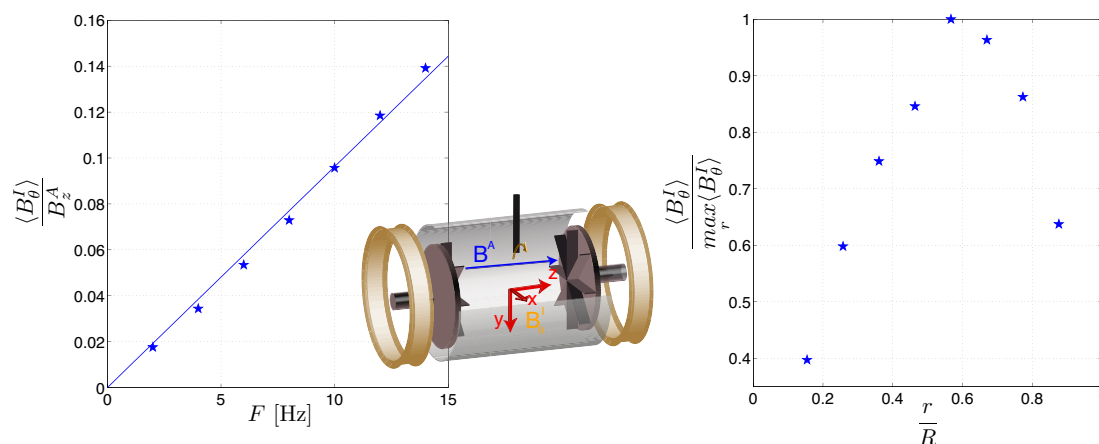


FIG. 1.8 – A gauche : évolution du champ azimuthal induit normalisé par le champ axial appliqué en fonction de la fréquence F de rotation des disques. A droite : évolution du profil du champ azimuthal induit dans le plan médian.

induit par le cisaillement en fonction de la fréquence F de rotation des disques. On constate que cet effet est bien linéaire avec F et donc avec Rm . Bien que l'écoulement soit turbulent et que le champ appliqué ne soit pas exactement uniforme, le profil moyen du champ azimuthal induit est en bon accord avec les simulations numériques basées sur l'écoulement moyen en présence d'un champ homogène [97].

Effet des conditions aux limites

Comme l'écoulement moyen en contra-rotation est fortement hélicitaire, il est en théorie possible de mesurer un champ axial induit par effet Parker à partir d'un champ transverse appliqué. Les mesures réalisées par M. Bourgoïn montrent que le champ axial évolue linéairement avec la fréquence de rotation des disques [16]. Comme le montre la figure 1.9, le mécanisme d'induction met en jeu la rotation

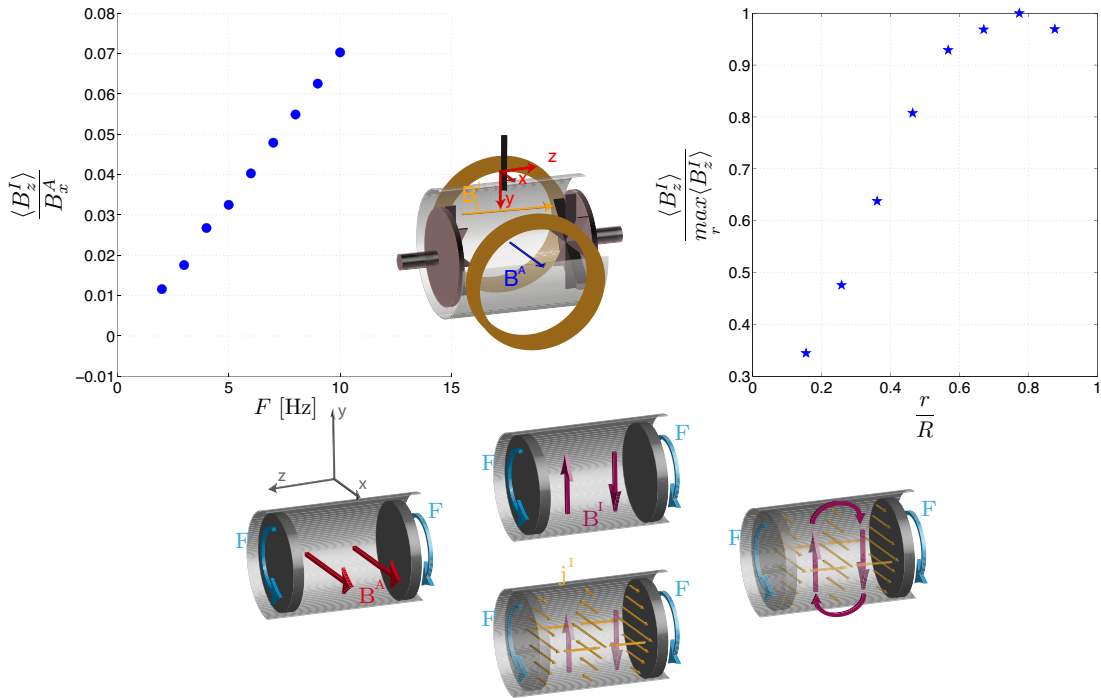


FIG. 1.9 – A gauche : évolution du champ axial induit B_z^I normalisé par le champ transverse appliqué B_x^A en fonction de la fréquence F de rotation des disques. A droite : évolution du profil du champ axial induit dans le plan médian. En bas : le mécanisme d'induction dans cette configuration.

différentielle et le saut de conductivité au niveau de la cuve. A partir du champ appliqué $\vec{B}^A = B^A \vec{e}_x$, chaque cellule toroïdale va induire un champ suivant \vec{e}_y . Ce champ induit est associé à une circulation de courant qui doit rester confinée à l'intérieur de la cuve. Ce confinement est à l'origine d'un champ axial dans le plan médian. Il est alors possible de montrer que ce champ induit est proportionnel à la vorticité radiale dans le plan médian [18].

Expulsion

L'écoulement en co-rotation est particulièrement adapté à la mesure de l'expulsion d'un champ transverse par un vortex. La cellule toroïdale étant homogène sur l'ensemble de la cuve.

Effet Parker et expulsion

Pour mesurer l'effet Parker, il est intéressant d'utiliser l'écoulement à un disque. Comme pour l'écoulement en contra-rotation, l'hélicité moyenne de cet écoulement n'est pas nulle. De plus, comme étant donné que la rotation différentielle est faible,

l'effet linéaire mesuré dans le cas précédent doit disparaître. La figure 1.10 représente

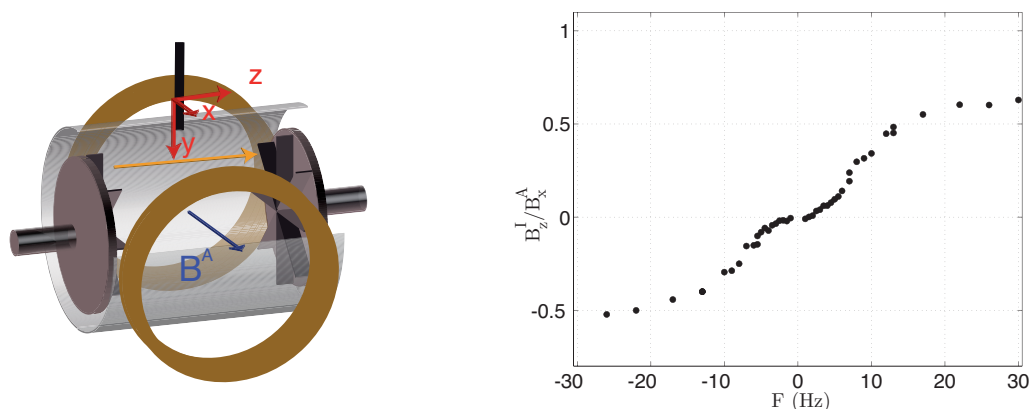


FIG. 1.10 – A gauche : Représentation schématique du dispositif expérimental. A droite : mesure de l'effet Parker dans l'expérience VKS1 [68]

le champ axial induit dans l'expérience VKS1, lorsqu'un champ transverse est appliqué [68]. Pour les faibles fréquences de rotation, le champ induit est proportionnel à F^2 comme attendu pour l'effet Parker. Pour les forçages les plus forts, le champ induit sature. Ce phénomène est lié à l'expulsion du champ par la cellule toroïdale.

1.3 Les dispositifs expérimentaux

1.3.1 L'expérience VKG

L'expérience VKG est un écoulement de von Kármán en gallium liquide dans une cuve de 32 cm de long et 19 cm de diamètre. Le fluide est entraîné par deux disques de 16 cm de diamètre distants de 20 cm, munis de 8 pales droites de 1 cm de hauteur. Deux moteurs de 11 kW permettent de faire tourner indépendamment chaque disque. La puissance injectée dans l'écoulement est évacuée à l'aide de circuits de refroidissement situés derrière les disques. Ce système permet de travailler à une température régulée voisine de 40 °C pour des fréquences inférieures à 14 Hz en contra-rotation. Au-delà, la puissance injectée est supérieure à la puissance du refroidisseur, ce qui entraîne une dérive de la température.

Le fluide utilisé est du gallium. Il a l'avantage de ne pas être toxique, contrairement au mercure et d'être moins réactif que le sodium utilisé dans VKS. Sous pression atmosphérique, la température de fusion du gallium est de 29.8 °C. Sa conductivité électrique est $\sigma_{Ga} = 3.910^6 \Omega^{-1} \cdot m^{-1}$ et sa masse volumique est $\rho_{Ga} = 6.1 \text{ kg} \cdot m^{-3}$ à 29.8 °C. Comme l'eau, la densité du gallium liquide est supérieure à celle du gallium solide. Lorsque les mesures sont finies, afin de préserver l'expérience, le gallium est placé dans un vase de stockage. Il est important de noter que le gallium utilisé

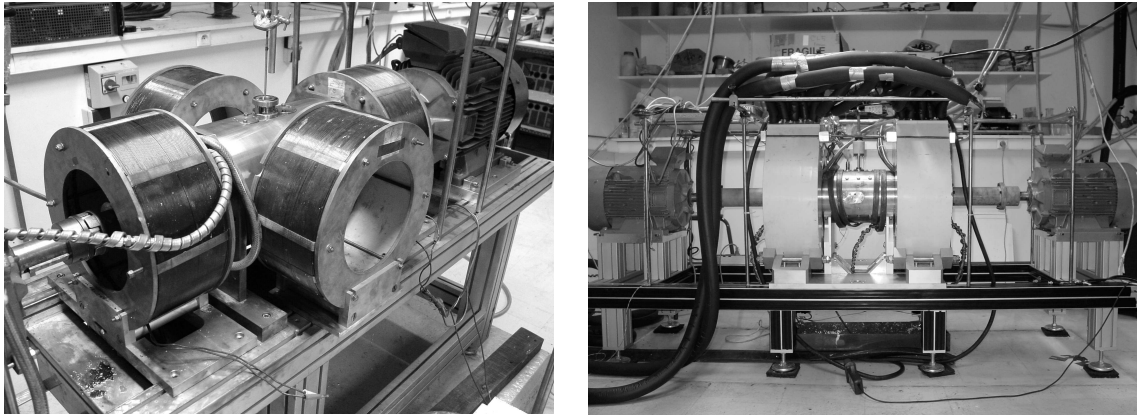


FIG. 1.11 – A gauche, photo de l'expérience VKG lors des expériences à faibles champs appliqués. A droite, photo de l'expérience en configuration champ fort.

dans l'expérience n'est jamais purifié : de nombreux oxydes et impuretés sont donc présents dans le fluide. Il est cependant possible de nettoyer le gallium en utilisant de l'acide chlorhydrique qui permet d'éliminer une partie des oxydes.

La taille de l'expérience, la puissance disponible ainsi que les propriétés physiques du gallium ne permettent pas d'observer l'instabilité dynamo dans l'expérience VKG ($Rm = \mu\sigma 2\pi R^2 F \sim 1$, $Re \sim 10^6$). Cette expérience est donc utilisée pour étudier les mécanismes d'induction en appliquant un champ extérieur. Deux paires de bobines permettent de créer un champ parallèle ou perpendiculaire à l'axe de rotation des disques. Chaque paire de bobines est disposée de façon à être la plus proche possible de la configuration de Helmholtz. Les champs appliqués sont d'environ 30 gauss pour les expériences en champs faibles et 2000 gauss en champs forts, ce qui permet de faire varier le paramètre d'interaction entre 0 et 0.2.

En plus de l'étude des mécanismes d'induction, cette expérience a permis de développer une grande partie des instruments de mesure utilisés dans l'expérience VKS.

1.3.2 L'expérience VKS

L'expérience VKS est née de la collaboration entre les laboratoires du CEA de Saclay, de l'ENS Paris et de l'ENS Lyon. Le but de cette expérience est de produire un effet dynamo dans un écoulement de von Kármán en sodium liquide. Le choix du sodium s'explique par ses propriétés physiques particulièrement adaptées à l'étude de la dynamo. Sa température de fusion, 97.8 °C, est facilement accessible, sa conductivité électrique est de $8.3 \cdot 10^6 \Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ et sa masse volumique est de $925 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$. On constate donc que le sodium est plus léger et possède une meilleure conductivité électrique que le gallium. Le principal défaut du sodium est sa forte

réactivité chimique, notamment avec l'eau. Pour des raisons de sécurité, cette expérience est située au CEA de Cadarache. L'expérience VKS a été développée en deux temps.

La première version, appelée VKS1, n'a pas permis de franchir le seuil de l'instabilité dynamo. La cuve utilisée mesurait 40 cm de long pour un volume total de 50 l de sodium. Deux moteurs de 75 kW étaient utilisés pour produire l'écoulement. Il n'y avait aucun moyen de régulation de la température. Les expériences devaient être relativement courtes pour éviter un trop fort échauffement.

Comme pour l'expérience VKG, deux jeux de bobines permettaient d'appliquer un champ axial ou un champ transverse d'une dizaine de gauss au plus. Les mesures réalisées permettent d'étudier les phénomènes d'induction à hauts nombres de Reynolds magnétique [68], *i.e.* lorsque le champ induit devient du même ordre de grandeur que le champ appliqué. De plus, les mesures réalisées montrent que l'écoulement vérifie les propriétés classiques de la turbulence [15].

Afin de franchir le seuil de l'instabilité dynamo, plusieurs améliorations ont été apportées et sont à l'origine de l'expérience VKS2. Avant de détailler la nouvelle version de l'expérience, intéressons-nous au scaling du nombre de Reynolds magnétique avec les paramètres ajustables : la puissance injectée et la taille de l'expérience. Comme l'écoulement est turbulent, la puissance injectée dans le fluide est :

$$P \propto \rho L^2 U^3 \quad (1.24)$$

où ρ est la densité du fluide, L^3 le volume de l'expérience et U une échelle caractéristique des fluctuations de vitesse. Cette approximation n'est valable que dans le cas de la turbulence développée. Lorsque le seuil de l'instabilité est franchi, la puissance injectée ne suivra plus la même loi. Cependant, la puissance dissipée sera supérieure en présence de champ magnétique. Le scaling turbulent correspond donc à une borne minimale. On peut donc réécrire le nombre de Reynolds magnétique :

$$Rm \propto \underbrace{\frac{\mu\sigma}{\rho^{1/3}}}_A P^{1/3} L^{1/3} \quad (1.25)$$

Le choix du fluide déterminant le terme A , il ne reste donc plus que la puissance et la taille de l'expérience sur lesquelles il est possible de jouer. Augmenter le nombre de Reynolds magnétique en modifiant la puissance ou la taille de l'expérience est quelque chose de difficile. Par exemple, pour doubler le Rm , il faudrait augmenter la puissance d'un facteur 8 ! Il faut donc essayer de jouer sur le facteur de proportionnalité qui dépend, lui, des conditions aux limites et de l'écoulement. De nombreuses études ont été menées pour maximiser ce paramètre [73, 83].

Pour l'expérience VKS2, la puissance mécanique a été doublée : quatre moteurs de 75 kW entraînent le fluide, pour une puissance totale de 300 kW. Un système de circulation d'huile dans les parois de la cuve a été installé, afin de réguler la

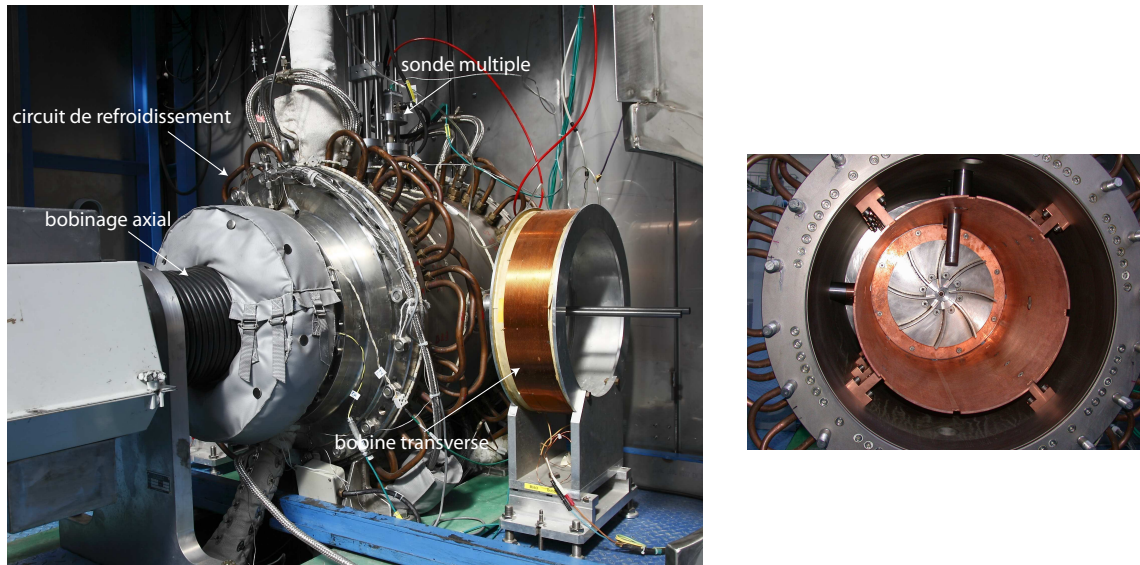


FIG. 1.12 – Photos de l'expérience VKS

température. Elle est ainsi régulée autour de 120 °C, bien qu'il existe encore une dérive thermique aux fortes puissances. A l'image de la dynamo de Riga, un cylindre en cuivre de 5 mm d'épaisseur permet de maintenir une couche de sodium de 7.8 cm d'épaisseur au repos entre l'écoulement et la cuve isolante. Le cylindre intérieur mesure 52.4 cm de long et a un diamètre de 20.6 cm. Les disques utilisés pour entraîner le fluide ont un rayon de 15.5 cm. La courbure et la hauteur des pales ont été optimisées par l'équipe du CEA de Saclay pour que la vitesse poloïdale soit comparable à de la vitesse toroïdale [71]. Les nombres de Reynolds magnétiques obtenus sont alors de l'ordre de 50 et le nombre de Reynolds hydrodynamique de l'ordre de 10^7 .

Avant l'apparition de la dynamo en 2006, les expériences menées dans cette cuve étaient encore des expériences d'induction à hauts nombres de Reynolds magnétique et des expériences de transport de champ magnétique localisé [96]. En 2006, les premières expériences avec des disques en fer doux ont permis de franchir le seuil dynamo. Il y a eu alors deux types de campagne. Jusqu'en septembre 2007, les campagnes ont étudié les régimes dynamiques observés lorsque les deux disques ne tournaient pas à la même vitesse. A partir de septembre 2007, le but des campagnes a plutôt été de comprendre le rôle des différents appendices. En général, une campagne dure rarement plus de deux semaines et se termine souvent à cause de problèmes mécaniques : fuite au niveau des axes de rotation des disques, vanne cassée, panne du refroidisseur, voire un feu sodium...

La volonté d'explorer l'espace des paramètres² le plus grand possible combinée à celle de tester le plus de configurations possibles ne permet pas d'avoir des mesures

²cf. figure 1.13

très longues (rarement plus de 5 mn). Ce manque de données empêche d'étudier en détail les régimes ayant une dynamique lente. D'ici la fin de l'ANR en cours, certaines campagnes vont reprendre des configurations existantes pour étudier plus précisément ces régimes. Le petit nombre de campagnes réalisées, huit en trois ans

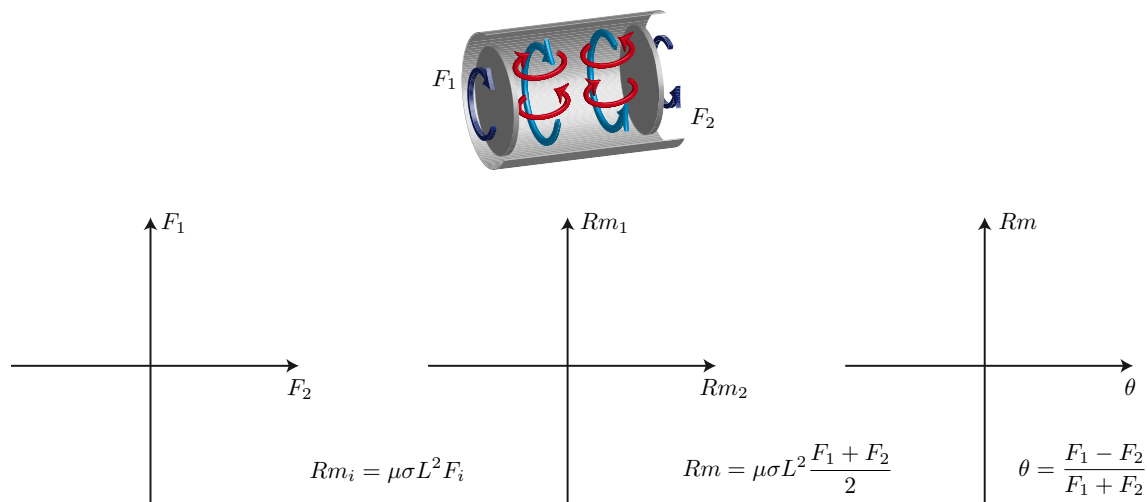


FIG. 1.13 – Définition de trois espaces de paramètres possibles : (F_1, F_2) , (Rm_1, Rm_2) et (Rm_θ) .

de thèse, est lié à l'attente entre chaque campagne. Le délai minimal entre deux campagnes est d'environ six semaines, à cause de la grosse inertie thermique de l'expérience et de la purification du sodium. Ce délai peut augmenter si l'on doit construire de nouvelles pièces : disques de différents matériaux, chemise..., cf. chapitre 2.

Etant donné que les nombres de Reynolds magnétique accessibles sont du même ordre de grandeur que le seuil de l'instabilité, la dynamique du champ dynamo est faiblement non linéaire. Il existe alors deux approches pour comprendre ces régimes dynamiques. La première consiste à étudier le couplage entre les différents processus d'induction ainsi que l'influence des conditions aux limites. La seconde consiste à modéliser la dynamique du champ par un système de basse dimensionnalité en établissant une équation d'amplitude liée au symétrie de l'expérience [69]. Cette dernière approche ne sera que brièvement abordée au cours du chapitre 2.

Il est important de noter que ces deux approches ne sont pas contradictoires, mais complémentaires. L'étude des processus d'induction et des conditions aux limites menée au cours de cette thèse peut permettre de comprendre physiquement l'origine des paramètres du modèle. Mais, sans modélisation, connaître les processus à la base du champ dynamo observé n'explique pas la dynamique du champ.

1.3.3 Instrumentation

Afin de mesurer le champ magnétique à l'intérieur de l'écoulement, nous avons développé des passages étanches, appelés doigts de gant, permettant de placer différents types de sonde. Dans l'expérience VKG, les doigts de gants ont un diamètre de 1.6 cm et mesurent 5 ou 10 cm de long. En revanche, afin de résister aux contraintes mécaniques de l'expérience VKS et de vérifier les règles de sécurité du CEA, le diamètre des doigts de gants a été doublé par rapport à ceux de VKG. La profondeur des doigts de gant a également été augmentée pour s'adapter à l'expérience.

La présence des doigts de gants va modifier l'écoulement à l'intérieur de la cuve. Cet effet est difficilement quantifiable avec les expériences en métaux liquides. Cependant, les mesures d'induction réalisées par R. Volk et M. Bourgoïn durant leurs thèses [18, 97] sont en bon accord avec les prédictions numériques basées sur l'écoulement moyen sans doigt de gant. Il semble donc que leur effet ne soit pas prépondérant, au moins sur l'écoulement moyen. Une meilleure compréhension de l'effet des doigts de gant nécessite des études en eau pour mesurer les modifications de l'écoulement.

Pour mesurer le champ magnétique, nous utilisons, dans les deux expériences, deux types de sondes : de sondes commerciales (gaussmètre Bell serie 9950) mesurant le champ en un point et des sondes développées à l'ENS Lyon permettant de mesurer le champ magnétique en plusieurs positions suivant un rayon.

Les premières sondes multiples ont été développées pendant la thèse de R. Volk pour l'expérience VKG. Une sonde est constituée de huit capteurs à effet Hall, Sentron CSA-1V, pouvant chacun mesurer une seule composante du champ magnétique. Les signaux sont enregistrés à l'aide d'une carte d'acquisition 24 bits NI-4472 à 1 kHz. L'idée était de construire le même type de sonde pour l'expérience VKS en mesurant les trois composantes du champ magnétique en dix positions. Actuellement, il n'existe pas de capteur analogique à effet Hall mesurant simultanément les trois coordonnées du champ³. Pour avoir accès aux trois composantes du champ magnétique, on utilise deux capteurs à effet Hall, Sentron 2SA-10, mesurant chacun deux composantes du champ magnétique. En les plaçant le plus proche possible l'un de l'autre, on a accès à une mesure locale du champ magnétique. L'écart entre les capteurs, inférieur à 1 cm, est petit devant la longueur de corrélation du champ. On peut donc estimer que la mesure s'effectue au même point. Les capteurs sont positionnés sur une structure en peek⁴ qui permet de fixer l'orientation et la position des capteurs (voir la figure 1.14). L'ensemble est refroidi à l'aide d'une circulation d'air comprimé pour maintenir une température de la sonde voisine de 40 °C. Les signaux sont enregistrés à une fréquence de 2 kHz à l'aide de carte d'acquisition 16 bits NI-6224.

³Des tests sont en cours pour utiliser des capteurs numériques trois axes. Gérer la communication entre les différents capteurs et l'ordinateur exige cependant un gros travail d'ingénierie.

⁴plastique compatible avec le sodium

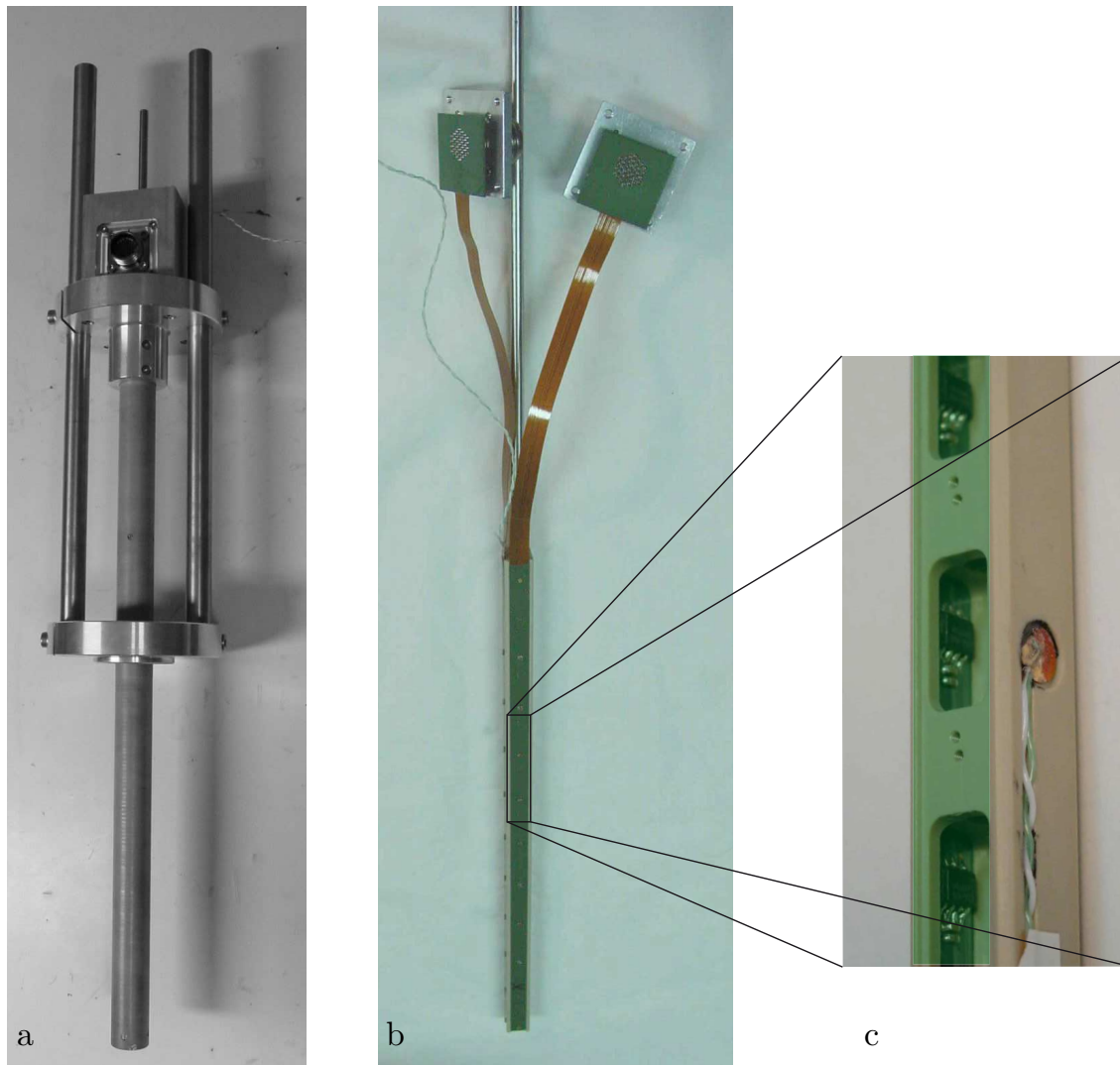


FIG. 1.14 – a) Photo d'une sonde multiple utilisée dans l'expérience VKS. b) Sonde multiple démontée : il ne reste que la structure en peek pour positionner les capteurs et les circuits imprimés sur lesquels ils sont soudés. c) Zoom sur une partie de la sonde multiple avec vue sur les capteurs à effet Hall deux axes et le thermocouple de contrôle.

La réalisation de ce type de sonde n'a été possible qu'avec l'aide précieuse de M. Moulin, P. Metz et M. Tanase.

Les seules mesures hydrodynamiques précises qui avaient été réalisées avant ma thèse dans ces expériences étaient des mesures de pression. Jusqu'à récemment, les mesures de couple étaient données par les mesures d'intensité fournies par le variateur, technique toujours utilisée dans l'expérience VKG. L'expérience VKS

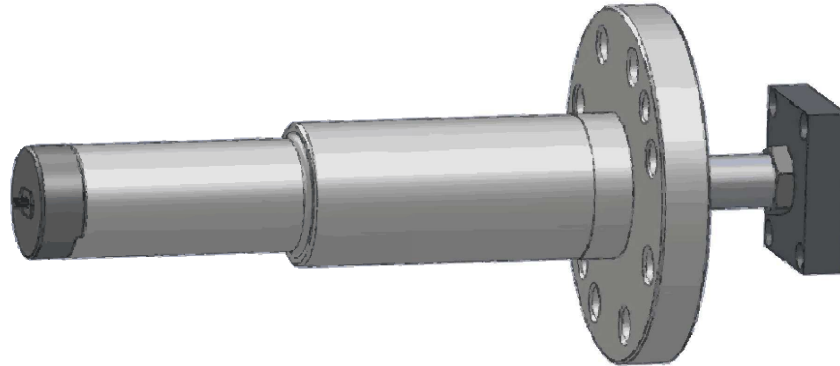


FIG. 1.15 – Vue 3D de la sonde Vivès utilisée dans l'expérience VKS.

est maintenant munie de deux couplemètres CD1120-5T fabriqués par FGP Sensor&Instrumentation pouvant mesurer des couples de 1 kN.m.

Aucune mesure de vitesse n'avait été réalisée avant ma thèse. Dans un premier temps, j'ai développé dans l'expérience VKG des sondes de potentiel pouvant mesurer localement deux composantes de la vitesse. Les signaux étant de faibles amplitudes par rapport aux bruit électromagnétiques des moteurs, il a fallu optimiser la sonde pour augmenter le rapport signal sur bruit. Pour adapter ces sondes sur l'expérience VKS, il a fallu travailler sur la compatibilité chimique entre les différents composants de la sonde et le sodium, sur le système d'étanchéité et sur la résistance mécanique de l'ensemble. Une vue 3D de cette sonde est représentée sur la figure 1.15. Les principaux résultats seront présentés au chapitre 6.

1.4 Présentation des problèmes abordés

Durant ma thèse, je me suis penché sur trois aspects différents de l'effet dynamo : le rôle des conditions aux limites dans les mécanismes d'induction, l'influence de l'écoulement sur la dynamique du champ dynamo et l'influence d'un champ magnétique intense sur le champ de vitesse.

Ma thèse a débuté en Septembre 2007, après la découverte de la dynamo dans l'expérience VKS. Le mode excité par l'écoulement a soulevé de nombreuses questions sur le mécanisme de l'instabilité et le rôle du fer. En effet, l'effet dynamo n'a été observé qu'en utilisant des disques en fer doux. Il était donc raisonnable de se demander quelle était l'influence du fer sur l'instabilité. Plutôt que de considérer l'instabilité en elle-même, j'ai étudié le rôle du fer sur les mécanismes à la base de l'effet dynamo dans l'expérience VKG. La modification de ces processus peut, en effet, éventuellement expliquer l'origine du champ dynamo dans l'expérience VKS.

Dans le même esprit, l'expérience de Bullard-von Kármán présentée au chapitre 3

permet d'étudier séparément l'influence d'un effet ω turbulent sur la dynamique d'un champ dynamo. Cette expérience permet de mettre en évidence l'influence des grandes échelles de l'écoulement sur la dynamique du champ magnétique.

Enfin, la saturation de la dynamo est due à la rétroaction du champ magnétique sur l'écoulement. Pour étudier l'action de la force de Laplace sur l'écoulement, il faut développer des sondes capables de mesurer des vitesses dans des métaux liquides avec une bonne résolution temporelle. Il est difficile d'étudier directement la saturation qui est un processus complexe dans lequel le champ de vitesse et le champ magnétique s'adaptent en permanence pour atteindre un régime d'équilibre. Une première étape pour la compréhension de ce phénomène est d'appliquer un champ magnétique intense et d'étudier la modification de l'écoulement par la force de Laplace.

Ma thèse sera ainsi construite. Le premier chapitre de la thèse présentera les résultats des différentes campagnes VKS réalisées ces trois dernières années. Le deuxième chapitre sera consacré à l'expérience de Bullard-von Kármán. Il s'agit d'une dynamo semi-homogène développée à l'ENS Lyon, qui permet d'étudier le lien entre la dynamique de l'écoulement et celle du champ dynamo. Au cours du chapitre 4, nous étudierons le rôle des disques dans les mécanismes d'induction. Les expériences en champ fort que j'ai mis en place à la fin de ma thèse feront l'objet du chapitre 5. Pour finir, dans le chapitre 6, nous évoquerons les mesures de vitesse dans les expériences VKS et VKG.

Chapitre 2

L'expérience VKS, une dynamo en laboratoire

Plan du chapitre

2.1	Obtention d'une dynamo	36
2.1.1	Induction et simulation cinématique	36
2.1.2	Etudes du rôle des différents appendices	39
2.1.3	Induction et taux de croissance de l'instabilité	46
2.2	Régimes dynamiques du champ dynamo	49
2.2.1	Présentation des régimes dynamiques	49
2.2.2	Dynamique du champ dynamo en régime décalé sans chemise	51
2.3	VKS : une source d'inspiration scientifique	58

Dans cette partie nous allons uniquement présenter les résultats obtenus dans la deuxième version de l'expérience VKS après l'apparition de la dynamo. Les résultats précédents ont déjà été présentés, les lecteurs intéressés pourront par exemple lire les thèses suivantes [71, 59, 97, 18].

Nous allons dans un premier temps étudier le cas de la contra-rotation exacte, lorsque les deux disques tournent à la même vitesse. Cela va nous permettre d'analyser les conditions d'obtention d'une dynamo stationnaire. Dans un second temps, nous nous intéresserons aux régimes dynamiques obtenus en contra-rotation décalée, lorsqu'un des disques tourne plus vite que l'autre.

2.1 Obtention d'une dynamo

2.1.1 Induction et simulation cinématique

En 2006, au cours de la campagne VKS2- g^1 , l'instabilité dynamo a été observée pour la première fois dans l'expérience VKS. L'écoulement de von Kármán est alors produit par deux disques en fer doux à pales courbes tournant en sens opposé. L'écoulement est limité par une chemise en cuivre ; de plus, un anneau de 5 mm d'épaisseur et 2.5 cm de hauteur est fixé dans le plan médian. Le dispositif expérimental est représenté sur la figure 2.1 et est décrit en détail dans [24].

Afin de comprendre le dispositif expérimental choisi, nous allons nous intéresser tout d'abord à l'historique de VKS. Les expériences dynamo en sodium liquide de Karlsruhe et Riga [87, 40] sont menées dans des écoulements fortement contraints : même si le nombre de Reynolds de l'écoulement est très grand, le taux de fluctuations du champ de vitesse reste très faible. Ainsi, dans ces expériences, le seuil d'apparition du champ dynamo, la puissance consommée et la dynamique du champ dynamo sont en bon accord avec les prédictions numériques basées sur l'écoulement moyen. Bien que le taux de fluctuations soit beaucoup plus important dans l'écoulement de von Kármán, l'optimisation de l'écoulement a également été réalisée sur l'écoulement moyen². Ce travail a été réalisé au CEA de Saclay sur un écoulement de même rapport d'aspect. Le fluide utilisé était de l'eau, qui a la même masse volumique et la même viscosité cinématique que le sodium. Le seuil de l'instabilité et le mode excité sont alors déterminés pour chaque configuration par des simulations cinématiques qui résolvent l'équation d'induction en ne considérant que le champ de vitesse moyen, tout en négligeant la rétroaction du champ magnétique sur l'écoulement. Ces simulations montrent que les choix suivants permettent d'abaisser le seuil de l'instabilité :

- L'équipe de Saclay a étudié de nombreux écoulements en eau créés par des turbines différentes en faisant varier le nombre de pales et leurs courbures. Ces

¹Dans l'expérience VKS2, la lettre, ici g , sert à repérer la campagne de mesure.

²Numériquement, il est impossible de prendre en compte les modifications des fluctuations du champ de vitesse créées par l'ajout des appendices.

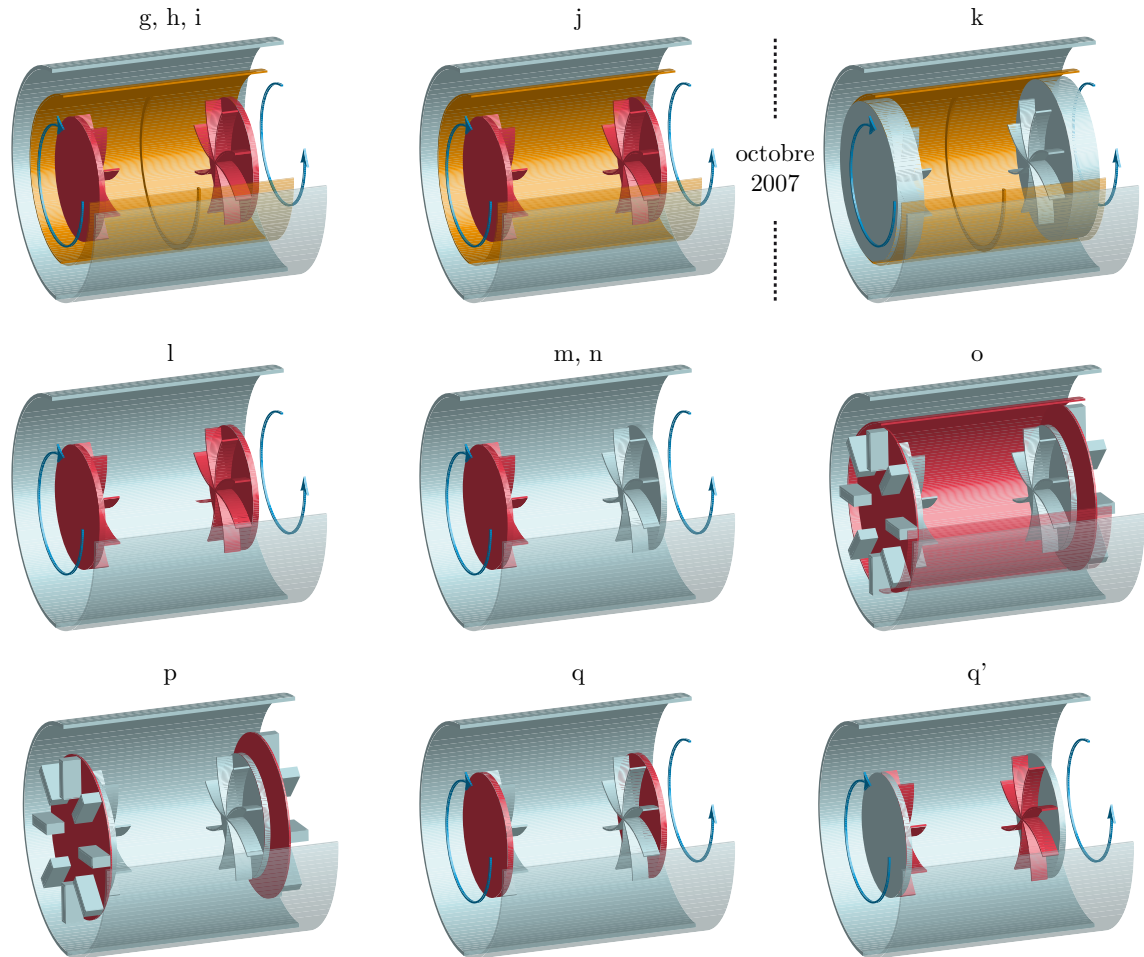


FIG. 2.1 – Dispositif expérimental pour les différentes campagnes de VKS depuis l'apparition de l'effet dynamo. La position des doigts de gant n'est pas reportée. La couleur des différentes pièces correspond aux matériaux : orangé pour le cuivre, bleu clair pour l'acier inoxydable et rouge pour le fer.

expériences montrent que dans le rapport d'aspect de VKS, l'écoulement le plus favorable est généré par les turbines TM73 avec un angle de 24° , *cf.* [71], tournant dans le sens positif (voir figure 2.2).

- Le champ de vitesse mesuré avec un anneau dans le plan médian favorise l'effet dynamo en stabilisant la couche de mélange [71].
- Comme la présence d'une couche de fluide au repos est connue pour abaisser le seuil [73], l'écoulement est confiné à l'intérieur d'un cylindre en cuivre de 5 mm d'épaisseur permettant au courant de boucler en dehors de l'écoulement.
- L'interaction entre l'écoulement et le champ magnétique augmente significativement le seuil dynamo [83]. L'idée a donc été d'utiliser des disques en fer doux afin de canaliser les lignes de champ tout en minimisant l'aimantation

rémanente.

Les simulations cinématiques basées sur des champs de vitesse PIV ou synthétiques prédisent que le mode le plus instable est un dipôle transverse. Expérimentalement, le mode observé en passant le seuil de l'instabilité est un dipôle axial quasiment axisymétrique. La géométrie du champ dynamo moyen suggère qu'un mécanisme $\alpha - \omega$ est à l'origine de l'instabilité. L'origine physique des différents mécanismes de base est encore à déterminer. Comme le théorème de Cowling stipule qu'un champ dynamo axisymétrique ne peut être créé par un champ de vitesse axisymétrique, les fluctuations de vitesse non axisymétriques ont un rôle important dans la génération du champ. Cette observation s'oppose aux dynamos de Karlsruhe et de Riga qui peuvent être déterminées à partir du champ de vitesse moyen.

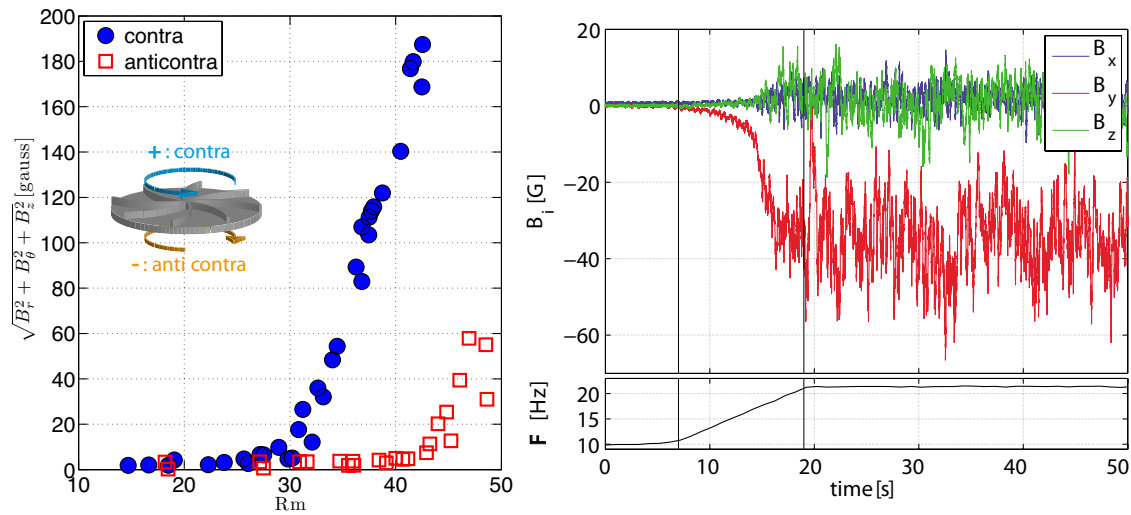


FIG. 2.2 – A gauche : courbe de bifurcation du champ magnétique mesuré en un point en fonction du Reynolds magnétique défini par $Rm = K\mu\sigma 2\pi FR^2$. R est le rayon de la chemise et K est un facteur numérique traduisant l'efficacité des turbines. Ce choix de définition fait dans [24] diminue le Reynolds magnétique de 20% par rapport à la définition retenue dans la suite de ce chapitre. A droite : évolution temporelle du champ magnétique lorsque le seuil de l'instabilité est franchi.

Le paramètre de contrôle de l'instabilité est le nombre de Reynolds magnétique $Rm = \mu\sigma UL$. En pratique, il n'est possible que de contrôler la fréquence F de rotation des disques. Le refroidisseur ayant une puissance d'environ 150 kW, la température ne peut être régulée pour les plus fortes puissances. Cette dérive va modifier la conductivité électrique du sodium et donc le nombre de Reynolds magnétique. Comme les températures de fonctionnement de l'expérience sont proches du point de fusion du sodium (97.8 °C), les variations de conductivité électrique peuvent faire chuter le nombre de Reynolds magnétique d'environ 10 %. Dans la configuration vks2-g, le seuil de l'instabilité est à $F = 16$ Hz [24], ce qui correspond à un nombre

de Reynolds magnétique $Rm = \mu\sigma 2\pi R_d F R_c = 39$. R_d est le rayon du disque, R_c le rayon de la cuve intérieure et la conductivité électrique σ est estimée à 120 °C. Cette définition diffère de celle choisie dans l'article [24], mais elle permet des comparaisons quantitatives entre les différentes configurations. Dans tous les cas, le nombre de Reynolds magnétique est une grandeur globale et ne traduit aucun mécanisme particulier. La figure 2.2 représente l'évolution temporelle du champ magnétique mesuré lorsque la fréquence passe de 12 Hz à 22 Hz. On constate que le champ croît exponentiellement avant de saturer à une valeur moyenne. Dans l'état saturé, les fluctuations du champ dynamo sont dues à la turbulence de l'écoulement. La courbe de bifurcation du champ moyen en fonction du nombre de Reynolds magnétique montre que la bifurcation est supercritique, mais imparfaite. L'induction du champ ambiant pour les plus faibles vitesses de rotation et l'aimantation rémanente des disques expliquent l'imperfection de la bifurcation [5].

Bien que l'écoulement ait été optimisé pour obtenir une dynamo en contra-rotation, *i.e.* lorsque les disques tournent dans le sens positif (voir la figure 2.2), il est également possible de franchir le seuil de l'instabilité en anti-contra-rotation, *i.e.* lorsque les disques tournent dans le sens négatif. Cependant, le seuil de l'instabilité est supérieur à celui de la contra-rotation. Les campagnes suivantes ont été menées pour étudier l'influence des appendices sur l'effet dynamo. Les différents dispositifs expérimentaux sont rappelés sur la figure 2.1.

2.1.2 Etudes du rôle des différents appendices

Le rôle de l'anneau

Les trois premières campagnes dynamo, vks2-*g*, *h* et *i*, reposent sur le même dispositif expérimental afin d'étudier en détail la dynamique du champ magnétique. La campagne vks2-*j* est quasiment identique à vks2-*g*, seul l'anneau a été retiré. L'instabilité dynamo existe toujours en contra-rotation, mais disparaît en anti-contra-rotation. Le champ magnétique moyen est toujours majoritairement un dipôle axisymétrique, mais l'amplitude des différentes composantes n'est pas exactement la même. Il semble donc que l'anneau joue un rôle sur la génération du champ en anti-contra-rotation mais n'est pas indispensable pour l'obtention d'une dynamo. Les principaux résultats sur cette campagne sont présentés dans la thèse de M. Berhanu [11] et dans les articles [12, 13].

L'écoulement derrière les disques

La campagne vks2-*k* marque le début de ma participation aux campagnes VKS. Afin de supprimer l'écoulement derrière les disques, deux turbines pleines en acier amagnétique ont été montées à la place des disques en fer (voir la figure 2.1). Cette campagne s'est arrêtée au bout de trois jours à cause d'un feu sodium. Aucun effet dynamo n'a été observé au cours des différentes mesures. Des mesures d'induction

ont été réalisées pour essayer d'estimer un seuil dynamo. Les principaux résultats seront présentés dans la prochaine partie.

La dynamo observée dans les campagnes précédentes ne semble pas liée à l'interaction entre le champ magnétique et l'écoulement derrière le disque. Cette campagne montre que le fer joue un rôle particulier. Il existe alors au moins deux interprétations du rôle du fer dans la génération du champ :

- Le fer ne fait que modifier les conditions aux limites en imposant au champ magnétique un raccord normal à la paroi [43].
- Le fer joue un rôle dans au moins un des mécanismes d'induction mis en jeu dans la dynamo. Cette idée sera développée au cours du chapitre 4.

La couche de sodium au repos

Lors de la campagne vks2-*l*, la chemise en cuivre a été enlevée. Dans la définition du nombre de Reynolds magnétique, la longueur de la cuve R_c passe de 206 mm à 289 mm. La figure 2.3 montre que le nombre de Reynolds magnétique critique est inchangé entre les campagnes vks2-*j* et vks2-*l* : $Rm^c = 39$. Cela montre que

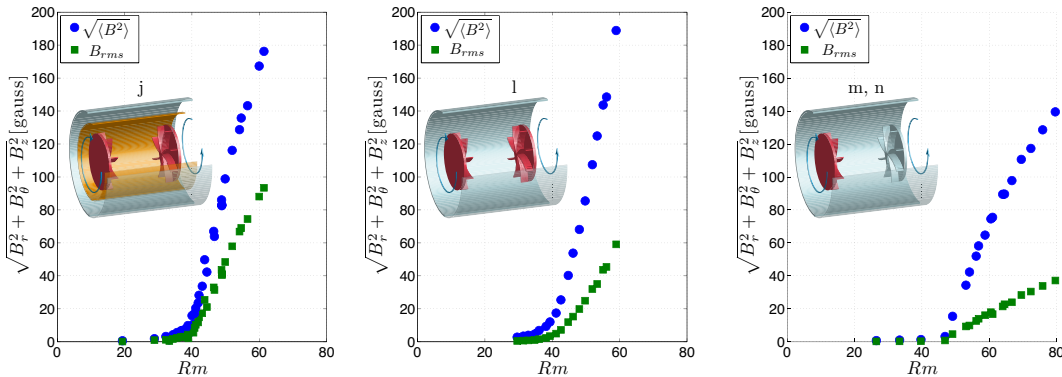


FIG. 2.3 – Courbe de bifurcation des campagnes vks2-*j* (à gauche), vks2-*l* (au centre) et vks2-*m* et *n* (à droite). L'amplitude des champs n'est pas significative, les capteurs n'étant pas placés exactement aux mêmes endroits.

le paramètre de contrôle de l'instabilité est bien le nombre de Reynolds magnétique $Rm = 2\pi\mu\sigma R_d R_c F$, et non la fréquence, puisque dans la campagne vks2-*l* le seuil en fréquence est $F \simeq 14$ Hz contre 16 Hz pour vks2-*j* en contra-rotation exacte. Contrairement aux autres expériences dynamo, la couche de sodium autour de l'écoulement ne semble pas modifier le seuil de l'instabilité.

Comme nous l'avons vu au cours de l'introduction, l'intérêt des sondes multiples est d'étudier en détail le mode dynamo excité par l'écoulement. Lors de la campagne vks2-*l*, une seule sonde multiple sur deux fonctionnait. La figure 2.4 montre l'évolution spatiale du champ dynamo mesuré dans le plan médian. La composante axiale

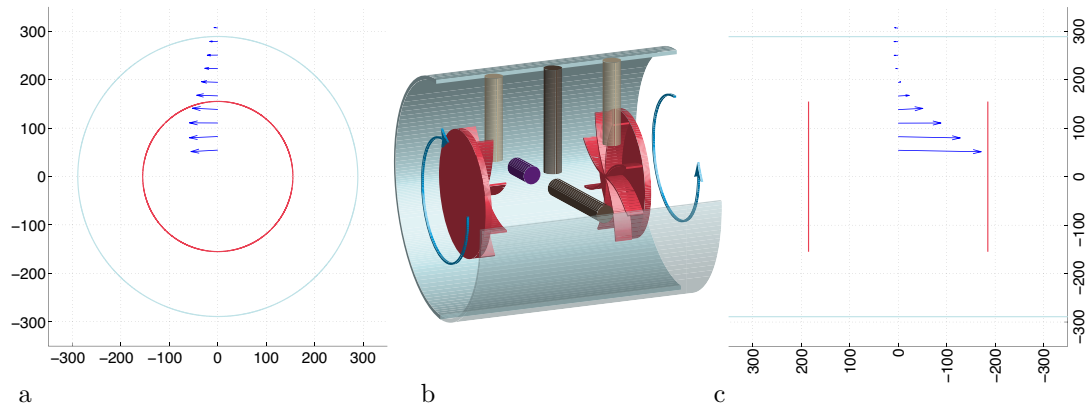


FIG. 2.4 – a) Evolution de $B_r(r)$ et $B_\theta(r)$ mesurés dans le plan médian à l'intérieur du doigt de gant horizontal pour $F = 18$ Hz. b) Dispositif expérimental de la configuration vks2-l avec la position et la taille des doigts de gants : dans les plans décalés, deux doigts de gant L (20 cm en beige clair), dans le plan médian deux doigts de gant XL (25.4 cm en marron) et un doigt de gant flush (4.2 cm en violet). c) Evolution de $B_z(r)$ et $B_r(r)$ pour les mêmes positions pour $F = 18$ Hz.

décroit du centre du cylindre vers les parois. La composante azimutale, d'abord plus petite que le champ axial, augmente jusqu'en $r = 0.4R_c$, puis décroît plus lentement que la composante axiale.

La campagne s'est arrêtée prématurément à cause d'une panne au niveau du refroidisseur. Le manque de temps et de sondes ne nous permet pas de savoir si le mode excité est similaire à celui des précédentes campagnes. De plus, aucune mesure en anti-contre-rotation n'a pu être réalisée. Une campagne similaire va être menée durant l'été 2010 afin d'obtenir des résultats plus complets.

Disques ferromagnétiques

Jusqu'aux campagnes vks2-m et n, la dynamo n'a été observée qu'en présence de deux disques en fer. Il est possible qu'un couplage entre les deux disques en fer soit à l'origine de la dynamo, auquel cas le fluide ne jouerait qu'un rôle mineur. C'est pourquoi dans ces deux campagnes l'écoulement est produit par deux disques de même géométrie, mais de matériaux différents : l'un en acier inoxydable, l'autre entièrement en fer doux (voir la figure 2.1).

Les courbes de bifurcation de la figure 2.3.c montrent que dans cette configuration, l'effet dynamo est encore observé, mais avec un seuil d'instabilité $Rm_c \sim 47$ supérieur à ceux des configurations précédentes. Le couplage entre les deux disques n'est pas responsable de la génération du champ. Cependant, la présence des deux disques en fer permet d'abaisser le seuil de l'instabilité.

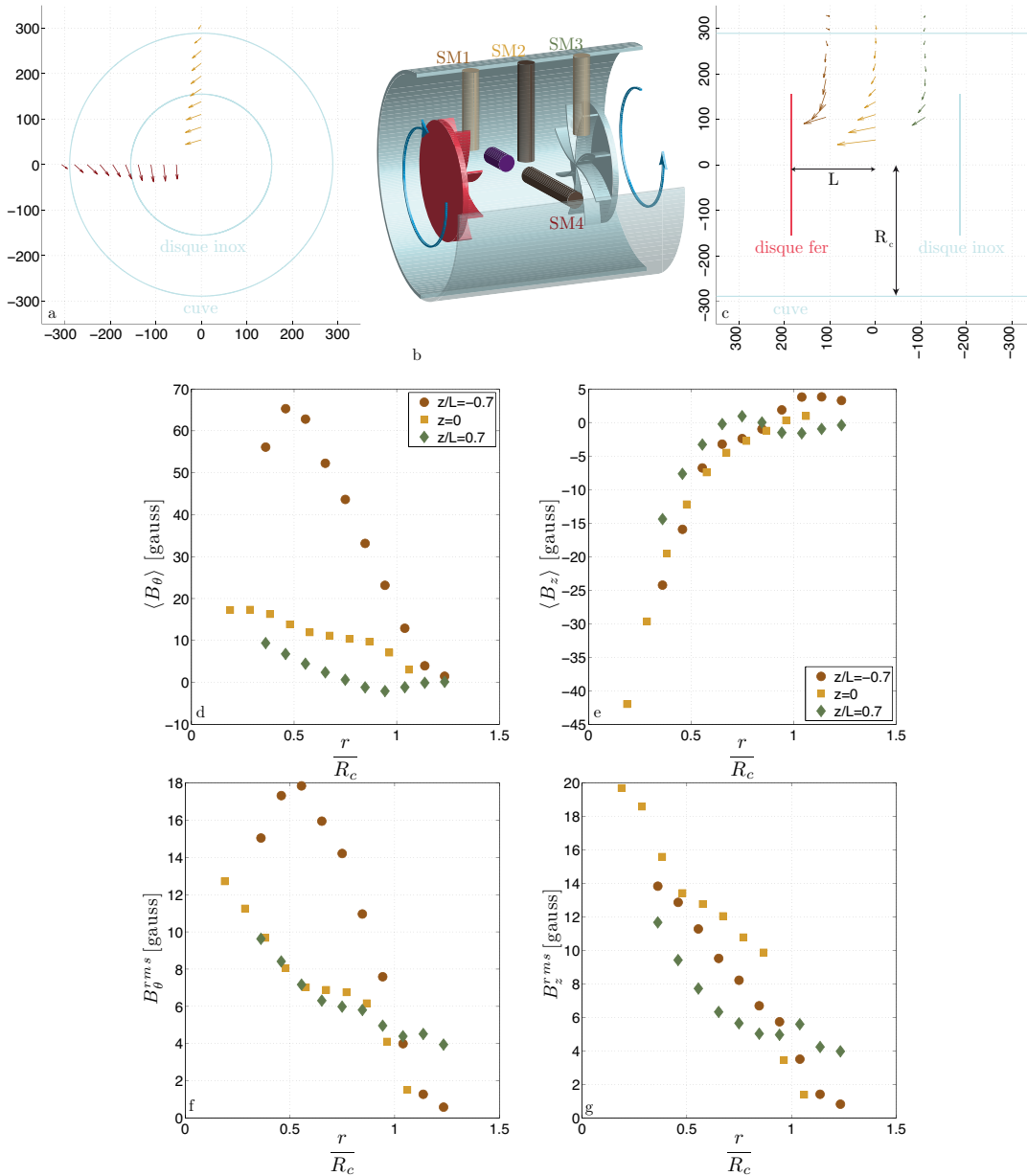


FIG. 2.5 – a) Evolution de $B_r(r)$ et $B_\theta(r)$ mesurés dans le plan médian à l'intérieur du doigt de gant horizontal pour $F = 26$ Hz. b) Dispositif expérimental des configurations vks2- m et n avec la position et la taille des doigts de gant : dans les plans décalés deux doigts de gant L (20 cm en beige clair), dans le plan médian deux doigts de gant XL (25.4 cm en marron) et un doigt de gant flush (4.2 cm en violet). c) Evolution de $B_z(r)$ et $B_r(r)$ pour les mêmes positions pour $F = 26$ Hz. d) Evolution radiale du champ azimuthal $\langle B_\theta \rangle$ pour les trois sondes verticales. e) Evolution du champ axial $\langle B_z \rangle$ aux mêmes points. En bas, évolution de la déviation standard du champ azimuthal B_θ^{rms} (f) et axial B_z^{rms} (g).

L'évolution spatiale du champ magnétique est représentée sur la figure 2.5. Quatre sondes multiples mesurent simultanément le champ suivant quatre rayons différents : trois sondes sont verticales et la dernière est horizontale (voir schéma).

Les mesures obtenues à l'aide des trois sondes verticales permettent d'étudier l'évolution du champ moyen et des fluctuations en fonction de la distance au disque en fer doux. L'allure du champ axial dépend peu de la distance au disque en fer doux. Les amplitudes sont également comparables. En revanche, le champ azimuthal est beaucoup plus fort près du disque en fer doux qu'au niveau de la couche de cisaillement ou qu'à proximité du disque en acier, *cf.* figure 2.5. Si l'origine du champ azimuthal est le cisaillement du champ axial, cet effet ω est renforcé au niveau du disque en fer.

Les figures 2.5.f et g représentent la déviation standard des composantes azimuthales et axiales. Les fluctuations du champ axial sont maximales dans le plan médian, là où l'effet d'étirement par la vitesse poloïdale est le plus fort. En revanche, les fluctuations de la composante azimuthale sont beaucoup plus fortes à proximité du disque en fer et sont comparables dans le plan médian et près du disque en acier.

Bien que la position des doigts de gant soit la même dans les campagnes vks2- l - m et n , une comparaison quantitative des deux modes excités est impossible à cause du manque de sondes et de mesures lors de la campagne vks2- l . Il est toutefois possible de comparer les mesures dans le plan médian. Le rapport du champ axial par le champ azimuthal est représenté sur la figure 2.6 pour les deux campagnes. Bien que ces deux évolutions ne soient pas identiques, l'allure générale des deux courbes est similaire et leurs amplitudes sont comparables.

A première vue, cette observation est surprenante car les deux modes excités lors des deux campagnes doivent être différents. Lorsque les deux disques sont en fer doux, aux doigts de gant près, l'expérience est invariante par rotation d'un angle π autour d'un axe quelconque du plan médian ; l'expérience est alors dite \mathcal{R}_π symétrique. Le principe de Curie impose donc au champ de suivre la même symétrie. Cette symétrie est brisée dans la configuration vks2- n puisque les deux disques sont différents. Le mode dynamo a donc une contrainte de moins.

Le fait que les deux courbes soient comparables signifie que la source principale du champ azimuthal dans le plan médian est liée au cisaillement du champ axial par la couche de mélange. Les différences observées peuvent s'expliquer de plusieurs façons :

- Tout d'abord, l'écoulement n'est sûrement pas le même dans les deux configurations, car la force de Laplace dépend du mode excité. La modification de l'écoulement va donc être légèrement différente dans les deux cas.
- Comme la dynamique du champ magnétique suit une équation de diffusion, les sources du champ azimuthal mesuré dans le plan médian ne sont pas localisées. Donc, même si l'écoulement n'est pas fortement modifié, la différence entre les deux courbes peut s'expliquer par la modification du mode excité lors du changement de disque.

Dans la configuration vks2- n , deux sondes sont placées dans le plan médian à

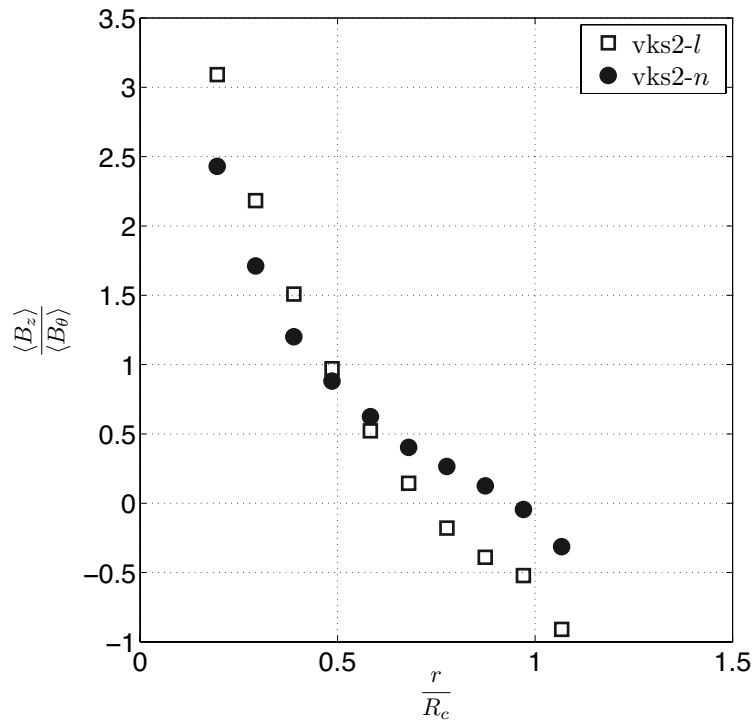


FIG. 2.6 – Comparaison du rapport $\langle B_z(r) \rangle / \langle B_\theta(r) \rangle$ mesuré dans le plan médian à l'aide de la sonde placée en SM2, *cf.* figure 2.5, pour les campagnes vks2-l et vks2-n pour $Rm \simeq 60$.

deux angles différents. Il est ainsi possible de tester l'axisymétrie du champ dynamo généré en contra-rotation. L'évolution de $B_\theta(r)$ et $B_z(r)$ pour deux angles différents est représentée sur la figure 2.7. On constate que le mode dynamo généré n'est pas réellement axisymétrique. A ce stade, il n'est pas possible de dire si cet effet est dû à la présence des doigts de gant ou si l'écoulement de von Kármán génère un champ non-axisymétrique. La géométrie du champ dynamo représentée sur la figure 2.5 est en tout cas plus proche d'un dipôle axial que du dipôle transverse prédit par les simulations numériques basées sur l'écoulement moyen.

Conditions aux limites ferromagnétiques

Toutes ces mesures montrent que le fer joue un rôle important dans la génération du champ dynamo. Le mécanisme lié au fer n'est, cependant, pas entièrement compris. Comme la perméabilité magnétique μ_r du fer est grande par rapport à celle du sodium, il semble raisonnable, *a priori*, de supposer que le champ magnétique se raccorde perpendiculairement à la paroi de la pièce ferromagnétique. La campagne vks2-o a été réalisée afin de tester cette hypothèse.

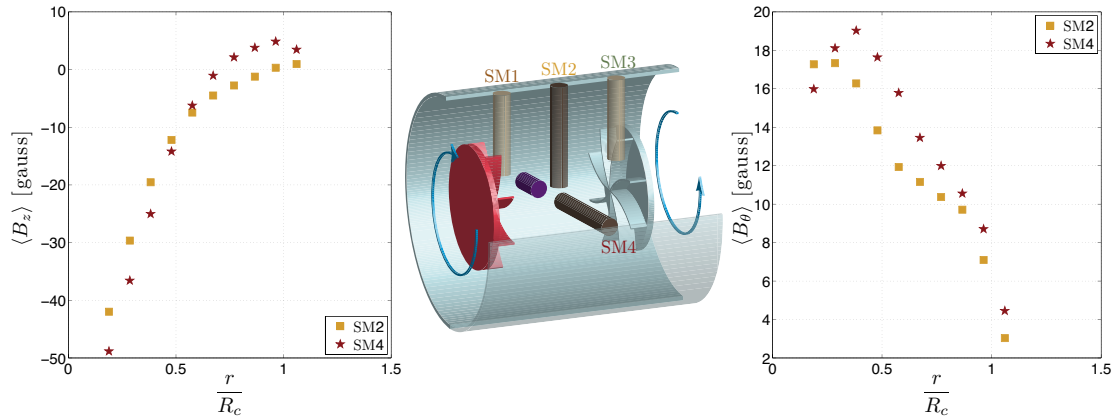


FIG. 2.7 – A gauche : évolution de $B_z(r)$ dans le plan médian. Au centre : position des sondes. A droite : évolution de $B_\theta(r)$.

Les travaux de C. Gissinger [43], où le fer ne joue qu'un rôle de condition aux limites, prédisent que la configuration la plus favorable correspond à des parois entièrement ferromagnétiques. Lors de la campagne vks2-o, nous avons donc mis en place une chemise en fer doux de même dimension que la précédente en cuivre. L'écoulement est produit par des disques en acier, mais des contre-flasques³ en fer doux sont placés juste derrière les disques (voir la figure 2.1).

Au cours de cette campagne, le seuil de l'instabilité n'a pu être franchi. Il semble donc que la dynamo soit liée à la rotation des disques en fer et pas simplement à un effet de raccordement à une paroi ferromagnétique. Le principal problème de cette modélisation est de considérer les pièces ferromagnétiques comme des isolants électriques. En effet, le fait d'annuler la composante tangentielle du champ au passage de la paroi suppose que les courants induits ne peuvent pas passer dans les disques. Comme la conductivité électrique du fer est quasiment identique à celle du sodium liquide, les courants peuvent circuler librement entre les deux métaux.

La campagne vks2-p a permis d'étudier séparément le rôle des contre-flasques en fer en utilisant des disques en acier. Une fois encore, aucun champ dynamo n'a été observé. Les mesures d'induction et de vitesse, présentées au chapitre 6, montrent que la présence des contre-flasques modifie la dynamique de l'écoulement.

Les campagnes vks2-q et vks2-q' consistent à retirer la chemise et à étudier séparément le rôle des pales du reste du disque en créant des turbines mixtes : pales en acier et disque en fer ou pales en fer et disque en acier. Au cours de ces deux campagnes, nous n'avons pas observé de champ dynamo. Les études d'induction dans ces configurations semblent montrer que l'effet ω est plus fort à proximité des disques, *cf.* chapitre 4.

³Plaques de 5 mm d'épaisseur et de même rayon que la chemise ($R_c = 206$ mm)

2.1.3 Induction et taux de croissance de l'instabilité

Afin de mieux connaître une instabilité, il est souvent intéressant d'étudier son taux de croissance Λ . Sous le seuil $\Lambda < 0$, le régime initial est stable ; en revanche, si $\Lambda > 0$, la moindre perturbation du système initial va permettre à l'instabilité de se développer. Le seuil de l'instabilité est alors donné par $\Lambda = 0$ [29].

Il est possible de réaliser cette étude dans des configurations où la dynamo n'a pas été observée afin de déterminer l'écart à un seuil hypothétique. Numériquement, le seuil de l'instabilité est déterminé par le temps de croissance lorsque l'on applique une petite perturbation au système. Expérimentalement, Lathrop propose d'appliquer un champ magnétique pendant un certain temps afin d'atteindre un régime stationnaire. A $t = 0$, ce champ est coupé rapidement et on suit la décroissance du champ induit dans l'expérience. Le champ mesuré est ensuite approximé par une fonction du type $e^{-\varpi t}$, où ϖ représente le temps de décroissance [51], *c.f.* figure 2.8.

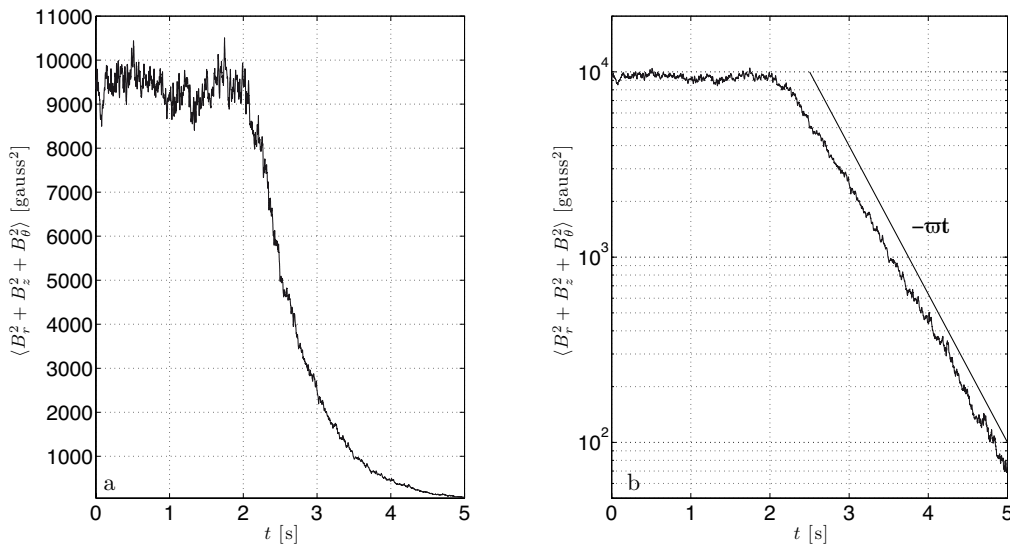


FIG. 2.8 – a) Evolution moyenne du champ induit dans l'expérience lors d'une extinction du champ appliqué. b) Même créneau moyenné en représentation semi-logarithmique.

Cette technique est relativement facile à mettre en place, mais il est difficile d'en extraire des résultats quantitatifs. D'un point de vue théorique, si le champ appliqué est en tout point orthogonal au mode dynamo, aucun effet ne pourra être mesuré. Expérimentalement, cette remarque n'a que peu de sens, car il est impossible d'avoir un champ parfaitement orthogonal au mode dynamo. De plus, aucune expérience dynamo n'a étudié le lien entre le taux de décroissance mesuré et le seuil de l'instabilité. Il est, de plus, possible que le temps de croissance ne soit pas une variation

monotone lorsque le paramètre de contrôle de l'instabilité augmente [30].

Depuis l'apparition de la dynamo, la campagne vks2- k est la première campagne au cours de laquelle les taux de croissance de l'instabilité ont été étudiés. Des créneaux de champs transverses sont appliqués et l'on étudie la décroissance de $B^2 = B_r^2 + B_\theta^2 + B_z^2$ mesuré à l'aide d'un gaussmètre. L'étude est donc faite en un point et non sur le volume total.

Remarque : L'équipe de Saclay est en train de développer une méthode de reconstruction des modes grandes échelles du champ magnétique. Cette méthode permettra d'avoir des mesures plus fiables du temps de croissance.

Afin de s'affranchir des fluctuations turbulentes, le temps de décroissance du champ est déterminé à partir d'un signal moyenné sur plusieurs événements. La figure 2.9 représente l'évolution du temps de décroissance en fonction du forçage. Sur

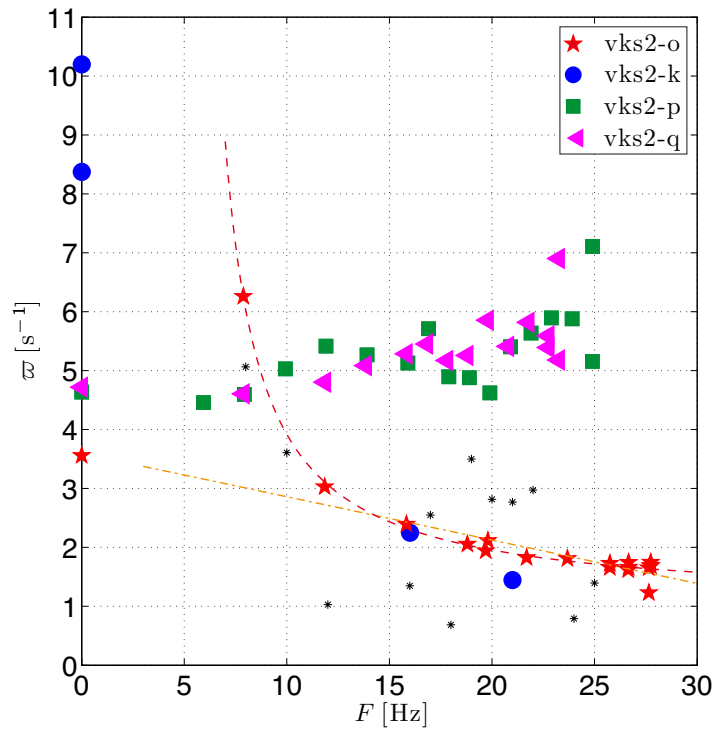


FIG. 2.9 – Taux de décroissance dans les campagnes vks2- k - o et p . En pointillés, fit des données vks2- o par : (---) une fonction du type $\varpi_0/(F - F_0) + \varpi_\infty$, et (-.-) par une fonction linéaire.

cette figure, les ronds bleus correspondent à des grandeurs moyennées sur plusieurs réalisations lors de la campagne vks2- k . Les temps de décroissance déterminés à

partir d'une seule réalisation sont représentés par des astérisques noires. Cette campagne s'est arrêtée prématurément à cause d'un feu sodium, ce qui empêche d'avoir une étude détaillée du temps de décroissance.

Les évolutions des temps de décroissance des campagnes vks2-*o* et vks2-*p* sont également représentées sur cette même figure. Pour ces deux campagnes, la décroissance de l'énergie est calculée sur trois sondes multiples en ne prenant en compte que les cinq capteurs les plus profonds. Chaque temps de décroissance a été calculé sur plus d'une vingtaine d'événements afin d'éliminer les fluctuations turbulentes. L'incertitude sur la mesure du taux de décroissance ϖ est d'environ 10 %.

L'étude du temps de décroissance a été réalisée en appliquant un champ transverse lors de la campagne vks2-*k*. Lors de deux autres campagnes, le champ appliqué est axial. Le temps de décroissance étant une propriété du mode le plus instable, il est indépendant de la direction du champ. La différence observée lorsque les disques sont à l'arrêt s'explique par la différence de bobinage.

Malgré le manque de fiabilité des mesures de vks2-*k*, les temps de décroissance mesurés lors des campagnes *k* et *o* semblent similaires. Le manque de données ne permet pas de déterminer s'il existe ou non un seuil dans cette configuration. La figure 2.9 montre, par exemple, que si l'on ne tient pas compte du point à $F = 0$ Hz, les taux de décroissance de la campagne vks2-*o* peuvent être approximés par une courbe en $\varpi_0 F_0 / (F - F_0) + \varpi_\infty$. Si la courbe ne change pas de comportement pour des fréquences plus élevées et que l'étude des temps de décroissance est pertinente, l'instabilité dynamo existe si ϖ_∞ est négatif, ce qui n'est pas le cas dans cette configuration. En revanche, si l'on ne considère pas le point à 8 Hz, les mêmes points de mesure peuvent être modélisés par une fonction linéaire. Dans ce cas-là, le seuil est autour de $F = 49$ Hz. A défaut d'avoir une prédiction théorique, il est important d'étudier les taux de décroissance dans une configuration dynamo afin de savoir comment évoluent les taux de décroissance en s'approchant du seuil.

Les taux de décroissance n'ont pas le même comportement dans la campagne vks2-*p* que lors des deux précédentes campagnes. L'augmentation du temps de décroissance peut donc être liée à la présence d'une couche de sodium au repos et à l'absence d'écoulement derrière les disques.

Les temps de décroissance devraient être les plus courts lorsque le fluide est au repos pour les trois campagnes. Cela se vérifie dans la campagne vks2-*k* et pour presque tous les points de vks2-*o*. En revanche, pour vks2-*p*, les temps sont plus courts lorsque le fluide est en mouvement. L'augmentation mesurée semble être trop grande pour être considérée comme une augmentation de la diffusivité magnétique par la turbulence [35]. Ces variations montrent les limites de la technique utilisée pour déterminer les temps de décroissance et l'existence d'un seuil dynamo.

2.2 Régimes dynamiques du champ dynamo

2.2.1 Présentation des régimes dynamiques

L'un des succès de l'expérience VKS est la richesse des régimes dynamiques du champ dynamo. Dans la première partie, nous nous sommes uniquement intéressés à la contra-rotation exacte. Le champ dynamo est alors stationnaire : les fluctuations temporelles mesurées sont liées à la turbulence de l'écoulement et non à une variation d'amplitude du mode excité ou à une modification du mode. En revanche, lorsque les disques ne tournent pas à la même vitesse, il apparaît des régimes dynamiques avec des renversements chaotiques, des renversements périodiques, des bouffées...

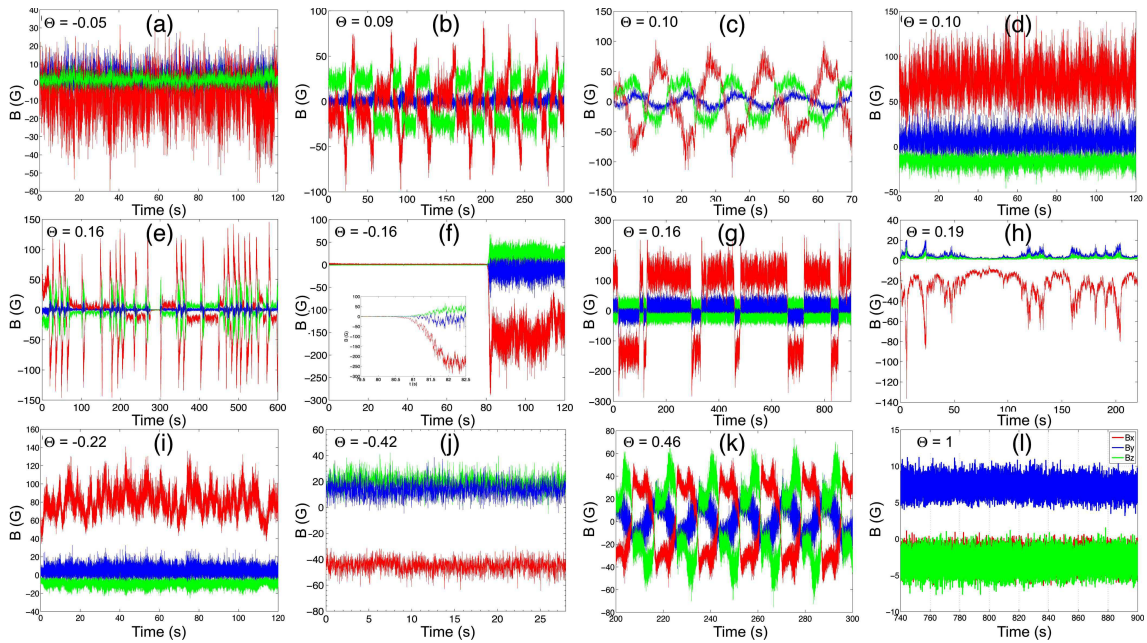


FIG. 2.10 – Divers régimes dynamiques observés lors de la campagne vks2-j. Image tirée de [60].

Comme nous l'avons vu au cours de l'introduction, lorsque les deux disques tournent à la même vitesse, la couche de mélange est située en moyenne au milieu de l'écoulement. Si l'on ralentit suffisamment l'un des deux disques, la couche de mélange va être confinée à proximité du disque lent. L'écoulement est alors constitué d'une cellule toroïdale tournant dans le sens du disque rapide et d'une cellule poloïdale créée par le pompage de ce même disque. Cette bifurcation peut être caractérisée par le paramètre θ :

$$\theta = \frac{F_1 - F_2}{F_1 + F_2} \quad (2.1)$$

F_1 et F_2 correspondent à la vitesse de rotation des deux disques. Le paramètre θ caractérise l'asymétrie du forçage : $\theta = 0$ en contra-rotation exacte, $\theta = 1$ si un

seul disque tourne et $\theta = \infty$ lorsque les deux disques tournent dans le même sens et à la même vitesse. Le seuil de la bifurcation entre les deux régimes dépend des appendices qui sont fixés sur la cuve. S'il y a un anneau, la bifurcation a lieu à $\theta_c = 0.16$, contre 0.09 si la cuve est lisse [71].

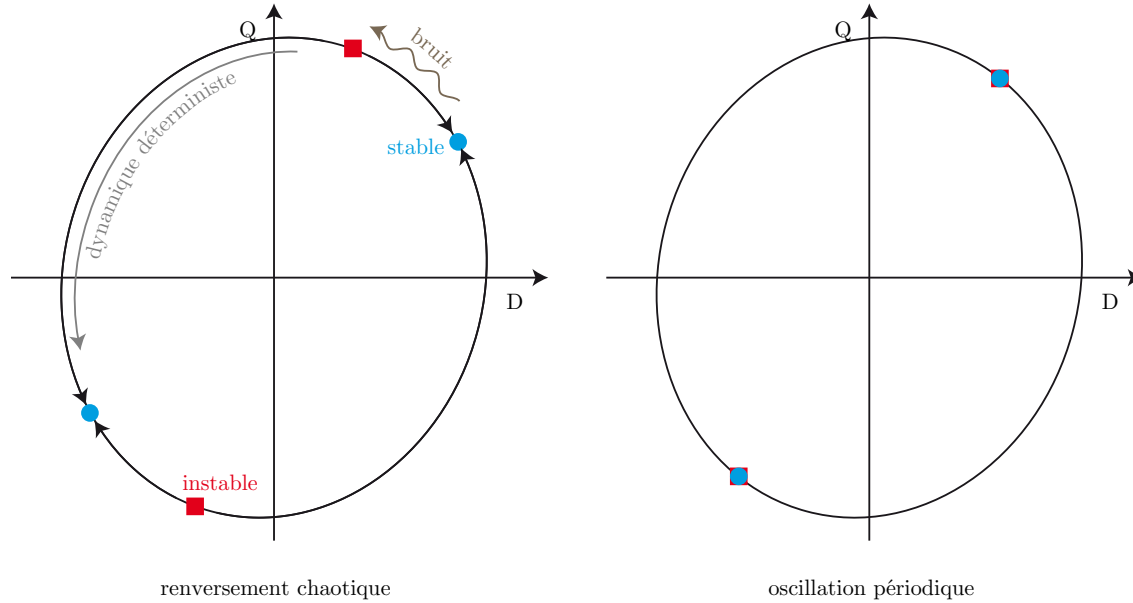


FIG. 2.11 – Schéma de la trajectoire suivie par le système lors des renversements et des oscillations dans le modèle de Pétrélis et Fauve [69].

La plupart des régimes dynamiques ont été observés lors des campagnes g à j , avant mon arrivée. La dynamique du champ dynamo peut être modélisée par un système chaotique de basse dimensionalité [72]. Pétrélis et Fauve proposent un modèle de bifurcation nœud-col pour expliquer l'ensemble des phénomènes observés dans les campagnes g à j [69]. Dans ce modèle, deux modes⁴ de champ magnétique vérifiant les symétries de l'expérience sont couplés. Dans le plan de phase (D, Q) , il existe alors deux points stables et deux points instables à cause de la symétrie $B/ - B$. Leur position dépend de l'asymétrie du forçage. Si l'on considère le cas sans bruit additif ou celui avec un bruit additif de faible variance, le système reste au voisinage du point stable. On obtient ainsi les régimes stationnaires. En présence de bruit, le système reste au voisinage du point stable jusqu'au moment où une fluctuation lui permet de dépasser le point instable (voir la figure 2.11). Le système suit alors une trajectoire déterministe pour rejoindre l'autre point stable. Le système se renverse donc de manière aléatoire, mais suit toujours les mêmes trajectoires lors du changement de polarité. Les oscillations sont obtenues lorsque le point stable et le point instable sont confondus, voir la figure 2.11.b.

⁴l'un dipolaire D , l'autre quadripolaire Q .

Ce modèle a été développé pour reproduire la dynamique du champ observé dans les expériences avec chemise en s'appuyant sur les symétries de l'expérience. Mais l'origine physique des modes n'est pas discutée, tout comme le lien entre les paramètres du modèle et les paramètres de l'expérience. Dans la dernière partie de ce chapitre, nous allons étudier les champs dynamos obtenus en régime décalé sans chemise.

2.2.2 Dynamique du champ dynamo en régime décalé sans chemise

Existence des régimes dynamiques

Comme nous l'avons vu au début de ce chapitre, le seuil dynamo n'a été franchi sans chemise que lors des campagnes vks2-*l* et vks2-*m-n*. Dans ces campagnes, au moins un des disques utilisés était en fer doux.

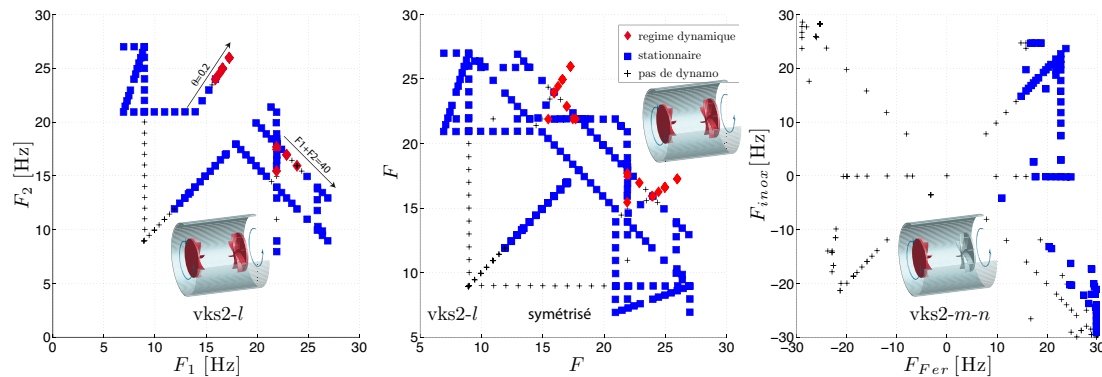


FIG. 2.12 – Espace des paramètres explorés au cours des campagnes vks2-*l*, *m* et *n*. Les symboles traduisent l'absence de dynamo (+), un champ dynamo stationnaire (■) ou un champ dynamo avec des régimes dynamiques (◆).

Dans la configuration à un disque en fer, *i.e.* lors des campagnes vks2-*m* et *n*, aucun régime dynamique n'a été observé. Par contre, lors de ces deux campagnes, nous avons observé un champ dynamo en co-rotation, si le disque en fer tourne plus vite que le disque en acier⁵. Dans ce type d'écoulement, l'effet ω lié à la couche de mélange est très faible; il n'est donc pas évident que la dynamo soit engendrée à partir de ce mécanisme.

L'existence d'une dynamo en co-rotation exacte dépend du critère que l'on choisit. En effet, avec ce type d'écoulement, l'amplitude du champ mesuré est petite par

⁵Un champ est considéré comme dynamo si au moins un des capteurs mesure un champ moyen supérieur à 10 gauss.

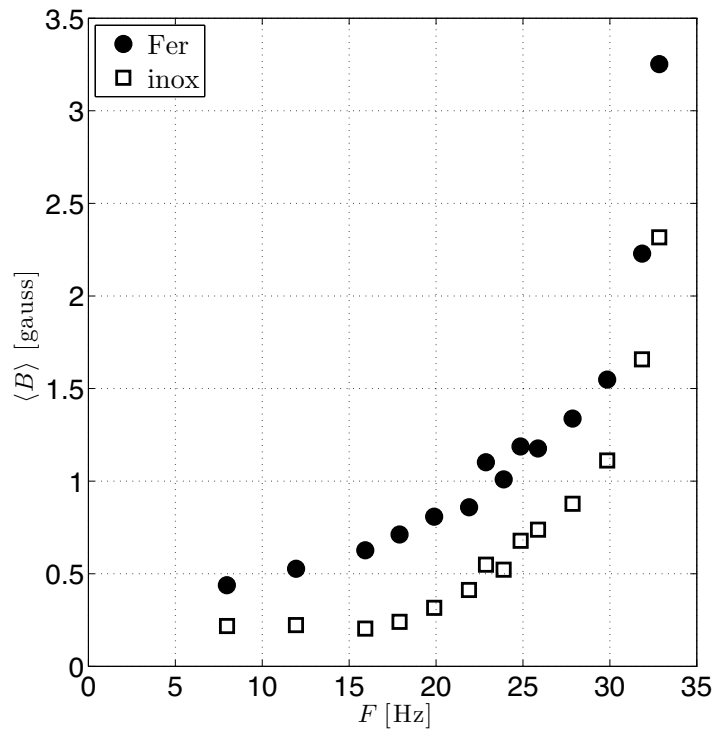


FIG. 2.13 – Courbes de bifurcation de la norme du champ mesuré en $r = 10.4$ cm près du disque en fer doux (\bullet) et en acier (\square), lorsque les deux disques tournent dans le même sens avec la même vitesse.

rapport au champ dynamo obtenu en contra-rotation. Mais la courbe de bifurcation augmente d'abord linéairement avec les fréquences, puis de façon non linéaire pour les trois-quatre derniers points (voir la figure 2.13). Ce changement de régime pourrait laisser penser que l'on est soit au voisinage d'une dynamo de très faible amplitude soit que des nouveaux mécanismes d'induction non linéaires apparaissent. En théorie, il est possible qu'un écoulement permette de générer une dynamo de très faible amplitude, la valeur de saturation étant fixée par la rétroaction du champ sur l'écoulement. Si les processus qui génèrent la dynamo sont de faibles amplitudes, le champ moyen peut être relativement petit. Pour aider à la compréhension de la dynamo, il serait important de trouver un critère expérimental pertinent pour distinguer les champs induits à partir du champ terrestre et les champs dynamo auto-entretenus par l'expérience.

La figure 2.12 représente l'espace des paramètres que nous avons explorés lors des campagnes sans chemise. Tous les régimes dynamiques que nous avons obtenus ont été observés lorsque les deux disques utilisés étaient en fer doux.

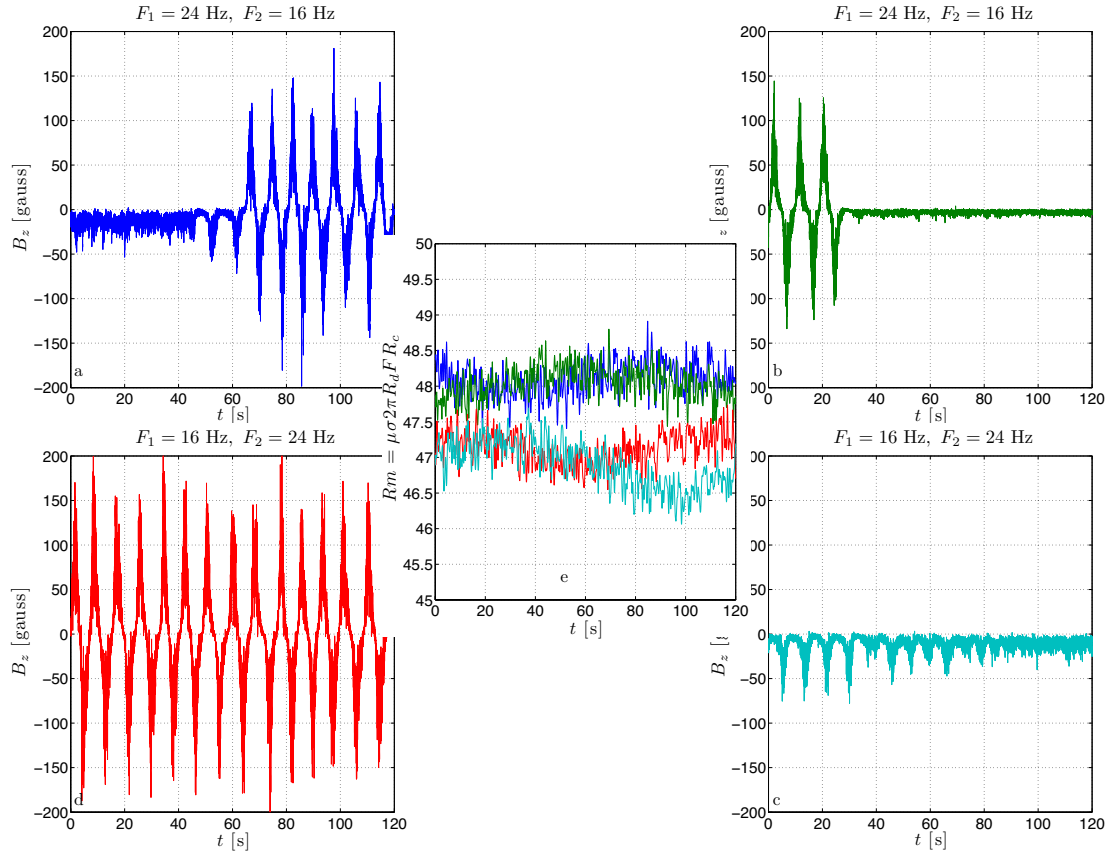


FIG. 2.14 – Trace temporelle du champ axial mesuré en régime dynamo pour $F_1 = 24$ Hz et $F_2 = 16$ Hz ou $F_1 = 16$ Hz et $F_2 = 24$ Hz dans la campagne vks2-*l*. Au centre : évolution des Reynolds magnétiques $Rm = 2\pi\mu\sigma R_d R_c F$ où $F = (F_1 + F_2)/2$ lors des différentes expériences.

Dans les campagnes avec une chemise en cuivre, la dynamique du champ magnétique observé correspond à celle d'un système chaotique de basse dimensionnalité [5, 12, 13]. Sans chemise, plusieurs régimes dynamiques ont été mesurés pour des $\theta \simeq 0.2$ lors de la campagne vks2-*l*. Le nombre de régimes dynamiques accessibles est plus faible dans cette configuration, mais pour certains forçages plusieurs états peuvent exister. Par exemple, pour les fréquences de forçage $F_1 = 16$ Hz et $F_2 = 24$ Hz, les traces temporelles représentées sur la figure 2.14 montrent que le champ dynamo peut être soit stationnaire de faible amplitude avec des fluctuations plus ou moins fortes, soit oscillant, soit périodique mais sans inversion de polarité. L'évolution du Reynolds magnétique montre que le changement de conductivité par la température n'est pas responsable du changement de comportement. Il est possible que l'histoire de l'écoulement influe sur le choix du régime dynamique obtenu. Sur la figure 2.14, la courbe bleue a été obtenue lors de la transition $F_1 + F_2 = 40$ Hz. La

courbe verte a été réalisée ensuite sans changer les paramètres. Les courbes cyan (c) et rouge (d) ont été obtenues lors de la transition $\theta = 0.2$, la première en augmentant la fréquence moyenne, la seconde en la diminuant.

Etude des régimes dynamiques

Pour étudier un système chaotique, il est intéressant de réaliser des sections de Poincaré. Il s'agit d'intersections entre la trajectoire du système dans le plan de phase et une surface. La complexité de la courbe décrite par ces points d'intersections nous renseigne sur la dimension du système. Expérimentalement, il est impossible de recueillir toutes les informations nécessaires pour déterminer réellement la section de Poincaré. En présence d'un attracteur, la technique des retards temporels permet de retrouver les principales caractéristiques [10]. Le traitement des données des campagnes vks2- i et j montre que le champ dynamo est un système chaotique de basse dimensionnalité [12].

Pour la campagne vks2- l , les régimes dynamiques observés à $F_1 + F_2 = 40$ Hz et $\theta = 0.2$ retombent sur le même type d'attracteur. La figure 2.15 représente trois coupes dans l'espace des phases pour les quatre régimes présentés sur la figure 2.14. Les signaux sont filtrés passe-bas avec une fréquence de coupure de 1 Hz afin de supprimer les fluctuations turbulentes. La figure (a) montre que les oscillations suivent toutes plus ou moins le même cycle limite. Le zoom représenté sur la figure (b) montre qu'il existe deux points distincts stationnaires : le premier a une amplitude de -5 gauss, mais avec des fluctuations relativement importantes (supérieur à 15 gauss), le second point a une amplitude encore plus faible et des fluctuations quasiment nulles. La représentation (b) montre que ce dernier point est à la fois un attracteur stable (pour la courbe verte) et un point instable. Lors des bursts, le système explore le voisinage des points sans s'y arrêter. Pour comprendre ce qui se passe, il est intéressant de regarder la coupe $[B_\theta(t), B_\theta(t+\tau), B_\theta(t+2\tau)]$. La figure(c) représente l'évolution de la première oscillation pour la courbe bleue et la dernière oscillation pour la courbe verte. La comparaison de ces deux courbes montre que le système ne suit pas la même trajectoire pour s'éloigner des points stables ou s'en approcher. Il serait intéressant d'avoir des acquisitions plus longues pour vérifier qu'il s'agit bien d'une propriété physique et non pas d'un hasard. De même, il serait intéressant de savoir s'il est possible de passer d'un régime oscillant à un régime de bursts sans s'arrêter aux points fixes de faibles amplitudes.

Ce système ne peut être décrit par le modèle développé par Pétrélis et Fauve [69] sans modification. Il semble qu'il faille invoquer la présence d'au moins un mode supplémentaire. Ce mode peut être un autre mode magnétique ou un mode de vitesse.

Les lois d'échelles pour le champ dynamo

Dans cette partie, nous allons faire une comparaison entre l'amplitude des champs dynamo dans les régimes décalés, avec une chemise en cuivre, lors des campagnes

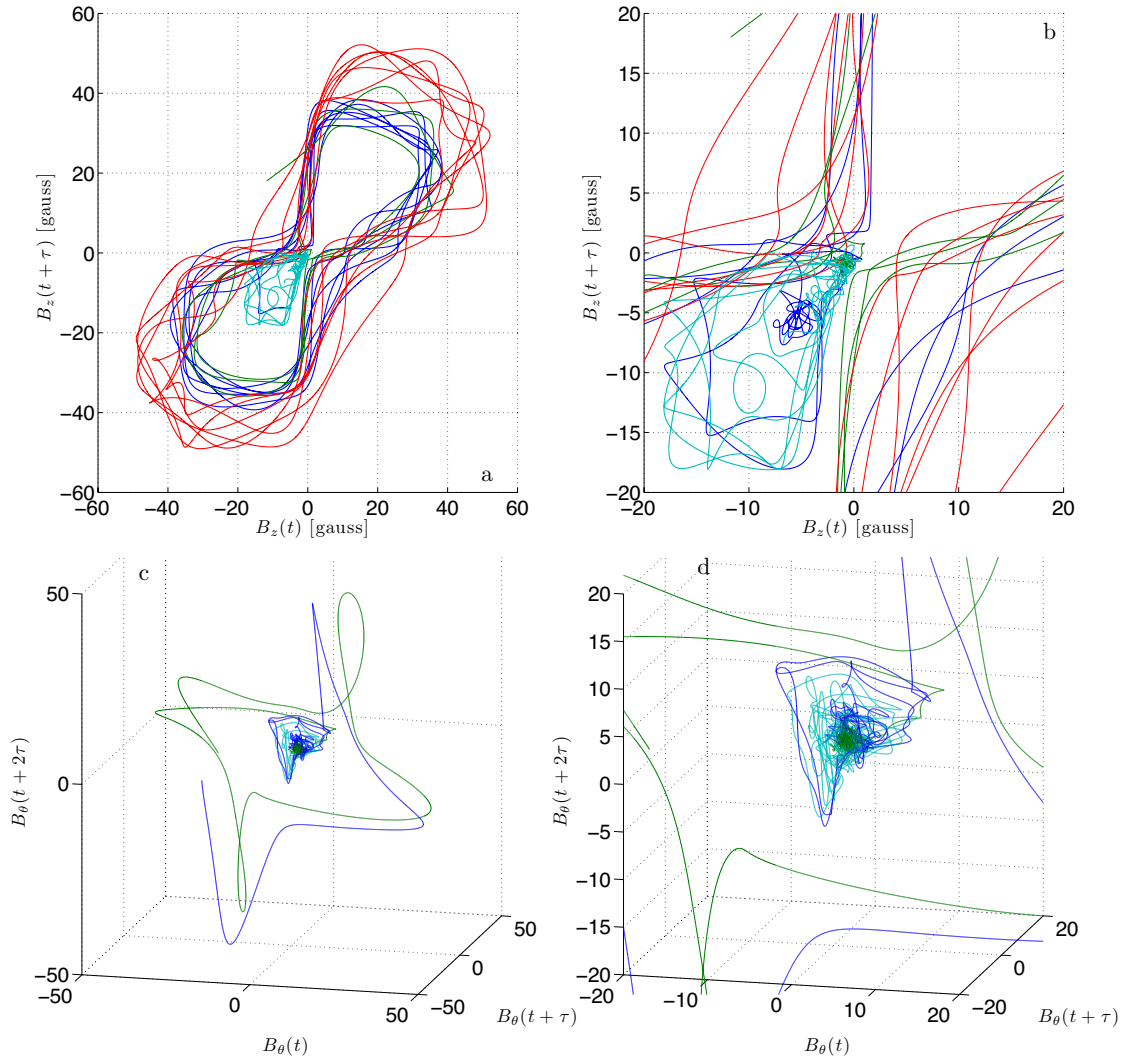


FIG. 2.15 – En haut : coupe dans l’espace des phases $[B_z(t), B_z(t+\tau)]$ avec $\tau = 0.9$ s. En bas : coupe dans l’espace des phases $[B_\theta(t), B_\theta(t+\tau), B_\theta(t+2\tau)]$. Le code couleur est identique à celui de la figure 2.14.

vks2- j et, sans chemise, dans les campagnes vks2- l .

Pour étudier les transitions lorsque le forçage est asymétrique, il est intéressant d’introduire les nombres de Reynolds magnétique liés à chaque disque : $Rm_i = 2\pi\mu\sigma R_c R_d F_i$. Le nombre de Reynolds magnétique global est alors défini par $Rm = (Rm_1 + Rm_2)/2$. Lors de la campagne vks2- j , l’étude des bifurcations à $Rm = cst$ montre que le champ magnétique a toujours le même comportement quelque soit la valeur du nombre de Reynolds magnétique considéré :

- Pour $|Rm_1 - Rm_2| = \Delta Rm = 0$ à $\Delta Rm = 8$, le champ dynamo est station-

naire.

- Pour $\Delta Rm \in [8, 10] \cup [18; 20] \cup [30\dots]$, le champ présente des régimes dynamiques avec des renversements et des oscillations.
- Pour $\Delta Rm = 10$ à $\Delta Rm = 18$, le champ est de nouveau stationnaire avec des amplitudes très faibles.

Lors de la transition entre les deux régimes stationnaires, la période des renversements⁶ diverge en $(\Delta Rm - \Delta Rm_c)^{-1/2}$. ΔRm_c correspond au ΔRm de la transition entre les deux états stationnaires, comme prévu dans le cadre de la bifurcation nœud-col [13].

Pour la campagne vks2-*l*, le manque de données nous empêche de mener une étude aussi détaillée. De plus, les mesures, de l'ordre de 2 mn par fichier, ne sont pas assez longues pour qu'une étude des fréquences soit réellement pertinente. Nous allons donc comparer l'évolution de la norme du champ dynamo dans ces deux configurations. Cette étude est alors liée à la saturation de l'instabilité.

La figure 2.16 représente l'évolution du champ normalisé en fonction de l'écart $\Delta Rm = Rm_1 - Rm_2$. Pour les courbes (a) et (c), le champ est normalisé par l'écart au seuil dynamo $Rm - Rm_c$. Pour les deux autres courbes, le facteur de normalisation est la racine de l'écart au seuil $\sqrt{Rm - Rm_c}$. On constate que la première normalisation est pertinente pour les données de l'expérience vks2-*j*, alors que la seconde semble plus adaptée pour l'expérience vks2-*l*.

Malgré les différences d'amplitude, il est intéressant de noter qu'il existe dans les deux cas une transition entre un état stationnaire de forte amplitude et un état de très faible amplitude (à la limite du critère de dynamo) à $\Delta Rm \simeq 10$. Les régimes dynamiques étudiés sur la figure 2.15 ont été observés pour $\Delta Rm \simeq 20$, comme lors de la campagne vks2-*j*. Dans vks2-*l*, l'amplitude du champ stationnaire reste cependant faible, contrairement à *j* où le champ retrouve des amplitudes comparables à celles mesurées en contra-rotation. Dans la configuration sans chemise, nous avons vu qu'il existe une multistabilité à $\Delta Rm = 20$. Il serait intéressant d'étudier si, en augmentant ΔRm , l'amplitude du champ à saturation dépend de l'état (stationnaire, burst ou oscillation) dans lequel on quitte le système. Un dernier point de comparaison intéressant entre les différentes campagnes serait l'étude d'un lien éventuel entre le taux de croissance de l'instabilité et l'amplitude du champ à saturation.

Dans les métaux liquides, il n'existe pas de séparation d'échelle claire entre l'échelle de dissipation et l'échelle l'intégrale du champ magnétique. Malgré cela, nous allons proposer deux interprétations des facteurs de normalisation utilisés dans la figure 2.16.

La loi d'échelle en $\sqrt{Rm - Rm_c}$ correspond au scaling turbulent classique [34]. En effet, si l'on suppose que la partie potentielle de la loi d'Ohm est négligeable, la force de Laplace s'écrit :

$$\vec{j} \times \vec{B} = \sigma(\vec{u} \times \vec{B}) \times \vec{B} \quad (2.2)$$

⁶ou les temps d'attente dans le cas des renversements chaotiques

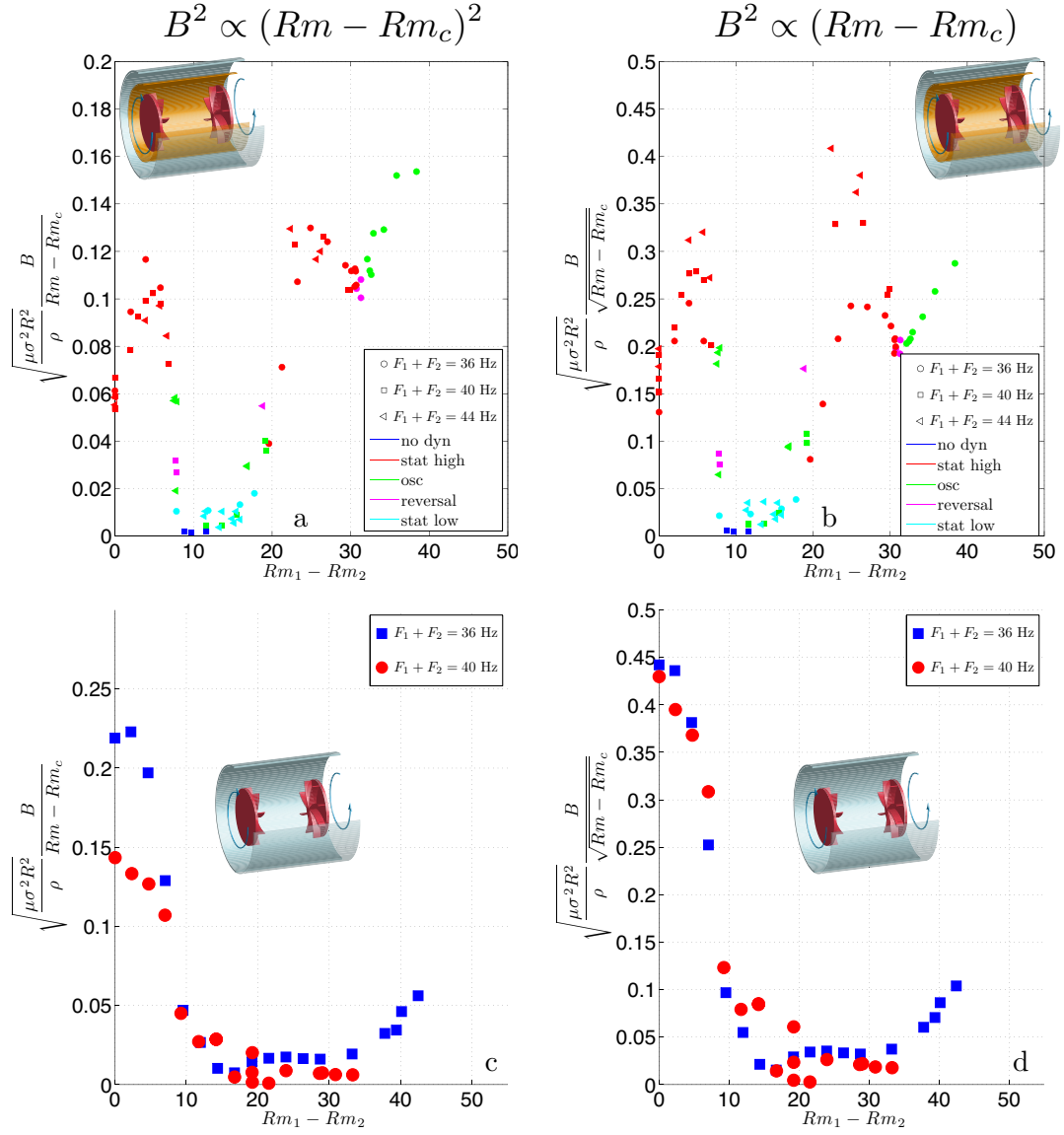


FIG. 2.16 – a) Courbe de bifurcation du module de B normalisé par $Rm - Rm_c$, où Rm_c est le seuil dynamo dans la configuration vks2- j . b) Courbe de bifurcation dans vks2- j normalisée par $(Rm - Rm_c)^{1/2}$. c) Courbe de bifurcation de B dans vks2- l normalisée par $Rm - Rm_c$. d) Courbe de bifurcation de B dans vks2- l normalisée par $(Rm - Rm_c)^{1/2}$.

Si ce terme s'équilibre avec le terme d'advection $\rho \vec{u} \cdot \vec{\nabla} \vec{u}$, responsable de la cascade turbulente, on obtient la relation :

$$\sigma u B^2 \sim \rho u \nabla u \Rightarrow \frac{\mu \sigma^2 R_c^2}{\rho} B^2 = \mu \sigma R_d^2 \nabla u = Rm \quad (2.3)$$

Ce scaling n'est valable qu'à partir du moment où il existe une dynamo ; seul l'écart au seuil Rm_c est important. On obtient alors :

$$\frac{\mu\sigma^2 R_c^2}{\rho} B^2 \propto Rm - Rm_c \quad (2.4)$$

Cette normalisation traduit donc une modification de la cascade turbulente par la force de Laplace.

Au cours du chapitre 5, nous allons voir qu'en présence d'un champ appliqué à grande échelle, l'écoulement est modifié lorsque la vitesse d'Alfvén devient comparable aux fluctuations de vitesse. En utilisant cette observation, on obtient la loi d'échelle suivante :

$$\frac{B^2}{\rho\mu} \sim u^2 \Rightarrow \frac{\mu\sigma^2 R^2}{\rho} B^2 \sim (Rm - Rm_c)^2 \quad (2.5)$$

Ce scaling correspond à un scaling turbulent qui prend en compte la dissipation supplémentaire due à la force de Laplace.

Il est difficile de déterminer le domaine de validité de ces deux lois d'échelles. Pour les régimes proches de la contra-rotation, le scaling turbulent semble plus adapté. Cela peut sembler paradoxal, puisque le champ mesuré en contra-rotation est plus fort dans vks2-*l* que dans vks2-*j*. En revanche, le manque de points ne permet pas de différencier les deux normalisations pour les régimes fortement décalés, $\Delta Rm \gtrsim 10$ pour vks2-*l* et $\Delta Rm \gtrsim 30$ pour vks2-*j*. En réalité, la force de Laplace est l'interaction entre les courants et le champ magnétique. Il est donc possible que dans ces deux configurations différentes, la force de Laplace ne soit pas localisée au même endroit et ne modifie pas l'écoulement de la même façon. De plus, le changement de conditions aux limites, isolantes dans vks2-*l* et conductrices dans vks2-*j*, peut jouer un rôle important.

2.3 VKS : une source d'inspiration scientifique

Comme nous l'avons montré au cours de ce chapitre, les travaux complémentaires des trois équipes ont permis d'observer l'instabilité dynamo dans un écoulement non contraint et de comprendre une partie de la dynamique du champ. L'optimisation de l'écoulement a été possible grâce aux travaux en eau du CEA de Saclay. La modélisation faite à l'ENS Ulm a permis de reproduire une grande partie des régimes dynamiques observés dans l'expérience.

Cependant, de nombreux résultats expérimentaux incompris sont à l'origine des travaux présentés dans cette thèse.

Tout d'abord, le rôle des conditions aux limites ferromagnétiques sur l'instabilité n'est pas évident. Toutefois, lors de la campagne vks2-*n*, les mesures dans les plans décalés montrent que le rapport $\langle B_\theta \rangle / \langle B_z \rangle$ est plus fort à proximité du disque en fer

doux que du disque en acier ou que dans le plan médian. De même, les fluctuations du champ azimuthal sont plus importantes à proximité du disque en fer, *cf.* figure 2.5. Ces mesures sont compatibles avec les mesures d'induction présentées au chapitre 4 qui montrent qu'il existe un effet ω à proximité des disques en fer. Nous proposons donc un mécanisme de génération du champ dynamo dans l'expérience mettant en jeu cet effet ω . Les deux campagnes vks2- q et q' ont été menées pour tester ce mécanisme. Comme nous l'avons dit, ces campagnes n'ont pas permis de franchir le seuil de l'instabilité mais les mesures d'induction confirment la présence d'un effet ω près des disques. Le processus dynamo dans l'expérience VKS fait également intervenir un effet α . L'origine physique de cet effet et l'influence des conditions aux limites doivent encore être étudiées pour comprendre le mécanisme de l'instabilité.

Dans la modélisation de Pétrélis et Fauve, l'écoulement n'intervient que sous la forme d'un bruit blanc. Cette modélisation ne semble pas adaptée pour le régime dynamique observé dans la configuration vks2- l , dans laquelle un troisième mode semble intervenir. Afin d'étudier le couplage entre l'écoulement et la dynamique du champ, nous avons mis en place une dynamo semi-homogène en gallium liquide. Dans cette expérience, le champ appliqué est proportionnel au champ induit par effet ω dans un écoulement de von Kármán. La dynamique du champ appliqué montre que le système est sensible uniquement aux grandes échelles de l'écoulement. Il est donc possible que l'ajout d'un petit nombre de modes de vitesse dans la modélisation de Pétrélis et Fauve puisse reproduire l'ensemble des champs mesurés dans l'expérience VKS.

Enfin, se pose aussi la question de la saturation. Nous avons vu dans la dernière partie qu'il était possible d'interpréter d'au moins deux manières différentes l'amplitude des champs. Pour éliminer certaines approches, il est important de comprendre l'effet d'un champ fort sur l'écoulement. Plutôt que d'étudier directement l'instabilité, qui est un problème non linéaire, nous avons réalisé des expériences d'induction en présence de champ fort. Il est ainsi possible d'analyser la modification de l'écoulement par un champ magnétique. Pour comprendre précisément ce qu'il se passe, il est important de mesurer la modification du champ de vitesse par le champ magnétique. A défaut de pouvoir utiliser les techniques de PIV pour mesurer le champ de vitesse, nous avons développé des sondes locales dont les principaux résultats sont présentés au chapitre 6.

Chapitre 3

L'expérience Bullard-von Kármán

Plan du chapitre

3.1	Dynamos expérimentales de Bullard-von Kármán	64
3.1.1	Le dispositif expérimental	64
3.1.2	Etude expérimentale de la dynamo axiale	67
3.1.3	Etude de la dynamo transverse	70
3.1.4	L'importance des fluctuations basses fréquences	72
3.2	Influence des grandes échelles de l'écoulement	73
3.2.1	Modification de l'écoulement	73
3.2.2	Etude de la configuration axiale	74
3.2.3	Etude de la configuration transverse	76
3.3	Bruit additif et dynamique	81
3.3.1	Mise en place d'une équation d'évolution du champ dynamo	81
3.3.2	Principe de l'étude numérique	84
3.3.3	Etude expérimentale et numérique de l'effet d'un bruit ad- ditif	88
3.4	Conclusions sur l'expérience de Bullard-von Kármán . .	92

Comme nous venons de le voir, le champ dynamo de l'expérience VKS laisse penser qu'il est créé par une dynamo $\alpha - \omega$. Dans ce chapitre nous ne nous intéresserons pas à l'origine de ces deux mécanismes (source de l'effet alpha, rôle du fer sur l'effet ω ...) mais au lien entre les propriétés statistiques de ces processus et la dynamique d'un champ dynamo. Il est intéressant de comprendre le rôle joué par ces mécanismes dans la dynamique du champ magnétique de VKS. M. Bourgoïn a eu l'idée de monter l'expérience de Bullard-von Kármán afin d'isoler l'effet ω et l'effet α pour étudier leurs influences sur la dynamique d'un champ dynamo. Dans cette expérience, l'effet ω est dû à la couche de cisaillement d'un écoulement turbulent de von Kármán. L'effet α synthétique est obtenu en mesurant le champ induit par l'effet ω puis en injectant un courant proportionnel à ce champ dans les bobines.

Cette dynamo s'inspire de la dynamo proposée par Bullard [20], schématisée sur la figure 3.1. Un disque de conductivité σ tourne à la vitesse angulaire ω autour de

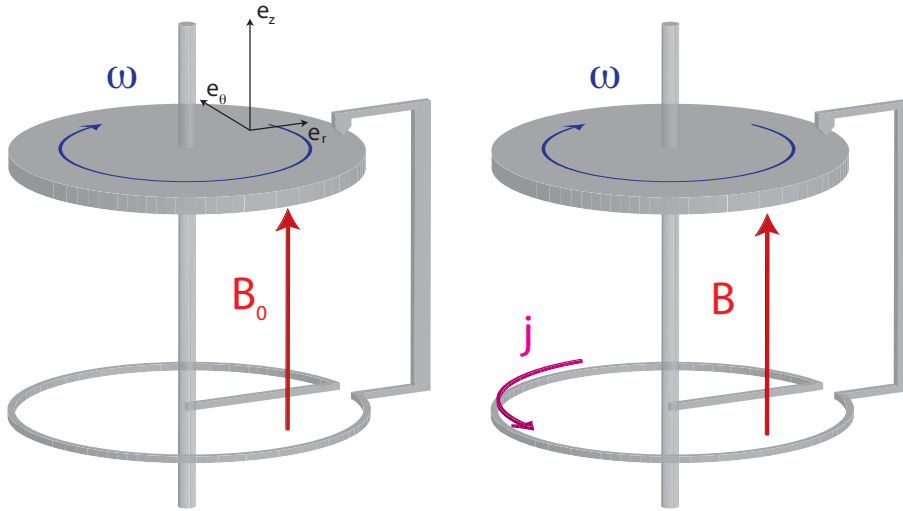


FIG. 3.1 – Dispositif de la dynamo de Bullard. A gauche, condition initiale pour l'allumage de la dynamo de Bullard. A droite, représentation du courant induit dans la spire et du champ $B = \alpha B_0$

l'axe \vec{e}_z . Le bord du disque est relié à l'axe par un fil formant une spire parallèle au disque. En présence d'un champ magnétique axial \vec{B}_0 , une densité de courant $\vec{j} = \sigma r \omega B_0 \vec{e}_r$ apparaît dans le disque. Le courant circule dans la spire et crée un champ magnétique B_s . Le champ ainsi obtenu au niveau du disque est donc $B = \alpha B_0$ où la constante α est liée à la géométrie du système et à la conductivité σ . α peut être positif ou négatif suivant le sens de bobinage de la spire. Si $\alpha > 1$ le champ magnétique au niveau du disque augmente de façon exponentielle. L'énergie devant rester finie, un mécanisme de saturation fixe la valeur maximale du champ. Deux processus sont possibles : soit la valeur de saturation est déterminée par le couple

maximal du moteur, soit celle-ci est atteinte suite à une baisse de la conductivité due à l'échauffement du circuit par effet Joule.

Bien que la dynamo de Bullard ne soit qu'un outil théorique irréalisable expérimentalement, elle présente des aspects génériques au problème dynamo. Le champ magnétique peut croître dans les deux directions en accord avec l'équation d'induction. Cependant, pour cette expérience, une fois que le champ a commencé à s'amplifier, il ne peut plus changer de signe; ce type de dynamo est appelé dynamo homopolaire. Comme pour les dynamos fluides, l'instabilité est une instabilité à seuil : il faut que le disque tourne suffisamment vite pour le courant ne soit pas complètement dissipé par effet Joule. Selon le type de forçage, couple ou vitesse fixe, il est possible d'obtenir des régimes dynamos non stationnaires. Lorsque le couple est fixé, des oscillations de relaxation apparaissent :

- Initialement le champ est nul, la vitesse angulaire du disque augmente.
- Lorsque la fréquence de rotation est plus grande que le seuil, le champ croît et freine le moteur.
- Le disque ralentit et fait diminuer l'intensité du champ magnétique. Le freinage est alors plus faible, le disque peut donc ré-accélérer...

Rikitake a étudié le couplage de deux dynamos disques de Bullard [76]. Le champ magnétique a alors un comportement chaotique avec des renversements possibles. On parle alors de dynamo bipolaire. Pour comprendre cette dynamique, il faut faire intervenir deux échelles de temps : un temps long lié au couplage des deux dynamo et un temps rapide lié aux échanges entre l'énergie magnétique et l'énergie cinétique [63].

L'expérience Bullard-von Kármán (BvK) s'inspire directement de la dynamo disque homopolaire :

- Dans l'expérience de Bullard, le champ induit est dû au disque. Dans l'expérience BvK, ce champ est créé par l'effet ω turbulent et l'éventuel rôle des conditions aux limites.
- Expérimentalement, pour réaliser la dynamo de Bullard, les courants induits doivent être amplifiés pour pouvoir franchir le seuil. Dans l'expérience BvK, le courant circulant dans les bobines est proportionnel au champ induit qui est lui même proportionnel au courant induit.

Remarque : L'idée initiale était de mesurer les courants à l'origine des champs induits par l'écoulement de von Kármán, de les amplifier et de les réinjecter dans les bobines. Cependant dans le gallium, ces courants induits sont tellement faibles qu'il est plus facile de mesurer directement les champs magnétiques induits et d'utiliser cette mesure pour piloter l'alimentation des bobines.

Au cours de ce chapitre, nous expliquerons à la mise en place de cette expérience dans le cas de bobines parallèles ou perpendiculaires à l'axe de symétrie de l'écoulement (voir la figure 3.2). Nous nous intéresserons alors au lien entre les grandes échelles de l'écoulement et la dynamique du champ dynamo. Enfin, nous étudierons

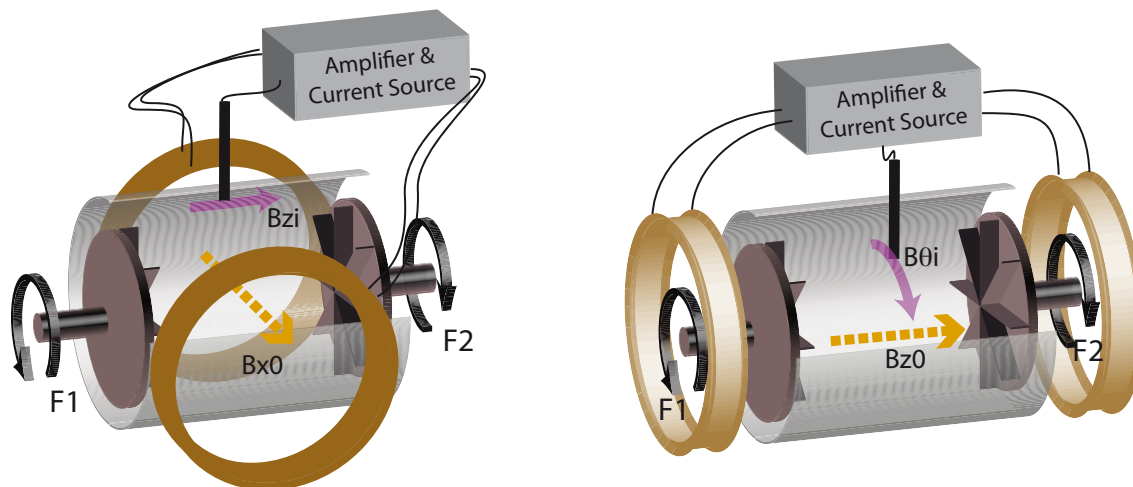


FIG. 3.2 – Schéma du dispositif expérimental dans la configuration transverse (à gauche) et axiale (à droite).

de façon expérimentale et numérique le rôle du bruit sur l'existence des renversements afin d'établir de manière phénoménologique une équation d'évolution du champ dynamo.

3.1 Dynamos expérimentales de Bullard-von Kármán

3.1.1 Le dispositif expérimental

Détermination du seuil de l'instabilité et questions associées

Dans l'expérience de Bullard von Kármán, le seuil de l'instabilité est déterminé par l'induction et le gain \mathcal{G} de la boucle :

- L'induction étant un processus turbulent, le seuil est déterminé par les grandeurs moyennes. Dans la limite des petits Reynolds magnétique, le champ moyen $\langle B^I \rangle$ est proportionnel au champ appliqué B^A et à la fréquence de rotation des disques F : $\langle B^I \rangle = \gamma \cdot F B^A$ ($Rm_{eff} = \gamma \cdot F$).
- Le gain \mathcal{G} de la boucle permet de régler l'amplitude du champ appliqué $B^A = \mathcal{G} B^I$.
- Le seuil de l'instabilité est donc défini par $\gamma \cdot F_c \mathcal{G} = 1$.

Il est donc possible de franchir le seuil en jouant sur F et sur \mathcal{G} . Expérimentalement, nous avons fixé le gain \mathcal{G} de manière à avoir toujours la même fréquence de seuil F_c ($\gamma \mathcal{G}$ est indépendant de la configuration).

Comme dans tous processus turbulent, les fluctuations peuvent jouer un rôle important et amènent plusieurs questions : modifient-elles le seuil de l'instabilité ?

Quelle est la dynamique du système proche du seuil de l'instabilité ? La dynamo générée est-elle homo ou bipolaire ?

Mise en place expérimentale

Cette expérience est une adaptation de l'expérience VKG, dont les principales caractéristiques sont données au chapitre d'introduction. Le champ magnétique B^A est créé par deux bobines dans une configuration proche de celle de Helmholtz. Elles sont alimentées par une Kepco 50 V-8 A. En régulation de courant, le système a un temps de réponse d'environ 50 ms. La régulation se fait à 200 Hz et se traduit par un pic dans les spectres à cette fréquence. Cette modulation n'existe pas en mode de régulation de tension, mais les expériences sont trop longues ; de l'ordre de 10 mn par point, pour utiliser ce mode de fonctionnement. L'effet Joule est suffisamment important pour modifier significativement la résistance des bobines ce qui provoque une diminution de l'amplitude du champ maximal au cours du temps. Le champ produit par les bobines n'est pas uniforme, son amplitude varie d'environ 10 % sur le volume de l'expérience et vaut au maximum 35 gauss en axial et 40 gauss en transverse.

Dans les deux configurations, le paramètre d'interaction $N = \sigma B^2 R / \rho u$, qui compare la force de Laplace $j \wedge B$ au terme d'inertie $\rho u \cdot \nabla u$, est inférieur à 10^{-4} ; l'écoulement n'est donc pas modifié par la présence du champ magnétique. L'ensemble de la dynamique du champ induit est ainsi lié à des fluctuations hydrodynamiques et non magnétohydrodynamiques. Le champ magnétique induit par l'écoulement est mesuré par un capteur à effet Hall dont la sensibilité est de l'ordre de 30 gauss.V⁻¹. Pour augmenter le rapport signal sur bruit, il est intéressant de mesurer le champ induit à l'endroit où les processus d'induction sont les plus efficaces. Lors de l'introduction, nous avons vu que dans le cas d'un champ appliqué axial, le champ azimuthal induit dans le plan médian était maximal en $r = 0.56R$. Dans le cas d'un champ appliqué transverse, l'induction est maximale en $r = 0.7R$.

Une fois la position du capteur déterminée, on peut mettre en place l'expérience de BvK. Le capteur délivre une tension proportionnelle au champ induit. Celle-ci est amplifiée à l'aide d'un amplificateur Stanford SR640 pour commander l'alimentation des bobines. Les différentes fonctions de transfert sont déterminées par les relations suivantes :

- Induction : en moyenne, le champ induit B^I est proportionnel au champ appliqué B^A : $\langle B^I \rangle = k.Rm.B^A$. $\langle \cdot \rangle$ correspond à la moyenne temporelle du signal, Rm au Reynolds magnétique de l'écoulement et k est une constante géométrique qui traduit l'efficacité du mécanisme d'induction sondé (l'ordre de grandeur est de 0.1 [96]). $k.Rm$ correspond au Reynolds magnétique effectif $Rm_{eff} = \langle B^I \rangle / B^A$.
- Amplification : la tension de sortie de l'amplificateur U_A est proportionnel au champ induit : $U_A = G_A.B^I$. Le gain G_A prend en compte la sensibilité du gaussmètre et le gain de l'amplificateur. La tension U_A sert à commander le

courant circulant dans les bobines.

- Réponse des bobines : le champ appliqué est fixé par la tension U_A : $B^A = G_k \cdot U_A$. La géométrie des bobines (nombre de spires, écart entre elle) et le facteur de conversion tension/courant de la kepco déterminent le gain G_k .

Ce système bouclé est schématisé sur la synoptique de la figure 3.3.

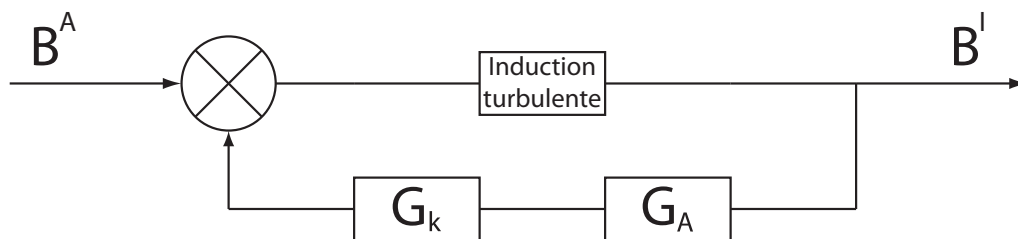


FIG. 3.3 – Schéma de la rétroaction du champ induit B^I sur le champ appliqué B^A . Le gain *induction turbulente* représente la fonction de transfert de l'effet ω et des conditions isolantes à la paroi du cylindre. G_A représente la fonction de transfert du gaussmètre et de l'amplificateur qui permettent de passer d'un champ en gauss à une tension en volt. G_k traduit la réponse de la kepcos et des bobines à une tension de commande donnée.

Pour reprendre les mêmes notations que pour la dynamo de Bullard, le champ appliqué B^A suit la loi : $B^A = G_k \cdot G_A \cdot k \cdot Rm \cdot B^A$. L'état sans champ appliqué $B^A = 0$ devient instable si $G_k \cdot G_A \cdot k \cdot Rm > 1$. Comme il existe une loi de similitude pour le champ induit, il existe deux façons de franchir le seuil : travailler avec un gain G_A fixe et faire varier la fréquence (méthode utilisée pour les expériences) ou fixer la fréquence et faire varier le gain (méthode choisie pour la partie numérique).

Comme on l'a vu précédemment, le paramètre d'interaction N est faible. La saturation de l'instabilité ne vient donc pas d'une modification de l'écoulement mais de la puissance finie de l'alimentation des bobines. A l'aide des sorties analogiques des cartes d'acquisition, il serait possible d'utiliser un gain G_A non linéaire pour tester les simulations cinématiques utilisant des effets α non linéaires (α -quenching...) [37]. Cette option n'a cependant pas été mise en place durant ma thèse.

Tous les appareils électroniques utilisés (capteurs à effet Hall, alimentation, amplificateur) ont des offsets qui dépendent légèrement de la température ce qui peut favoriser une polarité plutôt qu'une autre. Pour minimiser cet effet, les appareils ont été thermalisés en restant allumés pendant plusieurs jours.

Bien que le principe des deux dynamos soit identique nous allons voir que la dynamique du champ appliqué dans le cas axial est très différente du cas transverse. Dans ce qui suit, toutes les études sont faites sur le champ appliqué qui sera appelé champ dynamo lorsque le système est bouclé. La composante induite du champ dynamo n'est utilisée que comme moteur de l'instabilité. Son étude se résume à la

convolution de la dynamique du champ appliqué et des fluctuations turbulentes déjà étudiées par R. Volk [96].

3.1.2 Etude expérimentale de la dynamo axiale

Dans toute cette partie, les deux disques tournent à la même fréquence F et en sens opposé (contra-rotation). La figure 3.4 montre l'évolution de la moyenne du champ appliqué en fonction de F/F_c . La bifurcation est supercritique, aucun cycle d'hystérésis n'a jamais été observé. Sur la même figure, trois évolutions temporelles

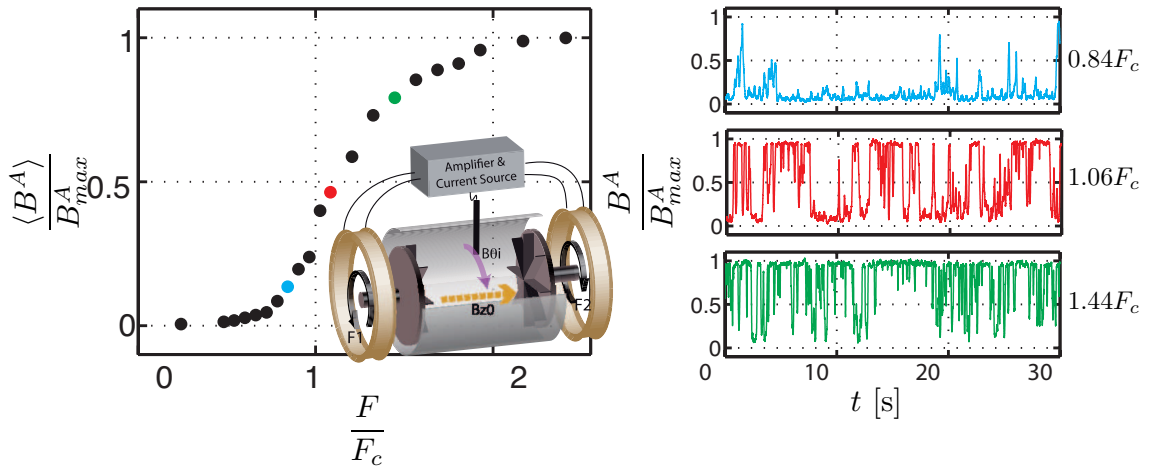


FIG. 3.4 – A gauche : courbe de bifurcation dans la configuration axiale avec $F_c = 8.3$ Hz. A droite : évolution temporelle du champ appliqué pour, de haut en bas, $F = 0.84F_c$, $F = 1.06F_c$ et $F = 1.44F_c$

sont représentées : en dessous, proche et au dessus du seuil. Bien que B et $-B$ soient solutions de l'équation d'induction, aucun renversement n'a été observé dans cette configuration. Pour les plus petites fréquences de rotation des disques, il existe de petites bouffées dans les deux polarités. Une fois que la dynamo est allumée, les fluctuations sont trop faibles pour franchir la barrière énergétique qui sépare les deux polarités. Dans tous les cas le signal est très intermittent avec des bouffées de l'état stable ($B^A = 0$ sous le seuil) vers l'état instable ($B^A = B_{max}$ sous le seuil). Elles apparaissent de façon aléatoire et n'ont ni temps ni amplitude caractéristiques. Au niveau du seuil, l'état saturé et l'état sans champ sont équiprobables et le passage de l'un à l'autre se fait de manière chaotique. La moyenne du champ dynamo est de l'ordre de la moitié du champ maximal.

Une donnée intéressante pour caractériser l'intermittence du signal est le temps d'attente T_{off}^Γ entre deux bouffées de champ. Ce temps est défini par le temps que passe le signal sous une valeur arbitraire Γ : $B^A < \Gamma$ (voir la figure 3.5). T_{off}^Γ est une variable de temps aléatoire qui est caractérisée par sa densité de probabilité.

On remarque sur la figure 3.5 que cette distribution est indépendante de la valeur Γ . Pour les temps les plus courts, la distribution est approximativement constante. Elle suit une loi de puissance d'exposant proche de $-3/2$ pour des temps inférieurs à un temps de coupure de l'ordre de 2 s. Au delà, les expériences ne sont pas assez longues (de l'ordre de 10 mn) pour que les statistiques soient convergées. Ce type de comportement est caractéristique d'une intermittence de type on-off [6]. La

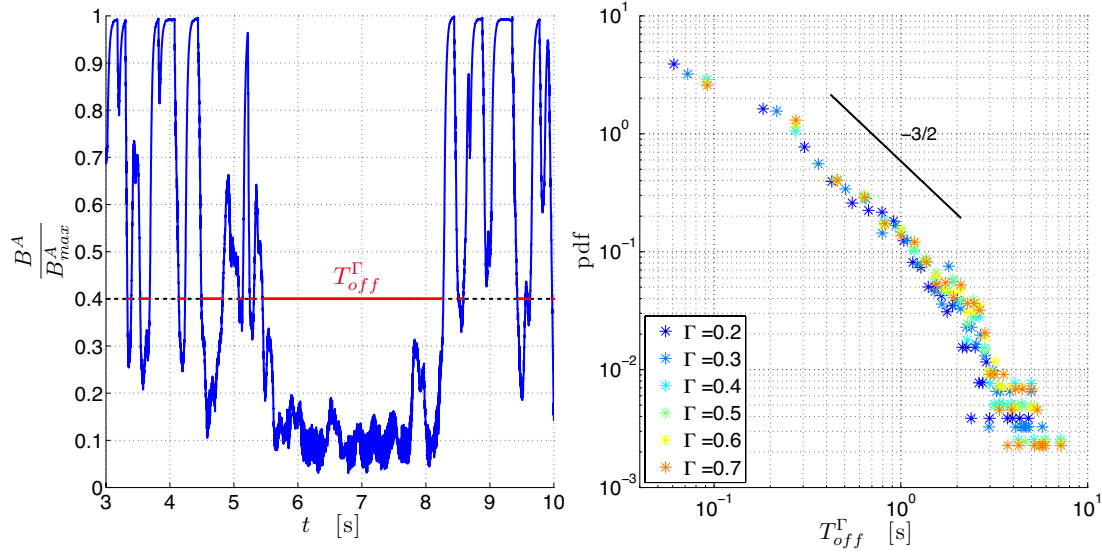


FIG. 3.5 – A gauche : définition de T_{off}^Γ sur le signal obtenu à $F = 8.5$ Hz ($F \simeq F_c$) dans la configuration axiale. A droite distribution de T_{off}^Γ en fonction de la valeur de Γ choisie.

prédiction théorique de l'exposant $-3/2$ est basé sur le temps que met le système à sortir du paysage énergétique de l'état *off*. Dans le cas général, la distribution des temps d'attente est donc indépendante des valeurs Γ pour des valeurs petites devant le champ à saturation. Pour les grandes valeurs Γ , le système explore à la fois le paysage énergétique de l'état *on* et de l'état *off*. Le comportement statistique du temps d'attente n'a plus de raisons d'être universel et indépendant de Γ . Dans l'expérience BvK, la distribution des temps d'attente est indépendante de la valeur de Γ même pour des champs proches du champ B_{max} car la saturation se fait de façon artificielle. L'écoulement n'étant pas modifié par le champ magnétique, le paysage énergétique du système est toujours celui de l'état *off*.

Il est également possible de caractériser l'intermittence on-off par la pdf du champ qui doit suivre une loi de puissance avant de saturer pour les grandes valeurs [7]. Intéressons nous donc aux distributions du champ dynamo. La figure 3.6 montre que sous le seuil dynamo, les distributions des champs appliqués peuvent être divisées en 3 parties :

- $B^A = -0.1B_{max}$ à $B^A = 0.1B_{max}$: l'état le plus probable du champ dynamo.

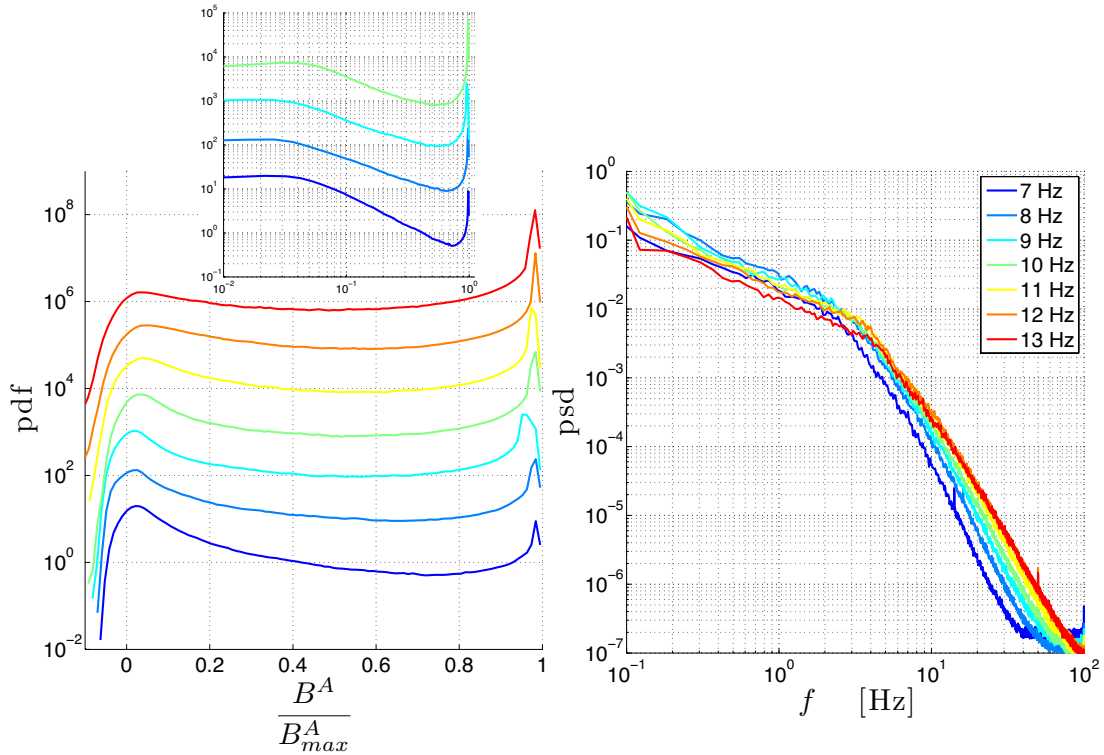


FIG. 3.6 – A gauche, Evolution des distributions de probabilité du champ dynamo pour les mêmes fréquences de rotation. Elles ont été décalées pour plus de lisibilité. Dans l’inset, représentation logarithmique pour les fréquences 7, 8, 9 et 10 Hz lorsque le seuil est à 8.3 Hz. A droite, évolution du spectre du champ dynamo pour différentes fréquences de rotation des disques, le seuil étant fixé à $F_c = 8.3$ Hz. Le code couleur est le même pour les trois figures.

- Les faibles courants imposés ne permettent pas d’avoir un très bon rapport signal sur bruit. La forme de la distribution est donc liée au bruit de la mesure.
- $B^A = 0.1B_{max}$ à $B^A = 0.8B_{max}$: correspond aux bouffées de champ magnétique dont les statistiques ne sont pas modifiées par la saturation de l’alimentation. Les distributions suivent une loi de puissance caractéristique de l’intermittence on-off.
 - $B^A = 0.8B_{max}$ à B_{max} : cette partie correspond aux plus fortes bouffées de champs, leurs statistiques sont modifiées par la saturation artificielle du champ dynamo.

Au niveau du seuil, on retrouve que l’état *off* et l’état saturé sont équiprobables. Au delà, la valeur saturée devient la plus probable et modifie complètement la forme de la distribution du champ.

L’intermittence on-off se traduit également par une forte dynamique aux basses fréquences. La figure 3.6 montre que la partie très basse fréquence des spectres suit

une loi en f^{-1} . Cependant, ce comportement existe également dans le cas de l'induction classique et n'est donc pas spécifique à l'intermittence on-off.

Dans cette configuration, la dynamo de Bullard-von Kármán génère un champ homopolaire dont la dynamique correspond à celle de l'intermittence on-off. Nous allons maintenant étudier le comportement du champ dynamo dans la configuration transverse.

3.1.3 Etude de la dynamo transverse

Comme le montre le schéma de la figure 3.2, le champ appliqué est cette fois suivant \vec{e}_x et l'on mesure le champ axial induit dans le plan médian. Nous nous re-

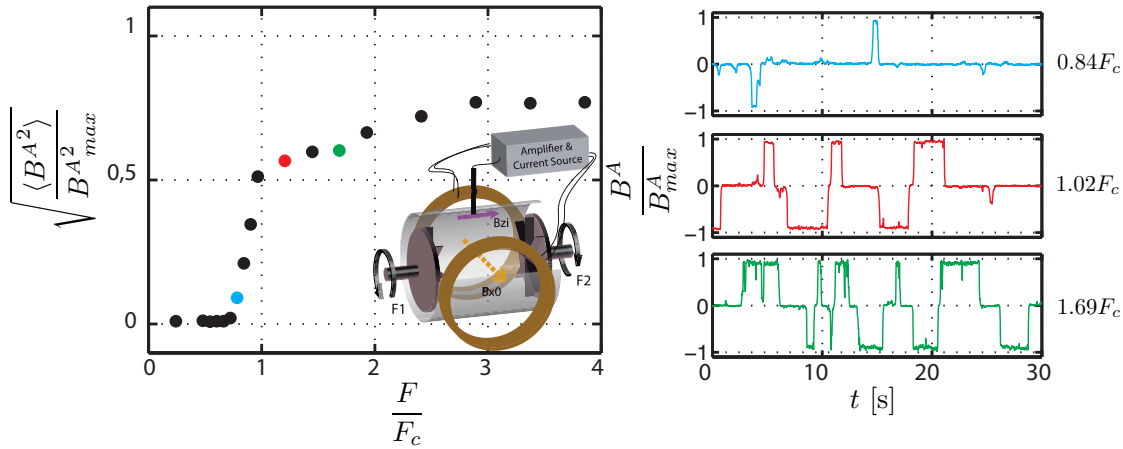


FIG. 3.7 – A gauche, courbe de bifurcation de l'énergie magnétique $\sqrt{\langle B^{A^2} \rangle}$ normalisée en fonction du rapport F/F_c . Pour les points où $F > 2F_c$, le gain de la boucle a été augmenté. A droite, trois traces temporelles du champ appliqué pour une valeur de F sous, proche et au dessus du seuil $F_c = 8.3 \text{ Hz}$

streignons encore une fois à l'étude de la dynamique lorsque les deux disques tournent à la même fréquence F en sens contraire. La figure 3.7 montre l'évolution temporelle du champ appliqué de part et d'autre du seuil. Contrairement au cas axial, le système peut se renverser. Le système étant symétrique et le champ pouvant explorer les deux polarités, la moyenne du champ dynamo doit être nulle lorsque les statistiques sont convergées. Pour caractériser la bifurcation, il faut alors considérer l'évolution de la moyenne de l'énergie magnétique $\langle B^{A^2} \rangle$. La figure 3.7 montre l'évolution de $\sqrt{\langle B^{A^2} \rangle} / B_{max}^A$ en fonction de F/F_c . Contrairement au cas axial, $\sqrt{\langle B^{A^2} \rangle}$ n'atteint jamais l'état saturé B_{max}^A , car l'énergie magnétique s'annule durant un temps fini lors de chaque renversement.

Nous allons étudier l'intermittence de $\sqrt{B^2/B_{max}^2}$. Le but est d'identifier le rôle des différents mécanismes sur la dynamique d'un champ dynamo, l'orientation du

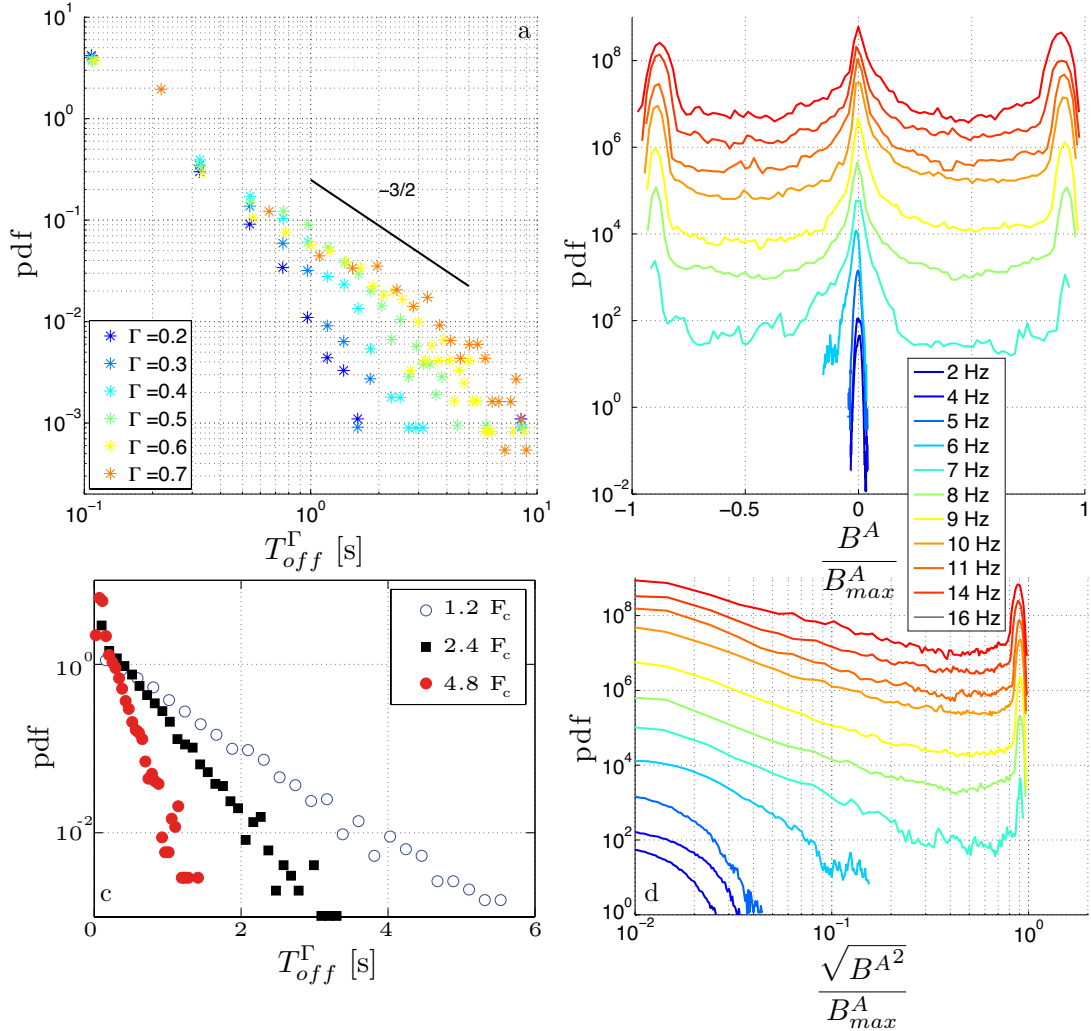


FIG. 3.8 – a) pdf des temps d’attente T_{off}^{Γ} pour différents seuils Γ lorsque $F = 8.5 \text{ Hz} \simeq F_c$. b) pdf du champ dynamo. c) Distribution des temps d’attente T_{off}^{Γ} pour de fort forçage. d) Représentation loglog des distributions de l’énergie $\sqrt{B^2/B_{max}^2}$ pour différents forçage.

champ n’a alors que peu d’intérêt. L’étude des statistiques des temps d’attente T_{off}^{Γ} représentée sur la figure 3.8 montre que, près du seuil, la distribution suit encore une loi en $t^{-3/2}$ pour des valeurs de Γ supérieures à $0.4B_{max}$. Pour des forçages F supérieurs au seuil F_c , lorsque le champ peut se renverser d’une polarité à l’autre directement, la distribution des temps d’attente suit une loi exponentielle caractéristique d’un processus suivant une loi de Poisson.

Ce changement de comportement s’explique par la stabilité du point $B = 0$. Lorsque le forçage est grand devant la fréquence F_c , les fluctuations du champ induit

sont suffisamment fortes pour changer la trajectoire du système dans le plan de phase de manière aléatoire. Les temps d'attente ne sont alors plus dictés par le paysage énergétique près du point $B = 0$. Pour des fréquences de rotation F proche du seuil F_c et des petites valeurs de Γ , les distributions des temps d'attente ne suivent pas une loi en $t^{-3/2}$. Cela peut éventuellement s'expliquer par un bruit supplémentaire qui joue un rôle non négligeable pour les faibles amplitudes du champ dynamo. Pour les plus faibles valeurs de Γ , le temps entre deux bouffées dépend à la fois du paysage énergétique et du bruit additif. Pour $\Gamma > 0.4B_{max}$, le champ appliqué devient suffisamment fort pour que l'influence du bruit additif sur le temps d'attente soit négligeable.

Les distributions du champ pour différentes fréquences de forçage F sont représentées sur la figure 3.8. Comme dans le cas axial, ces pdf suivent également une loi de puissance pour les faibles forçages. La saturation modifie de manière artificielle leurs formes dès que l'on se rapproche du seuil. On constate également que, les distributions du champ appliqué sont symétriques. Contrairement aux cas axial, l'état $B = 0$ est l'état le plus probable tant que $F \lesssim 2F_c$. En plus de l'exploration du voisinage de $B = 0$ existant dans le cas axial, les renversements forcent le champ dynamo à s'annuler. Dans cette configuration on a ainsi deux processus qui permettent au système de passer par l'état sans champ.

3.1.4 L'importance des fluctuations basses fréquences

Dans de nombreux articles [45, 91], l'intermittence on-off est obtenue à l'aide d'un bruit multiplicatif. La dynamique dépend alors fortement de la couleur de ce bruit¹ [7]. Dans ce genre de système les renversements sont impossibles puisqu'une fois que le système a atteint 0, il est obligé d'y rester. Ce genre de description semble en bon accord avec le comportement de la dynamo de Bullard-von Kármán dans la configuration axiale.

Cependant le premier article sur l'intermittence on-off [66] décrit l'évolution d'un système chaotique qui peut sans renverser. La description à l'aide d'un bruit multiplicatif n'est donc plus valable, il faut prendre en compte la présence d'un bruit additif.

Dans le cadre de l'expérience Bullard-von Kármán, l'origine du bruit multiplicatif est assez immédiat. En effet, l'équation d'induction à bas Rm en présence d'un champ uniforme s'écrit : $\partial_t B^I = B^A \cdot \nabla v + \lambda \Delta B^I$. Le terme en laplacien est lié à la diffusion du champ induit et ne joue qu'un rôle de filtrage passe bas spatial. La dynamique du champ induit est ainsi contenue dans le terme $B^A \cdot \nabla v$. Le champ de vitesse peut être décomposé en une partie moyenne et une partie fluctuante : $\nabla v = \langle \nabla v \rangle (1 + \eta)$. L'écoulement est fortement turbulent, η peut donc être considéré comme un bruit coloré. Lors du bouclage, le champ dynamo B^{BvK} est proportionnel

¹La couleur du bruit est fixée par la forme de son spectre d'énergie

au champ induit, on a donc l'équation d'évolution :

$$\partial_t B^{BvK} = G \langle \nabla v \rangle (1 + \eta) B^{BvK} \quad (3.1)$$

où G est le gain de la boucle.

Dans le cas transverse, pour obtenir des renversements, il faut invoquer la présence d'un bruit additif. L'origine de ce bruit sera discutée plus tard, mais on peut déjà expliquer pourquoi, près du seuil $F \simeq F_c$, pour les plus petites valeurs de Γ la distribution des temps d'attente T_{off}^Γ ne suit plus les lois de l'intermittence on-off. Lorsque le champ appliqué est très faible, le bruit additif devient plus important que le bruit multiplicatif. Les propriétés sondées dépendent donc du bruit additif seulement. Il n'y a donc pas de raison pour que les statistiques suivent les lois de l'intermittence on-off. En revanche dès que le champ dynamo augmente, l'effet du bruit multiplicatif augmente alors que celui du bruit additif reste constant. Les statistiques vont donc recoller à celle de l'intermittence on-off comme on peut le voir sur la figure 3.8.

On vient de voir que l'intermittence on-off est liée à la dynamique basse fréquence des gradients de vitesse de l'écoulement. Différentes études [22, 71] montrent que l'ajout d'appendices modifie les grandes échelles de l'écoulement. Il est intéressant d'étudier comment ces modifications vont changer la dynamique et l'intermittence du signal.

3.2 Etude de l'influence de la dynamique des grandes échelles de l'écoulement

3.2.1 Modification de l'écoulement

Nous venons de voir que le bruit multiplicatif est dû à la turbulence de l'écoulement. Pour modifier la couleur du bruit multiplicatif, il faut changer le rapport d'énergie entre les basses et les hautes fréquences de la turbulence. L'hypothèse de Taylor montre que les hautes fréquences sont reliées aux structures de la zone inertielle. Les basses fréquences sont généralement interprétées par la dynamique les structures grandes échelles de l'écoulement. Le Reynolds de l'écoulement est de l'ordre de 10^7 , la turbulence est donc pleinement développée. Pour un même forçage, la cascade turbulente est indépendante des conditions aux limites utilisés. En revanche, l'ajout d'appendices sur la paroi du cylindre peut modifier la dynamique des grandes structures de l'écoulement et donc changer la couleur du bruit.

Les modifications des grandes échelles par l'ajout d'un anneau ou d'ailettes sur la cuve d'un von Kármán ont été étudiées en détail au CEA de Saclay [22]. Ces ajouts diminuent la dynamique des grandes structures de l'écoulement, mais ne modifient pas les structures turbulentes petites échelles. L'induction étant esclave de l'hydrodynamique, les fluctuations basses fréquences de l'induction vont également

diminuer. Il est donc possible de modifier facilement la couleur du bruit multiplicatif et donc de modifier l'intermittence on-off. Les principaux résultats de cette partie ont été publiés dans *Geophysical and Astrophysical Fluid Dynamics* [95].

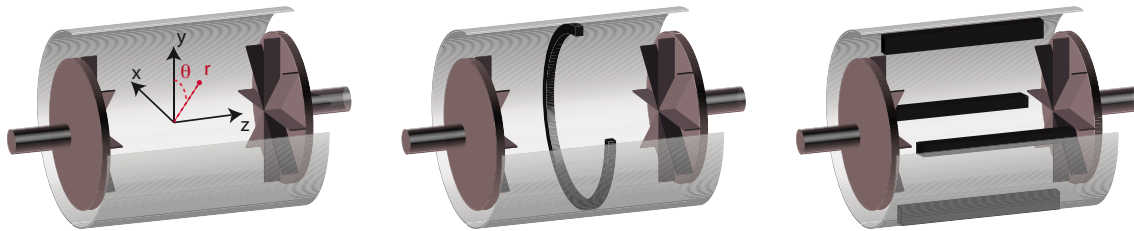


FIG. 3.9 – Schéma du dispositif expérimental dans le cas du cylindre seul (à droite), de l'anneau (au centre) et des ailettes (à gauche).

Les ailettes et l'anneau permettent de stabiliser la couche de mélange située dans le plan médian de l'écoulement. L'anneau est fixé sur le cylindre dans le plan médian ; il a une hauteur de 15 mm pour 4 mm d'épaisseur. Tous les 90° l'anneau a un trou qui permet de laisser passer les sondes de mesure. Dans la configuration ailette, 4 tiges en inox de 10 mm d'épaisseur, 10 mm de largeur et 150 mm de longueur sont fixées sur la paroi du cylindre (voir figure 3.9). Les mesures en eau réalisées au CEA de Saclay montrent que dans le cas du cylindre seul, l'instabilité de Kelvin Helmholtz génère trois vortex dont la taille et la position fluctuent au cours du temps. L'anneau dans le plan médian sépare ces 3 vortex en 3 paires fixées à l'anneau : les fluctuations axiales de la couche de mélange sont fortement diminuées. Dans le cas des ailettes, 4 vortex radiaux sont créés dans la couche de cisaillement. Leurs positions azimutales sont fixées par la présence des ailettes, mais ils sont libres de se déplacer suivant l'axe. Dans tous les cas l'interaction avec les doigts de gant n'a pas été étudiée.

Comme dans la partie précédente, nous allons tout d'abord étudier la configuration axiale puis la configuration transverse.

3.2.2 Etude de la configuration axiale

Dans un premier temps, nous allons étudier l'évolution de l'effet des appendices sur la dynamique du champ induit en boucle ouverte, *i.e.* lorsque le champ appliqué est constant. Les modifications au niveau de la couche de mélange se manifestent par une modification du champ induit B^I . Comme nous l'avons dit précédemment, l'efficacité de l'induction est caractérisée par le Reynolds magnétique effectif $Rm_{\text{eff}} = \langle B^I \rangle / B^A$. La figure 3.10 montre que le Reynolds magnétique effectif est moins affecté par l'ajout des appendices que les fluctuations de l'induction qui sont fortement atténuées. Ce phénomène est la traduction directe de la stabilisation de la couche de mélange. Les spectres de cette même figure montrent que les modifications touchent les basses fréquences des spectres, liées aux grandes échelles de l'écoulement. Les

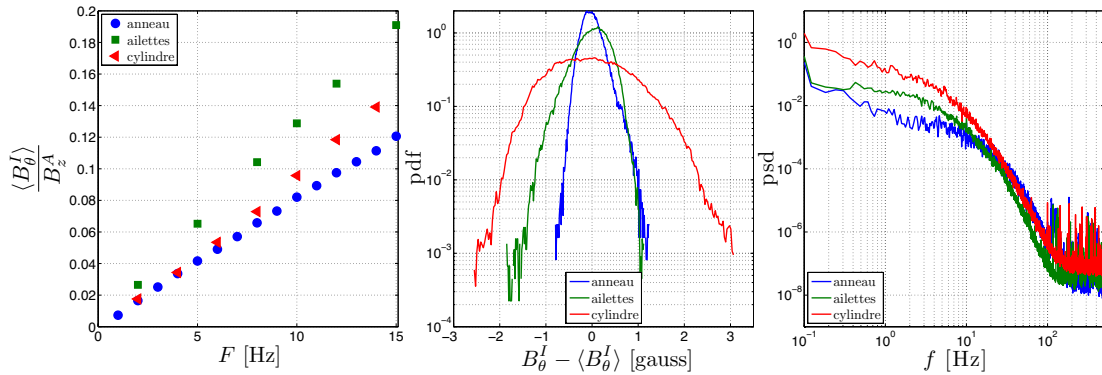


FIG. 3.10 – A gauche, évolution du Reynolds magnétique effectif : $\langle B_\theta^I \rangle / B^A$ en fonction de la fréquence des disques. Au centre, distribution des fluctuations du champ induit B^I pour $F = 10$ Hz et un champ appliqué B^A d'environ 30 gauss. A droite, le spectre des fluctuations du champ induit B^I . Le niveau de bruit à haute fréquence n'est pas exactement le même car ce n'est pas la même sonde qui a été utilisé pour faire les mesures.

hautes fréquences, liées à la cascade turbulente, restent inchangées comme on s'y attend dans le cadre d'une turbulence développée.

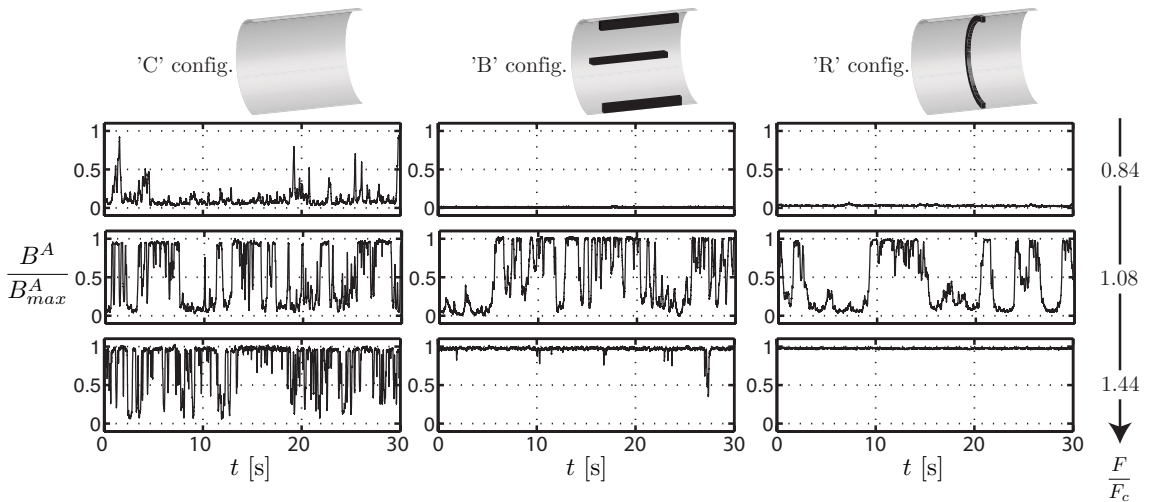


FIG. 3.11 – Evolution temporelle du champ appliqué pour trois forçages différents : $0.84F_c$ en haut, $1.08F_c$ au milieu et $1.44F_c$ en bas pour les trois configurations étudiées : à gauche le cylindre seul, au centre les ailettes et à droite l'anneau.

Dans le cadre de l'expérience BvK, ces modifications modifient fortement l'intermittence du signal. La figure 3.11 montre, pour des écarts au seuil identiques,

la différence de comportement du signal dans les trois différents cas. On constate que la réduction des basses fréquences des fluctuations du champ induit diminue l'intermittence du signal. Cela se traduit sur les courbes de bifurcation par un raidissement de la transition comme le montre la figure 3.12. Sous le seuil, le système ne produit plus de bouffées de champ, l'énergie magnétique moyenne au cours du temps est donc beaucoup plus faible. De même, dans l'état saturé, les fluctuations du champ induit ne sont plus assez fortes pour faire diminuer le champ appliqué : l'énergie est donc toujours maximale. Bien que l'intermittence soit beaucoup moins

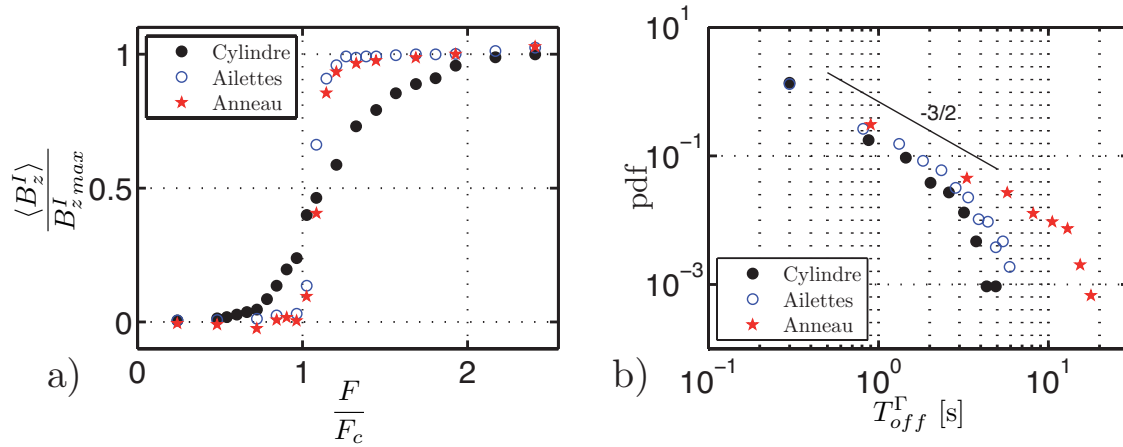


FIG. 3.12 – A gauche : courbe de bifurcation pour le cas du cylindre seul (\bullet), des ailettes (\circ) et de l'anneau (\star). A droite : distribution des temps d'attente T_{off}^Γ dans les trois cas.

marquée, l'étude des temps d'attente, représentés sur la figure 3.12, montre que près du seuil il existe toujours de l'intermittence on-off. La stabilisation de la couche de mélange diminue donc la zone où l'intermittence du système est observable mais ne change pas ses caractéristiques.

3.2.3 Etude de la configuration transverse

Forçage symétrique $F_1 = F_2$

Comme dans la partie précédente, étudions l'effet de l'anneau et des ailettes sur l'induction avec un champ appliqué \vec{B}^A constant. La figure 3.13 montre l'évolution temporelle du champ induit B_z^I normalisé par le champ appliqué B_x^A dans les trois configurations. On constate qu'en présence de l'anneau, l'induction est plus efficace que dans les cas avec ailettes ou sans appendice. Les fluctuations sont en revanche beaucoup plus faibles lorsque l'on diminue les fluctuations des grandes échelles de l'écoulement de von Kármán. Le travail de M. Bourgoïn [18] montre que dans cette configuration le champ axial induit est lié aux conditions aux limites de la cuve et

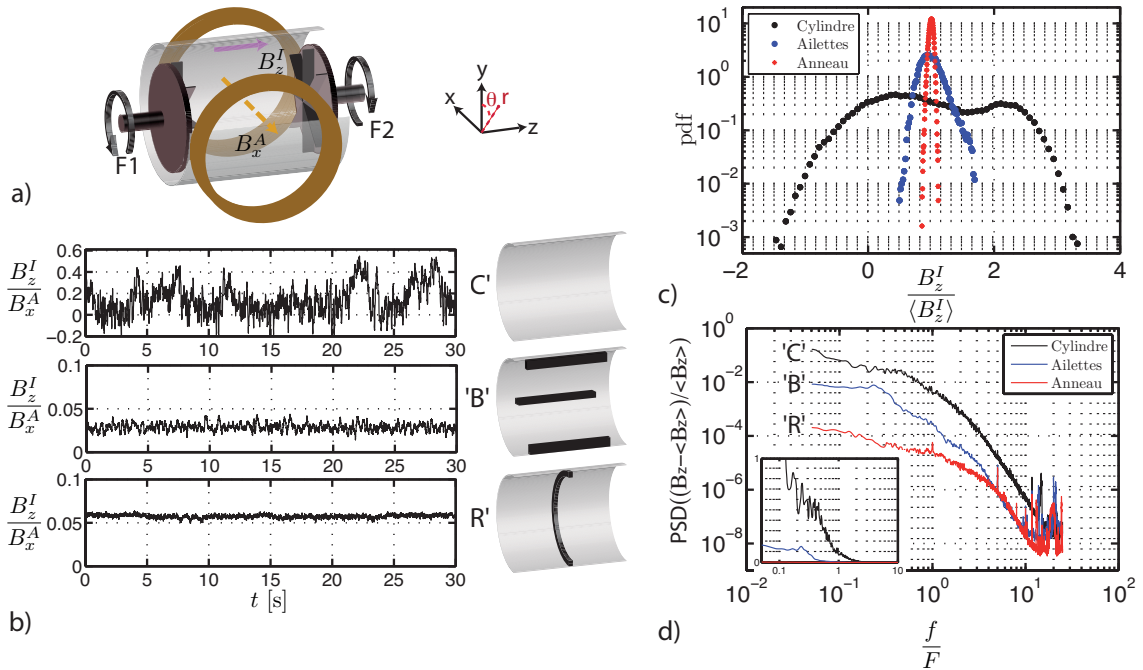


FIG. 3.13 – a) Dispositif expérimental et rappel des différentes notations. b) Evolution de l'induction dans les différentes configurations (anneau en bas, ailettes au milieu et rien en haut). c) Distribution du champ induit normalisé par la moyenne du champ induit. d) Spectre du champ normalisé par sa moyenne. En encart, le même spectre en échelle linéaire

est proportionnel à la vorticité radiale de la couche de mélange. L'intensité et la dynamique de cette vorticité sont fortement liées au passage des rouleaux crées par l'instabilité de Kelvin Helmholtz. Les appendices augmentent le nombre de vortex, en moyenne l'induction va donc être légèrement plus efficace. Cependant ces vortex ne peuvent plus se déplacer aussi librement, ce qui diminue les fluctuations de vorticité. Toutes ces modifications se traduisent par une atténuation des basses fréquences du champ induit. Les distributions montrent également que l'écoulement ne fluctue plus qu'autour d'un seul état lorsque le mouvement des vortex est contraint.

Lorsque l'on boucle le système, la diminution des fluctuations change l'évolution temporelle du champ dynamique. La figure 3.14 montre que dans le cas des ailettes ou de l'anneau, le système ne peut plus se renverser. Comme dans le cas axial, l'intermittence est très fortement diminuée et présente uniquement pour des forçages très proches du seuil. Cela se traduit par une courbe de bifurcation très raide notamment dans la configuration avec anneau où les fluctuations sont les plus faibles. Asymptotiquement, si le système n'a aucune fluctuation, le champ induit est soit nul soit égal au champ à saturation.

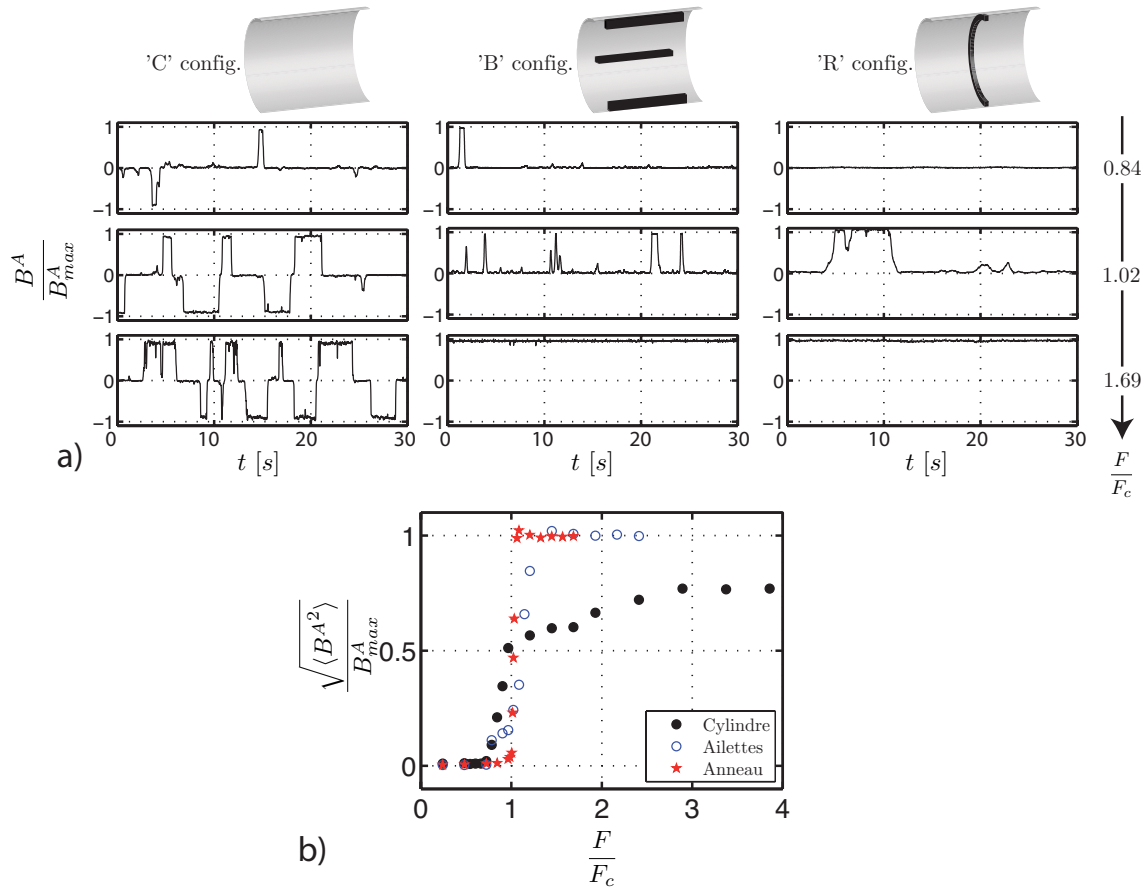


FIG. 3.14 – a) Evolution temporelle du champ appliqué dans les 3 configurations étudiées pour $F = 0.84 - 1.02 - 1.69 F_c$ avec $F_c = 8.3$ Hz. b) Courbe de bifurcation pour le cylindre seul (\bullet), les ailettes (\circ) et l'anneau (\star).

Jusqu'ici nous avons vu que la stabilisation des grandes échelles de l'écoulement diminue l'intensité de l'intermittence sans changer ses caractéristiques. Une question qui reste en suspend est l'existence de renversement dans le cas transverse sans appendice. C'est dans cette configuration que le signal a le plus d'énergie dans les basses fréquences. Mais c'est également dans cette configuration que le champ induit change le plus souvent de signe. Les renversements sont-ils liés uniquement à une forte dynamique basse fréquence, ou faut-il que le bruit multiplicatif soit négatif pendant un certain temps pour qu'il y ait des renversements ?

Forçage asymétrique $F_1 > F_2$

Il est bon de rappeler que lorsqu'un disque tourne plus vite que l'autre une transition hydrodynamique apparaît. Au delà d'une certaine asymétrie, l'écoulement passe

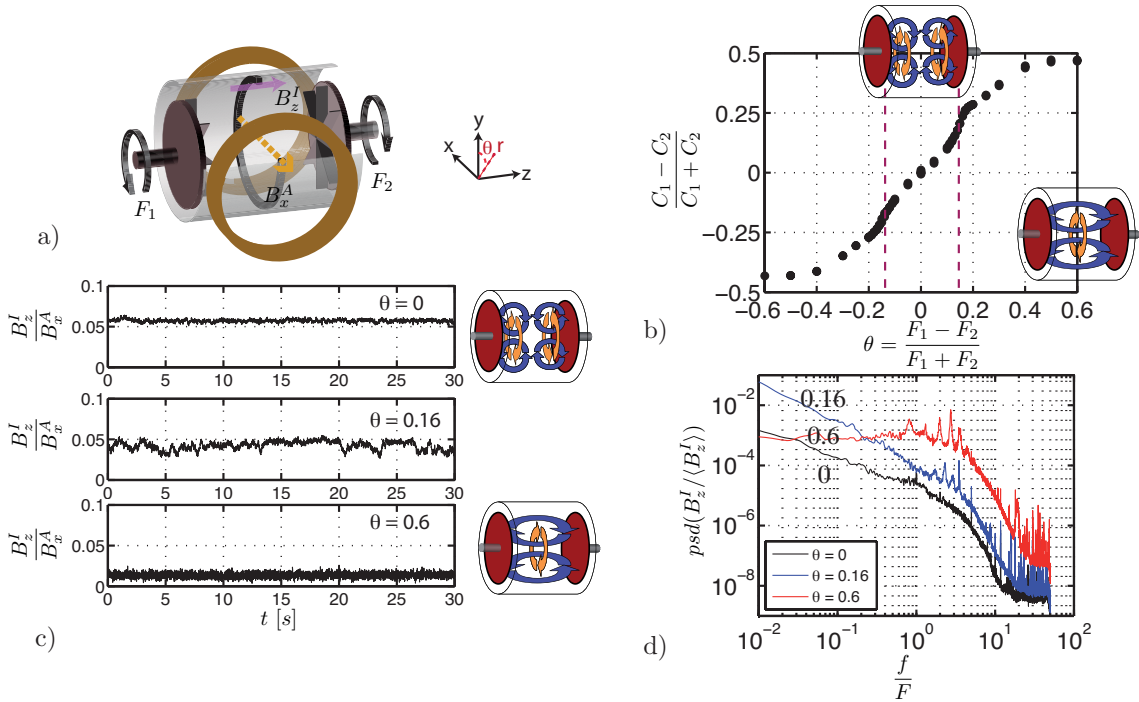


FIG. 3.15 – a) Rappel du dispositif expérimental et du champ induit mesuré. b) Evolution des couples des moteurs lors de la transition. c) Evolution temporelle du champ induit pour différents $\theta = (F_1 - F_2)/(F_1 + F_2)$, $\theta = 0$ écoulement de von Kármán classique, $\theta = 0.16$ bifurcation hydrodynamique entre un écoulement à deux cellules et un écoulement à une cellule, $\theta = 0.6$ plus qu'une seule cellule dans l'écoulement. d) Spectre associé au signal d'induction pour les différents forçages $\theta = 0 - 0.16 - 0.6$

de deux cellules tournant en sens opposé à une seule cellule qui tourne dans le sens du disque le plus rapide ; la cellule créée par le disque lent est alors localisée près de celui-ci. L'écoulement peut être caractérisé par le paramètre $\theta = (F_1 - F_2)/(F_1 + F_2)$ qui compare la rotation globale de l'écoulement au cisaillement [56]. Dans la configuration avec anneau, la transition a lieu pour $\theta = 0.16$ [71] et c'est là que le champ induit présente le plus grand taux de fluctuation (voir la figure 3.15). Les mesures faites dans le gallium montrent que la transition est caractérisée par un point d'inflexion des couples ainsi qu'un fort enrichissement des basses fréquences du champ induit. Le taux de fluctuation n'est pas suffisant pour que le champ induit devienne négatif à un moment donné.

Lorsque l'on boucle le système, pour θ proche de 0.16, la figure 3.16 montre que les fluctuations sont suffisantes pour que le système se renverse. Lorsque θ devient suffisamment grand et qu'il n'y a plus qu'une seule cellule dans l'écoulement, le système ne se renverse plus. Les inversions de polarité sont donc liées à la dynamique

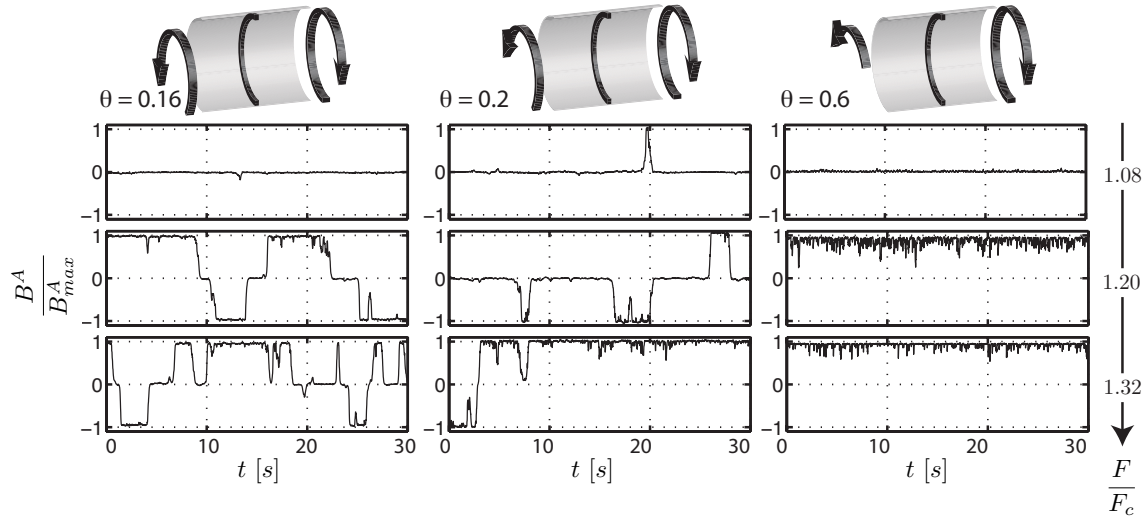


FIG. 3.16 – Trace temporelle pour différents écarts au seuil pour $\theta = 0.16$ à gauche, $\theta = 0.2$ au centre et $\theta = 0.6$ à droite.

basse fréquence de la couche de mélange. Il n'est pas nécessaire que le champ induit soit négatif pour qu'il y ait des renversements. Pour conclure sur la dynamique du champ appliqué, il serait intéressant de savoir si la forme de la pdf du champ induit est importante pour les renversements. En effet, dans le cas du cylindre seul ou de l'anneau avec un forçage asymétrique à $\theta = 0.16$, le champ induit semble avoir deux états possibles. Les questions qui restent ouvertes sur ce plan là sont : comment intervient le taux de fluctuation sur les renversements ? La forme de la pdf du bruit multiplicatif joue-t-elle sur l'existence des renversements ?

Remarque : Même si les mécanismes de la dynamo de VKS et celle du Bullard-von Kármán sont complètement différents, il est intéressant de remarquer qu'une partie des régimes dynamiques de VKS a lieu dans la même zone de paramètre de $\theta \sim 0.16$. Il semble donc que le comportement des grandes échelles d'un écoulement joue un rôle important sur la dynamique d'une dynamo lorsque le Prandtl magnétique est petit.

Le premier article sur l'expérience BvK ne présente que des résultats obtenus dans la configuration axiale [17]. Pour obtenir des renversements, le taux de fluctuation a été augmenté artificiellement en utilisant $B^I + 0.2B_{h,f}^I$ pour le bouclage, où $B_{h,f}^I$ est le champ induit filtré passe haut. La figure 7 de cet article, montre qu'une fréquence apparaît : les renversements ne se font pas de manière chaotique. Avant mon arrivée, une étude a montré que la fréquence des renversements est proportionnelle à la fréquence de coupure du filtre. En revanche, lors de l'étude que nous venons de mener, aucune fréquence pour les renversements n'apparaît.

Afin d'étudier plus en détail l'influence d'un bruit partiellement corrélé sur la dynamique du champ dynamo, j'ai développé un outil numérique capable de déterminer l'évolution du champ dynamo à partir d'un signal de champ induit obtenu en

boucle ouverte. Ce programme nous permet d'étudier assez rapidement l'effet d'un bruit additif sur le champ dynamo, puis de comparer ces prédictions aux résultats expérimentaux.

3.3 Etude de l'effet d'un bruit additif sur la dynamique du système

3.3.1 Mise en place d'une équation d'évolution du champ dynamo

Avant d'étudier la dynamique du champ dynamo expérimental en présence de bruit additif, nous allons voir qu'il est possible d'établir une équation d'évolution du champ dynamo à partir de l'équation d'induction. Dans le cadre de l'expérience BvK, le champ dynamo B^A est uniforme et le champ induit B^I est négligeable devant B^A . L'équation d'évolution du champ induit B^I est donc :

$$\partial_t B^I = \nabla \times (u \times B^A) + \lambda \Delta B^I = B^A \cdot \nabla u + \lambda \Delta B^I \quad (3.2)$$

Le but est de déterminer une équation d'évolution du champ dynamo. Dans l'expérience BvK, l'essentiel de la dynamique de ce champ est contenu dans les basses fréquences du champ induit. Le filtrage passe bas de l'équation 3.2 se traduit, dans l'espace réel, par la convolution du champ B^I et d'une fonction h dont le spectre contient majoritairement des basses fréquences. On en déduit l'équation des basses fréquences :

$$\int_0^t h(t-\zeta) \partial_\zeta B^I(\zeta) d\zeta = \int_0^t h(t-\zeta) B^A(\zeta) \cdot \nabla u(\zeta) d\zeta + \lambda \Delta \int_0^t h(t-\zeta) B^I(\zeta) d\zeta \quad (3.3)$$

Il est intéressant de noter que :

$$\partial_t \int_0^t f(\chi) g(t-\chi) d\chi = \int_0^t f(\chi) \partial_t g(t-\chi) d\chi \quad (3.4)$$

L'équation 3.3 s'écrit donc :

$$\partial_t \int_0^t h(t-\zeta) B^I(\zeta) d\zeta = \int_0^t h(t-\zeta) B^A(\zeta) \cdot \nabla u(\zeta) d\zeta + \lambda \Delta \int_0^t h(t-\zeta) B^I(\zeta) d\zeta \quad (3.5)$$

Le champ B^A est soit proportionnel au champ induit mesuré à l'instant t_0 si les bobines ne sont pas saturées, soit égal au champ à saturation B_{max}^A :

$$B^A(t) = G \cdot B^I(t - t_0) = G \cdot B_{t_0}^I(t) \quad (3.6)$$

Le temps t_0 est lié à la transmission de l'information entre le capteur et l'alimentation. Ce temps étant très petit devant le temps de réponse des bobines on peut le

négliger ou le prendre en compte dans la fonction h . Le gain G est constant jusqu'à une valeur arbitraire de B^I pour laquelle le produit $G.B^I$ devient constant. Ce choix permet de fixer la valeur à saturation du champ dynamo. On pose :

$$\Upsilon(t) = \int_0^t h(t - \zeta) B^I(\zeta) d\zeta \quad (3.7)$$

qui correspond à la composante basse fréquence du champ induit à l'instant t . La fréquence de coupure et la raideur du filtre sont fixées par la fonction h . Le terme ∇u contient l'information de la turbulence. Il est donc décomposable en une partie moyenne $\langle \nabla u \rangle$ et une partie fluctuante qui peut être vue comme un bruit coloré $\langle \nabla u \rangle \eta(t)$:

$$\nabla u(t) = \langle \nabla u \rangle (1 + \eta(t)) \quad (3.8)$$

L'équation 3.5 devient donc :

$$\partial_t \Upsilon - \lambda \Delta \Upsilon = \int_0^t k B^I(\zeta) (1 + \eta(\zeta)) h(t - \zeta) d\zeta \quad (3.9)$$

où $k = G \langle \nabla u \rangle$.

Pour aller plus loin, il faut faire des hypothèses sur l'évolution du bruit η et des fonctions B^I et h . Expérimentalement, les gradients de vitesses évoluent sur un temps τ_η beaucoup plus court que celui du champ induit τ_b . De plus, la fonction h sert à filtrer le signal passe bas, elle a donc un temps caractéristique τ_h relativement petit. On peut donc supposer :

$$\int_0^t k \eta(\chi) B^I(\chi) h(t - \chi) d\chi \simeq k B^I(t) h(0) \int_{t-\tau_\eta}^t \eta(\chi) d\chi \quad (3.10)$$

Pour simplifier les choses, on prend pour la suite $h(t) = e^{-t/\tau_h}$. Le terme $B^I(t)$ s'écrit alors simplement :

$$B^I(t) = \frac{\partial \Upsilon}{\partial t} + \frac{\Upsilon}{\tau_h} \quad (3.11)$$

L'équation 3.9 devient alors :

$$(1 - k \eta_f) \partial_t \Upsilon = \lambda \Delta \Upsilon + k \left(1 + \frac{\eta_f}{\tau_h} \right) \Upsilon \quad (3.12)$$

Avec $\eta_f = \int_{t-\tau_\eta}^t \eta(u) du$.

Le terme $\lambda \Delta \Upsilon$ ne sert qu'à sommer les contributions des différentes sources dans le volume. La principale source de l'effet ω avec les disques en acier inoxydable est liée à la couche de cisaillement. On peut donc considérer que ce terme n'intervient pas dans la dynamique du champ Υ .

Nous avons simulé cette équation avec et sans bruit additif, en prenant comme bruit multiplicatif soit un bruit blanc synthétique, soit le champ axial induit dans la

configuration transverse soit le champ azimuthal induit dans la configuration axiale. Les paramètres τ_h et k sont identiques pour les trois simulations. Nous avons choisi de prendre les mêmes variances pour les trois types bruits multiplicatifs afin de s'affranchir de ce paramètre. Les évolutions des différents champs dynamo sont représentées sur la figure 3.17. Par simplicité, le bruit filtré η_f n'est en fait que le

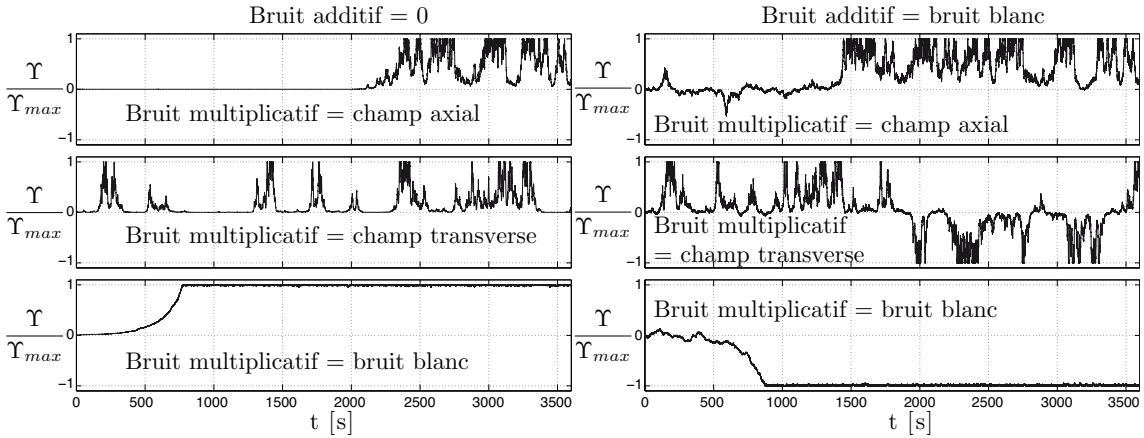


FIG. 3.17 – À gauche : évolution de Υ au cours du temps pour un système sans bruit additif ; à droite : avec bruit additif. En haut : le bruit multiplicatif est le champ azimuthal induit dans la configuration axiale ; au milieu : le champ axial induit dans la configuration transverse ; en bas : un bruit blanc. La variance des bruits multiplicatif est la même dans tous les cas, la variance du bruit additif est 0.5 fois la variance du bruit multiplicatif. Les calculs sont faits avec les paramètres $\eta_f = \tau_\eta \eta$ avec $\tau_\eta = 10^{-2}$, $\tau_h = 10^{-4}$ et $k = 6.10^{-3}$.

bruit multiplié par un temps caractéristique τ_η . Lorsque le champ induit est choisi pour jouer le rôle de bruit cette approximation est certainement valable puisque l'induction filtre déjà l'importance des gradients de vitesse. C'est sûrement moins vrai lorsque le bruit blanc est utilisé. Expérimentalement les deux bruits multiplicatifs n'ont pas la même variance, dans le cas axial les fluctuations sont beaucoup plus faibles. Encore une fois, cela va dans le bon sens puisque la dynamique du champ F dans le cas axial va être atténuée si on diminue l'amplitude du bruit multiplicatif. L'intérêt de forcer la même variance pour les différents bruits est de sonder l'importance des basses fréquences sur la dynamique du signal.

Sans bruit additif, le système reste toujours homopolaire. La dynamique du champ dynamo est plus importante dans la configuration transverse. Dans la configuration axiale, le champ ne démarre que vers la fin de la simulation. Le bruit blanc ne présente aucune dynamique intermittente. Le champ dynamo augmente avant de saturer au champ maximal. L'équation théorique 3.12 permet de retrouver une intermittence qui dépend de la couleur du bruit multiplicatif.

Dans la configuration axiale en présence d'un bruit additif, tant que le champ dynamo est proche de zéro, le système hésite entre les deux polarités. Une fois qu'il

a commencé à croître, il ne se renverse plus. Dans la configuration transverse, le système peut se renverser au cours du temps. Lorsque le bruit multiplicatif est un bruit blanc, la dynamique du système est légèrement plus bruitée que dans le cas sans bruit additif mais ne présente toujours pas d'intermittence.

Avec les hypothèses faites, l'équation 3.12 permet de retrouver qualitativement le bon comportement. Dans la suite, nous allons montrer qu'en connaissant le champ induit dans les configurations axiale ou transverse, il est possible de retrouver les propriétés statistiques du champ dynamo observées dans l'expérience de Bullard-von Kármán. Dans la partie suivante, seul le bouclage est modélisé, ce qui permet de comparer les résultats aux expériences.

3.3.2 Principe de l'étude numérique

Dans l'expérience Bullard-von Kármán, le Reynolds magnétique est petit : le champ magnétique induit B^I est petit devant le champ appliqué B^A . De plus les courant produisant le champ appliqué sont à l'extérieur du système. L'équation d'induction $\partial_t B = \nabla \times (u \times B) + \lambda \Delta B$ devient donc :

$$\partial_t B^I - \lambda \Delta B^I = \mathcal{L}(B^I) = (B^A \cdot \nabla)u \quad (3.13)$$

On suppose ici que le champ appliqué est uniforme, c'est à dire que $(u \cdot \nabla)B^A \ll (B^A \cdot \nabla)u$. La source du champ induit est donc le cisaillement perpendiculaire au champ appliqué $\mathcal{S} = (B^A \cdot \nabla)u$.

La loi de Biot et Savart montre que le champ appliqué est proportionnel au courant circulant dans les bobines : $B^A = k_{BS}\mathcal{I}$. La constante k_{BS} est une constante géométrique qui dépend du bobinage et de la distance entre les bobines. La réponse fréquentielle de la boucle n'est pas plate. En effet, si le filtrage n'est dû qu'aux bobines, l'intensité suit l'équation :

$$L \frac{d\mathcal{I}}{dt} + R\mathcal{I} = \tilde{G}B^I \quad (3.14)$$

L est l'inductance des bobines, R la résistance des cables et \tilde{G} le gain de la boucle prenant en compte la sensibilité des capteurs, le gain de l'amplificateur, le facteur de conversion de la Kepco. En passant dans l'espace de Fourier, on obtient alors :

$$B^A = \frac{k_{BS}\tilde{G}}{R + jL\omega} B^I(\omega) \quad (3.15)$$

Dans l'espace physique, le champ appliqué B^A est donc la convolution de la fonction de transfert de la boucle, notée \mathcal{F} , et du champ induit.

$$B^A = \mathcal{F} \otimes B^I \quad (3.16)$$

Le système à résoudre est donc :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}(B^I) &= (B^A \cdot \nabla)u \\ B^A &= \mathcal{F} \otimes B^I \end{aligned}$$

Dans l'expérience de Bullard-von Kármán, le champ B^A varie au cours du temps contrairement aux expériences classique d'induction. Cependant ces variations sont lentes par rapport aux fluctuations du champ de vitesse. De plus le temps de diffusion du champ magnétique sur la taille de l'expérience est du même ordre de grandeur que le temps de réponse des bobines. La diffusion va donc agir sur les gradients de vitesse avec un champ appliqué constant B_0^A . Les statistiques du champ induit vont donc être régies par les gradients de vitesses filtrés par le temps de diffusion : $B^I = (\tau_d \partial_A u) B^A$, où $B^A \partial_A = \vec{B}^A \cdot \vec{\nabla}$.

En mesurant un champ induit B_0^I en présence d'un champ appliqué constant B_0^A , on obtient une mesure des statistiques des gradients de vitesse qui influent sur le champ magnétique :

$$\tau_d \partial_A = \frac{B_0^I}{B_0^A} \quad (3.17)$$

Le champ induit dans l'expérience de Bullard von Kármán B^{BvK} , champ induit en présence de champ variable, est donc égal à (en loi statistique) :

$$B^{BvK}(t) = \frac{B_0^I(t)}{B_0^A} B^A(t) \quad (3.18)$$

Pour l'étude numérique, le champ induit B_0^I est mesuré en appliquant un champ $B_0^A = 30$ gauss. La fonction de transfert du filtre est modélisée par une fonction porte de largeur τ , ce qui correspond à un filtrage passe bas du champ mesuré. L'équation 3.18 devient alors :

$$B^{BvK}(t) = \mathcal{F}_\tau(t) B_0^I(t) \quad (3.19)$$

$$\mathcal{F}_\tau(t) = \frac{G}{\tau} \int_{t-\tau}^t \frac{B^{BvK}(x)}{\langle B_0^I \rangle} dx \quad (3.20)$$

Le gain G fixe le seuil en fréquence de l'instabilité F_c . Contrairement aux expériences, les calculs numériques ont été menés avec une fréquence de forçage F fixe et un gain variable. Puisque le champ induit suit une loi de similitude, les deux méthodes donnent des résultats équivalents. G est relié aux paramètres de l'expérience par la relation suivante :

$$G = \frac{\lambda}{2k\pi R^2 F_c} = \frac{\lambda}{Rm^{eff}(F_c)}$$

où λ est la diffusivité magnétique du gallium et k une constante géométrique d'ordre 0.1 [17]. En pratique, elle a été prise égale à 0.4 dans les deux cas bien qu'elle varie légèrement entre le cas transverse et le cas axial. R est le rayon de la cuve et F_c la fréquence seuille de l'instabilité.

L'équation 3.19 pose problème lorsque la fonction \mathcal{F} s'annule à un instant, le champ B^{BvK} restera alors nul pour la suite de l'expérience. Expérimentalement cette situation ne peut jamais arriver. Lorsque le champ dynamo est nul, le champ ambiant joue le rôle de champ appliqué et permet au système de repartir. Dans

le code, le champ induit B_0^I , obtenu avec un champ appliqué d'une trentaine de gauss pour augmenter le rapport signal sur bruit, correspond au champ induit par l'écoulement lorsqu'il n'y a pas de champ appliqué dans l'expérience. Donc si la fonction $|\mathcal{F}| < 1$, le champ dynamo B^{BvK} devrait être plus petit que le champ induit par le champ ambiant. Ceci n'est pas possible, le champ B^{BvK} est alors fixé à B_0^I .

Il ne reste plus qu'à déterminer comment la saturation apparaît et quelle est la valeur du champ à saturation. La mesure du champ ambiant montre qu'il est globalement aligné avec l'expérience. L'amplitude du champ à saturation est environ 60 fois plus important que celle du champ ambiant. La valeur du champ à saturation est donc $B_{max} = 60\langle B_0^I \rangle$. Bien que ce raisonnement ne soit valable qu'en axial, les mêmes facteurs numériques ont été choisis dans le cas de la simulation transverse. Le test pour la saturation se fait également sur la valeur de \mathcal{F} : si $|\mathcal{F}| > 60$, alors $B^{BvK}(t) = 60.B_0^I(t)$.

Bien que la modélisation de \mathcal{F} semble simple, elle est suffisante pour capturer l'ensemble des caractéristiques de la dynamo de Bullard-von Kármán. Par exemple, les courbes de bifurcation représentées sur la figure 3.18 montrent que la bifurcation est supercritique dans les deux cas. Comme dans les expériences, la bifurcation axiale est plus raide que la bifurcation transverse.

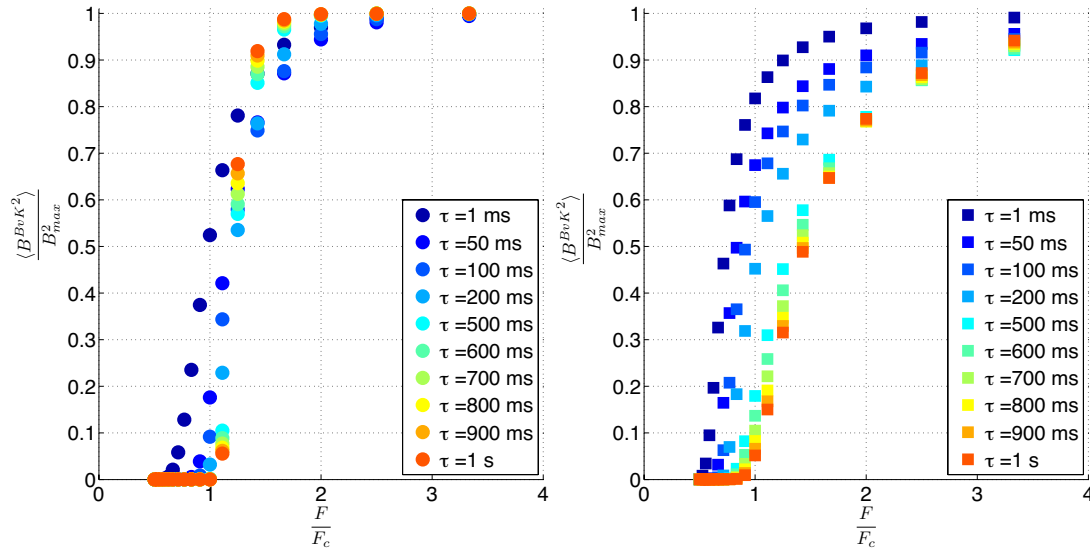


FIG. 3.18 – A gauche : courbe de bifurcation de $\langle B^{BvK^2} \rangle$ normalisé par le champ à saturation dans la configuration axiale. A droite : courbe de bifurcation de l'énergie magnétique dans le cas transverse

On constate que l'augmentation du temps de filtrage τ rend la bifurcation plus raide. Il est tentant de faire une analogie entre cette augmentation du temps τ et

l'effet de l'ajout des différents appendices. Cependant, dans le cas de la modification de l'écoulement, le filtrage se fait sur la dynamique basse fréquence et laisse inchanger les hautes fréquences alors que numériquement le filtrage se fait sur les hautes fréquences du champ induit. Expérimentalement, l'augmentation du temps τ correspond à une augmentation du temps de réponse du système.

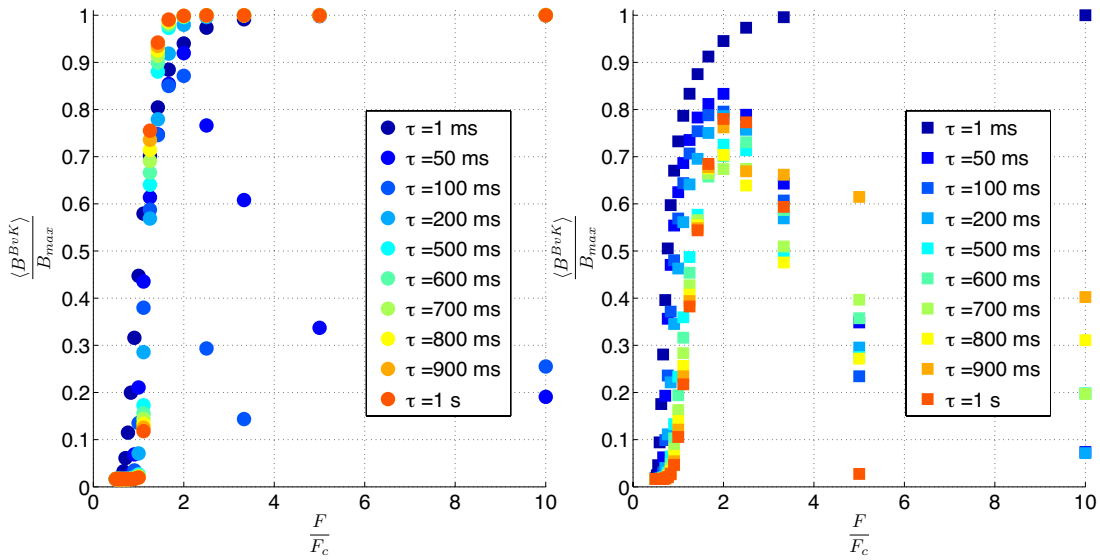


FIG. 3.19 – A gauche : courbe de bifurcation du champ magnétique B^{BvK} dans la configuration axiale. A droite : courbe de bifurcation du champ magnétique B^{BvK} dans le cas transverse

La figure 3.19 montre l'évolution de la moyenne de B^{BvK} en fonction de l'écart au seuil. Dans le cas transverse, les courbes de bifurcation du champ et de l'énergie n'ont pas la même allure pour tous les temps τ , cette différence est due à l'apparition des renversements. Dans le cas axial, on constate que le champ n'explore qu'une polarité sauf pour une petite zone centrée autour de $\tau = 100$ ms. Pour la suite, l'ensemble des résultats présentés est obtenu avec $\tau = 50$ ms.

La figure 3.20 montre les traces temporelles dans le cas axial et le cas transverse. On observe que la fréquence des retournements dans les simulations est plus faible que dans l'expérience. Le nombre d'inversion dépend de façon non triviale du temps de filtrage τ et du seuil en fréquence F_c . Dans l'expérience, la compression des lignes du champ ambiant peut également jouer le rôle d'un bruit additif. Cet ajout va être testé lors de la prochaine partie.

Le code numérique permet également de retrouver l'intermittence on-off dans les cas axial et transverse. La figure 3.20 montre que la distribution des temps d'attente T_{off}^Γ de l'énergie magnétique suit le même type de pdf en loi de puissance. Cela prouve que le programme, bien que très simple notamment dans la modélisation de $\mathcal{F}_\tau(t)$, permet de reproduire l'essentiel de la dynamique du champ.

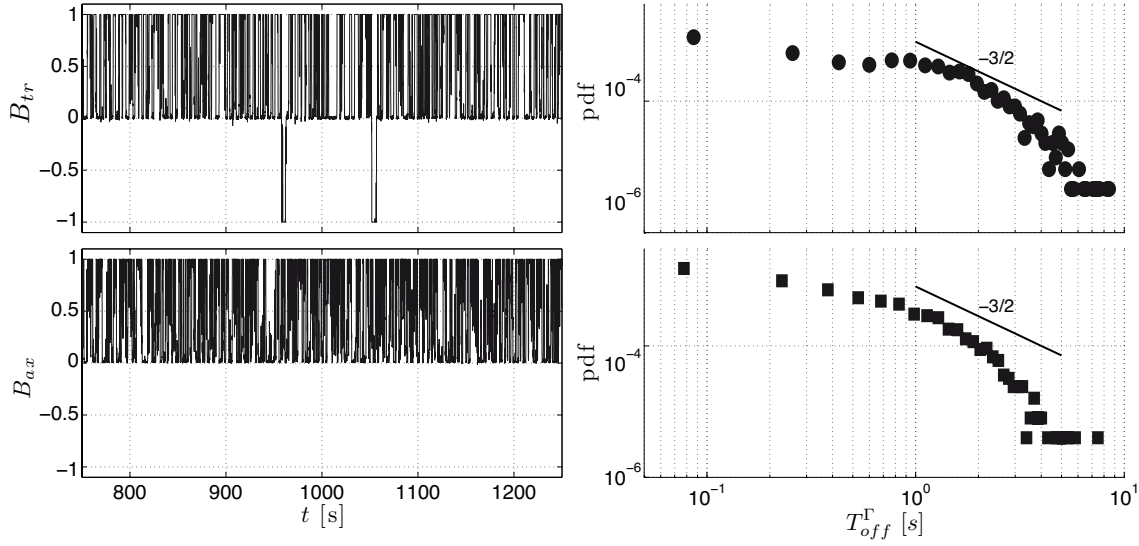


FIG. 3.20 – En haut à gauche évolution temporelle du champ appliqué transverse issu de la simulation numérique avec une fréquence seuil $F_c = 8$ Hz et un temps de lissage $\tau = 50$ ms. En bas à droite le champ appliqué en axial avec les mêmes paramètres. A droite, distribution des temps d'attente T_{off}^Γ pour une fréquence seuil $F_c = 10$ Hz qui correspond à la vitesse de rotation des disques pour le signal enregistré.

Nous allons nous intéresser maintenant à l'influence d'un bruit additif sur la dynamique du champ appliqué. Les premiers tests de bruit additif ont été réalisés par M. Bourgoïn [17]. Les résultats présentés dans cet article montrent des renversements dans la configuration axiale lorsque l'on ajoute 20% des fluctuations du champ induit alors qu'aucune inversion n'apparaît si l'on utilise un bruit blanc synthétique. Nous allons étudier de façon plus quantitative le comportement du champ appliqué en présence d'un bruit additif.

3.3.3 Etude expérimentale et numérique de l'effet d'un bruit additif

Mise en place

Numériquement rajouter un terme de bruit additif est relativement aisé. Le bruit additif n'est pas influencé par le champ appliqué, l'équation du champ dynamo est donc :

$$B^{BvK}(t) = \eta(t) + \mathcal{F}_\tau(t)B_0^I(t) \quad (3.21)$$

où η est le bruit additif. Il est construit à partir de la fonction *rand* de Matlab puis filtré passe bas pour colorer le bruit. Ils restent alors deux paramètres sur lesquels on peut jouer : la fréquence de coupure F_b et la variance σ_b . L'ordre du filtre est fixé à 4 pour simuler une échelle inertielle turbulente (pente en $-11/3$ pour le champ

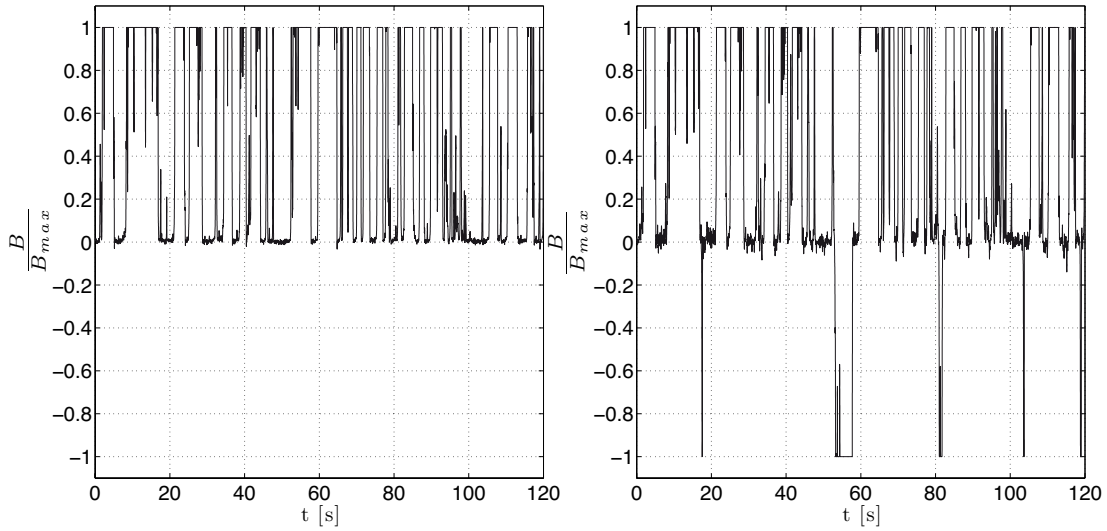


FIG. 3.21 – A gauche : évolution temporelle du champ appliqué simulé dans la configuration transverse sans bruit ajouté avec $\tau = 50$ ms et $F_c = 8$ Hz. A droite : évolution temporelle du champ appliqué transverse avec $\sigma_b = \langle B^I \rangle$, $F_b = 7$ Hz, $\tau = 50$ ms et $F_c = 8$ Hz.

induit). La figure 3.21 montre l’effet d’un bruit additif sur la dynamique du champ transverse. Même si la variance du bruit est faible ($\sigma_b \sim \langle B_0^I \rangle$), le système change de polarité plus régulièrement comme dans l’expérience.

Expérimentalement, nous avons préféré utiliser l’induction comme source de bruit en appliquant un champ fixe extérieur au bouclage plutôt qu’un bruit synthétique extérieur. D’un point de vue théorique, cela permet d’étudier un système avec un bruit multiplicatif et additif partiellement corrélé et avec les mêmes statistiques. Pour le problème de la dynamo, cette étude nous permet d’étudier l’effet d’un champ appliqué extérieur sur la dynamique du champ dynamo. Ce phénomène se rencontre en astrophysique, les différents corps interagissant avec le champ magnétique ambiant [44]. Le champ constant est perpendiculaire au champ utilisé pour le Bullard : dans la configuration axiale, les bobines transverses sont parcourues par un courant fixe et inversement, dans la configuration transverse le champ constant est axial. Théoriquement, ce système nous permet d’étudier la réponse du système à un bruit additif coloré et partiellement corrélé au bruit multiplicatif (les deux bruits étant issus du même écoulement mais pas du même mécanisme d’induction).

Dans la configuration transverse, le champ dynamo se renverse sans bruit ajouté. Il est fortement possible que l’induction du champ ambiant joue le rôle de bruit additif. Dans cette configuration, on a essayé d’annuler ce champ pour éviter les inversions. Afin de déterminer le courant à appliquer dans les bobines axiales, plu-

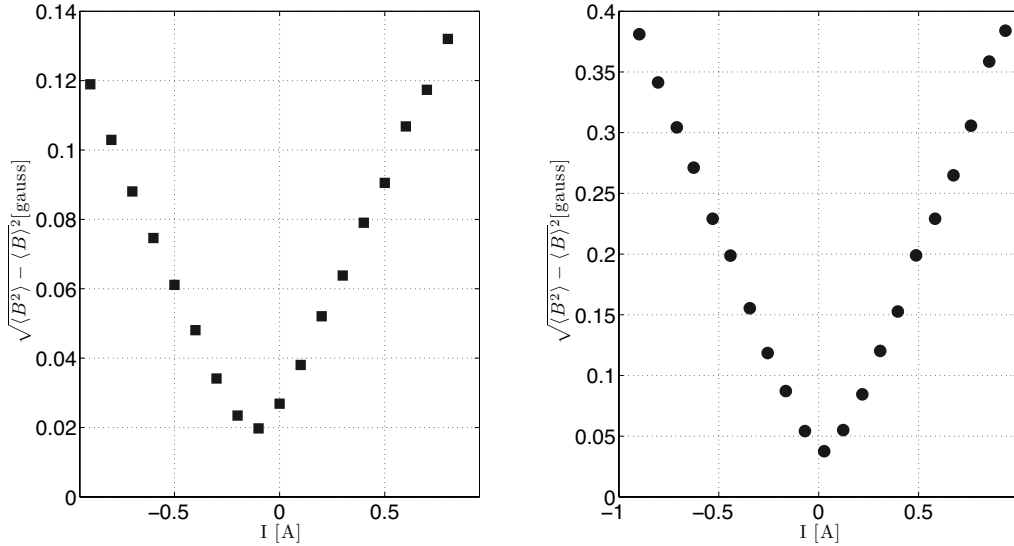


FIG. 3.22 – A gauche : évolution de $\sqrt{\langle B^2 \rangle - \langle B \rangle^2}$ lorsque le champ appliqué est axial (bruit dans le cas du bouclage transverse). A droite : évolution de $\sqrt{\langle B_x^2 \rangle - \langle B_x \rangle^2}$ lorsque le champ appliqué est transverse (bruit dans le cas du bouclage axial).

siieurs mesures ont été faites pour réduire la variance du champ induit. La figure 3.22 montre que la variance du bruit est minimale pour une intensité $I \sim 0.13$ A soit un champ appliqué d'environ 0.64 gauss. Cependant aucune modification n'a été observée sur la dynamique de BvK.

Comparaison expérience-numérique dans le cas axial

Expérimentalement c'est dans cette configuration que les plus gros changements ont été observés. La figure 3.22 montre l'évolution de la variance du champ induit suivant \vec{e}_x lorsque le champ appliqué est également suivant \vec{e}_x . Ce signal sert de bruit lorsque la dynamo de Bullard-von Kármán est bouclée en configuration axiale. On observe sur la figure 3.23 que lorsque le bruit est suffisamment important, le signal peut se renverser. Contrairement à ce que l'on aurait pu croire, le temps moyen passé dans une polarité ne semble pas constant à σ_b fixé. Ce phénomène est sûrement lié à un temps trop court de l'acquisition. Le nombre de renversements semble lui caractéristique de l'influence de la variance du bruit sur la dynamique du Bullard.

La figure 3.24 représente l'évolution du nombre moyen de renversements par seconde. On constate que l'ensemble des courbes montre le même type d'évolution : pour des bruits de faible variance, le système ne peut pas se renverser. Dès que la variance du bruit est suffisamment forte, le nombre de renversements augmente

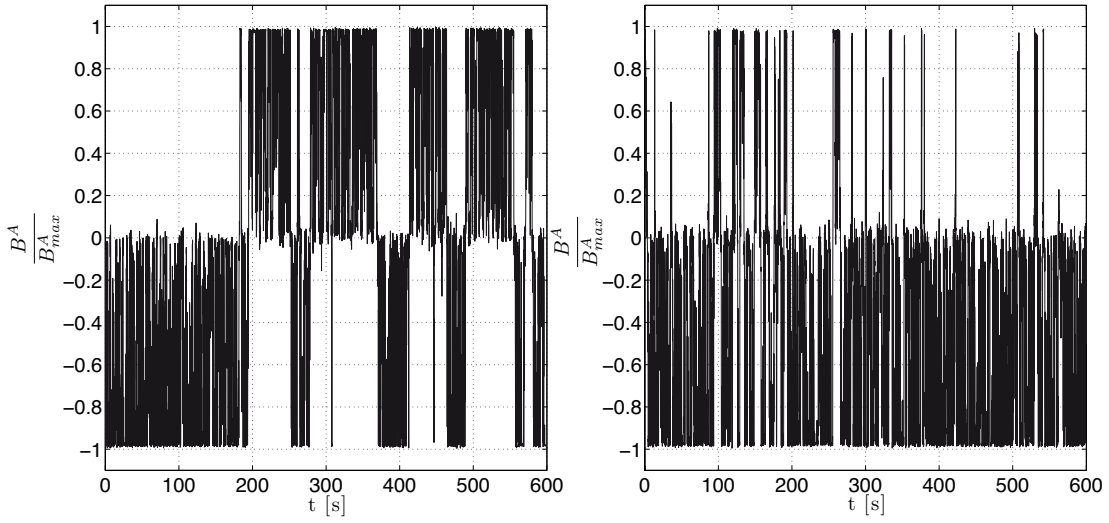


FIG. 3.23 – Deux traces temporelles du champ dynamo dans la configuration axiale pour $\sigma_b = \pm 1.2m$, où m est la moyenne du champ azimuthal induit par le champ ambiant, le signe \pm indique l'orientation du champ appliqué pour le bruit additif.

de façon approximativement logarithmique : $F \sim \ln \sigma_b$. Ce comportement n'est pas équivalent à une particule piégée dans un double puits [64]. Dans ce cas là, il existerait également un seuil mais la fréquence des renversements évoluerait de façon exponentielle : $F \sim \sigma_b \exp^{\alpha E / \sigma_b}$ où E est la barrière énergétique à franchir.

Les courbes des simulations numériques montrent l'importance des basses fréquences dans l'évolution du système. A variance fixée, un système avec un bruit dont la fréquence de coupure F_b est égale à 5 Hz se renverse presque trois fois plus que celui avec une fréquence de coupure de 50 Hz. Dans les expériences la fréquence de coupure est fixée par la rotation du disque à $F_e = 10$ Hz. Les évolutions prédites par le code avec $\tau = 50$ ms et $F_b = 5$ ou 10 Hz sont en bon accord avec les mesures expérimentales. Pour la courbe à $F_b = 5$ Hz, l'accord est meilleur pour les bruits de faibles amplitudes alors que pour les bruits de forte variance la courbe $F_b = 10$ Hz semble meilleure. Contrairement au numérique, le spectre du bruit additif dans l'expérience n'est pas plat à basse fréquence. Cette différence peut expliquer pourquoi aucune courbe numérique a le même comportement que la courbe expérimentale. La courbe avec $\tau = 20$ ms montre que le nombre de renversements augmente si l'on diminue le temps de réponse du système.

Nous venons de voir que les simulations numériques et les expériences donnent le même type de comportement pour la dynamique du Bullard. On trouve avec les deux approches que le système présente une intermittence on-off. Cette intermittence est souvent liée à la présence d'un bruit multiplicatif. Nous venons de voir que les

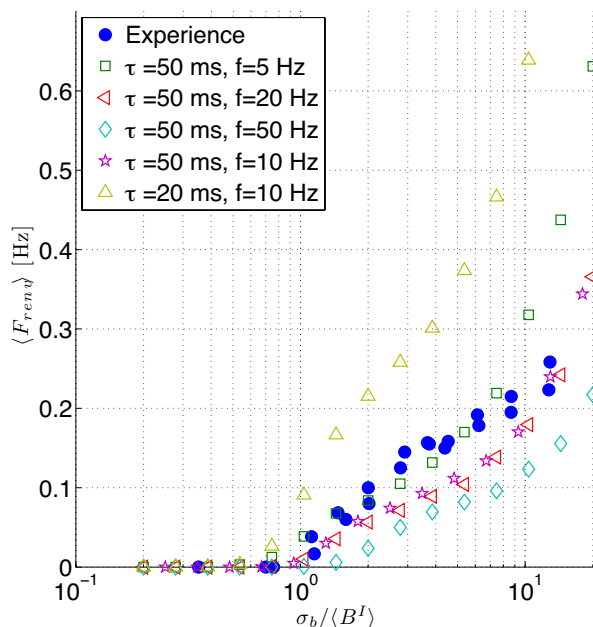


FIG. 3.24 – Evolution du nombre moyen de renversements par seconde pour les expériences et les simulations numériques

renversements sont favorisés par la présence d'un bruit additif (même faible devant les fluctuations du système).

3.4 Conclusions sur l'expérience de Bullard-von Kármán

Au cours de ce chapitre, nous venons de voir qu'il était possible de construire une dynamo non homogène dans un écoulement de von Kármán turbulent. La saturation a lieu lorsque la puissance maximale de l'alimentation est atteinte sans que l'écoulement ne soit modifié. L'ensemble des données que nous venons d'étudier est donc relié à des fluctuations purement hydrodynamiques. Cette propriété nous a permis de retrouver numériquement les principales caractéristiques de l'expérience.

Le seuil de l'instabilité a été déterminé sur les valeurs moyennes de l'écoulement. Les fluctuations de la couche de mélange n'influencent pas le seuil mais elles sont responsables de l'intermittence on-off du champ dynamo au voisinage du seuil. L'évolution du champ dynamo est régie par une équation différentielle avec bruit multiplicatif. L'intermittence est alors pilotée par les basses fréquences de ce bruit.

Pour comprendre les renversements, il faut invoquer un bruit additif dont l'origine physique est liée à l'induction d'un champ extérieur (champ ambiant ou champ appliqué par des bobines).

Cette expérience permet de comprendre l'influence des fluctuations de la couche de cisaillement sur la dynamique du champ dynamo. De plus, la dynamique du champ dynamo est peu sensible aux petites structures de l'écoulement. Ces observations sont cohérentes avec les mesures faites dans VKS où les régimes dynamiques apparaissent près des zones de transitions hydrodynamiques. Comme le bouclage est artificiel, on ne peut dégager aucune information sur la génération du champ dynamo dans l'expérience VKS. Dans le prochain chapitre, nous allons étudier le rôle des disques en fer doux sur l'induction et les mécanismes dynamo.

Chapitre 4

Etude de l'effet des inhomogénéités de la perméabilité magnétique sur le problème de la dynamo

Plan du chapitre

4.1	Equation d'induction inhomogène	96
4.1.1	Etablissement de l'équation d'induction inhomogène . . .	96
4.1.2	Le théorème de Cowling	98
4.1.3	Etablissement de l'équation d'induction dans le cadre d'un petit Rm	100
4.2	Etude du rôle des disques	100
4.2.1	Présentation des résultats expérimentaux	102
4.2.2	Interprétation des résultats	109
4.2.3	Application à l'effet Parker et à VKS	116
4.3	Une dynamo dans du gallium?	122
4.3.1	Etude d'induction avec une chemise en fer doux	122
4.3.2	Etude des disques en μ -métal	124
4.4	Conclusion	126

L'équation d'induction homogène $\partial_t B = \nabla(u \wedge B) + \lambda \Delta B$ permet de comprendre de nombreux processus MHD. Cependant, les gradients de diffusivité magnétique peuvent avoir un rôle important suivant le système considéré. Par exemple, dans l'expérience VKG, soit l'on étudie l'écoulement seul, la cuve isolante fait alors partie des conditions aux limites, soit l'on considère le système cuve+écoulement et il faut alors prendre en compte le saut de conductivité au niveau de la paroi. Dans le second cas, les conditions aux limites sont repoussées au niveau de l'interface acier/air. Les gradients de conductivité ont été étudiés à de nombreuses reprises et ont permis de comprendre certaines observations expérimentales [16]. Ces gradients peuvent être responsables de la génération d'un champ magnétique comme l'a montré Busse [21]. Dans le problème de la dynamo, les variations de perméabilité magnétique ont été beaucoup moins étudiées car les conditions de pression et de température des corps astrophysiques imposent que la perméabilité magnétique soit égale à la perméabilité magnétique du vide. Comme le champ dynamo dans l'expérience VKS n'a été observé qu'avec des disques en fer, il est important d'étudier le rôle des gradients de perméabilité dans le mécanisme de génération du champ. Les premiers calculs numériques visant à expliquer le rôle du fer dans VKS considéraient que celui-ci jouait simplement sur les lignes de champ en forçant un raccordement normal aux parois [49, 43]. Cette modélisation correspond à un matériau dont la conductivité électrique serait très petite par rapport à celle du fluide et dont la perméabilité magnétique μ tendrait vers l'infini. Cependant, la perméabilité du fer doux utilisé n'est pas infinie ($\mu_r \sim 70$) et le fer a la même conductivité électrique que le sodium.

Dans ce chapitre, nous allons réécrire l'équation d'induction en tenant compte des variations de conductivité électrique et de perméabilité magnétique. Une fois cette équation établie, nous vérifierons quelques résultats théoriques importants pour le problème dynamo en présence de gradients de perméabilité. Les principaux résultats des expériences d'induction en présence de disques de faible diffusivité magnétique seront présentés dans la seconde partie. L'interprétation de ces résultats nous amènera à proposer un mécanisme de génération du champ dynamo dans VKS. Enfin, la dernière partie exposera quelques résultats non linéaires liés au fer doux et au mu-métal.

4.1 Etudes théoriques de l'influence des gradients de perméabilité magnétique sur l'induction

4.1.1 Etablissement de l'équation d'induction inhomogène

Pour établir l'équation d'induction en présence d'inhomogénéités, il faut utiliser les équations de Maxwell dans la matière. Aux fréquences qui nous intéressent, le

courant de déplacement $\partial_t \vec{D}$ est négligeable devant \vec{j} .

$$\vec{\text{rot}} \vec{E} = -\partial_t \vec{B} \quad (4.1)$$

$$\text{div} \vec{B} = 0 \quad (4.2)$$

$$\text{div} \vec{D} = \rho \quad (4.3)$$

$$\vec{\text{rot}} \vec{H} = \vec{j} \quad (4.4)$$

Afin d'aller plus loin, il faut utiliser les relations constitutives du milieu qui lient \vec{B} à \vec{H} et \vec{E} à \vec{D} :

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \quad \vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} \quad (4.5)$$

La grande conductivité électrique σ des métaux liquides impose que la densité de charge ρ soit nulle. Il peut éventuellement exister des charges à l'interface séparant le milieu conducteur du milieu isolant. Elles peuvent être modélisées par une densité de charge surfacique ρ_s . Nous allons voir que cette densité de charge n'intervient pas dans l'équation de diffusion.

En toute rigueur, la perméabilité μ est un tenseur non linéaire. On suppose ici que $\mu = \mu_r \mu_0$ est un scalaire qui ne dépend que de la position et du temps¹. Dans ces conditions, l'équation de Maxwell-Ampère 4.4 donne :

$$\vec{\text{rot}} \vec{B} = \mu \vec{j} + \vec{\nabla} \ln \mu_r \times \vec{B} \quad (4.6)$$

Dans un milieu de conductivité σ , la loi d'Ohm exprime la densité de courant \vec{j} en fonction des champs \vec{E} et \vec{B} .

$$\vec{j} = \sigma \left(\vec{E} + \vec{u} \times \vec{B} \right) \quad (4.7)$$

En introduisant la diffusivité magnétique locale $\lambda = 1/\mu\sigma$, l'équation 4.6 devient finalement :

$$\vec{\text{rot}} \vec{B} = \frac{1}{\lambda} \left(\vec{E} + \left(\vec{u} + \lambda \vec{\nabla} \ln \mu_r \right) \times \vec{B} \right) \quad (4.8)$$

Pour déterminer l'équation d'évolution de \vec{B} , il suffit de prendre le rotationnel de cette équation et d'utiliser l'équation de Maxwell Faraday 4.1. On obtient alors :

$$\boxed{\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \vec{\nabla} \times \left(\left(\vec{u} + \lambda \vec{\nabla} \ln \mu_r \right) \times \vec{B} \right) - \vec{\nabla} \lambda \times \vec{\text{rot}} \vec{B} + \lambda \Delta \vec{B}} \quad (4.9)$$

Dans le cas inhomogène, il existe deux termes supplémentaires par rapport à l'équation d'induction homogène. Le premier $-\vec{\nabla} \ln \lambda \times \vec{B}$ existe dans le cas d'une variation de conductivité σ ou de perméabilité magnétique μ_r . Le second terme

¹Expérimentalement, le tenseur μ est isotrope, car les pièces utilisées sont bien plus grandes que les domaines de Weiss à champ nul. Cela signifie que l'étude est valable pour des champs magnétiques petits devant le champ de saturation du matériau.

$\vec{\nabla} \times (\lambda \vec{\nabla} \ln \mu_r \times \vec{B})$ est analogue à l'action d'un champ de vitesse compressible $\vec{v}_\mu = \lambda \vec{\nabla} \ln \mu_r$ et n'existe qu'en présence de gradient de perméabilité magnétique.

En général, le théorème de Cowling est démontré en se basant sur l'incompressibilité de l'écoulement [58]. Il est donc intéressant de vérifier ce théorème en présence de gradients axisymétriques de perméabilité.

4.1.2 Le théorème de Cowling

Le théorème de Cowling a déjà été démontré pour un champ de vitesse axisymétrique compressible par Ivers [48]. Le calcul que nous allons présenter ici montre qu'en présence de compressibilité le temps de décroissance du champ magnétique augmente.

L'équation d'induction peut se réécrire :

$$\partial_t \vec{B} = \nabla \times (\vec{u} \times \vec{B} + \lambda \vec{\nabla} \ln \mu_r \times \vec{B} - \lambda \vec{\nabla} \times \vec{B}) \quad (4.10)$$

Pour cette partie, tous les champs sont supposés axisymétriques et l'on utilise les coordonnées cylindriques (r, θ, z) . Le champ magnétique étant à divergence nulle, il se décompose en une partie poloïdale et une partie toroïdale.

$$\begin{aligned} \vec{B} &= \vec{B}_P + \vec{B}_T \\ &= \vec{\nabla} \times (\alpha(r, z) \vec{e}_\theta) + \beta \vec{e}_\theta \end{aligned} \quad (4.11)$$

Le même type de décomposition est valable pour le champ de vitesse $\vec{u} = \vec{u}_P + \vec{u}_T$. Le terme $\lambda \vec{\nabla} \ln \mu_r$ ne peut se décomposer de cette façon puisque que sa divergence n'est pas nulle. Toutefois, l'axisymétrie de μ impose que $\lambda \vec{\nabla} \ln \mu_r = a(r, z) \vec{e}_r + b(r, z) \vec{e}_z$. Le vecteur $\vec{\nabla} \times (\lambda \vec{\nabla} \ln \mu_r \times \vec{B}_P)$ est donc un champ poloïdal. De même, $\vec{\nabla} \times (\lambda \vec{\nabla} \ln \mu_r \times \vec{B}_T)$ est un vecteur toroïdal. La décomposition en une partie toroïdale et une partie poloïdale de l'équation 4.10 donne :

$$\partial_t \vec{B}_P = \vec{\nabla} \times (\vec{u}_P \times \vec{B}_P - \lambda \vec{\nabla} \times \vec{B}_P + \lambda \vec{\nabla} \ln \mu_r \times \vec{B}_P) \quad (4.12)$$

$$\partial_t \vec{B}_T = \vec{\nabla} \times (\vec{u}_T \times \vec{B}_P + \vec{u}_P \times \vec{B}_T - \lambda \vec{\nabla} \times \vec{B}_T + \lambda \vec{\nabla} \ln \mu_r \times \vec{B}_T) \quad (4.13)$$

Ces deux équations sont identiques à un terme près, $\vec{\nabla} \times (\vec{u}_T \times \vec{B}_P)$, qui traduit l'effet ω et correspond à un terme source pour le champ toroïdal. Pour prouver qu'un champ de vitesse axisymétrique ne peut maintenir un champ dynamo axisymétrique, il suffit de montrer que l'équation de \vec{B}_P est une équation de diffusion sans source. Le champ \vec{B}_P tend alors vers 0, ce qui annule le terme source du champ toroïdal \vec{B}_T qui finira, lui-même, par décroître.

Pour la suite, nous allons seulement considérer l'équation 4.12 gouvernant l'évolution du champ poloïdal \vec{B}_P . En utilisant la définition du potentiel vecteur α (voir l'équation 4.11) et la jauge de Coulomb ($\text{div}(\alpha \vec{e}_\theta) = 0$), on obtient l'équation :

$$\partial_t \alpha \vec{e}_\theta = (\vec{u}_P + \lambda \vec{\nabla} \ln \mu_r) \times (\vec{\nabla} \times \alpha \vec{e}_\theta) + \lambda \Delta \alpha \vec{e}_\theta \quad (4.14)$$

L'utilisation des coordonnées cylindriques impose les relations suivantes :

$$\vec{u} \times (\vec{\nabla} \times \alpha \vec{e}_\theta) = -\frac{\vec{e}_\theta}{r} (\tilde{u} \cdot \nabla) r \alpha \quad (4.15)$$

$$\Delta \alpha \vec{e}_\theta = \vec{e}_\theta \left(\nabla^2 - \frac{1}{r^2} \right) \alpha \quad (4.16)$$

avec

$$\tilde{u} \cdot \nabla = \tilde{u}_r \partial_r + \frac{\tilde{u}_\theta}{r} \partial_\theta + \tilde{u}_z \partial_z$$

$$\nabla^2 = \partial_{rr} + \frac{1}{r^2} \partial_{\theta\theta} + \partial_{zz}$$

$$\vec{u} = \tilde{u} + \lambda \vec{\nabla} \ln \mu_r$$

En posant $\chi = r\alpha$, à partir de l'équation 4.14 et des relations précédentes, on obtient l'équation du flux :

$$\partial_t \chi + (u + \lambda \nabla \ln \mu_r) \cdot \nabla \chi = \lambda \left(\nabla^2 - \frac{2}{r} \partial_r \right) \chi \quad (4.17)$$

Cette dernière équation est une équation de diffusion où le terme $\lambda \nabla \ln \mu_r \cdot \nabla \chi$ permet l'advection des gradients du flux. En supposant² que $u_P \cdot \nabla \lambda = 0$ et en intégrant sur le volume total, on obtient :

$$\frac{d}{dt} \int \chi^2 d\tau = - \int (\nabla \chi)^2 d\tau + \int \frac{\chi^2}{2} \Delta \ln \mu d\tau \quad (4.18)$$

Ainsi, la décroissance de $\int \chi^2 d\tau$ peut être atténuée par le terme en $\Delta \ln \mu_r$, suivant la répartition des inhomogénéités. Le même calcul avec un champ de vitesse compressible donne le même type de résultats [90] : la compressibilité permet d'augmenter le temps de décroissance du champ magnétique. Ivers termine la démonstration et prouve que les gradients de perméabilité ne permettent pas de violer le théorème de Cowling [48].

Ce calcul montre que le théorème de Cowling est toujours valable. La dynamo axisymétrique de VKS met donc en jeu une composante non axisymétrique de l'écoulement. Cette remarque ne nous permet pas de distinguer le rôle du fer dans l'expérience VKS. Afin de comprendre comment les changements de perméabilité interviennent dans les mécanismes de base, nous avons décidé d'étudier le comportement de l'induction en présence de fer doux.

²Cette approximation est valide dans l'expérience VKS puisque les gradients de diffusivité sont localisés au niveau des parois où la vitesse est nulle.

4.1.3 Etablissement de l'équation d'induction dans le cadre d'un petit Rm

L'équation 4.9 est adaptée à l'étude de la dynamo car le champ généré par l'écoulement est grand par rapport au champ extérieur. Dans le cadre de l'induction à petit Rm , il est plus intéressant de dériver directement une équation où l'on distingue le champ appliqué \vec{B}^A et le champ induit \vec{B}^I . La distinction se fait au niveau des équations de Maxwell, les sources du champ appliqué étant extérieures au système :

$$\text{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}^I}{\partial t} \quad (4.19)$$

$$\text{rot} \frac{\vec{B}^I}{\mu} = \vec{j} \quad (4.20)$$

$$(4.21)$$

Les expériences d'induction faites dans le gallium sont à petit Rm : le champ induit \vec{B}^I est négligeable devant \vec{B}^A . La loi d'Ohm devient alors :

$$\vec{j} = \sigma \left(\vec{E} + \vec{u} \times \vec{B}^A \right) \quad (4.22)$$

En combinant les différentes équations entre elles, on obtient l'équation d'évolution du champ induit :

$$\partial_t \vec{B}^I = \text{rot}(\vec{u} \times \vec{B}^A) + \text{rot}(\lambda \vec{\nabla} \ln \mu_r \times \vec{B}^I) - \vec{\nabla} \lambda \times \text{rot} \vec{B}^I + \lambda \Delta \vec{B}^I \quad (4.23)$$

Cette équation montre clairement que le moteur de l'induction est lié au terme de cisaillement et d'advection $\text{rot}(\vec{u} \times \vec{B}^A)$. Cependant, les termes liés aux gradients de perméabilité ou de conductivité peuvent amplifier le champ induit.

Afin de distinguer l'effet des gradients de conductivité de l'effet des gradients de perméabilité, nous avons réalisé des expériences d'induction dans l'expérience VKG avec des turbines en cuivre, en fer doux et en mu-métal. Les différents résultats sont comparés à ceux des turbines en acier inoxydable.

4.2 Etude du rôle des disques

Les tailles caractéristiques de l'expérience et les propriétés physiques du gallium sont données en introduction. Les turbines sont constituées d'un disque de 80 mm de rayon pour 10 mm d'épaisseur et de huit pales droites démontables de 10 mm de hauteur³. Ce système permet d'étudier séparément les effets liés au pales et ceux liés au disque. Les schémas des différents dispositifs expérimentaux et des turbines sont représentés sur la figure 4.1.

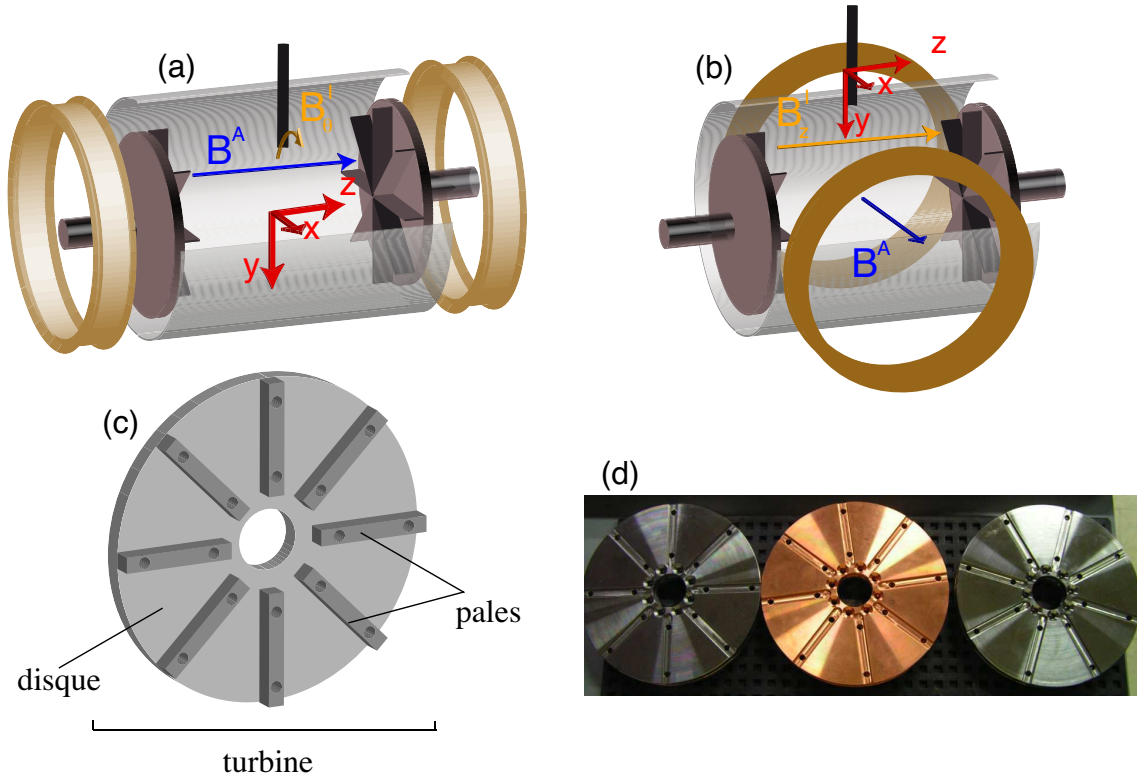


FIG. 4.1 – a) Dispositif expérimental dans la configuration axiale. b) Dispositif expérimental dans la configuration transverse. c) Schéma des turbines utilisées, les pales sont fixées sur le disque à l'aide de vis en acier inoxydable. d) Photographie des disques en acier inoxydable, en cuivre et en fer doux (de gauche à droite).

	acier	Ga	Cu	Fe
σ [$\times 10^6 \Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$]	$\sigma_{304L}=1.4$	$2.6\sigma_{304L}$	$42\sigma_{304L}$	$7.3\sigma_{304L}$
μ_r	1	1	1	65
$\lambda^{-1} = \mu\sigma$ [$\text{m}^{-2} \cdot \text{s}$]	$\lambda_{304L}^{-1}=1.8$	$2.6\lambda_{304L}^{-1}$	$42\lambda_{304L}^{-1}$	$475\lambda_{304L}^{-1}$

TAB. 4.1 – Tableau récapitulatif des conductivités et perméabilités magnétiques des différents matériaux utilisés.

La table 4.1 donne les conductivités électriques du gallium, du cuivre, du fer doux et de l'acier inoxydable 304L à partir des données du Handbook [52]. L'acier utilisé est amagnétique, sa perméabilité relative μ_r est donc égale à 1. La perméabilité

³Dans cette partie, nous appelons disque le cylindre sur lequel sont fixées les pales. L'ensemble disque+pales forme la turbine.

magnétique du fer doux dépend fortement de son usinage : il faut donc la mesurer une fois les pièces finies. La technique de mesure choisie s'inspire de l'article [65] : un fluxmètre est monté sur deux pales en fer doux et un autre sur deux pales en cuivre placées côte à côte dans un solénoïde. Le fluxmètre placé sur les pales de cuivre mesure l'excitation magnétique H et celui placé sur celles en fer mesure l'intensité du champ magnétique dans le fer B . En faisant varier le courant du solénoïde, on peut mesurer le cycle d'hystérésis du fer doux et déduire μ_r . Les différentes mesures de la perméabilité du fer doux donnent $\mu_{rFe} = 65 \pm 10 \%$. Cet ordre de grandeur peut être utilisé pour les disques en fer doux de l'expérience VKS puisqu'ils sont faits dans le même matériau et ont été usinés à peu près de la même façon.

Remarque : Dans un premier temps, nous avons mesuré directement le produit $\mu\sigma$ à partir de l'effet de peau en appliquant un champ magnétique alternatif. Cette technique nous a permis de mesurer la conductivité du cuivre qui est environ 40 fois plus grande que celle de l'acier inoxydable 304L. Pour le fer, aucune évolution de l'épaisseur de pénétration n'a été mesurée. Cette technique de mesure ne semble valable que pour des mesures de conductivité. L'augmentation de μ_r traduit une augmentation des interactions entre spins. Si la fréquence est suffisamment petite, les spins peuvent suivre les variations du champ magnétique et le transmettre d'un côté à l'autre du matériau sans atténuation.

Le champ magnétique appliqué est déformé en présence des turbines contenant du fer doux. Nous avons vérifié expérimentalement et à l'aide du logiciel FEMM [1] que ces modifications étaient faibles : de l'ordre de 10%. De plus, pour minimiser cet effet, le champ appliqué \vec{B}^A est mesuré dans chaque configuration.

4.2.1 Présentation des résultats expérimentaux

La configuration axiale

Le dispositif expérimental est représenté sur la figure 4.1. Le champ appliqué axial B_z^A est créé par deux bobines dans une configuration proche de la configuration de Helmholtz. La figure 4.2 montre que le champ appliqué \vec{B}^A n'est quasiment pas modifié par les disques en fer doux. Les mesures avec les turbines en acier montrent qu'ici l'effet principal est l'effet ω . Nous nous sommes donc intéressés au champ azimuthal induit B_θ^I au niveau de la couche de cisaillement.

Comme nous l'avons vu au cours du chapitre 2, le mode dynamo excité dans l'expérience VKS diffère de celui prévu par les simulations numériques utilisant l'écoulement moyen et des conditions aux limites isolantes. Les disques en fer doux peuvent modifier le mode du champ induit et donc changer le mode dynamo.

Dans un premier temps, nous allons nous placer dans le plan médian, au niveau de la couche de cisaillement, pour étudier le champ induit par l'effet ω . Dans les expériences en gallium, le nombre de Reynolds magnétique effectif est défini par le rapport du champ azimuthal induit sur le champ axial appliqué : $Rm_{\text{eff}} = \langle B_\theta^I \rangle / B_z^A$,

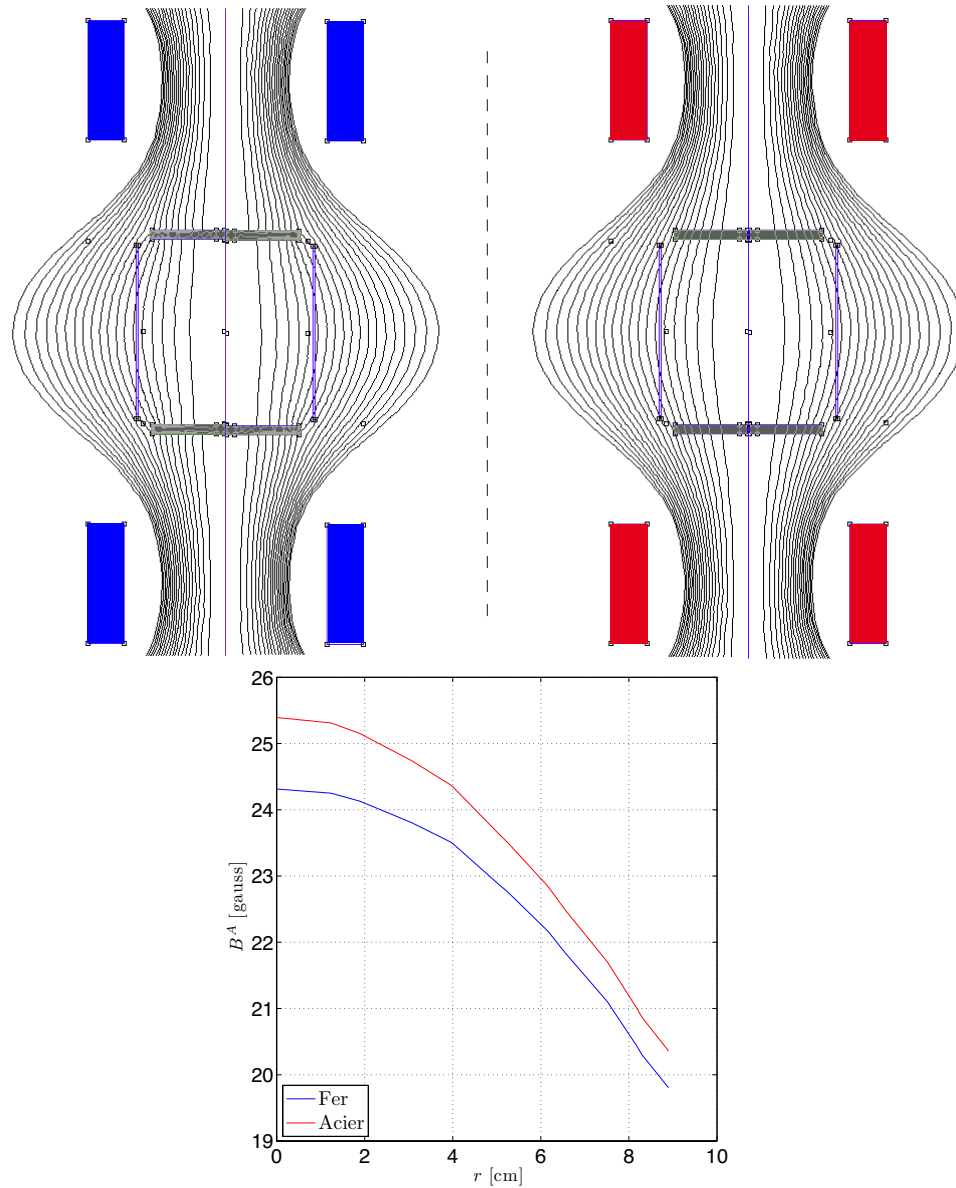


FIG. 4.2 – Lignes de champ calculées à l’aide du logiciel FEMM. Les valeurs de B sont les mêmes dans les deux représentations. A gauche : lignes de champ en présence des disques en fer. A droite : lignes de champ avec les disques en cuivre. Les blocs rouges représentent les bobines. Les blocs grisés représentent les disques. Le bloc bleu délimite la zone de l’écoulement. En bas : évolution radiale du champ axial dans le plan médian calculé à l’aide du logiciel FEMM.

les deux étant mesurés au même point. Cette grandeur permet de comparer l’efficacité de l’induction dans les différents cas et de s’affranchir des modifications du champ appliqué créées par le fer. L’évolution radiale du champ induit $B_{\theta}^I(r)$ est

représentée sur la figure 4.3 et est identique quelque soit le matériau utilisé pour la turbine. Ici, l'évolution de Rm_{eff} est linéaire avec la fréquence F de rotation des

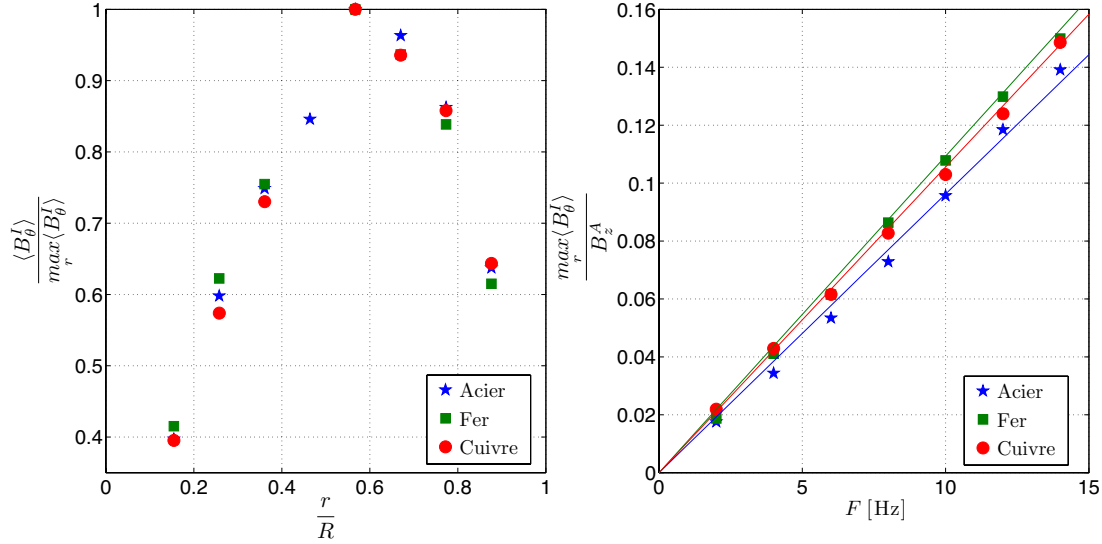


FIG. 4.3 – A gauche : Profil radial du champ azimuthal induit B_{θ}^I normalisé par le champ induit maximal pour les disques en acier inoxydable (\star), en fer (\blacksquare) et en cuivre (\bullet) pour $F = 12$ Hz. A droite : évolution du Reynolds magnétique effectif Rm_{eff} en fonction de la fréquence F de rotation des disques pour le capteur où le profil est maximal.

disques. Le profil est donc indépendant de F . En se plaçant au maximum du profil, on constate que l'amplitude du mode est indépendante du matériau (à 10 % près), *cf.* figure 4.3.

Le champ moyen dynamo de l'expérience VKS est globalement axisymétrique. Le théorème de Cowling restant valable en présence de gradient de perméabilité, les fluctuations non axisymétriques jouent un rôle dans la génération du champ magnétique. On pourrait alors penser que le fer modifie les fluctuations du champ induit. La figure 4.4 montre que ces fluctuations ne sont pas affectées par le changement de matériau.

Les expériences avec les turbines mixtes (disques en fer doux et pales en acier inoxydable ou inversement) ne sont pas représentées ici, mais donnent exactement les mêmes résultats. Il semble que le changement de conductivité ou de perméabilité des disques n'influence pas l'effet ω dans le plan médian.

Dans l'expérience VKG, l'on peut placer une sonde dans un plan décalé équidistant du centre de l'expérience et d'une des deux turbines. Il est ainsi possible de mesurer d'éventuels effets localisés à proximité des turbines. La figure 4.5 représente l'évolution du Reynolds magnétique effectif local mesuré dans le plan décalé. Le profil est peu modifié en changeant les turbines. En revanche, l'évolution de l'amplitude

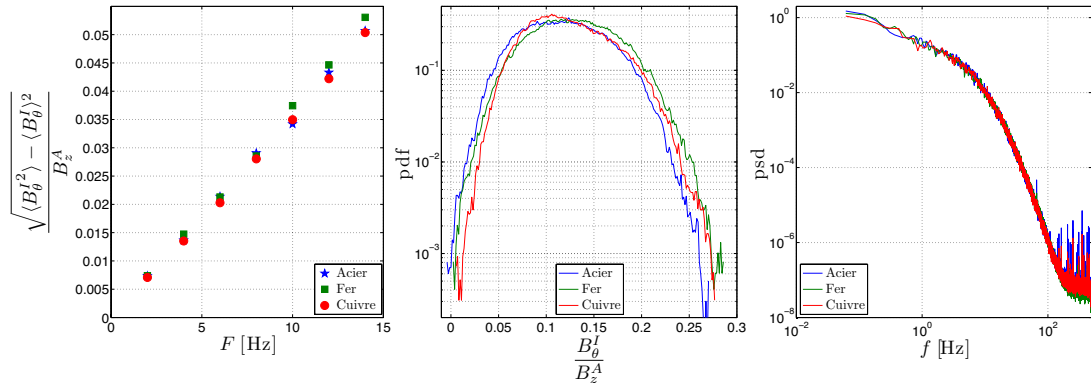


FIG. 4.4 – A gauche : évolution de la déviation standard du champ induit pour le maximum du profil d’induction en fonction de la fréquence F des disques. Au centre : pdf du champ induit pour $F=12$ Hz et $r = 0,57.R$. A droite : spectre du champ induit à la même fréquence et à la même position.

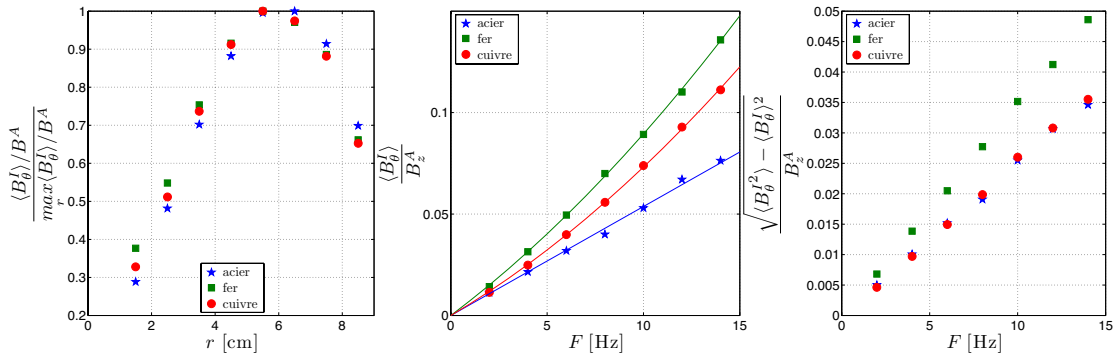


FIG. 4.5 – A gauche : profil du champ azimuthal induit B_{θ}^I normalisé par le champ appliqué axial B_z^A dans le plan décalé pour $F = 12$ Hz. Au centre : évolution du nombre de Reynolds magnétique effectif en fonction de la fréquence de rotation des moteurs. A droite : évolution des fluctuations du champ induit normalisé par le champ appliqué en fonction de la fréquence.

moyenne du mode en fonction de la fréquence dépend fortement du matériau utilisé. L’induction est beaucoup plus efficace lorsque les turbines en cuivre ou en fer doux sont utilisées. De plus, lorsque la turbine a une plus faible diffusivité magnétique que le fluide, *i.e.* pour celle en cuivre et en fer, l’induction n’est plus linéaire mais devient quadratique. L’évolution radiale du profil est légèrement différente pour l’acier comparée aux deux autres matériaux.

Contrairement au champ moyen, la variance du champ induit est identique dans le cas des disques en acier et en cuivre. En revanche, les disques en fer ont une

variance plus importante. Ce changement ne se traduit pas sur la forme de la pdf.

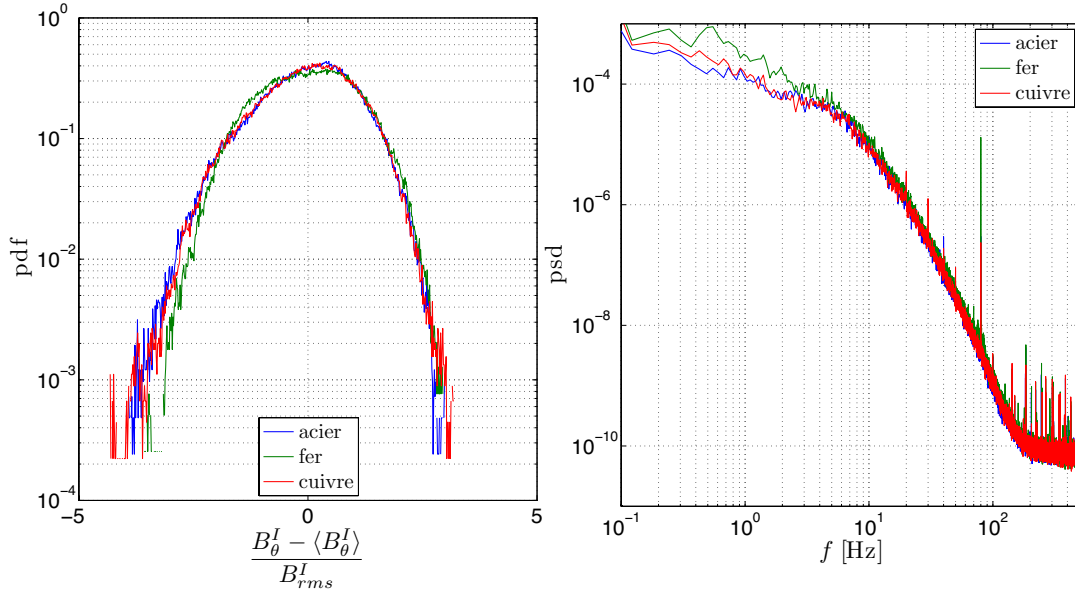


FIG. 4.6 – A gauche : pdf normalisées du champ induit B_θ^I dans le plan décalé pour $r = 5,5$ cm à $F = 10$ Hz. A droite : spectres du champ induit normalisé par le champ appliqué au même point et à la même fréquence pour les trois types de disque.

En revanche, les spectres reproduits sur la figure 4.6 montrent que la dynamique basse fréquence est plus riche lorsque l'on utilise les disques en fer doux. Le pic à $f = 8F$, correspondant au passage des pales, est également beaucoup plus marqué dans le cas des disques en fer doux.

Il est intéressant de noter que ce phénomène se retrouve également dans les mesures d'induction réalisées lors des dernières campagnes VKS. La figure 4.7 représente l'évolution du champ induit normalisé par le champ appliqué en fonction de la fréquence de rotation des disques. Les mesures ont été réalisées dans le plan médian et dans le plan décalé lors des campagnes vks2- p et vks2- q . Dans les deux cas, l'amplitude du champ appliqué est comparable : l'effet des contre-flasques et celui des turbines en fer sur les lignes de champ sont proches. Dans le plan médian, les mécanismes d'induction sont comparables lors des deux campagnes. En revanche, dans le plan décalé, le champ azimuthal induit est plus fort lorsque l'on utilise un disque en fer doux. Bien que le nombre de Reynolds magnétique soit plus important dans l'expérience VKS, on retrouve donc le même phénomène que dans l'expérience VKG.

Nous allons maintenant étudier la configuration transverse afin d'analyser l'effet des turbines sur ce mécanisme.

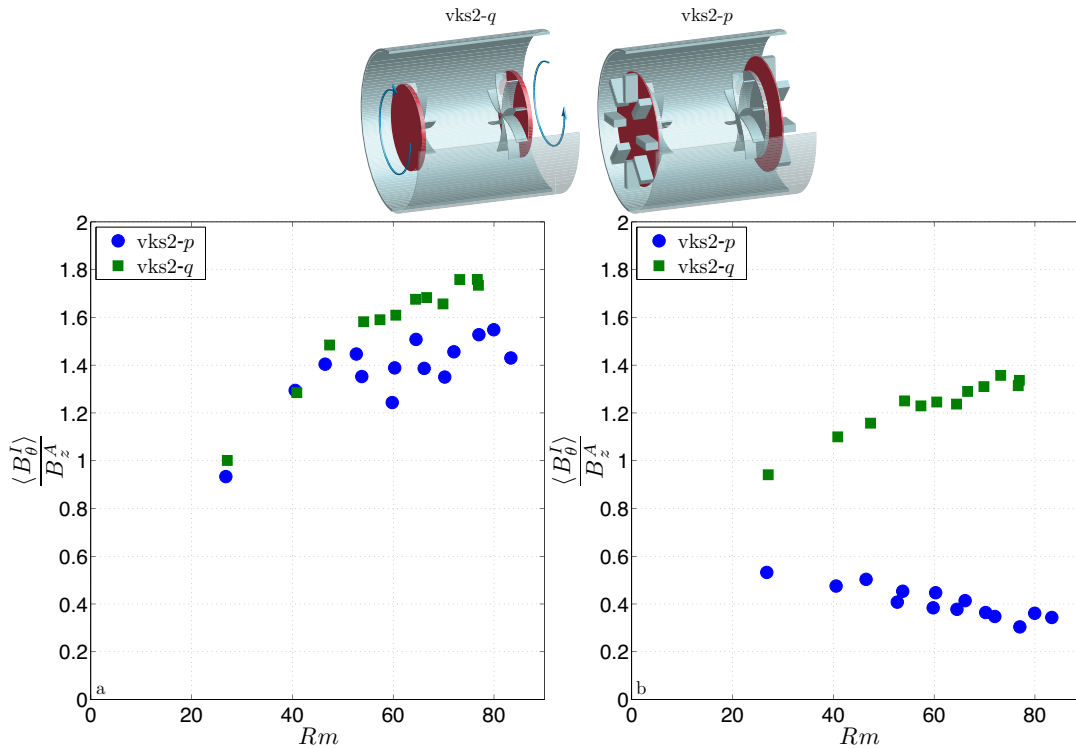


FIG. 4.7 – a) Evolution du champ azimuthal induit normalisé dans le plan médian par effet ω en fonction de la fréquence de rotation. b) Evolution du champ azimuthal induit normalisé dans le plan décalé par effet ω en fonction de la fréquence de rotation. Les capteurs utilisés lors des campagnes vks2-p (●) et vks2-q (■) sont à la même hauteur.

La configuration transverse

Le dispositif expérimental est rappelé sur la figure 4.1.b. Dans cette configuration, l'expérience n'est plus axisymétrique. Il est alors impossible de calculer l'allure du champ à l'aide du logiciel FEMM qui ne gère que les problèmes axisymétriques ou les problèmes 2D. Il est donc important de mesurer le champ appliqué au même point que le champ induit pour tenir compte de la déformation des lignes de champ. La distorsion du champ liée aux turbines est relativement faible dans le plan médian étant donné que les turbines sont relativement loin du point de mesure. Dans ce plan, le champ appliqué mesuré avec les turbines en fer est 10 % plus faible que celui mesuré avec les turbines en acier. Dans le plan décalé, l'écart varie entre 30 et 40 %.

Comme pour le cas axial, on s'intéresse dans un premier temps au champ moyen. La figure 4.8 montre que le profil du champ induit est identique pour les trois disques. Par contre, l'intensité de l'induction est plus forte lorsque l'on augmente μ ou σ . On observe une variation d'environ 190 % entre le fer et l'acier inoxydable et d'environ

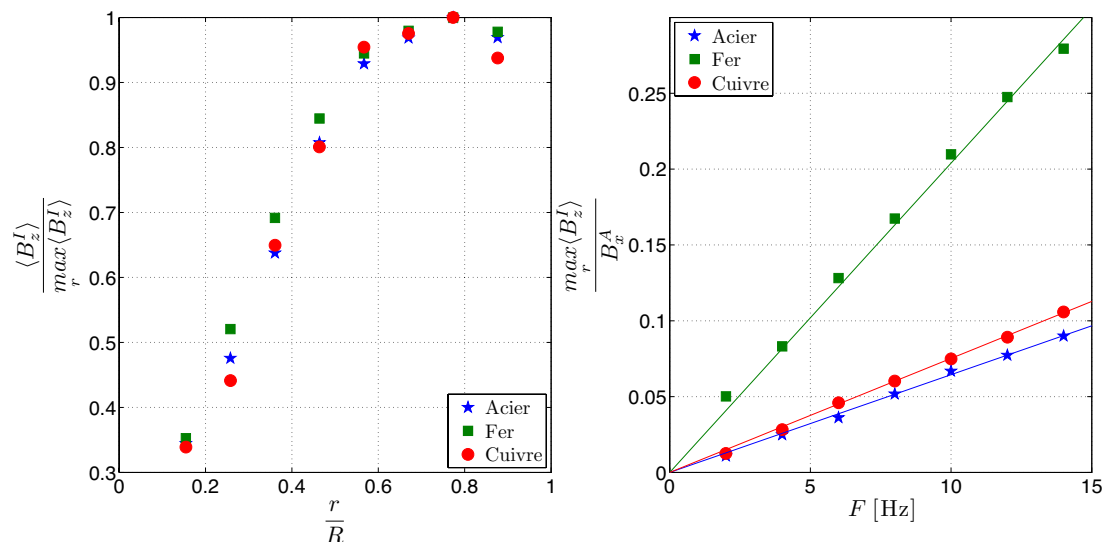


FIG. 4.8 – A gauche : Profil radial du champ axial induit B_z^I normalisé par le champ induit maximal. Les mesures ont été réalisées avec les disques en acier inoxydable 304L (\star), en fer (\blacksquare) et en cuivre (\bullet) à $F = 12$ Hz. A droite : évolution du champ induit B_z^I normalisé par le champ appliqué B_x^A en fonction de la fréquence F de rotation des disques pour le maximum du profil.

15 % entre le cuivre et l'acier. Ces observations montrent que le mécanisme à l'origine du champ induit est le même pour les trois disques (même profil et comportement linéaire avec F). Mais ce mécanisme est fortement influencé par le produit $\mu\sigma$ du disque.

Intéressons-nous maintenant aux fluctuations du champ induit. La figure 4.9 montre une légère augmentation, d'au plus 10 %, pour les disques en fer. Cette variation n'est toutefois pas comparable à l'augmentation du champ moyen. Les fonctions de distribution ont la même forme bimodale; l'augmentation de la variance pour les disques en fer se traduit par un léger élargissement de la pdf. Les spectres, en revanche, ne sont pas modifiés par les différents disques. Pour comprendre ce phénomène, nous allons proposer un mécanisme qui modifie fortement la moyenne du champ sans modifier ses fluctuations.

Dans un premier temps, nous allons analyser les modifications observées dans le cas transverse. Nous verrons ensuite pourquoi, dans le cas axial, aucune modification du champ induit n'est observable dans le plan médian, alors que l'on mesure une variation dans le plan décalé.

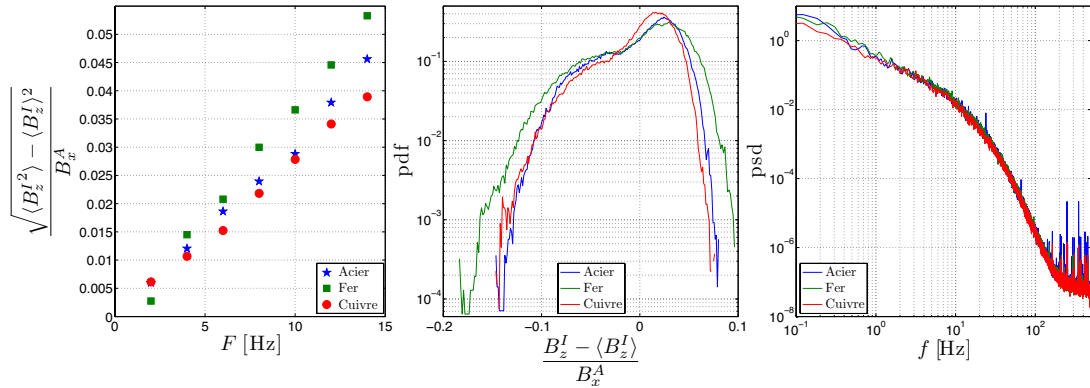


FIG. 4.9 – A gauche : évolution des fluctuations du champ axial induit dans le plan médian en fonction de la fréquence F de rotation des disques. Disques en inox (\star), en fer (\blacksquare) et en cuivre (\bullet). Au centre : fonction de distribution du champ induit pour $F = 12$ Hz. A droite : spectre pour les 3 turbines pour $F=12$ Hz.

4.2.2 Interprétation des résultats

Le cas transverse

Dans le cas où les disques sont en acier, l'explication du mécanisme d'induction en champ transverse est donnée dans la thèse de M. Bourgoïn [18]. Lorsque le champ appliqué est parallèle à \vec{e}_x , l'expérience n'est plus axisymétrique. On note θ l'angle entre le point de mesure et le vecteur \vec{e}_x : $\theta = 0$ correspond à une mesure suivant l'axe \vec{e}_x , $\theta = \pi/2$ correspond au vecteur \vec{e}_y . Dans le plan médian, les symétries de l'expérience impose le fait que le champ axial mesuré en $\theta = 0$ soit être nul. En $\theta = \pi/2$ il n'existe pas de contraintes liées aux symétries de l'expérience. L'écoulement de von Kármán étant fortement hélicitaire, on s'attendrait à ce que la mesure de B_z sonde l'effet Parker lié à cette hélicité et donc être quadratique avec la vitesse des disques. Cependant, les mesures montrent que le champ axial induit évolue linéairement avec la fréquence de rotation des disques.

En effet, les deux cellules vont induire deux champs de signes opposés suivant e_y (voir figure 4.10). Ces champs induits sont associés à des nappes de courants situées dans le plan médian et à chaque extrémité de l'expérience. La cuve étant isolante, les courants doivent reboucler à l'intérieur de l'écoulement. Il existe donc un champ axial créé par ces nappes de courants dans le plan médian. On retrouve ce résultat en utilisant l'équation d'induction inhomogène présentée précédemment. Au niveau de la cuve, le terme $\vec{\nabla} \lambda \times \text{rot} \vec{B}^I$ crée un champ axial qui est proportionnel à la vorticité radiale et au saut de diffusivité magnétique $\delta \lambda$ [18].

L'origine des champs induits suivant \vec{e}_y peut se comprendre à l'aide de la loi de Faraday. Considérons un circuit magnétique, initialement parallèle au champ appliqué, dans une cellule de l'écoulement. Le flux de B à travers ce circuit est alors

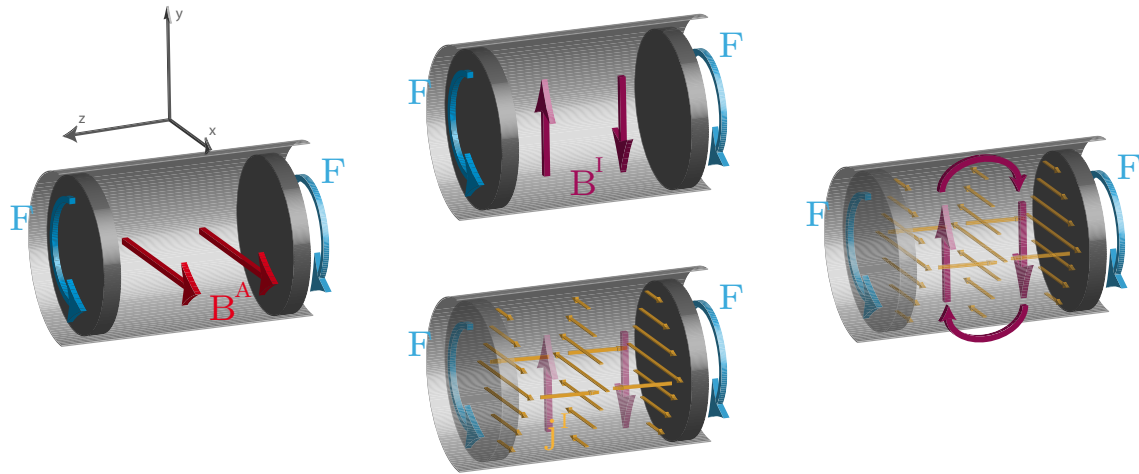


FIG. 4.10 – La figure de gauche correspond à la condition initiale avec un champ appliqué transverse suivant \vec{e}_x . Au centre en haut, chaque demi cellule induit un champ suivant \vec{e}_y . Au centre en bas, la distribution de courant induit associée aux champ induit. A droite : origine du champ axial induit $B^I \vec{e}_z$ mesuré.

nul. La rotation du fluide va entraîner ce circuit et faire varier son flux magnétique $\int \vec{B} \cdot d\vec{S}$. La loi de Faraday stipule qu'un courant va circuler dans le circuit et créer un champ induit. Ce champ va être perpendiculaire au circuit et va donc avoir une composante parallèle à \vec{e}_y , comme le montre la figure 4.11.

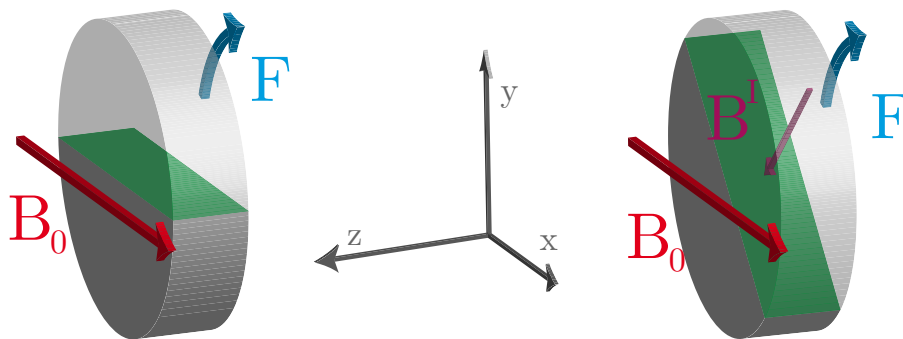


FIG. 4.11 – Schéma illustrant la loi de Faraday lors de la rotation des disques.

Un phénomène identique existe pour les disques avec un effet d'autant plus fort que $\mu\sigma$ est grand. A une variation de flux donnée, l'augmentation de la conductivité permet de faire circuler plus de courant. Une augmentation de la perméabilité magnétique permet de concentrer les lignes de champs et donc d'augmenter la variation du flux. Contrairement à l'écoulement qui est turbulent, le circuit magnétique au niveau du disque est advecté par une rotation solide. Les fluctuations du champ induit au niveau de la turbine sont donc négligeables devant celles créées par l'écoulement.

Ces effets ont en partie été étudiés par Herzenberg. Dans l'article [47], il considère un disque de rayon a , de volume V_{cyl} et de conductivité σ en rotation à la vitesse angulaire Ω dans un milieu de même conductivité. Pour comparer ses résultats avec ceux de notre expérience, il faut considérer le cas où le disque tourne suffisamment lentement pour que l'épaisseur de peau $\ell_d = (\mu\sigma F)^{-1}$ soit grande devant le rayon du disque a . Lorsqu'un champ perpendiculaire à l'axe du disque est appliqué, il apparaît un champ induit \vec{B}^I perpendiculaire à l'axe de rotation (\hat{z}) et au champ appliqué. En adoptant un repère de coordonnées sphériques (r, θ, ϕ) dont l'origine est au centre du disque, le champ induit vérifie l'équation :

$$B^I(r, \theta, \phi) = \frac{1}{32\pi^2} (2\pi\mu\sigma\Omega a^2) B^A V_{cyl} \hat{z} \times \nabla \left(\frac{\sin\theta \cos\phi}{r^2} \right) \quad (4.24)$$

Puisque le champ induit décroît comme r^{-3} , il est difficilement mesurable directement.

Si l'on extrapole ce résultat à l'expérience VKG, la décroissance du champ induit par le disque peut être plus lente grâce à l'advection du champ par l'écoulement. Cependant, même avec une décroissance rapide, dans la configuration transverse, les courants induits par chaque cellule bouclent dans le plan médian. Le champ axial induit permet donc une mesure non locale de ce qui se passe dans chaque partie de l'écoulement grâce au terme $\vec{\nabla}\lambda \times \text{rot}\vec{B}^I$.

Nous allons vérifier que le champ induit moyen mesuré est bien la somme de deux termes, l'un dû au fluide l'autre à la turbine. Imaginons une expérience dans laquelle les turbines et le fluide aient exactement la même diffusivité. Le champ induit dans le plan médian s'écrit alors :

$$B_z^I = K_f \mu \sigma_f U R B^A = K_f Rm B^A \quad (4.25)$$

où K_f est une constante géométrique traduisant l'efficacité du mécanisme, $\mu\sigma_f$ l'inverse de la diffusivité du milieu, U la vitesse caractéristique, R la taille caractéristique et B^A le champ appliqué. Comme les turbines n'ont pas la même diffusivité magnétique que celle du fluide, le champ induit par les disques va être différent de celui qui serait induit par le même volume de fluide avec le même champ de vitesse. Au premier ordre, le champ induit correctif $B_{z_c}^I$ s'écrit :

$$B_{z_c}^I = K \left(\frac{\mu\sigma_d}{\mu\sigma_f} - 1 \right) Rm B^A \quad (4.26)$$

K est une constante géométrique liée au mécanisme de l'induction au niveau des disques, $\mu\sigma_d$ l'inverse de la diffusivité magnétique du disque, Rm le nombre de Reynolds magnétique de l'écoulement. L'équation 4.24 montre que le champ induit est proportionnel au volume de la turbine. Les pales étant interchangeables, il est possible de faire des turbines mixtes fer/acier. La différence de diffusivité magnétique

est alors suffisamment grande pour que le terme correctif de l'acier soit négligeable devant celui du fer (voir tableau 4.1). Il est ainsi possible de faire varier le volume effectif de turbine en gardant la même géométrie et donc le même écoulement. En notant V_{max} le volume total de la turbine et $V_{Fe/Cu}$ le volume de fer ou de cuivre dans la turbine, la constante K s'écrit :

$$K = K_d \frac{V_{Fe/Cu}}{V_{max}} \quad (4.27)$$

Dans le cas homogène (toute la turbine est en fer, cuivre ou acier inoxydable), les deux volumes sont égaux. Le champ induit par l'expérience s'écrit alors :

$$B_z^I = \left(K_f \mu \sigma_f + K_d \left(\frac{\mu \sigma_d}{\mu \sigma_f} - 1 \right) \frac{V_{Fe/Cu}}{V_{max}} \right) Rm B_x^A \quad (4.28)$$

La dérivée de B_z^I/B_x^A par rapport à Rm est donc une fonction linéaire de $(\mu \sigma_d/\mu \sigma_f - 1)V_{Fe/Cu}/V_{max}$. La figure 4.12 est en bon accord avec cette prédiction. Les barres d'erreur représentées sur cette figure traduisent l'incertitude sur la mesure de la perméabilité magnétique du fer doux et sur le volume à considérer pour les turbines. Comme les pales sont fixées sur le disque à l'aide de vis en acier inoxydable, qui est un moins bon conducteur électrique que le fer ou le cuivre, la circulation de courant dans les pales est modifiée par les trous des vis. Pour les disques mixtes, la diffusivité magnétique étant beaucoup plus grande dans l'acier que dans le fer doux, seul l'effet du fer doux a été pris en compte. Malgré le petit nombre de points, on constate que la correction linéaire est valable sur deux ordres de grandeurs. Si l'on veut affiner cette étude, il faut trouver des matériaux avec une diffusivité magnétique permettant d'avoir des points dans la zone intermédiaire.

La fréquence des disques est régulée et ne fluctue quasiment pas ($\lesssim 0.5\%$ à ces vitesses de rotation). Le mécanisme que nous venons de décrire ne modifie donc pas les fluctuations du champ induit. Expérimentalement, la variance du champ induit augmente légèrement lorsque les disques en acier sont remplacés par des disques en fer doux. Les cellules de recirculation de l'écoulement peuvent, par exemple, étirer le champ induit par les disques et augmenter légèrement la variance du champ.

Le cas axial

Herzenberg s'est aussi intéressé à l'effet ω produit par un cylindre de rayon a et de hauteur h tournant dans un milieu de même conductivité σ . Lorsqu'un champ axial est appliqué, le cylindre induit un champ azimuthal qui décroît en r^{-3} (voir [47] page 533).

Dans l'écoulement de von Kármán, le cisaillement entre la turbine et le fluide n'est pas aussi fort que dans le cas étudié par Herzenberg. Cependant, les études de F. Ravelet [71] montrent que même entre les pales le fluide ne va pas aussi vite que le disque. Ce cisaillement peut engendrer un champ azimuthal proche de la turbine. Ce champ peut éventuellement être augmenté par les conditions aux limites. Les

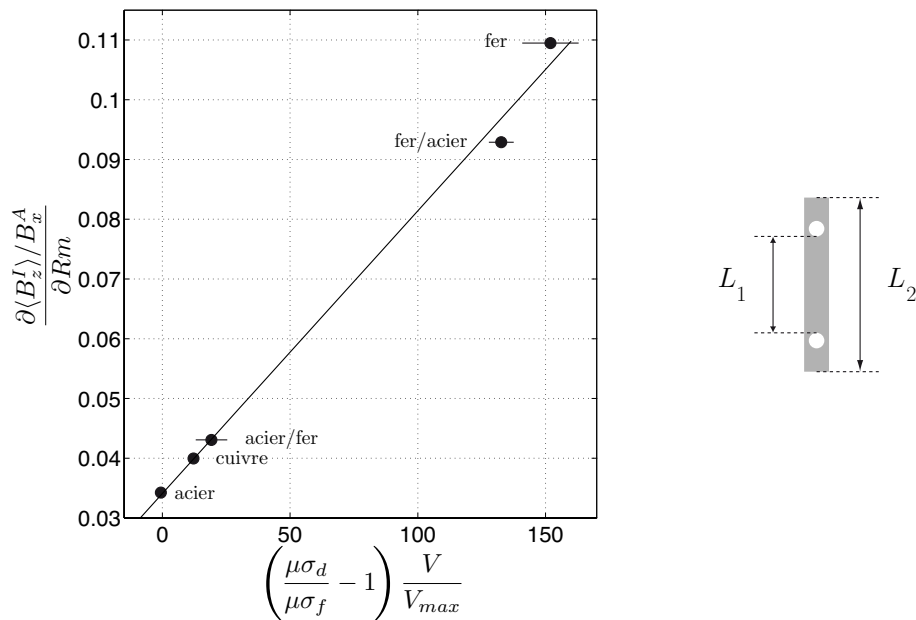


FIG. 4.12 – A gauche : Evolution de $\partial(B_z^I/B^A)/\partial Rm$ en fonction de $(\mu\sigma_d/\mu\sigma_f - 1)V_{disc}/V_{max}$. A droite : schéma des pales représentant le problème de la définition de la longueur pour le volume effectif.

mesures de la figure 4.3 ont été réalisées dans le plan médian, relativement loin des turbines. Dans cette configuration, il n’y a pas de mécanisme qui empêche les courants de circuler au niveau du disque. Le champ va donc décroître lorsque l’on s’éloigne du disque. Si la décroissance est en r^{-3} comme dans l’article d’Herzenberg et qu’au niveau des pales le champ est de l’ordre du champ appliqué, le champ induit par les disques devrait être 10^3 fois plus petit au centre. Il est donc normal de ne mesurer aucune différence entre les trois expériences.

La mesure dans le plan décalé montre qu’effectivement il existe un champ azimuthal induit dû aux turbines. Le fait que les profils soient différents avec les turbines en acier ou celles de plus faible diffusivité magnétique semble indiquer que le mécanisme d’induction est différent pour les disques en acier. De plus, l’évolution de l’induction avec les disques en acier est linéaire avec la vitesse de rotation F des disques, alors que pour les deux autres matériaux il existe une contribution quadratique non négligeable.

Pour comprendre ce qu’il se passe, il faut décomposer le mécanisme d’induction près du disque en plusieurs étapes. Celles-ci sont représentées sur le schéma 4.13.

- Le cisaillement entre le disque et le fluide est à l’origine d’un champ induit B_θ^1 ; ce champ est plus près des turbines pour les disques en fer et en cuivre puisque la grande conductivité électrique permet au courant de boucler à l’intérieur du disque.

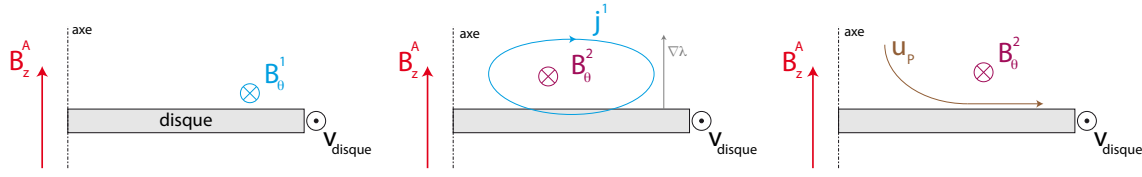


FIG. 4.13 – Schéma des différentes étapes du mécanisme d'effet ω à proximité du disque

- Ce champ azimuthal est associé à des courants induits $\vec{j}^1 = \text{rot} \vec{B}^1 / \mu$ qui bouclent près du disque. Dans l'équation d'induction, il faut donc tenir compte du terme :

$$\lambda \Delta \vec{B}_\theta^2 = \vec{\nabla} \lambda \times \text{rot} \vec{B}_\theta^1 \quad (4.29)$$

Dans le cas où le disque a une diffusivité magnétique plus petite que celle du fluide, le champ azimuthal induit est renforcé. Cet effet-là reste linéaire avec la fréquence de rotation puisqu'il s'agit d'un renforcement du champ existant par le gradient de diffusivité.

- Près du disque, le fluide est éjecté par la force centrifuge. Le champ magnétique induit à ce niveau-là peut être advecté par le fluide et ainsi être renforcé :

$$\text{rot} (\vec{u}_P \times \vec{B}_\theta^{1+2}) = \lambda \Delta \vec{B}_\theta^{NL} \quad (4.30)$$

Pour chaque capteur, il est possible de modéliser l'évolution de Rm_{eff} par une fonction du type $Rm_{\text{eff}} = aF + bF^2$. Les évolutions des paramètres $a(r)$ et $b(r)$, représentées sur la figure 4.14, permettent de quantifier les différentes étapes. On constate

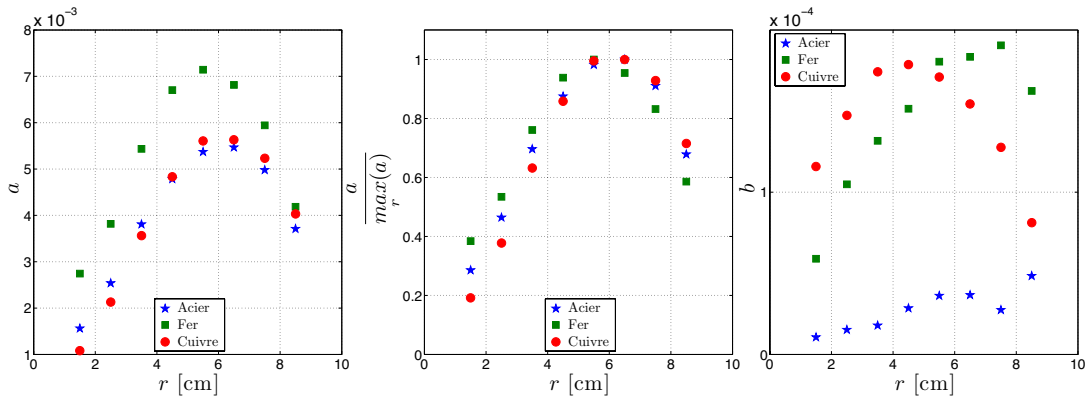


FIG. 4.14 – Evolution spatiale des paramètres a et b des *fits* expérimentaux : $B_\theta^I / B^A = a.F + b.F^2$ dans le plan décalé. A gauche : évolution de l'ordre linéaire ; au centre : normalisation du profil de l'ordre 1 par le maximum ; à droite : évolution de l'ordre quadratique.

sur cette figure que l'ordre linéaire $a(r)$ est quasiment identique pour le cuivre et l'acier, alors qu'il est plus grand pour le fer. L'amplitude de l'ordre quadratique est par contre du même ordre de grandeur pour le cuivre et le fer, mais les profils sont différents. L'ordre quadratique est quasiment inexistant pour l'acier. Le champ induit mesuré en utilisant la turbine en acier semble être lié à la couche de cisaillement au niveau du plan médian. En revanche, pour les turbines en cuivre et en fer doux, le champ azimuthal induit possède deux sources : la couche de cisaillement dans le plan médian et le cisaillement localisé au niveau de la turbine. L'interprétation que nous venons de proposer permet de comprendre l'origine de l'ordre quadratique et de l'ordre linéaire dans les différentes expériences. Cependant, l'intensité et la forme des différents ordres restent encore incomprises.

Nous avons vu que le champ induit par les disques dans le cas transverse est proportionnel au volume de fer. Pour vérifier s'il existait une relation équivalente dans le cas axial, nous avons utilisé les turbines mixtes acier/fer doux. La figure 4.15 représente l'évolution de la moyenne et de la variance du champ azimuthal induit dans le plan décalé pour l'ensemble des turbines testées.

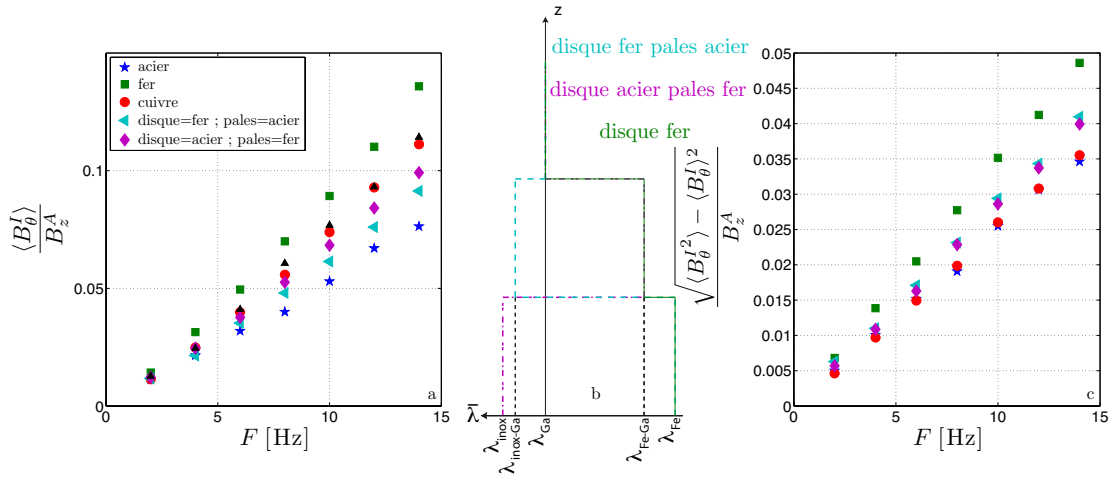


FIG. 4.15 – a) Evolution du Reynolds magnétique effectif $\langle B_\theta^I \rangle / B_z^A$ pour les différentes turbines testées. Les triangles noirs (▲) représentent l'évolution de $Rm^{\text{inox-fer}} + Rm^{\text{fer-inox}} - Rm^{\text{inox}}$. b) Représentation schématique de la diffusivité magnétique moyennée suivant e_θ pour les différentes turbines mixtes. c) Evolution de la déviation standard du Reynolds magnétique effectif mesuré dans le plan décalé.

Dans un premier temps, intéressons-nous à l'induction moyenne. On constate que les deux courbes obtenues avec les disques mixtes sont très proches. En rapport avec le mécanisme que l'on vient de décrire, on s'attend à ce que l'effet soit d'autant plus grand que la surface de contact entre le fer et le gallium est grande. La courbe avec le disque en fer et les pales en acier devrait donc augmenter plus vite que la turbine

complémentaire. Mais en réalité, les sources ne sont pas localisées au même endroit pour les deux turbines. Le champ créé au niveau du disque va être plus atténué que celui créé au niveau des pales. On aurait pu également penser que le champ induit par les turbines homogènes en fer aller être déterminé à l'aide de ceux mesurés avec les turbines mixtes :

$$Rm_{\text{eff}}^{\text{fer}} = Rm_{\text{eff}}^{\text{inox-fer}} + Rm_{\text{eff}}^{\text{fer-inox}} - Rm_{\text{eff}}^{\text{inox}}$$

$Rm_{\text{eff}}^{\text{inox-fer}}$ est le Reynolds magnétique effectif avec les pales en fer et le disque en acier et $Rm_{\text{eff}}^{\text{fer-inox}}$ celui des disques avec les pales en acier et le disque en fer. En réalité, le Reynolds magnétique effectif est au moins 20 % plus fort dans le cas des turbines homogènes en fer doux qu'en sommant les contributions des différentes turbines mixtes. Cette différence est sûrement liée à la géométrie des courants. La présence d'acier dans la turbine modifie le trajet des courants induits car sa conductivité est plus petite que celle du fer ou du gallium. L'intensité du champ induit va donc être plus faible que dans le cas homogène.

Maintenant, si l'on s'intéresse aux fluctuations du champ induit, on constate que la variance est identique dans le cas des turbines en cuivre ou en acier et plus forte dans le cas des turbines contenant du fer. Le spectre mesuré avec les turbines en fer présente un pic à $8F$ plus prononcé que celui des autres matériaux (*cf.* figure 4.6). On aurait pu penser que les pales en fer jouaient un rôle particulier dans l'induction. Cependant, les variances mesurées avec les turbines mixtes sont comparables et plus faibles que celle mesurée avec la turbine homogène en fer doux. Cela montre que les pales ne sont pas les seules responsables de l'augmentation de la variance. Il est possible que cette augmentation soit liée à l'augmentation de l'ordre linéaire représenté sur la figure 4.14.

Nous allons voir que ces nouveaux mécanismes permettent de comprendre l'effet Parker de manière quantitative dans l'expérience VKG. Nous proposerons ensuite un mécanisme de génération du champ qui s'appuie sur ces dernières observations.

4.2.3 Application à l'effet Parker et à VKS

Effet Parker dans un écoulement de von Kármán

Lorsque l'un des deux disques est bloqué, l'écoulement de von Kármán n'est plus constitué que d'une seule cellule. L'effet Parker s'obtient à partir d'un champ transverse appliqué suivant \vec{e}_x en mesurant le champ axial induit B_z^I dans le plan médian en $\theta = \pi/2$ [68]. La figure 4.16 montre l'évolution de la moyenne du champ axial induit en fonction de la fréquence F de rotation du disque pour quatre positions radiales dans le plan médian. Pour l'ensemble des turbines, plus on s'éloigne du centre de l'expérience, plus les courbes deviennent linéaires. Cet effet est très marqué sur les courbes obtenues avec les turbines en fer. Ce phénomène se comprend facilement à l'aide de l'explication des mesures transverses. En tournant, le disque va créer un champ induit suivant \vec{e}_y . Le disque étant en rotation solide, il n'existe pas de vitesse

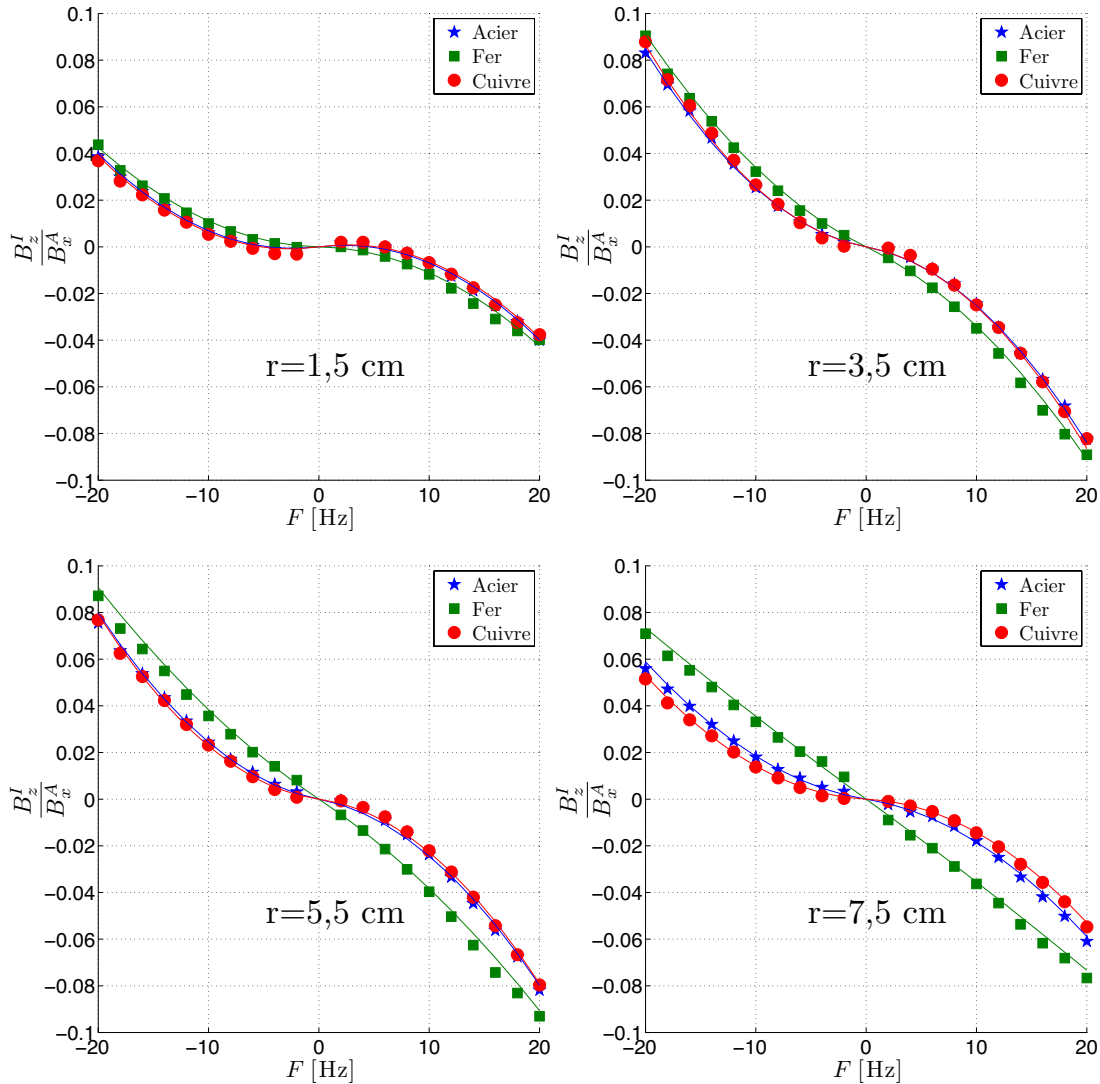


FIG. 4.16 – Evolution de la moyenne du champ induit B_z^I en fonction de la fréquence F de rotation du disque lors de la mesure de l'effet Parker avec les turbines en acier inoxydable (\star), fer doux (\blacksquare) et cuivre (\bullet).

poloïdale pour créer un champ axial quadratique. Les courants induits par le disque doivent donc boucler dans la cellule. Nous venons de voir dans le cas transverse que l'effet du bouclage est nul au niveau de l'axe et augmente au fur et à mesure que l'on s'approche du bord de la cuve, *cf.* figure 4.8. On s'attend donc à avoir une composante linéaire en F lorsque l'on s'éloigne de l'axe.

Si l'on modélise l'évolution du Reynolds magnétique effectif par un polynôme du second ordre en F , $Rm_{\text{eff}}(r) = \gamma(r)|F|.F + \beta(r)F$, l'ordre quadratique $\gamma(r)$ du

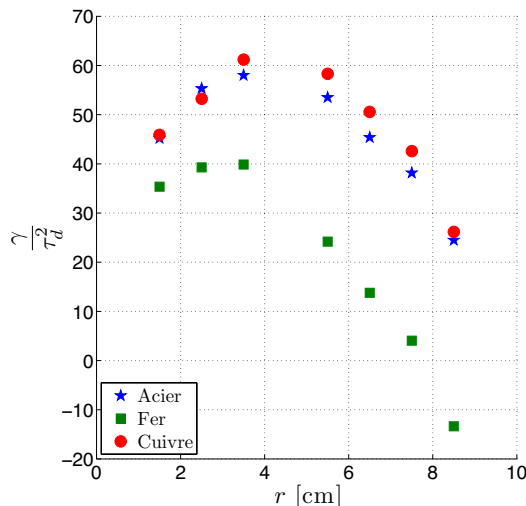


FIG. 4.17 – Evolution du paramètre $\gamma(r)$ normalisé par le temps de diffusion en fonction de la distance à l'axe pour les disques en acier (\star), en fer (\blacksquare) et cuivre (\bullet).

cuivre et de l'acier est identique à 10 % près, quelque soit le capteur considéré. Pour le fer, les champs mesurés pour $r > R/2$ sont quasiment linéaires avec la fréquence de rotation. L'évaluation de l'ordre quadratique n'est alors pas forcément très pertinent. Pour les premiers capteurs, bien que l'évolution spatiale de $\gamma_{\text{Fe}}(r)$ soit identique à celle du cuivre ou de l'acier, comme le montre la figure 4.17, son amplitude est 30 % plus faible. Le raccordement des lignes de champ aux turbines ferromagnétiques peut être responsable de cette diminution.

Comme nous l'avons vu dans l'interprétation du cas transverse, ce mécanisme ne modifie pas les fluctuations du champ induit, c'est encore le cas ici (voir la figure 4.18). Quelque soit le capteur considéré, les modifications des fluctuations sont négligeables devant les modifications des champs moyens. Dans cette configuration, le point de mesure est suffisamment loin pour que l'effet des pales ferromagnétiques soit négligeable devant les fluctuations de l'écoulement.

Nous allons maintenant décrire un mécanisme de génération du champ dynamo inspiré des mesures d'induction réalisées dans le cas axial.

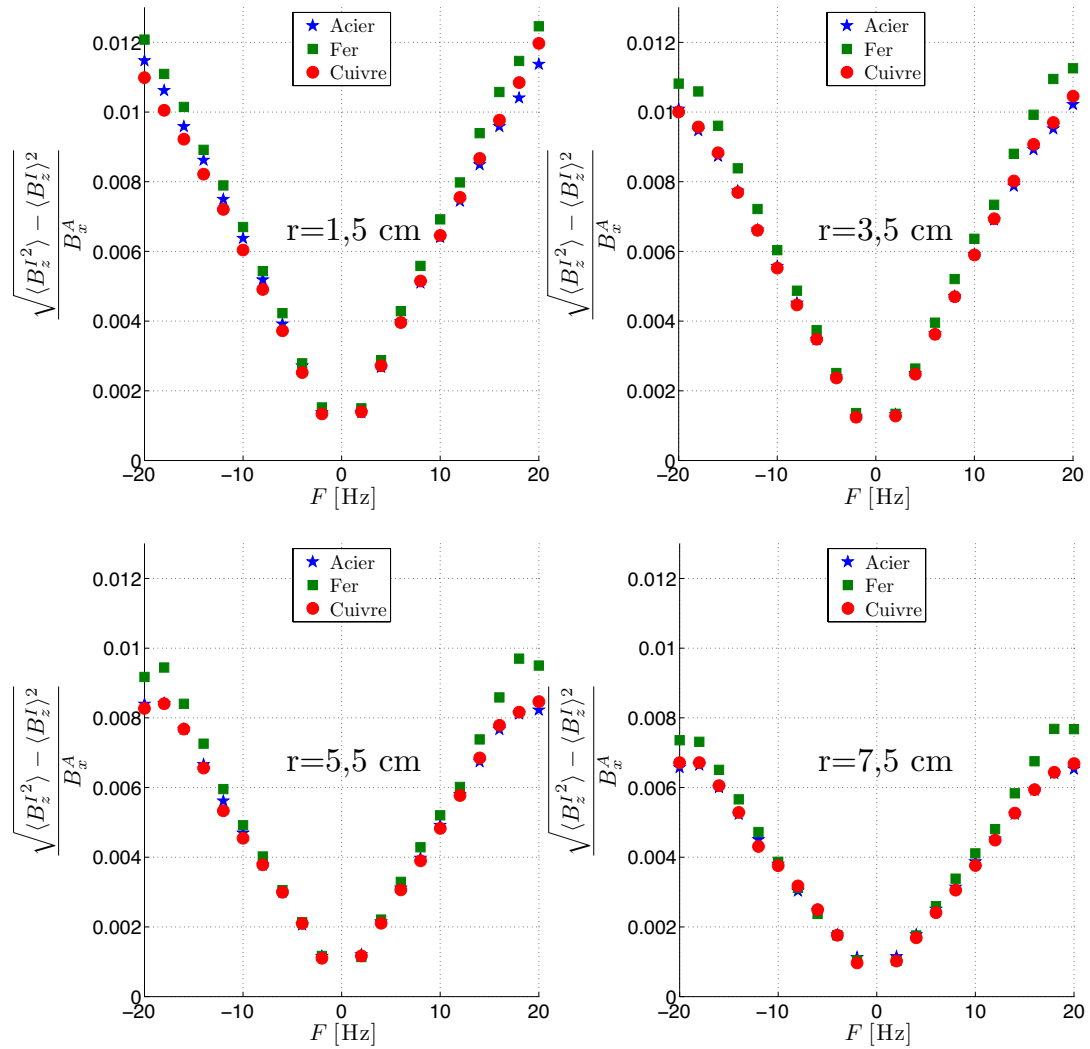


FIG. 4.18 – Evolution de la déviation standard du champ induit B_z^I en fonction de la fréquence F de rotation du disque lors de la mesure de l'effet Parker avec les disques en acier inoxydable (\star), fer doux (\blacksquare) et cuivre (\bullet)

Mécanisme dynamo pour l'expérience VKS

Dans le chapitre 2, nous avons constaté que dans le cas de la contra-rotation exacte le champ dynamo de l'expérience VKS était axisymétrique, contrairement aux prédictions numériques. De plus, si l'écoulement est confiné dans le volume fixé par la chemise en cuivre avec un forçage asymétrique $F_1 \neq F_2$, le champ dynamo présente une dynamique riche avec des renversements, bursts... L'ensemble de cette dynamique se comprend à l'aide d'un modèle de basse dimensionnalité [69]. Ce modèle décompose le champ magnétique en une partie dipolaire et une partie quadrupolaire sans donner l'origine de ces modes.

Plusieurs modèles ont été proposés pour expliquer l'origine de ce champ. En 2007, Pétrélis *et al.* proposent une modélisation dans laquelle l'effet ω est créé par la couche de mélange et l'effet α est renforcé par la présence du fer [70]. En 2008, deux approches numériques ont cherché à reproduire le champ dynamo de l'expérience VKS. La première proposée par Laguerre *et al.* [49] considère un effet α homogène dans l'expérience alors que la seconde, proposée par C. Gissinger [43], considère huit vortex créant un effet Parker localisé au niveau de chaque disque. Dans ces deux approches, le fer ne joue qu'un rôle de condition aux limites : les lignes de champ magnétique se raccordent normalement à la paroi. Dans ces deux calculs, l'amplitude des vortex (1/5 de la taille de la cuve) et de l'effet α ($\sim 15 \text{ m.s}^{-1}$) nécessaire est trop importante par rapport à celles attendues dans l'expérience. En 2010, dans les simulations de Gieseke [42], les disques en fer sont pris en compte. L'effet α alors nécessaire pour obtenir un seuil identique à celui de l'expérience VKS est $\alpha = 0.16 \text{ m.s}^{-1}$ qui est une valeur acceptable pour l'expérience.

L'étude que nous avons menée avec les disques de différents matériaux indique que le saut de diffusivité magnétique amplifie un effet ω à proximité des disques. Actuellement, aucune mesure ne permet de savoir quelle est l'origine physique de cet effet. Dans le modèle que nous proposons, il serait créé par un effet Parker localisé à proximité des disques. Comme l'effet ω , cet effet peut alors être renforcé par les disques de faible diffusivité magnétique. La force centrifuge au niveau des pales va expulser le fluide vers l'extérieur. Cette éjection est à l'origine de l'écoulement poloïdal dans un écoulement de von Kármán. L'image 4.19 est une illustration des cellules de recirculation derrière un mur dans une expérience en eau [93]. La combinaison de ces deux champs de vitesse peut être responsable d'un effet Parker au niveau des pales.

Le schéma de la figure 4.20 illustre la possibilité de générer un champ dynamo à proximité de chaque disque. Un tel mécanisme permet de comprendre facilement la plupart des résultats expérimentaux présentés dans le chapitre 2. Chaque disque peut générer indépendamment un champ dynamo axial. La configuration dipolaire, avec les deux champs dans le même sens, est énergétiquement la plus stable. Mais le seuil dynamo de la configuration quadrupolaire peut être très proche. Si les disques étaient suffisamment éloignés, les deux configurations devraient avoir exactement le même seuil. Le modèle de basse dimensionnalité décrit par [69] permet de comprendre la

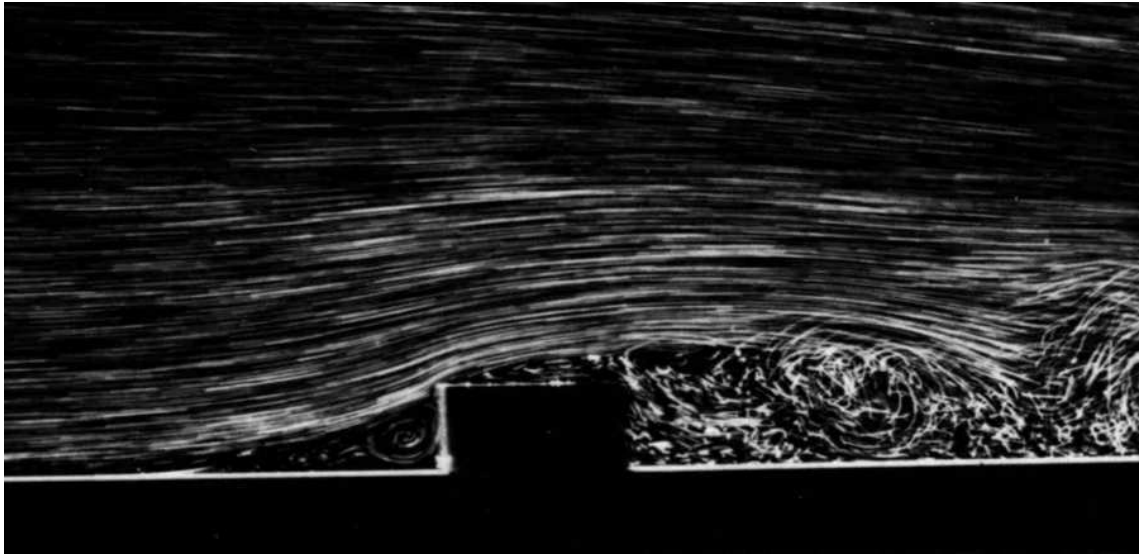


FIG. 4.19 – Image extraite de *An Album of Fluid Motion* de Van Dyke, 1982, illustrant les phénomènes de recirculation derrière un obstacle.

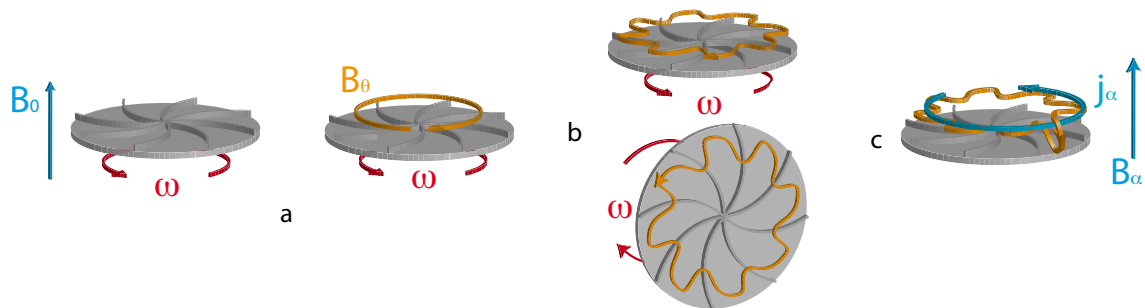


FIG. 4.20 – a) Génération du champ azimuthal par l'effet ω à proximité du disque. b) Déformation du champ azimuthal induit par l'éjection du fluide (première étape de l'effet alpha). c) Effet des cellules de recirculation (seconde étape de l'effet alpha).

dynamique du champ dynamo. Durant les campagnes vks2- m et n avec un disque en acier et l'autre en fer doux, aucun régime dynamique n'a été observé. Notre mécanisme montre que la dynamo localisée près du disque en fer n'est plus couplée avec une autre dynamo. Le système ne présente donc plus de régimes dynamiques associés à l'interaction de deux modes dynamos.

Les derniers travaux de Giesecke sont en bon accord avec cette interprétation. Dans ses simulations en-dessous et au-dessus du seuil dynamo, le champ azimuthal

du mode le plus instable est maximum à proximité des disques en fer doux.

Ce chapitre nous permet de comprendre l'origine de la dynamo dans l'expérience VKS ainsi que les régimes dynamiques observés. L'origine physique de l'effet α reste inconnue et mérite d'être étudiée plus en détail. Expérimentalement, il serait intéressant d'instrumenter un disque afin de mesurer la vitesse ainsi que le champ induit au niveau des pales. Les ralentissements des temps de décroissance observés dans les campagnes vks2-*k* (avec des disques pleins et une chemise en cuivre) et vks2-*o* (avec une chemise et des contres-flasques en fer doux) restent incompris jusqu'ici. La saturation de la dynamo est également un point qui mérite d'être étudié en détail. Est ce un phénomène localisé ou est-ce l'écoulement dans son ensemble qui est modifié ? Qu'est-ce qui fixe l'amplitude du champ lors de la saturation ?

Dans cette partie, nous venons de montrer que le fer augmente l'effet ω près du disque, ce qui permet l'obtention de la dynamo. Cependant, l'origine de l'effet α et l'amplitude qu'il doit avoir sont encore inconnues. On peut donc se demander s'il est possible d'obtenir une dynamo dans l'expérience en gallium.

4.3 Une dynamo dans du gallium ?

4.3.1 Etude d'induction avec une chemise en fer doux

Dispositif expérimental

D'après la campagne vks2-*o* et les prédictions de Gissinger [43], le seuil dynamo est abaissé si l'écoulement a lieu dans un cylindre en fer doux. Nous avons donc voulu étudier l'induction en présence d'une chemise en fer dans l'expérience VKG.

Les résultats présentés ici sont des résultats préliminaires obtenus avec une tôle de 1,5 mm d'épaisseur, roulée et fixée dans la cuve à l'aide de vis. Les mesures d'induction ont été réalisées avec des disques en acier inoxydable. Le champ appliqué dans la configuration axiale est représenté sur la figure 4.21.

Dans la configuration axiale, les lignes de champs sont déjà fortement modifiées par la présence de la chemise en fer. Dans la configuration transverse, la géométrie du champ appliqué serait encore plus compliquée. Notre étude s'est donc restreinte à l'étude de l'effet ω dans le plan central. Pour les capteurs proches de l'axe la mesure du champ azimutal correspond à la mesure de l'effet ω avec un champ appliqué axial. En revanche, pour les capteurs près de la paroi, le champ appliqué est majoritairement radial. On aura donc une compétition entre les termes $B_z^A \partial_z v_\theta$ et $B_r^A \partial_r v_\theta$. Le champ calculé par FEMM est en bon accord avec la mesure du champ dans l'expérience (voir figure 4.21). L'amplitude du champ appliqué avec la chemise est 6 fois plus faible au centre de l'expérience que sans chemise (environ 5 gauss avec chemise contre 30 sans). Aucune mesure d'induction n'a été faite avec les disques en fer doux et la chemise, car l'amplitude du champ appliqué est trop faible.

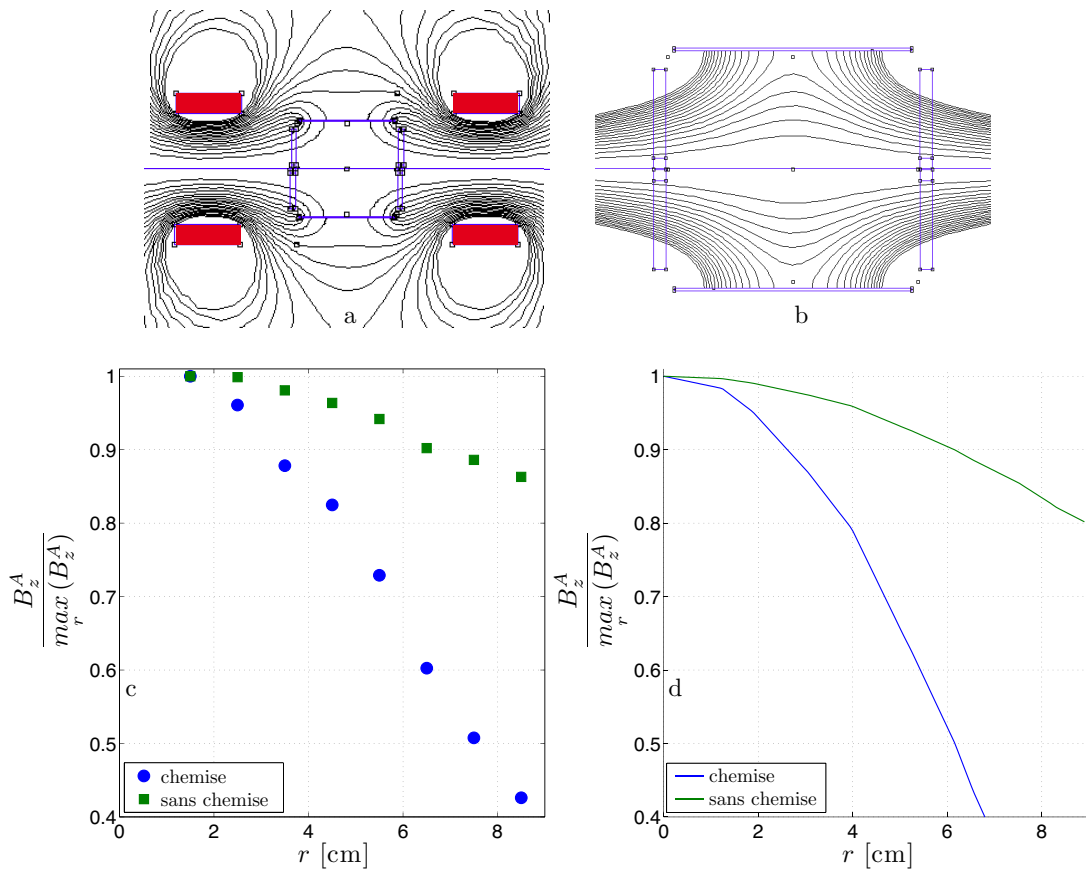


FIG. 4.21 – a) Lignes de champ avec une chemise en fer et des disques en acier calculées avec FEMM. Les rectangles rouges représentent les bobines, les parties grisées les disques en acier. b) Zoom sur les lignes de champ magnétique présentes dans l'écoulement. c) Mesure du profil radial du champ appliqué dans le plan médian de l'expérience pour le cas avec (●) ou sans chemise en fer (■). d) Champ appliqué calculé à l'aide de FEMM.

Principaux résultats

Bien que le champ appliqué ne soit pas purement axial et homogène, nous allons continuer à définir le nombre de Reynolds magnétique effectif par $Rm_{\text{eff}} = \langle B_{\theta}^I \rangle / B_z^A$. Les principaux résultats avec la chemise en fer sont reportés sur la figure 4.22. Le champ induit peut être du même ordre de grandeur que le champ axial appliqué. Encore une fois, pour les capteurs les plus proches de la paroi, le champ appliqué est majoritairement radial. La définition du Reynolds magnétique effectif retenue n'est pas forcément la plus pertinente. De plus, l'induction est fortement non linéaire et présente même de l'hystérésis. En appliquant un champ constant (avec un courant de 5 A dans les bobines), la courbe de droite de la figure 4.22 montre que le champ induit mesuré près de la chemise suit un cycle d'hystérésis lorsque l'on fait varier

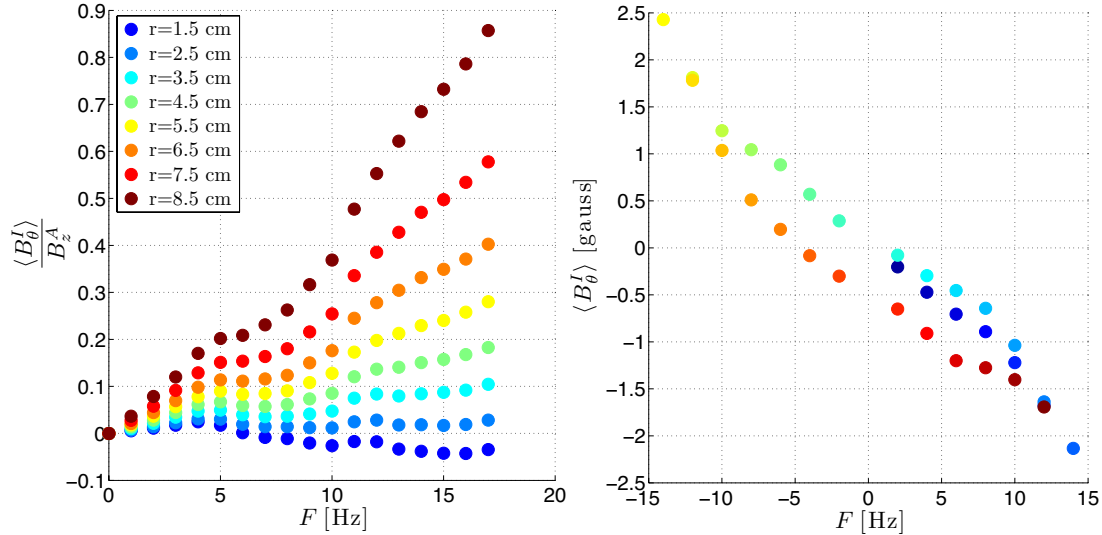


FIG. 4.22 – A gauche : Evolution du Reynolds magnétique effectif Rm_{eff} en fonction de la fréquence de rotation des disques F pour différents rayons dans le plan médian. A droite : Cycle d’hystérésis obtenu pour $r \sim 0.9R$, la couleur bleue est pour la première mesure, la rouge pour la dernière.

la fréquence de rotation du disque. Ce phénomène existe alors que l’amplitude du champ induit n’est que de 2 gauss (3-4 fois le champ ambiant). Ce comportement montre l’importance des effets non linéaires liés au fer doux.

Enfin, nous avons essayé d’obtenir la dynamo avec la chemise et les disques en fer doux. Deux types de turbines ont été testées : l’un avec des pales droites, l’autre avec des pales courbes similaires à celles utilisées dans l’expérience VKS. Dans les deux cas, aucune croissance spontanée du champ n’a été mesurée. Afin d’augmenter la perméabilité magnétique relative du fluide [57], nous avons ajouté des billes en fer de 6,35 mm de diamètre dans l’écoulement. 30% puis 50% du volume du fluide est alors occupé par les billes. Là encore, aucun champ dynamo n’a été mesuré.

Pour essayer d’obtenir la dynamo, nous avons également testé des disques en μ -métal afin d’augmenter l’effet ω près du disque.

4.3.2 Etude des disques en μ -métal

Le μ -métal utilisé a une très grande perméabilité magnétique : $\mu_r \sim 10^5$. Sa conductivité électrique est du même ordre de grandeur que celle de l’acier. On peut ainsi espérer obtenir un effet ω suffisamment important pour générer un champ dynamo. Ce matériau est principalement utilisé dans le blindage magnétique. Il est donc aisé d’en trouver sous forme de feuilles de 2 mm d’épaisseur. En revanche,

acheter un bloc pour tailler un disque dans la masse revient très cher. De plus, comme pour le fer doux, la perméabilité magnétique du matériau diminue fortement après usinage. Pour retrouver la même perméabilité, il faudrait faire recuire la pièce au-dessus de sa température de Curie. Nous avons donc décidé d'acheter des disques faits à partir de feuilles de 2 mm d'épaisseur collées par diffusion.

Dans un premier temps, nous avons réalisé des mesures d'induction dans la configuration transverse. La courbe d'évolution de la moyenne est représentée sur la figure 4.23. En comparant les valeurs du nombre de Reynolds magnétique effectif

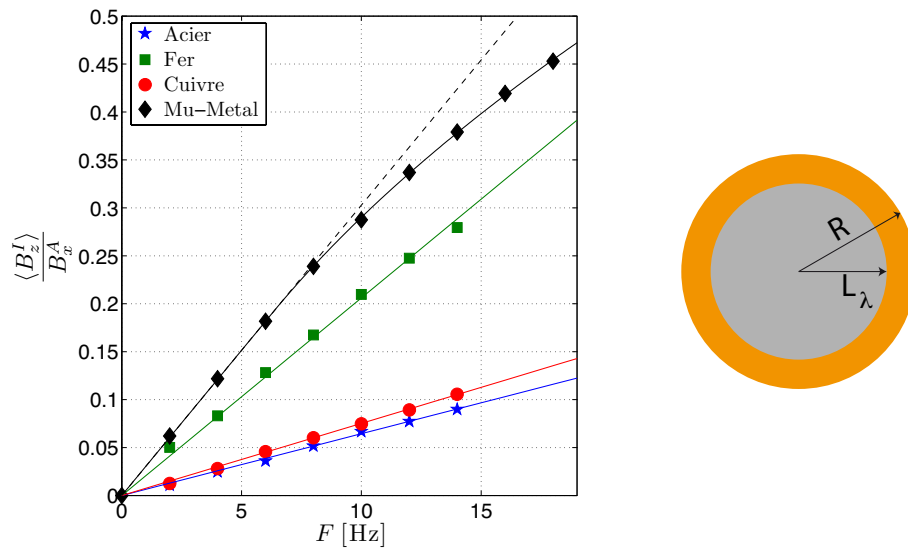


FIG. 4.23 – Courbe du Reynolds magnétique effectif dans la configuration transverse avec des disques en μ -métal. Le schéma représente en orange la zone active du disque.

mesuré ici et celles obtenues avec les disques en fer doux (figure 4.8), on remarque que l'utilisation des disques en μ -métal augmente l'efficacité de l'induction. Il faut noter que la courbe n'est plus linéaire avec la fréquence de rotation des disques. Cela peut s'expliquer par la diminution du volume créant le champ magnétique. La perméabilité magnétique est tellement grande que la longueur de diffusion devient plus petite que le rayon du disque contrairement au cas des disques en fer. Le volume utile du disque n'est plus que de $\pi(R^2 - (R - \ell_d)^2)h$, où $\ell_d = \sqrt{\mu\sigma F}^{-1}$ est la longueur de diffusion dans le matériau. Une autre interprétation de ce phénomène est l'expulsion du champ magnétique par un écoulement en rotation solide à fort Rm . Dans le disque, le nombre de Reynolds magnétique effectif est suffisamment grand pour diminuer de manière quantitative le champ au centre du disque. Sur la figure 4.23, le nombre de Reynolds magnétique effectif est fitté par une fonction prenant en compte ce phénomène. On remonte ainsi à $\mu\sigma_\mu \simeq 20\mu\sigma_{Fe}$.

En ce qui concerne le problème de la dynamo avec des pales en fer doux, aucune génération spontanée du champ n'a été observée. Nous n'avons pas pu utiliser les billes en fer doux car les chocs auraient fait diminuer la perméabilité magnétique des disques.

4.4 Conclusion

Nous avons vu que les gradients de diffusivité magnétique rajoutent des termes dans l'équation d'induction. Les gradients de perméabilité sont analogues au gradient de conductivité, si l'on rajoute au champ de vitesse réel du fluide un champ de vitesse compressible $\lambda \vec{\nabla} \ln \mu$. L'ajout de ces termes ne permet pas de briser le théorème de Cowling. Le champ moyen observé dans l'expérience VKS est donc généré en partie par des fluctuations non axisymétriques.

L'étude de l'effet des disques dans l'expérience en gallium montre aussi que le saut de diffusivité au niveau des disques amplifie un effet ω localisé près du disque. L'étude des disques mixtes ne nous permet pas pour l'instant de conclure sur le mécanisme exact de génération de ce champ. L'apparition de ce champ azimuthal près du disque permet de dégager un mécanisme dynamo pour l'expérience VKS à l'aide d'un effet α près du disque. L'origine physique de cet effet reste à étudier pour boucler le processus dynamo.

Enfin, les dernières expériences avec la chemise en fer doux et les disques en μ -métal n'ont pas permis d'obtenir la dynamo dans le gallium. Cela montre que le fluide joue un rôle dans la génération du champ dynamo : l'expérience VKS n'est donc pas qu'une dynamo disque. Le caractère hystérétique du fer doux est visible même avec des champs induits faibles. Cette observation confirme le fait que l'histoire du matériau est important lors des mesures des courbes de bifurcation dans l'expérience VKS.

Jusque là, les études ont été réalisées avec des champs suffisamment faibles pour ne pas modifier l'écoulement. Dans la prochaine partie, nous allons voir comment se comporte le champ induit dans l'expérience VKG en présence de champ fort.

Chapitre 5

Induction et champ fort

Plan du chapitre

5.1	Modification de l'expérience VKG	129
5.2	Mesures globales hydrodynamiques	130
5.2.1	Etude des couples moyens	130
5.2.2	Fluctuations des grandes échelles	136
5.3	Etude de l'induction transverse en champ fort	139
5.3.1	Evolution du champ induit moyen	139
5.3.2	Dynamique et profil du champ induit	143
5.4	Discussion	150
5.5	Conclusion	156

L'utilisation des champs intenses est classique en métallurgie que ce soit pour le mélange ou pour la solidification. Dans le premier cas, le champ magnétique est utilisé pour entraîner le fluide ; dans le second, il permet d'éviter le mouvement du métal afin d'améliorer la cristallisation et de laisser les impuretés en surface [25]. L'interaction entre un champ magnétique et un écoulement laminaire a donc été étudiée en détails. Dans le cas des écoulements turbulents, la non-linéarité de l'équation de Navier-Stokes rend le problème beaucoup plus compliqué et de nombreuses questions fondamentales restent encore en suspens. Comment la cascade turbulente est-elle modifiée en présence d'un champ fort ? Existe-t-il une modification de l'écoulement moyen ? Comment la dissipation se répartit-elle entre la dissipation visqueuse et la dissipation par effet Joule ?

Dans le chapitre précédent, nous avons vu que le fer joue un rôle dans la génération du champ dynamo dans l'expérience VKS. On pourrait croire que la saturation de l'instabilité est liée au champ à saturation du fer doux (supérieur à 2 T à 0K [53]). Cependant, nous avons vu au chapitre 2 que l'amplitude du champ dynamo dépend fortement de l'écoulement. L'étude de la saturation est donc liée à l'interaction entre un champ magnétique intense et un écoulement turbulent. Dans les expériences dynamos, l'amplitude et la structure du champ s'adaptent en permanence à l'écoulement. En revanche, dans les expériences d'induction en champ fort, le champ appliqué est créé par des bobines alimentées par un courant continu. Le champ appliqué est donc stationnaire et quasiment uniforme sur le volume de l'expérience.

En turbulence, il est classique de déterminer la force du champ magnétique à l'aide du paramètre d'interaction N . Comme on l'a vu au cours du chapitre d'introduction, ce paramètre compare l'intensité de la force de Laplace $\vec{j} \times \vec{B}$ à celle du terme d'inertie $\rho(\vec{u} \cdot \vec{\nabla})\vec{u}$: $N = \sigma R B^2 / \rho U$. Il existe cependant d'autres nombres sans dimension qui permettent également de caractériser l'intensité du champ. Par exemple, le nombre de Lundquist Lu permet de savoir si des ondes d'Alfvén peuvent se propager dans l'expérience. Ce nombre compare le temps de propagation de l'onde d'un bout à l'autre de l'expérience $\tau_A = B / (\rho \mu)^{1/2} \ell$ au temps de diffusion électrique¹ $\tau_d = \mu \sigma \ell^2$:

$$Lu = \sigma \ell B \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} \quad (5.1)$$

Ainsi, lorsque $Lu > 1$ les ondes ont le temps de traverser l'expérience avant d'être dissipée. Dans le cas contraire, la perturbation va se propager le long de la ligne de champ mais va être rapidement dissipée.

Expérimentalement, il est relativement difficile d'obtenir des paramètres d'interaction N grands dans des écoulements fortement turbulents. La plupart des expériences avec des paramètres d'interaction grand ont eu lieu dans de la turbulence de

¹Pour les ondes d'Alfvén, dans les métaux liquides, la dissipation visqueuse est négligeable devant la dissipation par effet Joule.

grille [32] ou dans des écoulements type écoulement de Poiseuille [3, 2]. Ces écoulements ont un taux de turbulence relativement bas (de l'ordre de 3 %) et ne sont pas adaptés à l'étude de la dynamo.

Dans ce chapitre, nous allons étudier l'effet d'un champ fort sur l'écoulement de von Kármán. La rotation et le champ magnétique ont tout deux tendance à bidimensionnaliser l'écoulement. Dans la configuration transverse, les deux effets sont orthogonaux, il peut donc exister une compétition entre deux types d'écoulement. Comme l'étude des champs forts a eu lieu à la fin de ma thèse, je n'ai pas eu le temps d'étudier la configuration axiale. Cette étude devrait être proche du travail réalisé par B. Gallet *et al.* [41] et sera menée ultérieurement. Avant de présenter les principaux résultats sur l'induction et sur les couples fournis par les moteurs, nous allons étudier le dispositif expérimental et caractériser le champ magnétique appliqué.

5.1 Modification de l'expérience VKG

Le champ est créé par deux bobines placées de part et d'autre de la cuve. Elles sont alimentées par un générateur continu de 30 kW. L'alimentation pouvait, initialement, délivrer jusqu'à 150 A. Cependant une panne au niveau de la régulation de puissance nous a empêchés de travailler avec des courants supérieurs à 100 A. Une circulation d'eau permet d'évacuer la chaleur dissipée par effet Joule et ainsi d'éviter les variations de résistance due à une dérive thermique. Le bâti de l'expérience

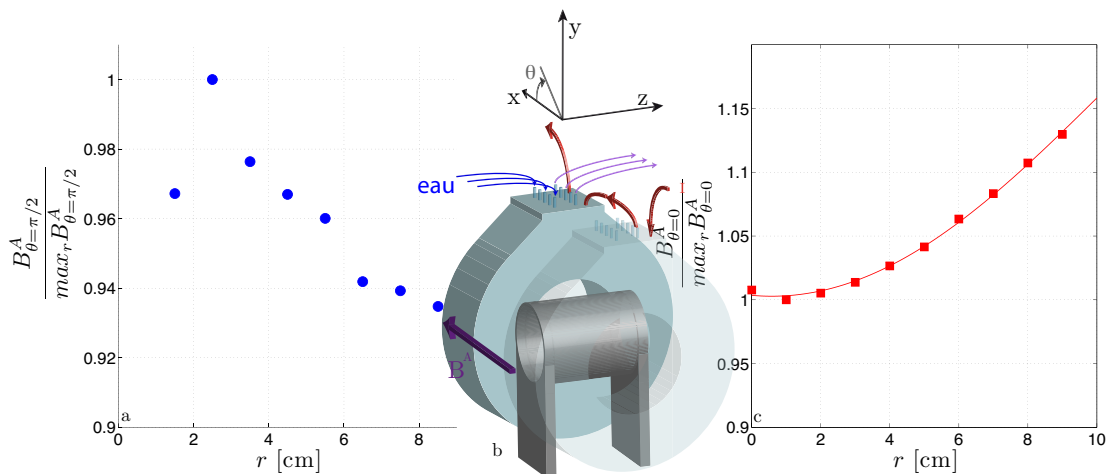


FIG. 5.1 – a) Evolution spatiale du champ appliqué B^A normalisé par le maximum du profil. La mesure est effectuée le long d'un rayon perpendiculaire au champ appliqué ($\theta = \pi/2$). b) Schéma de la nouvelle cuve VKG. c) Evolution spatiale du champ appliqué B^A normalisé par le minimum du profil. La mesure a lieu le long d'un rayon parallèle au champ appliqué ($\theta = 0$).

VKG a également été entièrement reconstruit pour supporter le poids des nouvelles bobines d'environ 300 kg chacune. Les dimensions caractéristiques de la cuve et des disques sont restées inchangées, tout comme la puissance des moteurs.

Les bobines sont placées dans une configuration proche de celle de Helmholtz et produisent un champ perpendiculaire à l'axe de rotation des disques. La mesure du champ appliqué dans le plan médian montre qu'il est homogène à 10 % près. La sensibilité du système est de $15 \text{ gauss} \cdot \text{A}^{-1}$ au centre de l'expérience. Il est ainsi possible d'obtenir des champs supérieurs à 1500 gauss sur l'ensemble de l'expérience. Le paramètre d'interaction N varie ainsi entre 0 et 0.5. On constate sur la figure 5.1.c que le montage n'est pas parfaitement symétrique. Il existe un décalage d'environ 1 cm entre le minimum du champ appliqué et le centre de l'expérience.

5.2 Mesures globales hydrodynamiques

Dans cette partie, nous n'étudierons pas les mesures de vitesse réalisées avec les sondes de potentiels. Ces mesures seront détaillées dans le prochain chapitre, ce qui nous permettra de discuter les limites de cette technique de mesure. Ici, nous nous intéresserons uniquement à l'évolution des couples fournis par les moteurs lorsqu'ils sont asservis en vitesse. Ces mesures donnent des informations sur le comportement des grandes structures de l'écoulement ainsi que sur la dissipation. Dans l'expérience VKG, les couples ne sont pas mesurés à l'aide de couple-mètres mais par les courants consommés par les moteurs pour entraîner les disques.

5.2.1 Etude des couples moyens

Écoulement à un disque

Nous allons tout d'abord étudier l'évolution des couples lorsqu'un seul des deux disques est en rotation. Sans champ, l'écoulement moyen est alors composé d'une cellule toroïdale tournant dans le sens du disque en rotation et d'une cellule poloïdale. Comme nous l'avons constaté au chapitre 4, ce type d'écoulement permet de mesurer un effet Parker en présence d'un champ transverse.

Expérimentalement, le disque de gauche est maintenu à l'arrêt grâce au moteur. Il est donc possible de mesurer le couple que doit fournir ce moteur pour empêcher le disque de tourner. La figure 5.2 représente l'évolution des couples mesurés en fonction de la fréquence F de rotation.

Les courbes du couple droit C_2 ont toujours la même allure avec une augmentation d'environ 30 % entre le champ le plus intense et le champ le moins intense. Pour l'ensemble des champs appliqués, les couples évoluent suivant le scaling turbulent, soit $C \sim F^2$. La dissipation est donc majoritairement due à la turbulence de l'écoulement.

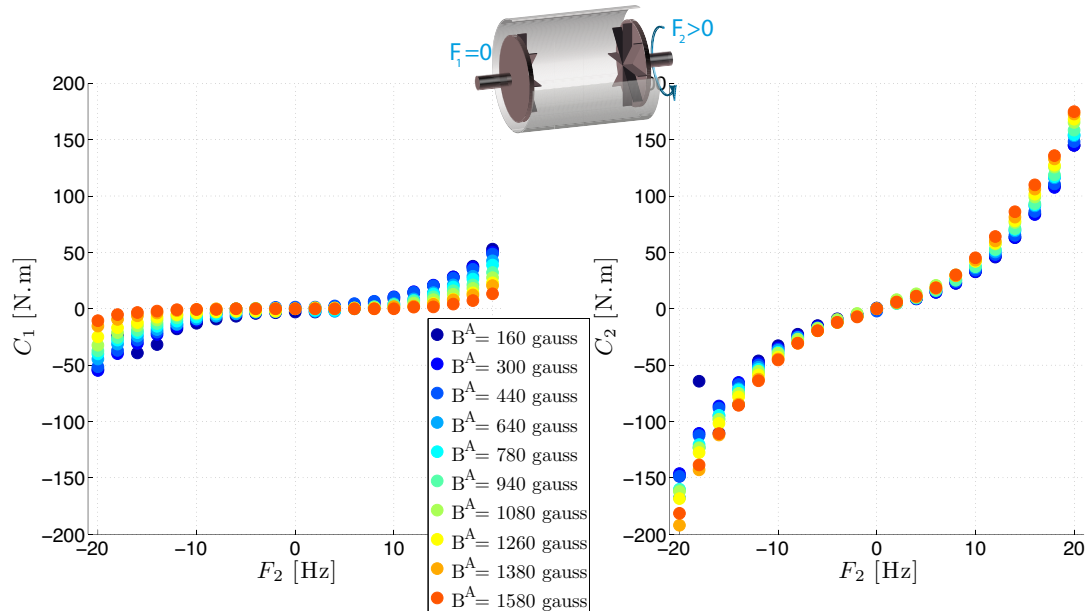


FIG. 5.2 – A gauche, évolution du couple nécessaire pour bloquer le disque à l’arrêt pour différents champs appliqués. A droite, évolution du couple mesuré pour entraîner le disque.

On constate que les couples exercés par le moteur gauche pour maintenir le disque à l’arrêt sont près de trois fois plus faible que ceux fournis par le moteur droit. Cette différence est évidemment due à la dissipation d’énergie au sein de l’écoulement. Il est intéressant de noter que le couple nécessaire pour bloquer le disque est nul tant que $F_2 < 12$ Hz pour le plus fort champ appliqué. Il est possible d’illustrer ce phénomène en laissant libre le disque de gauche, *i.e.* en désaccouplant le disque du moteur. Sans champ, le disque est entraîné par l’écoulement et tourne à une certaine vitesse. En augmentant le champ petit à petit le disque va ralentir puis s’arrêter lorsque le champ est suffisamment fort. Tout se passe comme si l’écoulement n’avait plus assez d’énergie pour faire tourner le disque. On constate ainsi que, bien que le paramètre d’interaction ne soit pas grand ($N \lesssim 1$), le champ est suffisamment intense pour modifier fortement l’écoulement.

Nous allons maintenant voir quel est l’effet du champ magnétique sur les couples lorsque les deux disques sont en rotation. Nous nous intéresserons d’abord au cas de la co-rotation où le cisaillement toroïdale est minimal, puis à la contra-rotation où ce cisaillement est maximal.

Co-rotation

Comme on l’a vu au cours du chapitre d’introduction, en co-rotation et en l’absence de champ magnétique l’écoulement moyen est composé d’une cellule toroïdale

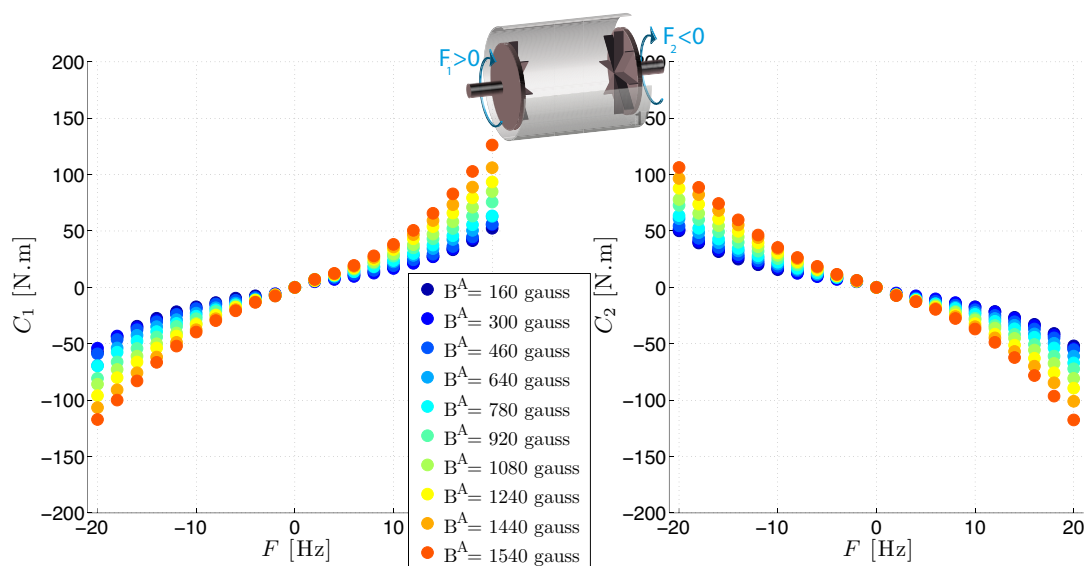


FIG. 5.3 – A gauche, évolution du couple nécessaire pour faire tourner le disque de gauche. A droite, évolution du couple nécessaire pour faire tourner le disque de droite. Ici, les deux disques tournent dans le même sens.

de la taille de l'expérience et de deux cellules poloïdales liées au pompage des disques. En induction transverse, ce genre d'écoulement permet de mesurer l'expulsion du champ magnétique par un vortex.

En l'absence de champ magnétique, la dissipation visqueuse n'est pas assez forte pour que les deux disques soient indépendants. Comme, ils tournent dans le même sens, le couple nécessaire est petit par rapport à ceux des écoulements à un disque ou en contra-rotation.

La figure 5.3 représente l'évolution des couples fournis par les moteurs pour différents champs appliqués. Nous constatons que lorsque le champ est faible, les couples fournis par les moteurs sont comparables à celui du disque à l'arrêt sur la figure 5.2. L'augmentation du champ appliqué entraîne une augmentation des couples. A $B^A = 1540$ gauss, les couples moyens ont plus que doublé par rapport au cas sans champ. Comme pour l'écoulement à un disque, tout se passe comme si la dissipation par effet Joule permettait un découplage des deux disques.

Contra-rotation

En contra-rotation, sans champ magnétique, l'écoulement moyen est constitué de deux cellules toroïdales et deux cellules poloïdales. Comme les disques tournent en sens opposé, les couples fournis par les moteurs sont alors maxima. Le taux de fluctuations de l'écoulement est très grand, notamment à cause de la couche de mélange située dans le plan médian.

L'évolution des couples en fonction de la fréquence de rotation est représentée

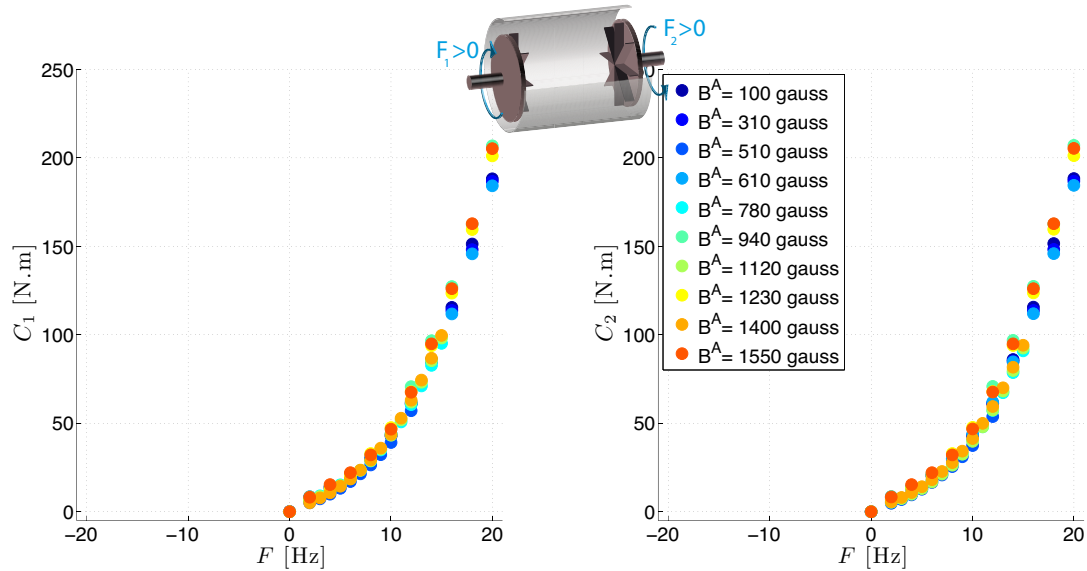


FIG. 5.4 – A gauche, évolution du couple nécessaire pour faire tourner le disque de gauche en contra-rotation. A droite évolution du couple nécessaire pour faire tourner le disque de droite en contra-rotation.

sur la figure 5.4. En moyenne, les couples ne varient que de 8 % dans le cas sans champ et dans celui du champ le plus fort. L'effet de la force de Laplace a un impact moindre sur la dissipation dans ce type d'écoulement. On remarque déjà les limites de la définition du paramètre d'interaction : bien que ce nombre soit identique pour une valeur de champ B^A pour les trois cas étudiés, l'effet de la force de Laplace est très différent dans ces trois écoulements.

Pour les trois écoulements étudiés, l'augmentation du champ magnétique provoque une augmentation du couple nécessaire à créer l'écoulement. Cette augmentation de couple traduit la dissipation par effet Joule au sein de l'écoulement. Dans la suite de cette partie, nous allons étudier plus en détail l'origine de cette dissipation.

Interprétation et étude sur la dissipation

Comme nous venons de le voir, l'augmentation de couple n'est pas identique pour les trois écoulements : elle est minimale en contra-rotation et maximale pour la co-rotation. Il est d'ailleurs intéressant de remarquer que, pour $F = 10$ Hz, quand le champ est maximal, les couples sont comparables, autour de 50 N.m, pour les trois écoulements. L'interaction entre les deux disques est alors faible.

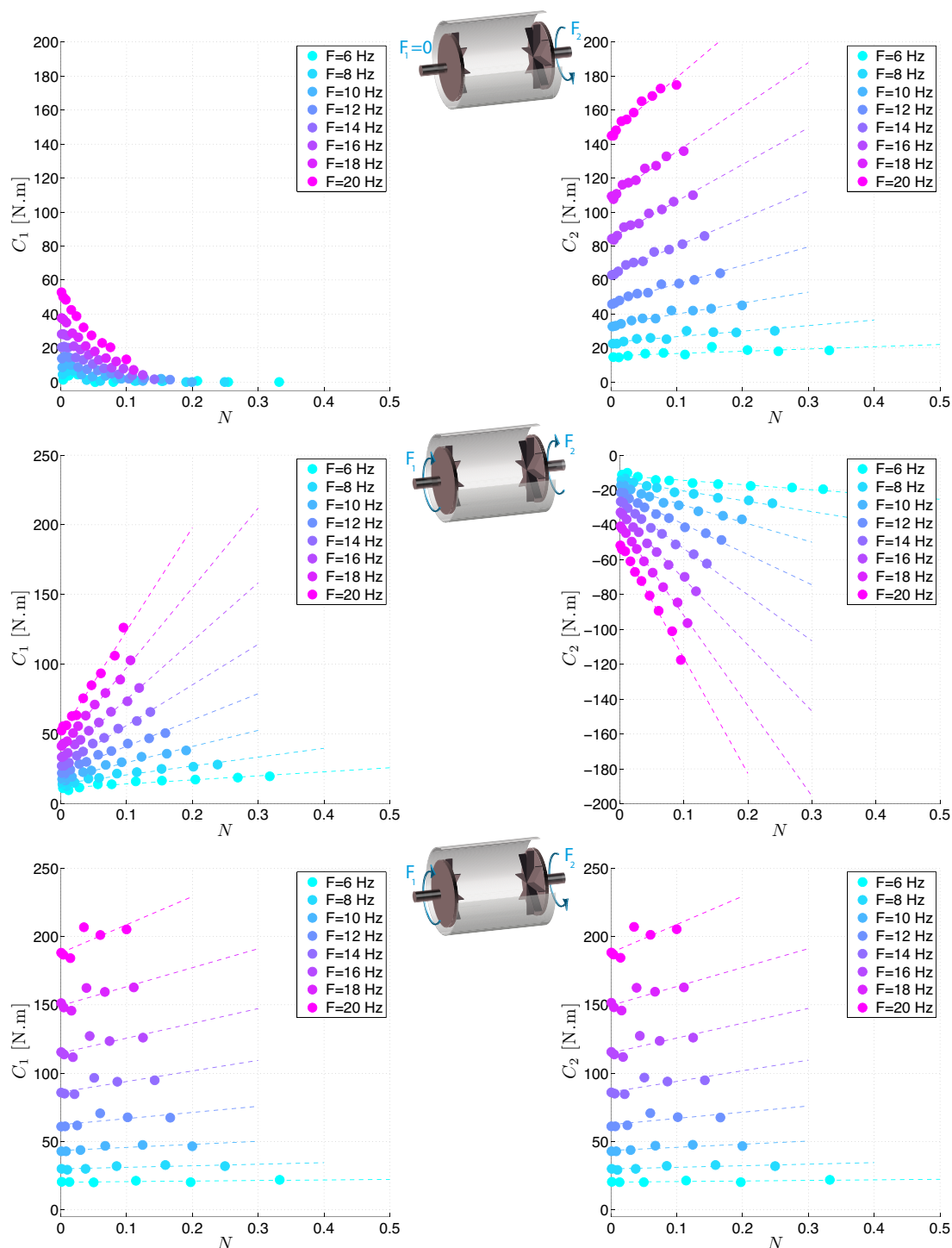


FIG. 5.5 – Evolution des couples fournis par les moteurs dans les différents écoulements en fonction du paramètre d'interaction $N = \sigma B A^2 / (2\pi\rho F)$. En haut l'écoulement à un disque, au milieu la co-rotation et en bas la contra-rotation.

Pour comprendre ces mesures, intéressons nous à la puissance dissipée dans l'écoulement. La puissance totale dissipée P_T peut se décomposer en deux termes : la dissipation turbulente P_H et la dissipation par effet Joule P_J qui s'écrit :

$$P_J = \int_V \frac{j^2}{\sigma} d^3r \quad (5.2)$$

Comme aucun courant n'est injecté dans l'écoulement, seuls les courants induits contribuent à l'effet Joule. On a donc la relation $j \propto \sigma u_{rms} B^A$. La puissance dissipée par effet Joule est donc :

$$P_J = \sigma u_{rms}^2 B^{A^2} L^3 \quad (5.3)$$

Comme le paramètre d'interaction n'est pas très grand, on suppose que la puissance dissipée par la turbulence s'écrit classiquement :

$$P_H = \rho L^3 \frac{u_{rms}^3}{L} \quad (5.4)$$

A l'aide de ces deux équations, on en déduit que :

$$\frac{P_J}{P_H} \propto \frac{\sigma L B^{A^2}}{\rho u_{rms}} = N \quad (5.5)$$

Le rapport de la puissance dissipée par effet Joule par la puissance dissipée par la turbulence est donc proportionnel au paramètre d'interaction N . Comme les paramètres d'interactions ne sont pas très grands, il est raisonnable de supposer que la puissance dissipée par la turbulence est peu modifiée. En présence de champ, la puissance totale dissipée P_T s'écrit donc :

$$P_T = P_H(1 + \gamma N) \quad (5.6)$$

Comme l'on travaille à fréquence fixée, l'équation 5.6 prédit que les couples varie linéairement avec le paramètre d'interaction N . Cette linéarité est observée expérimentalement comme le montre la figure 5.5.

Le paramètre γ est un facteur correctif qui va dépendre de l'écoulement et de la façon dont les courants induits sont créés. La figure 5.6 représente l'évolution γ en fonction de la fréquence de rotation pour les trois écoulements. Les premiers points montre une évolution linéaire avec la fréquence F de rotation des disques. Pour les plus hautes fréquences de rotation, la valeur de γ semble saturée à une valeur qui dépend de l'écoulement. On peut comprendre la linéarité du paramètre γ par un argument simple. Dans la puissance dissipée par effet Joule, nous avons négligé le champ induit B^I devant le champ appliqué B^A . Si on ne fait pas cette hypothèse on obtient :

$$P_J = \sigma u_{rms}^2 (B^A + B^I)^2 \simeq \sigma u_{rms}^2 B^{A^2} \left(1 + 2 \frac{B^I}{B^A} \right) \quad (5.7)$$

Or comme nous l'avons déjà remarqué aux chapitres 3 et 4, le rapport B^I/B^A définit le Reynolds magnétique effectif qui, a faible champ, est linéaire avec la fréquence de

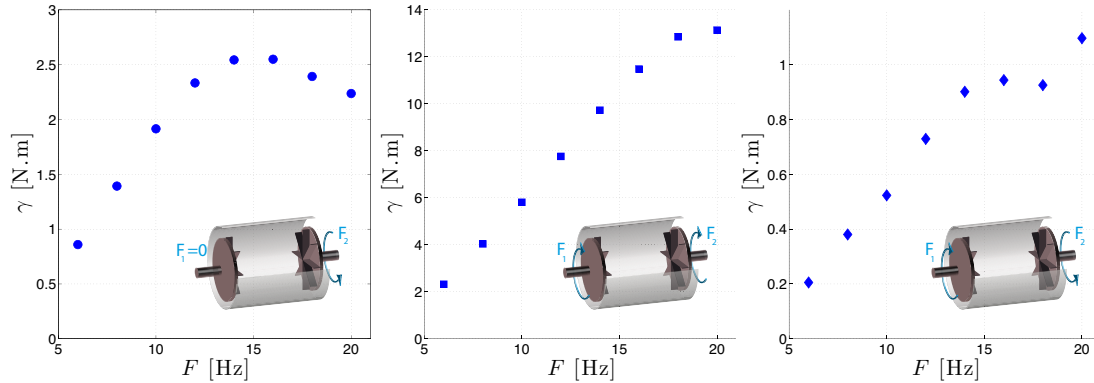


FIG. 5.6 – Evolution de γ en fonction de la fréquence de rotation des disques pour les trois écoulements : un disque (\bullet), co-rotation (\blacksquare) et contra-rotation (\blacklozenge).

rotation des disques. Le fait de tenir compte du champ induit dans la dissipation par effet Joule transforme donc γ en $\gamma(1 + Rm_{\text{eff}})$.

Par analogie avec le Reynolds magnétique effectif, il peut être intéressant de définir le paramètre d'interaction effectif comme le rapport de la puissance dissipée par effet Joule par la puissance dissipée par la turbulence :

$$N_{\text{eff}} = \frac{P_J}{P_H} \quad (5.8)$$

L'ensemble du raisonnement que nous venons de mener a été réalisé sur des grandeurs moyennes. Nous allons maintenant nous intéresser à la dynamique de l'écoulement en présence de champ magnétique.

5.2.2 Fluctuations des grandes échelles

Afin d'étudier l'interaction entre les deux disques en contra-rotation, il est possible d'analyser l'évolution de la corrélation entre les couples des deux disques en travaillant à fréquence fixée. On peut également examiner l'évolution de la vitesse de rotation des disques en travaillant à couple imposé. En l'absence de champ appliqué, les deux forçages produisent le même type d'écoulement [71]. Les spectres représentés sur la figure 5.7 montrent que le rapport signal sur bruit des mesures de couples est relativement faible : la dynamique est de 20 dB contre 40 dB pour la mesure de la fréquence de rotation. Les mesures de fréquence sont donc plus fiables pour étudier la dynamique du forçage. Dans les spectres, le pic à $f = 250$ Hz correspond à la fréquence de lecture du variateur. Pour étudier la dynamique basse fréquence des fluctuations, dans cette partie, les signaux présentés sont filtrés passe bas avec une fréquence de coupure de 20 Hz, soit environ deux fois la vitesse moyenne de rotation des disques.

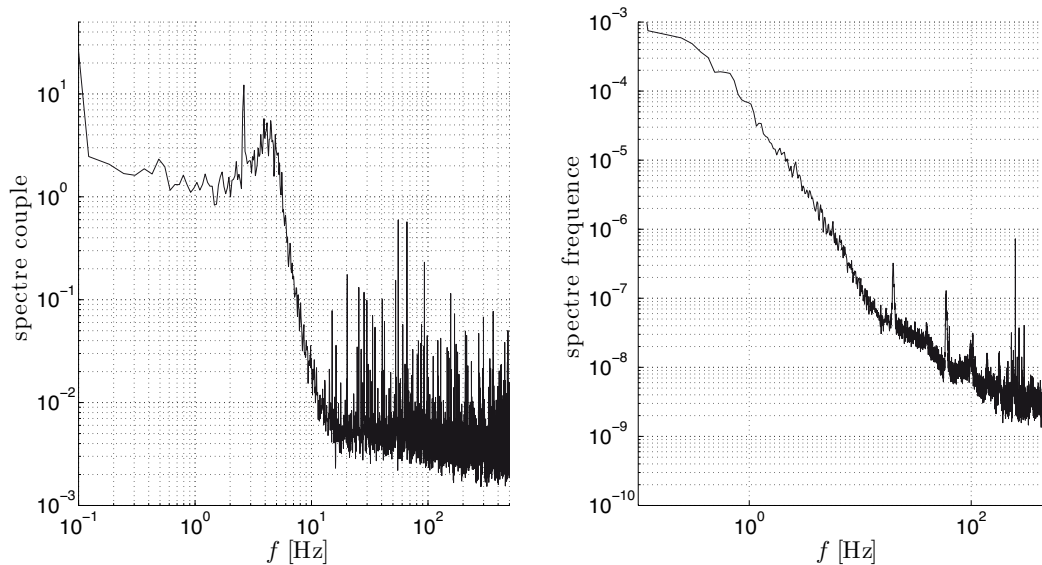


FIG. 5.7 – A gauche : spectre des fluctuations de couple sans champ appliqué lorsque les disques sont commandés en fréquence. A droite : spectre des fluctuations de fréquence sans champ appliqué lorsque les disques sont pilotés en couple.

Les évolutions temporelles des fluctuations de fréquences F avec et sans champ appliqué sont représentées sur les figures 5.8.a et b. Sans champ le taux de fluctuation est relativement important de l'ordre de 2 %. En présence d'un champ fort le taux de fluctuation n'est que de 0.5 %. Les paliers que l'on observe correspondent au pas de quantification du lecteur de vitesse du variateur. Dans le même temps, la fréquence moyenne diminue de moins de 5 %. Cela traduit la faible variation de la puissance dissipée en contra-rotation. Le champ magnétique tue donc la dynamique basse fréquence de l'écoulement en ne modifiant que faiblement la puissance injectée.

Les corrélations entre les fréquences F_1 et F_2 pour différents champs appliqués B^A sont représentées au centre de la figure 5.8. La fonction de corrélation n'évolue pas pour les petits champs appliqués ($N < 0.03$) ; le temps et le maximum de corrélation restent inchangés. En revanche, la corrélation entre les deux disques chute fortement lorsque le paramètre d'interaction N est supérieur à 0.03 et s'annule pour $N \simeq 0.15$, cf. figures 5.8.d et e. Cette observation confirme l'interprétation que nous avons faite des couples moyens. Les deux disques sont indépendants lorsque le champ appliqué est suffisamment fort.

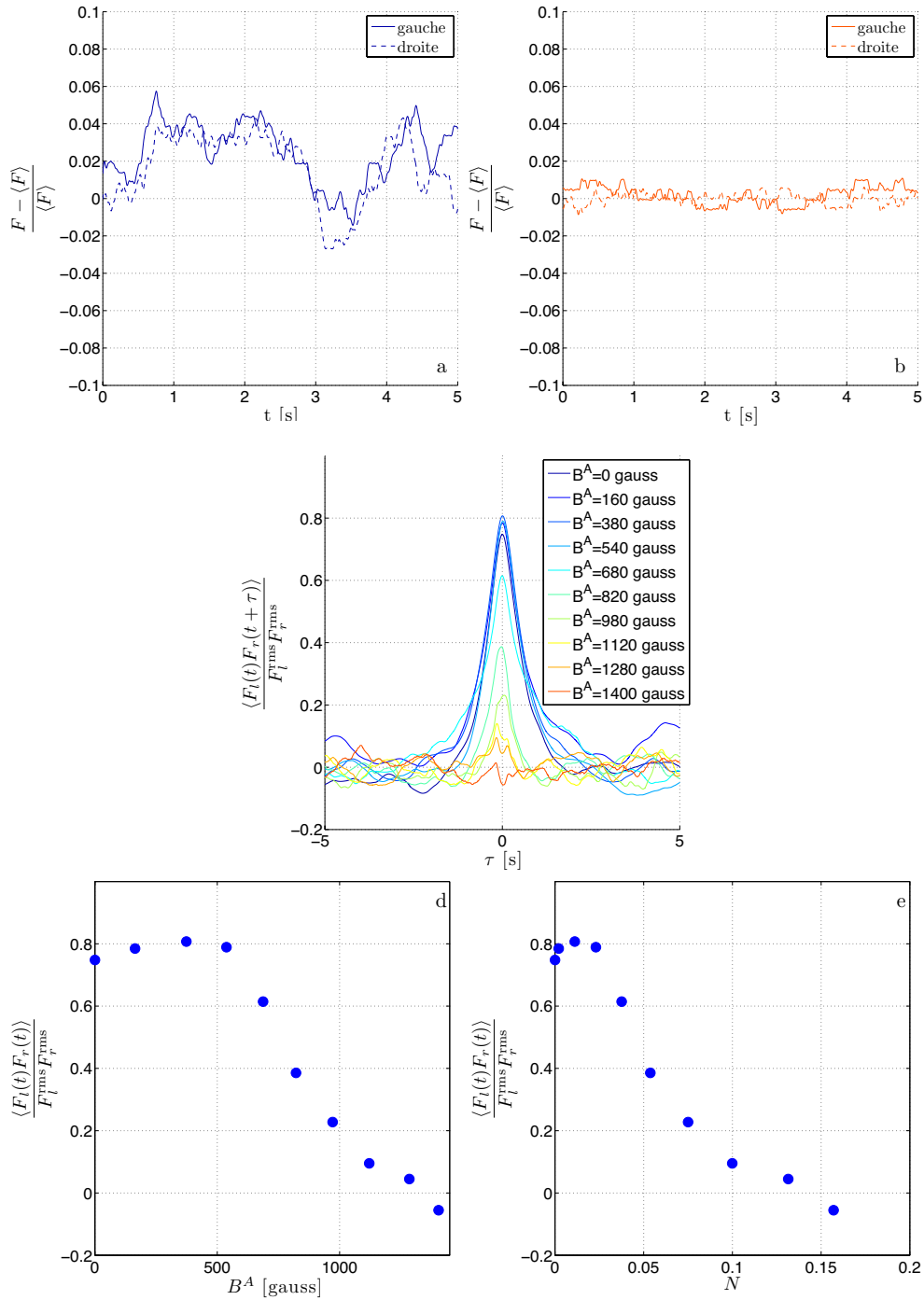


FIG. 5.8 – a) Evolution temporelle des fréquences des deux disques sans champ appliqué pour un couple de 65 N.m. b) Evolution temporelle des fréquences avec le même couple imposé pour $B^A = 1400$ gauss. c) Evolution des corrélations des fréquences du moteur droit F_r et gauche F_l pour différent champ appliqué. d) et e) Evolution de la corrélation pour $\tau = 0$ s en fonction du champ appliqué B^A et du paramètre d'interaction N .

Ces différentes mesures s'expliquent par la dynamique des grandes structures de l'écoulement. En effet, la force de cisaillement exercée par un écoulement sur une surface plane de section \mathcal{S} est :

$$\vec{F}_v = \int_{\mathcal{S}} \eta \frac{\partial \vec{u}}{\partial n} dS \quad (5.9)$$

où n est la normale à la surface, u le champ de vitesse et η la viscosité dynamique du fluide. Puisque les petites structures turbulentes sont orientés de façon aléatoire, la force totale sur la surface est liée aux grandes structures de l'écoulement, *i.e.* aux structures cohérentes sur la taille de la surface. Ici, la présence des pales rend le problème plus compliqué. L'entraînement ne se fait plus de manière visqueuse mais de manière inertielle. Il faut alors prendre en compte les termes de pression. Cependant, la dynamique des disques restera majoritairement lié aux structures cohérentes.

Sans champ appliqué, le couplage entre les deux disques est très fort, car l'énergie injectée par les disques est en majorité dissipée dans la couche de cisaillement. En présence de champ, la dissipation supplémentaire liée à l'effet Joule diminue l'intensité de la couche de cisaillement. L'interaction entre les cellules toroïdales est alors plus faible ce qui explique le désaccouplement des disques. La dynamique des grandes échelles diminue également et entraîne une diminution du taux de fluctuation de la fréquence de rotation des disques.

On retrouve les même résultats en travaillant à fréquence fixe et en étudiant les couples, mais les variations des fonctions de corrélations sont moins marquées.

Pour étudier plus en détails l'évolution de l'écoulement en fonction du champ appliqué, il est indispensable de faire des mesures du champ de vitesse. Au prochain chapitre, nous présenterons les mesures locales réalisées par des sondes de potentiel. La validité de ces mesures en présence de champ fort sera alors discutée. Dans la suite de ce chapitre, nous allons présenter les mesures d'induction qui permettent d'étudier indirectement le champ des gradients de vitesse.

5.3 Etude de l'induction transverse en champ fort

5.3.1 Evolution du champ induit moyen

Etude des transitions à champs appliqués constants

Dans un premier temps, nous allons nous intéresser uniquement à la dépendance du champ induit avec la fréquence de rotation des disques. Le champ appliqué transverse est constant pendant toute la transition.

Nous allons étudier trois types d'écoulement : la contra-rotation, le un disque et la co-rotation. En contra-rotation, la configuration expérimentale est identique à celle décrite aux chapitres 3 et 4. La sonde est placée dans le plan médian de l'expérience,

perpendiculairement au champ appliqué. Le champ induit à petit paramètre d'interaction est alors une image de la vorticité radiale de la couche de cisaillement [18]. Dans cette même configuration, si l'on ne fait tourner qu'un disque, le champ axial

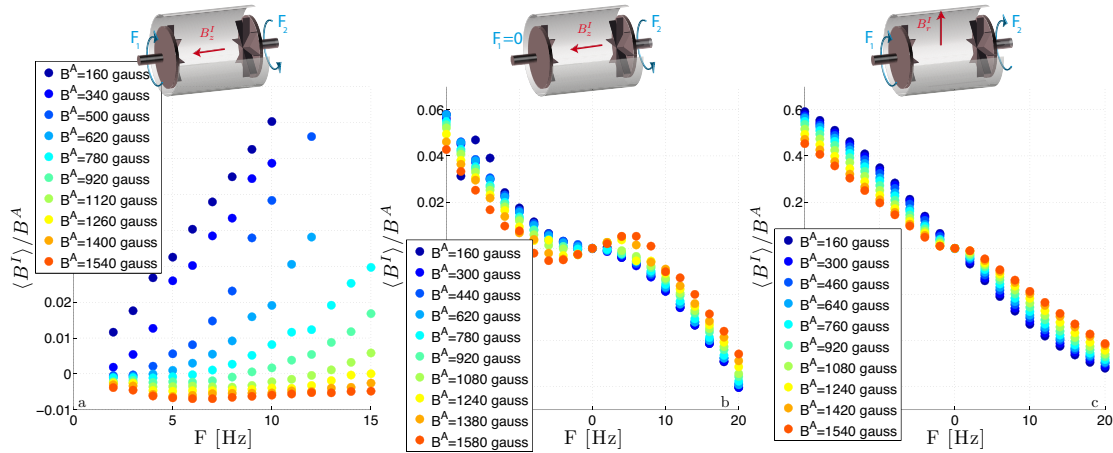


FIG. 5.9 – a) Evolution du champ axial induit dans le plan médian en fonction de la fréquence en contra rotation pour différents champs appliqués (effet $\omega+$ condition aux limites). b) Evolution du champ axial induit dans le plan médian en fonction de la fréquence lorsqu'un disque sur deux est en rotation (effet Parker). c) Evolution du champ radial induit dans le plan médian lorsque les deux disques tournent dans le même sens (expulsion).

induit est crée par l'effet Parker. Lorsque les deux disques tournent dans le même sens, la mesure du champ induit radial quantifie l'expulsion du champ magnétique par un vortex de métal liquide. La figure 5.9 représente l'évolution des différents champs induits en fonction de la fréquence. Chaque couleur correspond à un champ appliqué différent.

Les courbes montrent que l'effet le plus important est mesuré en contra-rotation. Pour les champs les plus faibles, l'évolution est linéaire avec la fréquence de rotation des disques. Pour les champs les plus forts et les faibles vitesses, le champ induit est presque indépendant de la vitesse de rotation des disques et sa direction est opposée à celle mesurée pour des petits paramètres d'interaction. Le mécanisme d'induction change donc lorsque le paramètre d'interaction N augmente. Pour l'effet Parker ou l'expulsion, le comportement de toutes les courbes est similaire pour les hautes fréquences, *i.e.* pour les petits paramètres d'interaction. Il existe, cependant, un décalage entre les différentes courbes qui dépend du comportement aux faibles vitesses de rotation. Par exemple, à un disque, aux faibles vitesses le champ induit semble évoluer linéairement avec la fréquence de rotation mais encore une fois dans la direction opposée au champ attendu dans le cadre de l'induction à petit paramètre d'interaction.

Dans tous les cas, on remarque que le champ induit est petit devant le champ

appliqué. Les modifications mesurées ne peuvent donc pas être liées à un changement de nature du Reynolds magnétique effectif. Dans ce cadre, l'équation d'induction s'écrit :

$$\frac{\partial \vec{B}^I}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{B}^I = (\vec{B}^A \cdot \vec{\nabla}) \vec{u} + \lambda \Delta \vec{B}^I \quad (5.10)$$

Les variations des courbes d'induction reflètent la modification des gradients de vitesse par un champ magnétique fort. Il semble difficile de comprendre les différents mécanismes sans mesures du champ moyen de vitesse à fort N . Ces mesures ne sont actuellement pas réalisables, mais pourraient être faites à l'aide de capteurs à ultrasons.

Avec les mesures actuelles, il est toutefois possible de déterminer une loi d'échelle qui permette de regrouper les différentes courbes. L'étude précédente sur la puissance dissipée montre que la dissipation par effet Joule est proportionnelle au courant induit : $P_J = \int j^2 / \sigma d^3r$ et que ce terme supplémentaire est proportionnel au paramètre d'interaction N . Comme le champ induit B^I est lui proportionnel au courant induit, on s'attend à une correction proportionnelle à \sqrt{N} .

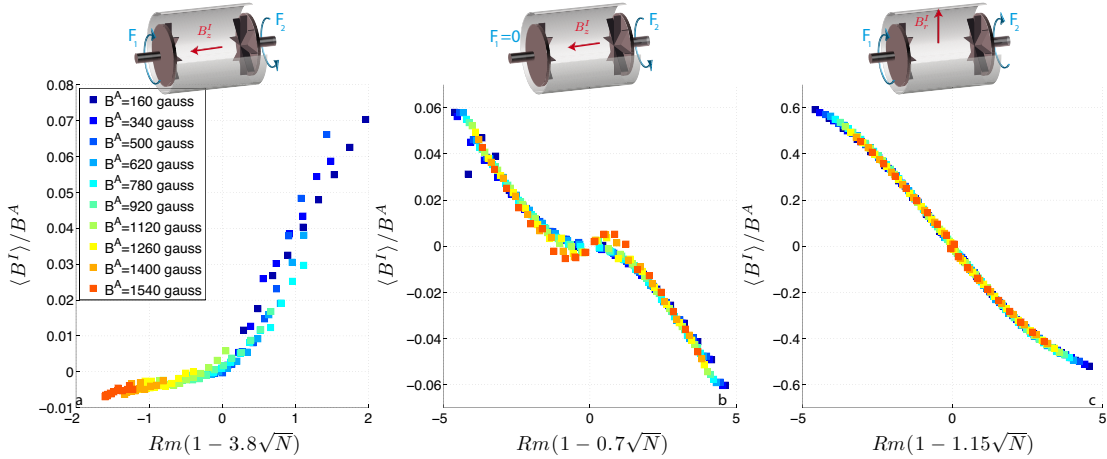


FIG. 5.10 – Evolution du champ induit en fonction de $Rm(1 - C_e \sqrt{N})$ pour la contra-rotation, l'effet Parker et l'expulsion.

La figure 5.10 représente l'évolution du Reynolds magnétique effectif $\langle B^I \rangle / B^A$ pour les trois écoulements en fonction du nombre de Reynolds magnétique corrigé par l'effet Joule $Rm(1 - C_e \sqrt{N})$. C_e est une constante qui dépend de l'écoulement et de la direction du champ appliqué. On constate que cette normalisation permet de regrouper l'ensemble des mesures.

Etude de la transition à F constante

Afin de comprendre un peu mieux comment s'effectue la modification de l'écoulement en contra-rotation, nous avons étudié l'évolution du champ induit à fréquence

fixe, lorsque l'on augmente l'amplitude du champ appliqué. Ici, nous allons nous intéresser uniquement à l'évolution du champ induit moyen mesuré en un point. Dans la partie suivante, nous étudierons la dynamique du champ et son évolution spatiale.

La figure 5.11 représente l'évolution du Reynolds magnétique effectif et du champ induit moyen en fonction du paramètre d'interaction. La courbe non normalisée

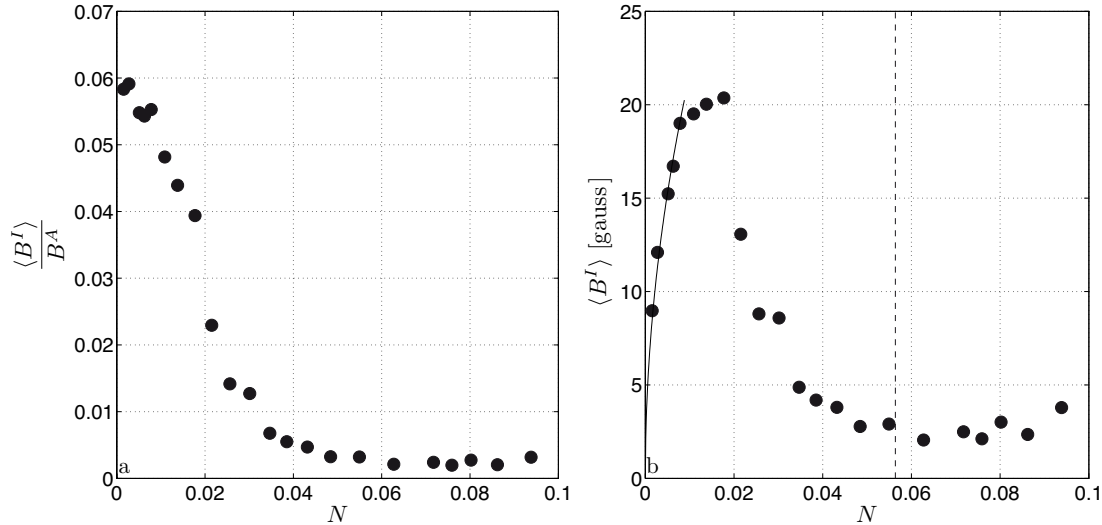


FIG. 5.11 – a) Evolution du champ induit $\langle B^I \rangle$ normalisé par le champ appliqué B^A en fonction du paramètre d'interaction N en $r \simeq R/2$ et $F = 12$ Hz. b) Evolution du champ induit en fonction du paramètre d'interaction. La ligne (- -) correspond à $N = Rm_{\text{eff}}$ sans champ. La ligne noire continue correspond à un ajustement d'une fonction $f(N) = C\sqrt{N}$ sur les cinq premiers points.

montre qu'il existe quatre régimes différents.

- Le premier correspond aux paramètres d'interaction $N < 8 \cdot 10^{-3}$, le champ induit varie suivant la racine carrée du paramètre d'interaction, donc proportionnel² à B^A .
- Pour $N = 8 \cdot 10^{-3}$ à $N = 0.02$, l'induction est moins efficace et semble saturer à $\langle B^I \rangle = 20$ gauss. Nous allons voir dans la prochaine partie que ce régime correspond à une zone de fortes fluctuations où le système explore deux états : l'un correspond à l'écoulement en champ faible, l'autre correspond à l'écoulement en champ fort.
- Pour $N > 0.02$ à $N \sim 0.06$, l'induction chute fortement pour atteindre des champs moyens d'environ 2 gauss.

²Le fait que les points ne forment pas un plateau lorsque le champ est normalisé donne une estimation de la barre d'erreur des mesures. Les mesures n'ont duré que trois minutes et ne sont pas parfaitement convergées.

– Pour $N > 0.06$ le champ induit semble indépendant du champ appliqué. Pour comprendre la transition entre les deux derniers régimes il est intéressant de réécrire le paramètre d'interaction sous la forme :

$$\begin{aligned} N &= \frac{\sigma R B^2}{\rho u} \\ &= \mu \sigma R u \frac{B^2}{\mu \rho u^2} \\ N &= Rm \frac{v_A^2}{u^2} \end{aligned} \quad (5.11)$$

où v_A correspond à la vitesse d'Alfvén. Ainsi, lorsque $N = Rm_{\text{eff}}$ la vitesse d'Alfvén et les fluctuations de vitesse du fluide à l'origine des processus d'induction sont du même ordre de grandeur. En effet, pour $N = 0.06$, la vitesse d'Alfvén est $v_A = 1 \text{ m.s}^{-1}$ et est comparable à la vitesse du bord du disque : $u_{\text{max}} = 2\pi R F = 6.3 \text{ m.s}^{-1}$. Ainsi, les mouvements du fluide vont tordre les lignes de champ magnétique. Ces perturbations vont pouvoir être advectées le long des lignes de champ. Mais comme la diffusivité magnétique est grande, les perturbations vont alors être dissipées par effet Joule avant qu'elles ne se propagent.

Il est intéressant de voir que dans cette configuration, même un faible paramètre d'interaction, $N \lesssim 0.1$, permet de modifier les gradients de vitesse. Brito *et al.* ont également observé un fort ralentissement d'un vortex en présence d'un champ transverse [19] avec des paramètres d'interaction comparables. Cette propriété est intéressante pour l'expérience de Bullard-von Kármán, où une saturation due à une modification de l'écoulement est envisageable.

Une hypothèse importante des modélisations précédentes est le fait que les fluctuations de vitesse u sont inchangées en présence du champ. Dans la prochaine partie, nous allons voir que les fluctuations turbulentes du champ induit sont effectivement peu modifiées par les champs forts, contrairement aux fluctuations grandes échelles.

5.3.2 Dynamique et profil du champ induit

Dans cette partie nous nous intéresserons uniquement à la contra-rotation. Les mesures sont toujours réalisées dans le plan médian perpendiculairement au champ appliqué \vec{B}^A . Dans un premier temps, nous allons étudier les fluctuations turbulentes. Cette étude peut être menée en ne considérant qu'un capteur. Le point d'étude choisi est situé à 3.5 cm de l'axe de l'expérience.

La figure 5.12 représente l'évolution temporelle ainsi que les distributions et les spectres du champ induit normalisé par le champ appliqué pour un paramètre d'interaction faible ($N = 1.6 \cdot 10^{-3}$) et un paramètre d'interaction près de 100 fois plus grand ($N = 6 \cdot 10^{-2}$) à $F = 12 \text{ Hz}$. En regardant la dynamique temporelle du champ, on remarque déjà que les fluctuations sont du même ordre de grandeur pour les deux paramètres d'interactions.

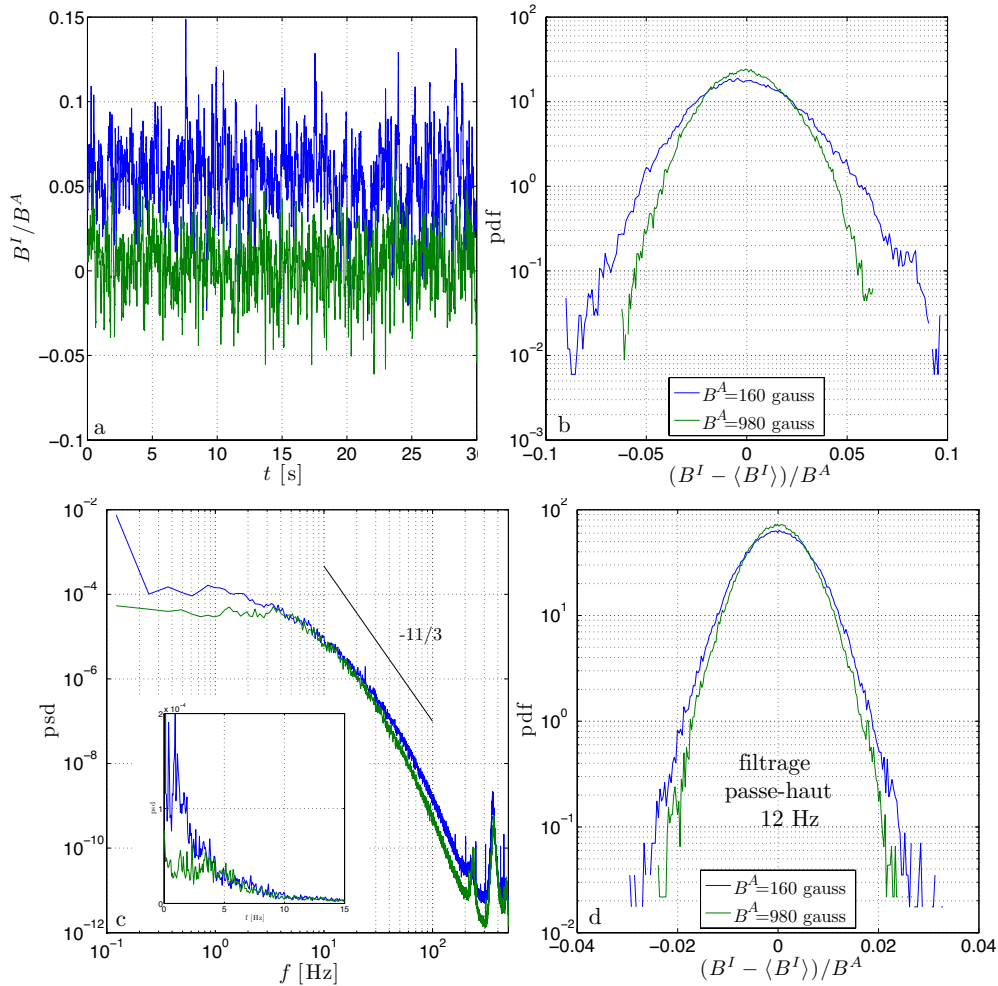


FIG. 5.12 – a) Evolution temporelle du champ induit B^I normalisé par le champ appliqué B^A . b) Distribution du champ induit. c) Spectre du champ induit en échelle logarithmique. En encart, échelle linéaire. d) Distribution du champ induit normalisé par le champ appliqué filtré passe-haut avec une fréquence de coupure de 12 Hz.

Cette idée est confirmée par les distributions du champ induit représentées sur la figure 5.12.b : les deux distributions sont très similaires. Cependant, la variance du champ induit est légèrement plus faible pour le plus grand paramètre d'interaction. Cette diminution pourrait être liée à une modification de la partie turbulente du signal. L'hypothèse que nous avons faite précédemment serait alors fautive. Cependant les spectres de la figure 5.12.c montrent que l'écart entre les deux signaux est le plus fort au niveau des basses fréquences. C'est pourquoi, en filtrant le signal pour ne garder que les fluctuations turbulentes, les distributions des fluctuations sont gaussiennes et de même variance avec ou sans champ.

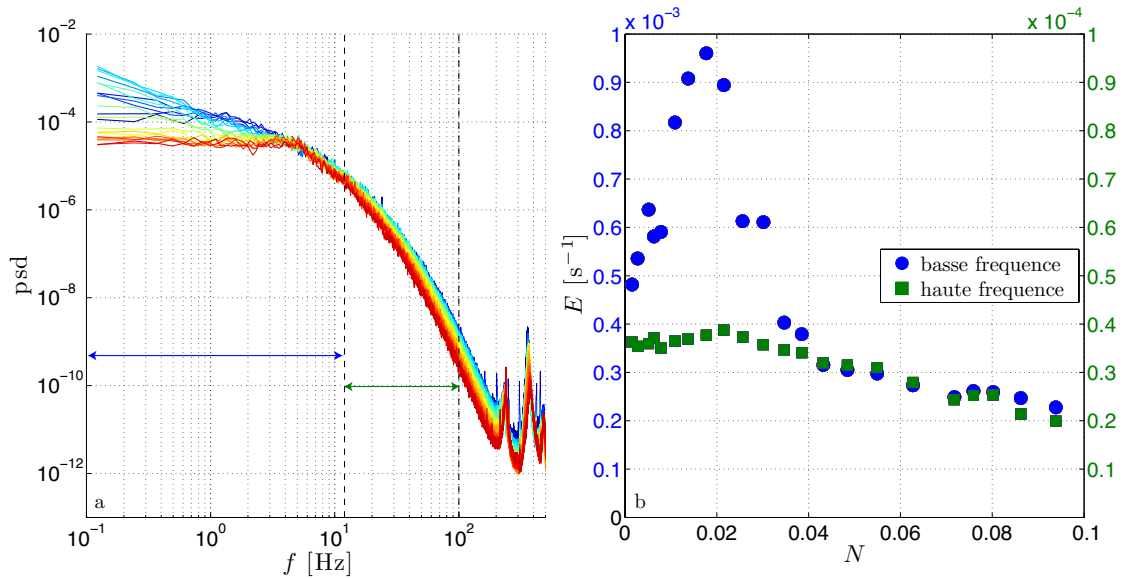


FIG. 5.13 – a) Représentation des spectres du champ axial induit B_z^I normalisé par le champ appliqué B^A . Les couleurs représente l'intensité du champ du bleu ($B^A = 150$ gauss) pour les champs faibles au rouge ($B^A = 1200$ gauss) pour les champs forts. b) Evolution de l'énergie des basses fréquences (●) et celle des hautes fréquences (■) en fonction du paramètre d'interaction N .

Avant d'étudier la dynamique du profil, nous allons étudier un peu plus en détail le comportement des spectres au cours de la transition. On définit l'énergie des basses fréquences E_{bf} et celle des hautes fréquences E_{hf} :

$$E_{bf} = \int_0^{f_c} p \cdot df$$

$$E_{hf} = \int_{f_c}^{f_{max}} p \cdot df$$

où p est le spectre en fréquence de B^I/B^A . $f_c = 12$ Hz correspond à la fréquence de rotation des moteurs et $f_{max} = 100$ Hz est choisie pour que le rapport signal sur bruit soit suffisant. La figure 5.13 représente l'évolution de ces deux énergies en fonction du paramètre d'interaction N .

L'énergie contenue dans les fluctuations turbulentes est d'abord constante jusqu'à $N \simeq 0.02$. Au-delà, l'énergie décroît linéairement de quasiment 50 % lorsque le paramètre d'interaction passe de 0.02 à 0.1. L'énergie des basses fréquences n'a pas le même comportement. Tant que le paramètre d'interaction est inférieur à 0.02 elle augmente jusqu'à atteindre une énergie deux fois plus importante que l'énergie initiale. En revanche, si l'on augmente encore le paramètre d'interaction l'énergie

chute fortement, de près de 80 % lorsque le paramètre d'interaction passe de 0.02 à 0.1. La présence d'un maximum semble indiquer une compétition entre deux types d'écoulement : un écoulement sans champ piloté par la rotation des deux disques et un écoulement à fort champ qui reste à étudier.

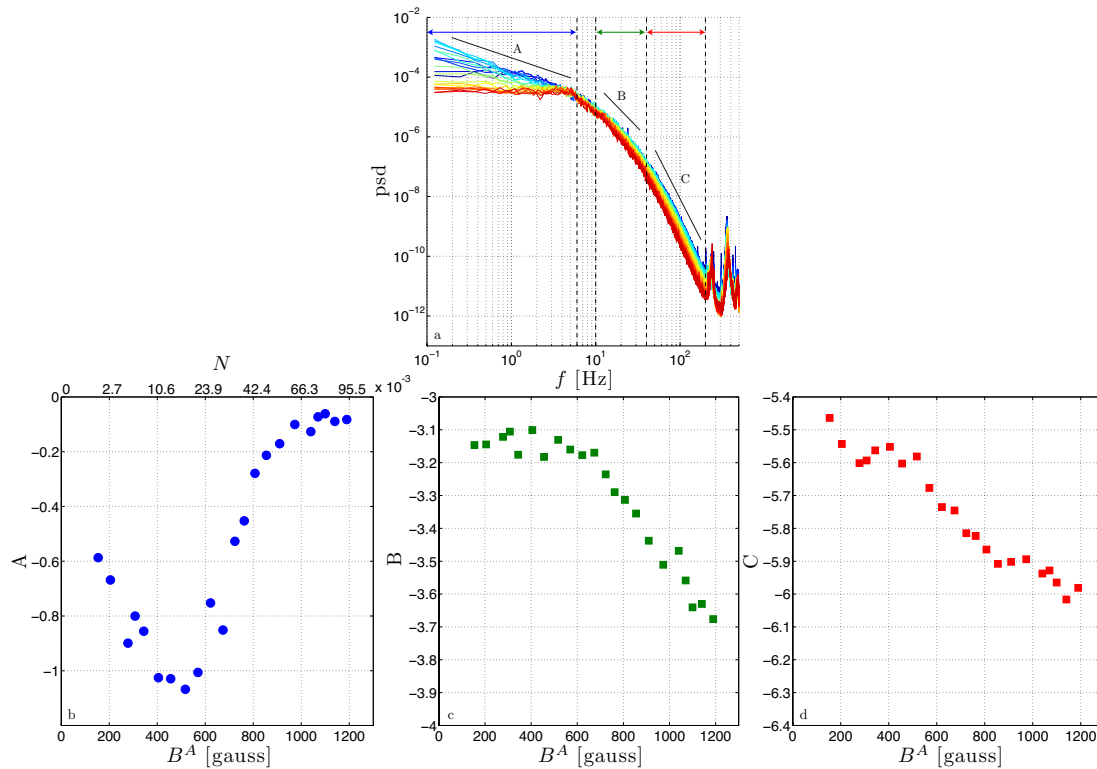


FIG. 5.14 – a) Représentation des spectres pour différents paramètres d'interaction. b) Evolution de la pente des spectres aux basses fréquences pour différents champs appliqué. c) Evolution des pentes des spectres aux niveau de la zone inertielle. d) Evolution des pentes pour les hautes fréquences.

Ces observations se retrouvent également sur les pentes des spectres. La figure 5.14 représente l'évolution des exposants liés aux basses fréquences ($f < 6$ Hz), à la zone inertielle ($10 < f < 40$ Hz) et à une zone de coupure haute fréquence ($f > 40$ Hz). L'augmentation d'énergie aux basses fréquences se traduit par une diminution de la pente (de -0.5 à -1). Pour les champs supérieurs à 550 gauss ($N \sim 0.02$), les spectres s'aplatissent et la pente tend vers 0. Pour la zone inertielle (zone B sur la figure 5.14), la pente est à peu près constante jusqu'à $B^A \sim 700$ gauss puis semble évoluer linéairement avec le champ appliqué. Contrairement à ce que l'on pourrait penser, le scaling en $f^{-11/3}$ prévu en turbulence classique est observé pour les forts champs. Avant la pente du spectre est légèrement plus grande (~ -3). Les variations observées dans la troisième zone sont plus faibles que les précédentes :

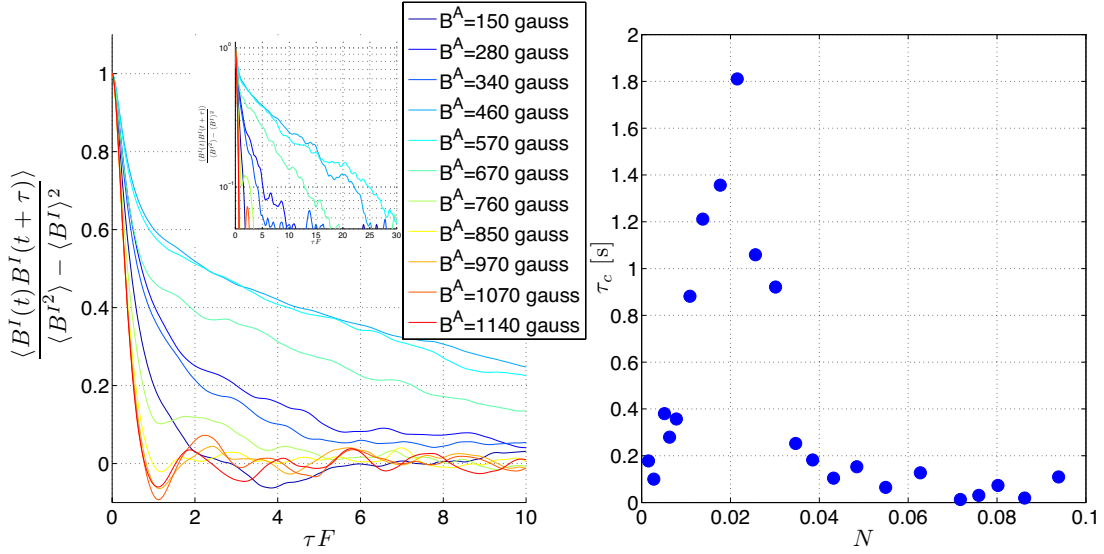


FIG. 5.15 – a) Représentation de la fonction de corrélation pour différents paramètres d’interaction. Dans l’encart, la représentation lin/log met en évidence la décroissance exponentielle. b) Evolution du temps de corrélation du champ magnétique en fonction du paramètre d’interaction.

de l’ordre de 10 % contre 20 % dans la zone inertielle et 100 % pour les basses fréquences. Encore une fois, le spectre est indépendant du champ magnétique pour des champs inférieurs à 550-600 gauss, puis semble évoluer linéairement avec l’amplitude du champ.

La figure 5.15 représente l’évolution de la fonction de corrélation du champ magnétique défini par :

$$\mathcal{C}(\tau) = \frac{\langle \tilde{B}^I(t) \tilde{B}^I(t - \tau) \rangle}{\langle B^{I^2} \rangle - \langle B^I \rangle^2} \quad \text{avec} \quad \tilde{B}^I = B^I - \langle B^I \rangle \quad (5.12)$$

Par définition, le spectre du champ induit est la transformée de Fourier de la fonction de corrélation, on s’attend donc à retrouver les comportements des spectres. Par exemple, le temps de corrélation τ_c , défini par :

$$\tau_c = \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{C}(t) dt \quad (5.13)$$

augmente fortement au voisinage de $N < 0.02$, tout comme l’énergie des basses fréquences, *cf.* figure 5.13. Au voisinage de ce paramètre d’interaction, les fonctions de corrélations décroissent de façon exponentielle au temps long ($\tau > 1/F$).

Nous venons de voir que les basses fréquences du champ induit sont les plus sensibles aux champs appliqués. Ces basses fréquences traduisent la dynamique des

grandes échelles de l'écoulement. Il est donc intéressant d'étudier la dynamique du profil du champ induit à l'aide de la sonde multiple.

La figure 5.16 représente les profils moyens pour des paramètres d'interaction de $1.6 \cdot 10^{-3}$ et $6.3 \cdot 10^{-2}$. Les mesures de profil pour des paramètres d'interaction plus grands ne sont pas fiables car les plus fortes fluctuations du champ saturent une partie des capteurs.

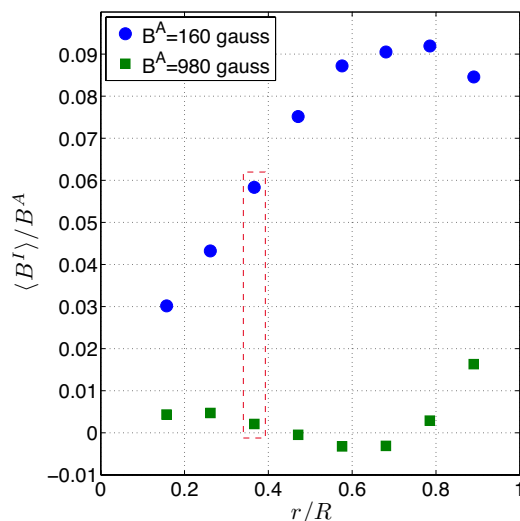


FIG. 5.16 – Profil du champ induit B^I normalisé par le champ appliqué B^A pour $N = 1.6 \cdot 10^{-4}$ (●) et $N = 6.3 \cdot 10^{-2}$ (■). Les mesures précédentes sont issues du capteur encadré en rouge qui a servi à l'alignement de la sonde.

Remarque : Il est impossible d'aligner exactement l'ensemble des capteurs de la sonde multiple avec le champ appliqué. L'écart maximal est d'environ 2-3° entre le capteur 3, utilisé pour l'alignement, et le capteur 8 à l'extrémité de la sonde. Lorsque le champ appliqué est de 1200 gauss, le champ mesuré sur le capteur 3 est alors de 2 gauss contre 50 pour le capteur 8!

On constate que le profil moyen est complètement différent pour les deux paramètres d'interaction. Pour le plus faible, on retrouve le profil mesuré avec l'ancien dispositif, cf. le chapitre 4 et la thèse de R.Volk [97]. Pour le plus fort paramètre d'interaction, le profil est quasiment plat et de très faible amplitude. Cette mesure montre que l'écoulement a été fortement modifié par le champ magnétique.

Les mesures du profil permettent d'illustrer facilement la compétition entre les deux écoulements pour les plus forts paramètres d'interaction. A l'aide d'une moyenne glissante sur une seconde, il est possible de suivre la dynamique du profil, dit instantané, et de le comparer au profil moyen. La figure 5.17 représente différents profils instantanés pour $N = 1.6 \cdot 10^{-4}$, 0.014 et 0.06. On constate que dans les

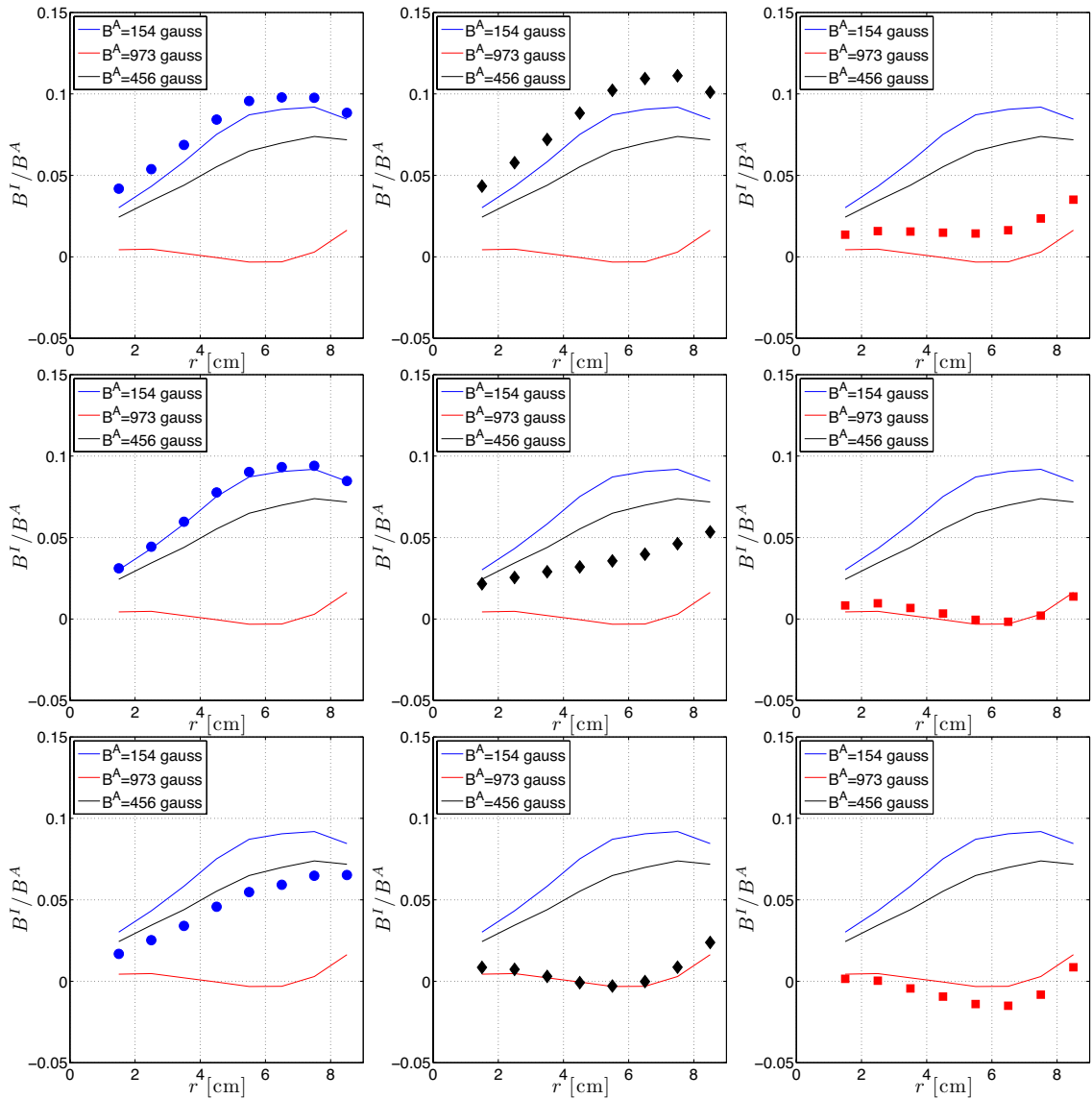


FIG. 5.17 – Illustration de quelques profils instantanés pour les différents paramètres d'interaction : $N = 1.6 \cdot 10^{-4}$ (\bullet), $N = 0.014$ (\blacklozenge) et $N = 0.06$ (\blacksquare). Les lignes pleines correspondent au profil moyen.

deux cas extrêmes, le profil instantané ne s'écarte que rarement du profil moyen. En revanche, pour $N = 0.014$, on constate que le champ induit explore les deux états possibles.

Une autre manière, plus globale, de quantifier ce phénomène est d'utiliser l'écart

\mathcal{E}_p au profil moyen. Cette notion a été introduite au cours de la thèse de R. Volk :

$$\mathcal{E}_p(t) = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{n_c} (B(r_i, t) - \langle B(r_i) \rangle)^2}{n_c}} \quad (5.14)$$

où $n_c = 8$ est le nombre de capteurs utilisés. L'évolution de la moyenne de cette grandeur en fonction du paramètre d'interaction permet de caractériser les fluctuations grandes échelles. La figure 5.18 représente la l'évolution de la moyenne de \mathcal{E}_p pour les différents paramètres d'interaction. On constate que l'évolution est identique à la variance du signal mesuré par un seul capteur. L'étude de l'écart au profil moyen ne semble pas apporter plus d'information que l'étude d'un seul capteur et ne sera pas détaillée ici.

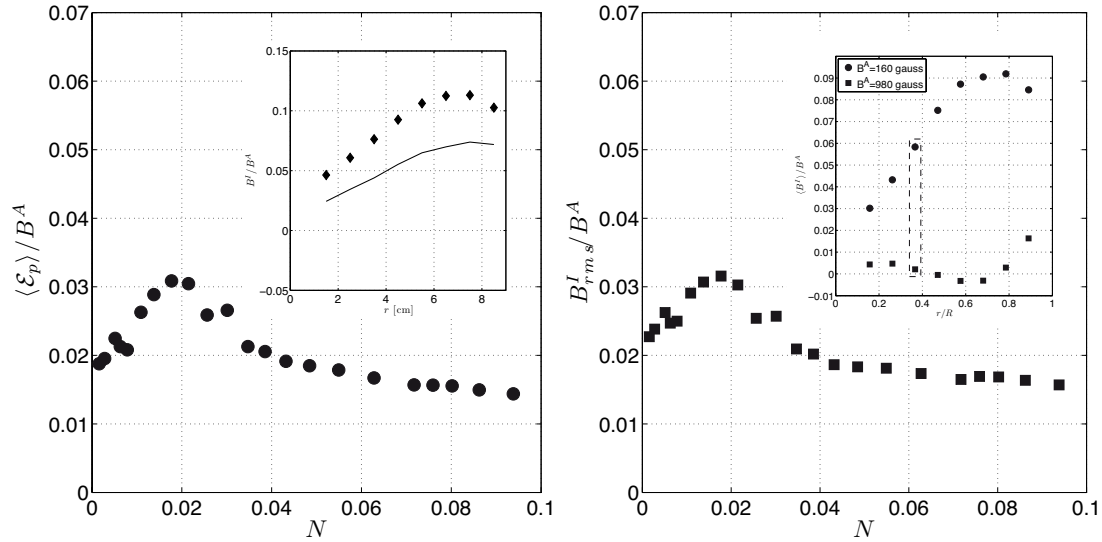


FIG. 5.18 – Evolution de l'écart au profil moyen \mathcal{E}_p (à gauche) et de la déviation standard du champ induit (à droite) en fonction du paramètre d'interaction N . Les deux grandeurs sont normalisées par le champ appliqué B^A .

Il est important de signaler que les profils moyens sont indépendants du capteur utilisé pour l'alignement de la sonde. Il en va de même pour l'ensemble des résultats présentés en ne considérant qu'un capteur.

5.4 Discussion

L'ensemble des résultats que nous venons de présenter montre que l'écoulement est modifié par la présence d'un champ fort. Dans la première partie, nous avons interprété l'augmentation de puissance par la dissipation supplémentaire due à l'effet

Joule. Cette approche ne nous permet pas de comprendre comment l'écoulement est modifié par le champ fort. Dans cette partie, nous allons proposer une interprétation consistante avec l'ensemble des mesures expérimentales mais qui est liée à une modification du champ de vitesse.

Les mesures des moyennes et des corrélations des couples montrent que les deux disques n'interagissent plus pour les plus forts paramètres d'interaction. Les structures à grandes échelles de l'écoulement sont donc plus petites que dans le cas hydrodynamique. Les schémas de la figure 5.19 illustrent ce phénomène.



FIG. 5.19 – Les cellules bleus représentent l'écoulement que créerait la rotation d'un disque dans le cas où la cuve serait un cylindre infini avec un disque à chaque extrémité. A gauche, le champ est nul, la taille de la cellule est fixée par la dissipation turbulente. A droite, un champ transverse est appliqué, la taille de la structure est alors fixée par la dissipation turbulente et l'effet Joule.

Cette modification de l'écoulement est lié à la force de Laplace $\vec{F} = \vec{j} \times \vec{B}$ dans l'équation de Navier-Stokes. Cette force peut être décomposée en un terme de pression et une force non conservative :

$$\begin{aligned} \vec{j} \times \vec{B} &= \frac{\text{rot} \vec{B}}{\mu} \times \vec{B} \\ &= -\vec{\nabla} \frac{B^2}{\mu} + \left(\vec{B} \cdot \vec{\nabla} \right) \frac{\vec{B}}{\mu} \end{aligned} \quad (5.15)$$

Le terme B^2/μ correspond à la pression magnétique. Nous allons montrer que la force non conservative \vec{F}_L^d est à l'origine de la dissipation par effet Joule.

Remarque : Par simplicité, le raisonnement que nous allons faire se limite au cas homogène. Comme nous l'avons vu au chapitre 4, il faudrait normalement raisonner avec le terme $\vec{\nabla} \lambda \times (\vec{\nabla} \times \vec{B})$. On suppose que ce terme n'a que peu d'effet sur la dynamique de l'écoulement.

Les écoulements en gallium sont des écoulements à bas nombre de Reynolds magnétique, le champ induit est alors petit devant le champ appliqué : $B^I \ll B^A$.

Comme dans notre expérience, le champ appliqué est approximativement homogène, on a $\vec{B} \cdot \nabla \vec{B}^A = \vec{0}$. La force \vec{F}_L^d s'écrit alors :

$$\vec{F}_L^d = \left(\vec{B} \cdot \vec{\nabla} \right) \frac{\vec{B}}{\mu} = \left(\vec{B}^A \cdot \vec{\nabla} \right) \frac{\vec{B}^I}{\mu} \quad (5.16)$$

L'équation d'induction à bas nombre de Reynolds magnétique permet d'exprimer le champ induit en fonction du champ appliqué et des gradients de vitesse :

$$\vec{B}^I = \mu \sigma \Delta^{-1} B^A \partial_A \vec{u} \quad (5.17)$$

Le terme $\partial_A u$ correspond au gradient de vitesse parallèle au champ magnétique appliqué B^A . Le terme Δ^{-1} est l'opérateur inverse du Laplacien³. La force \vec{F}_L^d avec un champ appliqué uniforme s'écrit donc :

$$\vec{F}_L^d = \sigma B^A \partial_A \Delta^{-1} B^A \partial_A \vec{u} = \sigma \Delta^{-1} B^{A^2} \partial_{AA} \vec{u}$$

Le terme ∂_{AA} correspond ici à un Laplacien, où seule la partie parallèle au champ est considérée. Cette composante de la force de Laplace est analogue au terme de viscosité $\eta \Delta u$. Mais, pour la force de Laplace, la dissipation est anisotrope et dépend de la taille des gradients de vitesse via le terme Δ^{-1} [78, 81].

Le fait que la dissipation par effet Joule soit proportionnelle à la taille de la structure peut déjà expliquer l'importance relative de la dissipation pour les trois écoulements.

En contra-rotation exacte, l'écoulement est fortement turbulent : des structures de toutes tailles sont générées au niveau de la couche de cisaillement. A chaque instant l'écoulement est donc très différent de l'écoulement moyen [59] avec des structures de petites tailles. On s'attend donc à ce que la dissipation Joule soit relativement faible. Le même raisonnement sur l'écoulement moyen explique pourquoi la dissipation est minimale dans ce cas là. Contrairement aux deux autres écoulements, la contra rotation est constituée de deux cellules toroïdales et de deux cellules poloïdales. Les cellules sont donc plus petites que celles générées par la co-rotation ou l'écoulement à un disque.

A un disque, il existe encore une zone de cisaillement toroïdal au niveau du disque immobile. Le cisaillement est cependant plus faible qu'en contra-rotation. Le taux de turbulence est donc moins important et le couple nécessaire pour faire tourner le disque est plus faible. Lorsque l'on applique du champ, la dissipation augmente, l'écoulement est alors confiné dans une zone plus petite.

En co-rotation, sans champ, les deux disques s'aident mutuellement pour entraîner le fluide. La turbulence étant plus faible, l'énergie des grandes échelles est plus

³ En toute rigueur, il faudrait prendre l'inverse de l'opérateur $\mathcal{L} = \mu \sigma (\partial_t + u \cdot \nabla) + \Delta$. Comme le Reynolds magnétique est petit et que le champ appliqué est homogène l'advection $\vec{u} \cdot \vec{\nabla}$ est négligeable devant le terme de diffusion Δ . Le terme ∂_t introduit un filtrage temporel mais ne change pas le raisonnement. Il n'est donc pas considéré ici.

importante que dans les cas précédents [80]. La dissipation par effet joule est donc la plus forte dans cette configuration.

La dissipation de l'énergie vient donc de deux termes : la dissipation hydrodynamique lié à la force $\eta\Delta\vec{u}$ qui intervient aux petites échelles de la turbulence et la dissipation par effet Joule via la force \vec{F}_L^d qui semble plutôt agir sur les grandes échelles.

Le paramètre d'interaction n'étant pas grand, il est raisonnable de supposer que la cascade turbulente n'est que peu modifiée. Par définition de la longueur de Taylor ℓ_λ [88], la puissance volumique dissipée par un écoulement turbulent est :

$$p_H = \langle \eta(\nabla u)^2 \rangle = \eta \frac{\langle u^2 \rangle - \langle u \rangle^2}{\ell_\lambda^2} \quad (5.18)$$

Comme nous venons de le voir, cette dissipation est liée aux petites structures de la turbulence. Cependant, lorsque l'on raisonne sur le champ de vitesse moyen \bar{u} il est utile d'introduire une viscosité turbulente η_t qui agit sur les grandes échelles de l'écoulement. Cette viscosité est défini à partir du terme de transfert d'énergie vers les petites échelles de la turbulence [61] :

$$\overline{\rho u'_i u'_j} = \eta_t \partial_j \bar{u}_i \quad (5.19)$$

où $u' = u - \bar{u}$. L'introduction de la viscosité turbulente ne traduit aucun mécanisme physique met permet d'étudier l'évolution des grandes échelles de la turbulence.

Nous avons vu que la partie dissipative de la force de Laplace est analogue à un terme de viscosité, il est alors intéressant d'introduire une viscosité magnétique η_B définie par :

$$\vec{F}_L^d = \sigma \Delta^{-1} B^{A^2} \partial_{AA} \vec{u} = \eta_B \partial_{AA} \vec{u} \quad (5.20)$$

Cette viscosité à la particularité de dépendre de l'échelle de la structure via le terme Δ^{-1} . Ce même terme empêche de faire l'intégration par partie classique pour déterminer la puissance dissipée par effet Joule :

$$P_J = \int \vec{u} \cdot \eta_B \partial_{AA} \vec{u} d^3r \quad (5.21)$$

Pour aller plus loin, nous allons raisonner en ordre de grandeur et écrire la puissance volumique dissipée :

$$p_J = \frac{P_J}{V} = \eta_B (\partial_A u)^2 \quad (5.22)$$

Par analogie avec la longueur de Taylor, on introduit une longueur caractéristique ℓ_B caractéristique de la dissipation par effet Joule :

$$\left\langle \sigma \Delta^{-1} B^{A^2} (\partial_A u)^2 \right\rangle = \eta_B \frac{\langle u^2 \rangle - \langle u \rangle^2}{\ell_B^2} \quad (5.23)$$

On sait que pour les forts paramètres d'interaction, les gradients de vitesse sont confinés sur une épaisseur de Hartmann ℓ_{Ha} [78] :

$$\ell_{\text{Ha}} = \sqrt{\frac{\eta}{\sigma B A^2}} \quad (5.24)$$

Comme nous sommes dans un cas intermédiaire, il faut déterminer quelles sont les échelles qui interviennent dans la viscosité magnétique η_B et les gradients de vitesse ℓ_B . Dans ce problème, il existe au moins trois échelles possibles : la longueur de diffusion magnétique ℓ_d , la longueur de Taylor ℓ_λ et la longueur de Hartmann ℓ_{Ha} .

Un premier raisonnement serait de dire que l'échelle des gradients est la même pour les deux forces : donc que $\ell_B = \ell_\lambda$ et que Δ^{-1} traduit la création des courants. Il est alors raisonnable de prendre l'échelle de diffusion $\ell_d = 1/(\mu\sigma F)^{1/2}$ comme échelle caractéristique dans la viscosité magnétique. Cette viscosité est donc égale à :

$$\eta_B = \frac{B A^2}{\mu F} \quad (5.25)$$

En moyenne la puissance volumique dissipée serait donc égale à :

$$\begin{aligned} \langle p_T \rangle &= \eta \frac{\langle u^2 \rangle - \langle u \rangle^2}{\ell_\lambda^2} \left(1 + \frac{\eta_B}{\eta} \right) \\ &= \langle p_H \rangle \left(1 + \frac{\rho}{\eta \mu \sigma} \frac{\sigma R B A^2}{\rho R F} \right) \\ &= \langle p_H \rangle \left(1 + \frac{N}{Pm} \right) \end{aligned} \quad (5.26)$$

Ce raisonnement permet de retrouver le comportement linéaire de la puissance avec le paramètre d'interaction. Cependant le préfacteur numérique est d'ordre $Pm^{-1} \sim 10^6$ alors qu'expérimentalement on mesure des pentes d'ordre 1, cf. la figure 5.6.

Si l'on considère que la force de Laplace va agir sur les gradients dont la taille caractéristique est supérieure à l'épaisseur de Hartmann, la longueur à considérer dans la dissipation par effet Joule est $\ell_B = \ell_{\text{Ha}}$. Cette longueur est identique pour la viscosité η_B puisqu'on s'intéresse à la dissipation créée par une structure. La puissance volumique dissipée est donc :

$$\langle P_T \rangle = \eta \frac{\langle u^2 \rangle - \langle u \rangle^2}{\ell_\lambda^2} \left(1 + \frac{\ell_\lambda^2}{\ell_{\text{Ha}}^2} \right) \quad (5.27)$$

En utilisant la définition de la longueur de Hartmann (équation 5.24) et un ordre

de grandeur de l'échelle de Taylor $\ell_\lambda \sim R/\sqrt{Re}$, on obtient :

$$\begin{aligned} \frac{\ell_\lambda}{\ell_{\text{Ha}}} &\sim \sqrt{\frac{\eta R}{\rho u}} \cdot \sqrt{\frac{\sigma B^A}{\eta}} \\ &\sim \sqrt{\frac{\sigma R B^A}{\rho u}} = \sqrt{N} \end{aligned} \quad (5.28)$$

La puissance volumique dissipée s'écrit donc :

$$\langle P_T \rangle = \eta \frac{\langle u^2 \rangle - \langle u \rangle^2}{\ell_\lambda^2} (1 + \gamma N) \quad (5.29)$$

Encore une fois on retrouve que la puissance dissipée est bien proportionnelle au paramètre d'interaction. Cependant, dans ce cas la constante γ est d'ordre 1 ce qui est en meilleur accord avec les mesures expérimentales.

Les mesures d'induction montrent que l'on a effectivement modifié les gradients de l'écoulement moyen.

$$\langle B^I \rangle = \frac{\Delta^{-1}}{\lambda} B^A \cdot \nabla \langle u \rangle \quad (5.30)$$

Nous avons supposé que la cascade turbulente n'était que peu modifiée par le champ magnétique. Il en est donc de même pour la viscosité turbulente. Cependant, la dissipation par effet Joule va diminuer l'énergie injectée dans les gradients. On peut donc écrire :

$$\langle \nabla u \rangle = \langle \nabla u_H \rangle - \langle \nabla u_{MHD} \rangle \quad (5.31)$$

Le premier terme correspond au champ de gradient créé par la turbulence, tandis que le second correspond au gradient affectée par la force de Laplace. L'analyse que nous avons fait plus haut permet d'écrire :

$$\langle \nabla u_{MHD} \rangle = \frac{\sqrt{\langle u^2 \rangle - \langle u \rangle^2}}{\ell_{\text{Ha}}} \quad (5.32)$$

$$\langle \nabla u_H \rangle = \frac{\sqrt{\langle u^2 \rangle - \langle u \rangle^2}}{\ell_\lambda} \quad (5.33)$$

En moyenne le champ induit s'écrit alors simplement :

$$\langle B^I \rangle = B^A \underbrace{\frac{\Delta^{-1}}{\lambda} \frac{u_{rms}}{\ell_\lambda}}_A \left(1 + \frac{\ell_\lambda}{\ell_{\text{Ha}}} \right) \quad (5.34)$$

Le terme A correspond au Reynolds magnétique effectif mesuré à faibles champs. Il est donc linéaire avec la fréquence F de rotation des disques. Lors de la partie précédente, nous avons montré que le rapport $\ell_\lambda/\ell_{\text{Ha}}$ est proportionnel à \sqrt{N} .

La constante de proportionnalité C_e dépend de la configuration étudiée puisque la distribution de courants induits change d'une configuration à l'autre.

Cette modélisation est cohérente avec l'interprétation des mesures de couple et d'induction. Mais, à l'image de la viscosité turbulente, elle n'apporte rien à la compréhension du phénomène. De plus, Cette modélisation n'est valable tant que le paramètre d'interaction est suffisamment faible pour ne pas modifier la cascade turbulente.

5.5 Conclusion

Les mesures que nous venons de présenter montrent que dans les métaux liquides, la force de Laplace agit d'abord sur les grandes échelles de l'écoulement. Pour les paramètres d'interaction étudiés, la cascade turbulente est peu affectée par le champ magnétique. Tout se passe comme si les grandes structures se divisaient en structures de taille ℓ_{Ha} , pour lesquelles la dissipation par effet Joule est la plus efficace. Cette propriété peut être liée au Pm du fluide : pour les Pm d'ordre 1, les petites structures seraient capables de tordre les lignes de champ magnétique, et donc, seraient affectées par la dissipation par effet Joule.

Pour le problème de l'instabilité dynamo, il est intéressant de remarquer que l'induction diminue fortement dès que la vitesse d'Alfvén devient comparable aux fluctuations de vitesse. Le paramètre d'interaction n'a donc pas besoin d'être très grand pour saturer l'instabilité. De plus, cet équilibre entre la vitesse d'Alfvén et les fluctuations de vitesse permet de retrouver la loi d'échelle utilisée au chapitre 2 pour les régimes décalés de $vks2-j$:

$$\frac{B}{\sqrt{\mu\rho}} \sim u_{rms} \quad \Rightarrow \quad \frac{\sqrt{\mu}\sigma R}{\sqrt{\rho}} B \propto Rm - Rm_c$$

Afin d'affiner la compréhension des modifications dues au champ fort, il est nécessaire de mesurer directement le champ de vitesse. Ces mesures permettraient de comprendre les mécanismes à l'origine du champ induit et d'étudier la modification des grandes échelles. Dans le prochain chapitre, nous allons voir deux types de sonde permettant de mesurer localement deux composantes de la vitesse avec une bonne résolution temporelle.

Chapitre 6

Mesure de vitesse dans des métaux liquides

Plan du chapitre

6.1	Principe et mise en place des sondes Vivès	159
6.1.1	Principe	159
6.1.2	Réponse fréquentielle et blindage	161
6.1.3	Mise en place dans les différentes expériences	163
6.2	Principaux résultats et limites de ces sondes	166
6.2.1	Les mesures de vitesse dans l'expérience VKS	166
6.2.2	Mesure de vitesse avec des champs magnétiques forts . . .	172
6.2.3	Validité des mesures de vitesse	175
6.3	Un nouveau type de sonde de vitesse	180
6.3.1	Le principe	180
6.3.2	Comparaison sonde Vivès-sonde quatre cadrans	181
6.4	Conclusion	184

Pour la compréhension de l'effet dynamo, il est important de mesurer des champs de vitesses car la saturation de l'instabilité vient d'une modification de l'écoulement par le champ magnétique. Nous avons vu au chapitre précédent qu'en présence d'un champ appliqué à grande échelle, les structures de plus grandes tailles semblent les affectées que les petites structures turbulentes. Pour confirmer cette étude, il est important de pouvoir mesurer à la fois la dynamique des grandes échelles de l'écoulement et les structures turbulentes. La mise en place de sonde de vitesse dans l'expérience VKS permettrait également d'étudier le lien entre les régimes dynamiques du champ dynamo et ceux du champ de vitesse. Enfin, les mesures de vitesses pourraient avoir des caractéristiques particulières en présence de champ dynamo : modification du spectre, des pdf... Si tel est le cas, les mesures de vitesse permettraient de distinguer un régime dynamo d'un régime de forte induction.

Dans les métaux liquides, il n'est pas possible de mettre en place des mesures classiques de PIV (Particle Image Velocimetry) ou de PTV (Particle Tracking Velocimetry) à cause de l'opacité du fluide. Il existe toutefois plusieurs techniques de mesure de vitesse dont une liste est donnée dans la revue [31]. Il existe plusieurs techniques de mesures non intrusives. Les premières consistent à suivre le déplacement de traceurs radioactifs ou à mesurer les gradients de densité à l'aide de rayon X. Ces deux méthodes de mesures font partie des techniques radiatives et sont relativement lourdes à mettre en place. Il est également possible de déterminer la vitesse du fluide par des mesures acoustiques. Ces mesures consistent à envoyer des pulses d'ondes acoustiques dans le fluide et d'écouter les échos émis par les différents diffuseurs présents dans le fluide (oxydes...). La position du diffuseur est déterminée par le temps d'attente entre le pulse d'émission et le pulse d'échos. La vitesse est mesurée par la mesure de deux temps d'attente : deux pulses sont émis dans un intervalle de temps τ , la particule va réémettre deux pulses à deux positions différentes séparées d'une distance dx . La vitesse de la particule est donc $v = dx/\tau$. Ces deux techniques ont l'avantage d'être non intrusives et de mesurer un champ de vitesse mais avec des temps de réponse grand devant le temps d'évolution des fluctuations turbulentes.

Il existe deux techniques locales et intrusives qui permettent de mesurer à la fois la vitesse moyenne et ses fluctuations. Une technique classique en hydrodynamique est l'utilisation de fil chaud : Un fil est maintenu à température constante à l'aide d'une régulation en courant. Le mouvement du fluide évacue une certaine quantité de chaleur qui dépend de la vitesse du fluide et de ses propriétés thermodynamiques (conductivité thermique, capacité calorifique...). La mesure du courant circulant dans le fil permet donc d'avoir accès à la vitesse du fluide. A l'aide de filtrage non linéaire, dans les gaz, ces appareils permettent d'avoir une fréquence de coupure de l'ordre de 10 kHz. Mais dans les métaux liquides, l'utilisation de ces instruments est délicate à cause de la présence d'oxyde qui modifie les coefficients de transport du fluide. De plus, la diffusivité thermique des métaux est très petite comparée à celle de l'eau, il existe donc un fort filtrage spatial. De plus, cette technique ne permet pas de mesurer le signe de la vitesse. Ces sondes sont donc inadaptées dans le cas d'un écoulement à vitesse moyenne nulle. La seconde technique a été proposée par

Faraday en 1832 [33]. Un fluide conducteur en mouvement baignant dans un champ magnétique crée une force électromotrice $\mathcal{E} = u \times B$. La tension aux bornes de deux électrodes est alors proportionnelle à la vitesse du fluide, c'est pourquoi ces sondes sont appelées sondes à potentiel ou sonde Vivès du nom de son inventeur [75]. Ce sont ces dernières que nous avons décidées de mettre en place pour étudier la turbulence dans les écoulements de von Kármán. Les deux dernières techniques de mesure ont l'inconvénient d'être intrusives et de mesurer la vitesse en un seul point.

6.1 Principe et mise en place des sondes Vivès

6.1.1 Principe

Dans cette partie, nous allons noter \vec{B}_0 le champ magnétique créé par l'aimant et \vec{b} le champ induit par l'écoulement à partir du champ de l'aimant. Comme le

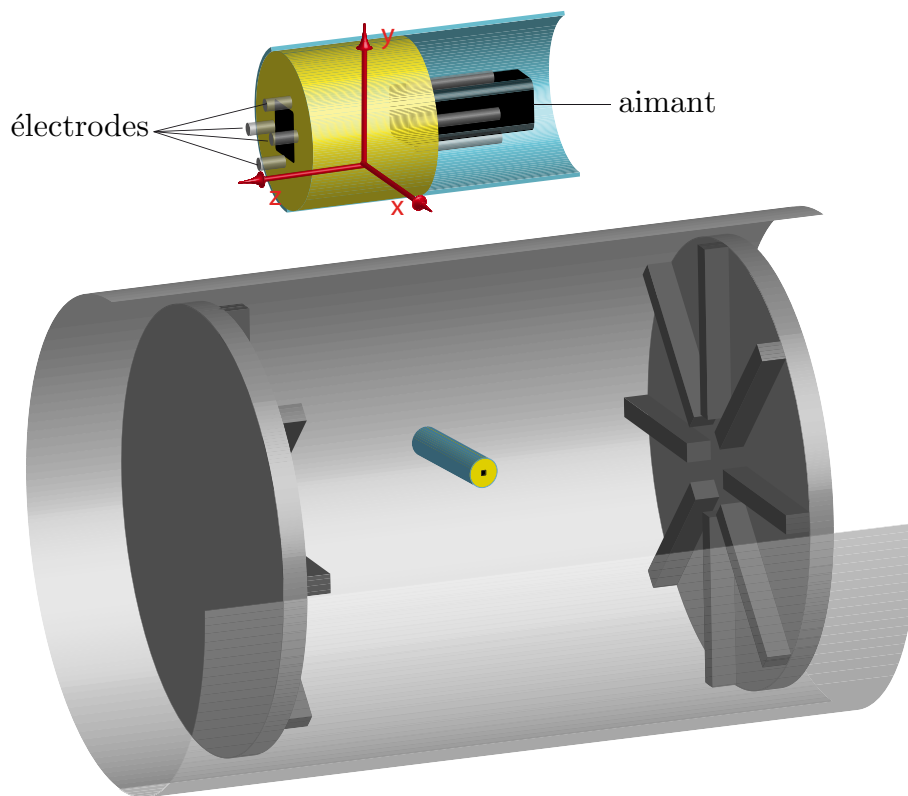


FIG. 6.1 – Schéma d'une sonde vivès et représentation à l'échelle de la sonde dans l'expérience VKG.

montre la figure 6.1, la sonde est constituée d'un aimant produisant un champ \vec{B}_0 et de quatre électrodes. Lorsque le fluide est en mouvement, des courants induits

peuvent apparaître et sont régis par la loi d'Ohm :

$$\vec{j} = \sigma(\vec{E} + \vec{u} \times \vec{B}) \quad (6.1)$$

où σ est la conductivité électrique du fluide. Dans le cas des petits nombres de Reynolds magnétique, le champ magnétique induit \vec{b} est négligeable devant le champ de l'aimant : $\vec{B} = \vec{B}_0$. Le champ électrique \vec{E} est lié au champ induit b par la loi de Maxwell-Faraday :

$$\text{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{b}}{\partial t} \quad (6.2)$$

En introduisant le potentiel vecteur \vec{A} défini par $\vec{b} = \text{rot} \vec{A}$, on retrouve la définition classique du champ électrique \vec{E} :

$$\vec{E} = -\vec{\nabla} \varphi - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \quad (6.3)$$

En combinant les équations 6.1 et 6.3, on peut exprimer $\vec{\nabla} \varphi$ en fonction des autres champs :

$$\vec{\nabla} \varphi = \vec{u} \times \vec{B}_0 - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \frac{\vec{j}}{\sigma} \quad (6.4)$$

On constate que si $\partial_t \vec{A}$ et \vec{j}/σ sont négligeables devant $\vec{u} \times \vec{B}_0$ le champ de potentiel est proportionnel à la vitesse du fluide. En l'absence de champ appliqué à grandes échelles ou de courant injecté dans le fluide, \vec{j} correspond au courant induit par l'écoulement à partir du champ de l'aimant \vec{B}_0 . En supposant que le nombre de Reynolds magnétique est petit, le champ induit est petit devant le champ appliqué. En première approximation, il est donc raisonnable de négliger le terme \vec{j}/σ devant $\vec{u} \times \vec{B}_0$. De plus, pour négliger le terme dû au potentiel vecteur, il faut se limiter à des fréquences inférieures à une fréquence maximale f_c définie par :

$$f_c A \sim u B_0 \quad (6.5)$$

Comme le potentiel vecteur vérifie l'équation de Poisson : $\Delta A + \mu_0 j = 0$. L'amplitude du potentiel vecteur est liée à l'amplitude des courants. L'approximation $j/\sigma \ll uB$, que nous venons de faire, contraint donc l'amplitude du potentiel vecteur A :

$$A \sim \mu_0 j \ell^2 \ll \mu_0 \sigma v B \ell^2 \quad (6.6)$$

où ℓ est une échelle caractéristique du problème. La fréquence de coupure vérifie donc :

$$f_c \gg \frac{1}{\mu_0 \sigma \ell^2} \quad (6.7)$$

La seule taille caractéristique du problème est l'échelle de variation du champ magnétique qui correspond ici à la taille de l'aimant : $\ell = d = 2$ mm. Dans le cadre de

ces approximations, la différence de potentiel entre deux électrodes parallèles à \vec{e}_x est :

$$\Phi_x^{12} = \int_1^2 (\vec{u} \times \vec{B}) \cdot d\vec{l} = \int_1^2 u_y B_0 dx \quad (6.8)$$

La différence de potentiel entre les deux électrodes alignées suivant \vec{e}_x permettent de mesurer \vec{v}_y ; inversement celles parallèles à \vec{e}_y mesurent \vec{v}_x . On a donc accès à deux composantes de la vitesse.

6.1.2 Réponse fréquentielle et blindage

L'intérêt de ce type de sonde est de pouvoir mesurer la composante continue et les fluctuations hautes fréquences de l'écoulement. Cependant, il existe un filtrage spatiale dû la taille finie de la sonde. Ainsi les structures plus petites que la distance entre les deux électrodes vont être moyennées¹. Bolonov a étudié ce filtrage [14] et montre que la partie turbulente du spectre fréquentiel évolue en $f^{-5/3} e^{-C_f df/u}$ où $C_f \sim 0.6$. Afin de minimiser cet effet de filtrage, nous avons utilisé des aimants NdFeB parallélépipédiques de 2 mm de côté et 10 mm de longueur. Le champ créé par ces aimants permet d'obtenir des sensibilités de l'ordre de $100 \mu\text{V}/(\text{m.s}^{-1})$. La fréquence f_c au delà de laquelle les variations du potentiel vecteur \vec{A} ne seront plus négligeables est d'environ 20 kHz.

Le spectre représenté sur la figure 6.2 est typique des signaux obtenus dans l'expérience VKG lors de la mesure de la vitesse azimutale en contra-rotation dans le plan médian. La cascade a une pente assez proche de la prédiction de Kolmogorov en $-5/3$. Le spectre compensé est en bon accord avec les mesures de Bolonov : le filtrage spatial de la sonde se traduit par un filtrage exponentiel proche de $e^{-df/0.6U}$, où U est la vitesse en bord du disque $U = 2\pi RF$. Dans ce même article, les mesures montrent que cette correction n'est valable que pour des fréquences inférieures à 1.5 fois la fréquence des vortex de taille d . Cette fréquence f_v peut être déterminée grâce à la conservation de la puissance ε dans la cascade turbulente :

$$\varepsilon = u_\ell^3/\ell \sim f_\ell^3 \ell^2 \Rightarrow f_v = 1.5 \left(\frac{R}{d} \right)^{2/3} F \quad (6.9)$$

On constate sur la figure 6.2 que l'on retrouve bien cette caractéristique avec nos mesures. Toutefois, dans l'écoulement de von Kármán la correction exponentielle est un peu plus forte, de l'ordre de $e^{-df/0.3U}$. Cette différence peut être lié aux différents types d'écoulement : Bolonov mesure la vitesse dans un canal où l'écoulement à une vitesse moyenne, alors que dans l'écoulement de von Kármán la vitesse moyenne est nulle au point de mesure. La vitesse à utiliser dans la correction exponentielle n'est alors plus bien définie.

Si l'on ne prend pas en compte le filtrage spatiale, la fréquence de coupure f_c^2 de la sonde est relativement haute (de l'ordre de 20 kHz). Cette propriété permet de

¹Ce type de filtrage existe également avec les fils chauds.

²liée à l'approximation $\partial_t A \ll vB$

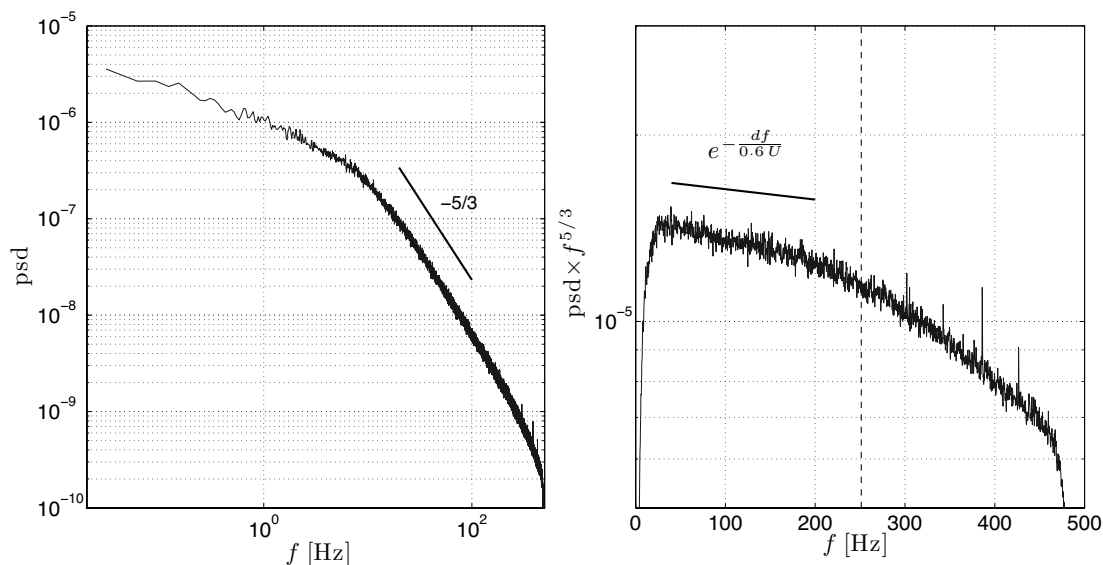


FIG. 6.2 – A gauche : spectre de u_θ mesuré dans le plan médian d'un écoulement de von Kármán à $r = R/2$ en contra-rotation. A droite : spectre compensé par $f^{5/3}$. La ligne pleine correspond à la correction prédite par Bolonov et la ligne pointillée est la borne supérieure d'application de cette correction $f_v \sim 250$ Hz.

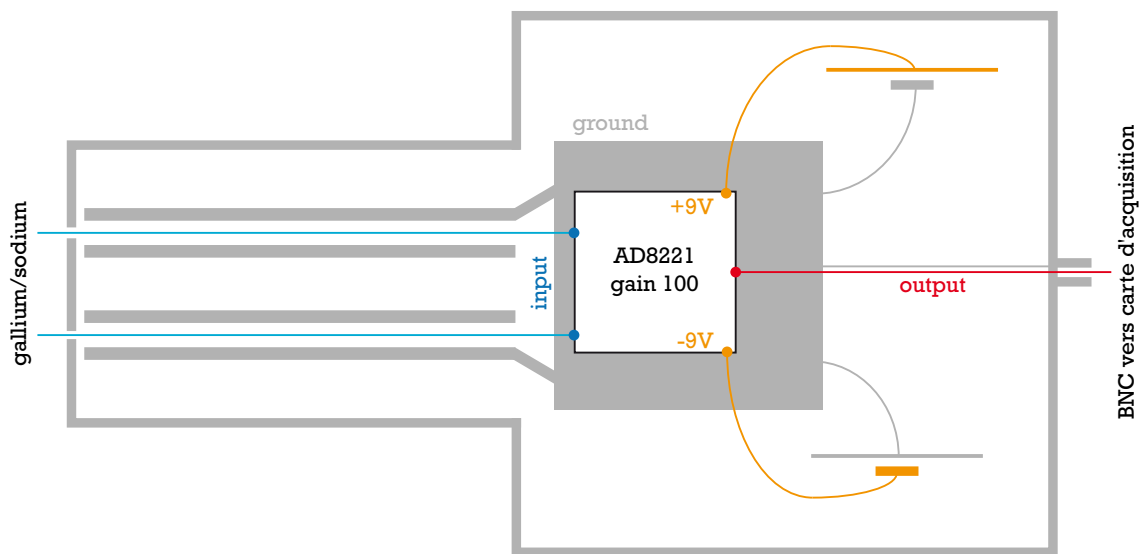


FIG. 6.3 – Schéma des connexions électriques réalisées pour optimiser le blindage lors de l'amplification du signal.

mesurer la vitesse sur une large plage de fréquence. La principale difficulté expérimentale est le bruit électromagnétique rayonné par les moteurs. En effet, l'amplitude

des signaux est relativement faible (la sensibilité est de l'ordre de $100 \mu\text{V}/\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$) alors que le bruit électromagnétique lié aux moteurs est très important. Afin d'avoir un bon blindage et une bonne adaptation d'impédance, Gallet *et al.* [41] utilisent un transformateur d'impédance pour. Ce dispositif a le défaut de couper les basses fréquences (bande passante de l'ordre de 0,1 Hz à quelques kHz), mais est très facile à mettre en place. Nous, nous avons décidé d'amplifier directement le signal à l'aide d'un amplificateur différentiel AD8221. Le schéma du blindage est représenté sur la figure 6.3. Les électrodes sont reliées à l'amplificateur à l'aide de câbles blindés dont les tresses de blindage sont soudées à la masse de l'amplificateur. Par expérience, il est primordial que l'amplificateur soit alimenté par des batteries. La réponse fréquentielle de la sonde va ainsi du continu jusqu'à environ 200 Hz au-delà le filtrage spatial devient important. Le niveau de bruit de la sonde permet de mesurer le signal jusqu'à des fréquences de l'ordre de 20 kHz.

Le dernier point délicat est le contact électrique entre les électrodes et le fluide. Il faut que le fluide puisse mouiller les électrodes et que les deux métaux soient compatibles chimiquement. Les mauvais contacts électriques se traduisent alors par des pics de quelques volts dans le signal de vitesse alors que les signaux ont typiquement des amplitudes de quelques dizaines de mV après amplification. Dans le cas des expériences dans le gallium, nous avons choisi des électrodes de tungstène de $500 \mu\text{m}$ de diamètre, qui dépassent de 1 mm dans le fluide. Dans le sodium, après validation par le CEA Cadarache, les électrodes correspondent tout simplement à des fils de cuivre argentés pour faciliter le mouillage. Les problèmes de mouillage d'électrodes ont été fréquents dans l'expérience VKG à cause de la présence de nombreux oxydes et d'impuretés diverses. En revanche, pour l'expérience VKS, le sodium est purifié avant chaque campagne; ce qui permet d'éliminer les oxydes et d'obtenir un bon contact électrique entre les électrodes et le fluide.

6.1.3 Mise en place dans les différentes expériences

Mise en place des sondes dans VKG

Dans cette partie, je vais présenter les différentes étapes de conception de la sonde Vivès mise en place dans l'expérience VKG. Cette présentation chronologique permet de comprendre la conception de sonde finale.

Le premier type de sonde est constitué d'un tube en PVC sur lequel est fixé à une extrémité la sonde en elle-même. Celle-ci est constituée de deux demi-bagues, représentées sur le schéma 6.4, qui maintiennent en place l'aimant et les électrodes de tungstène. L'ensemble est collé avec du stycast 2850 FT, qui permet d'avoir une bonne résistance mécanique de l'ensemble. Les électrodes en tungstène ne peuvent pas être soudées directement sur le câble BNC. Il a donc fallu utiliser de la colle d'argent pour assurer un bon contact électrique. Les principaux problèmes rencontrés avec ces sondes sont évidemment le blindage, qui n'est plus aussi bien assuré par le tube en plastique et celui des faux contacts entre les électrodes causés par le

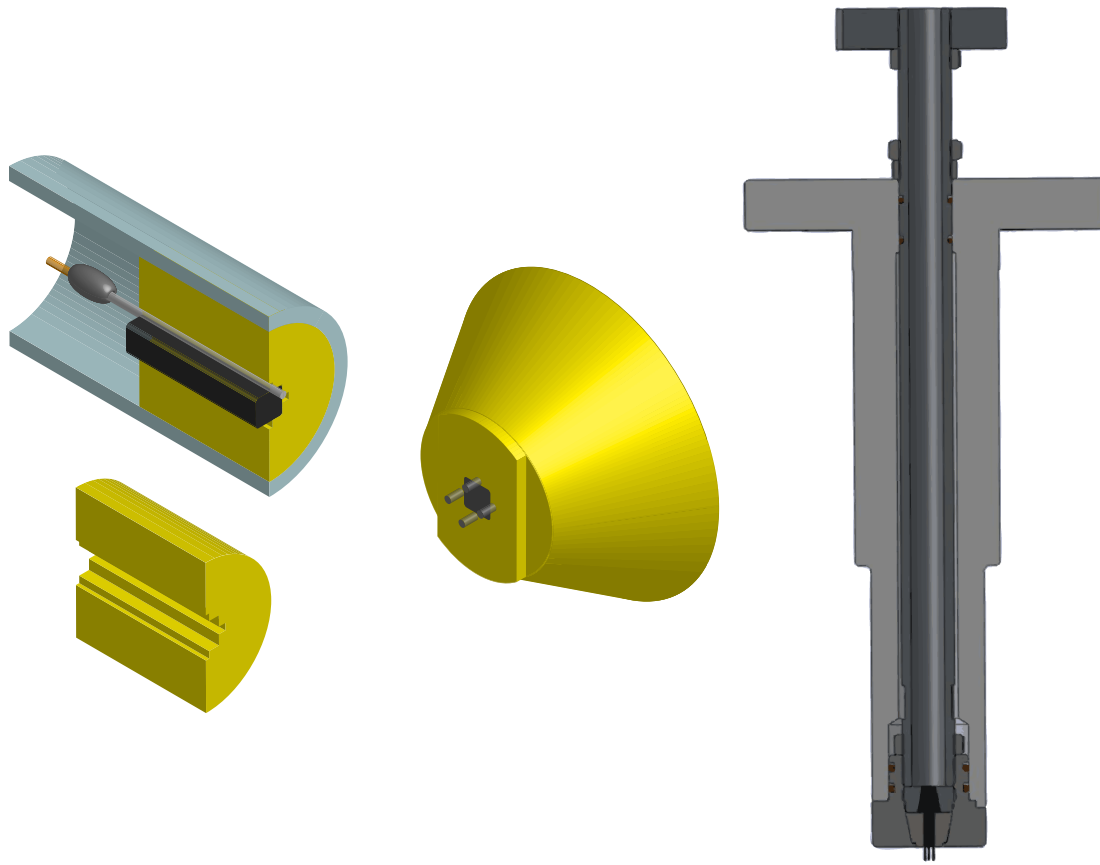


FIG. 6.4 – Schéma des demi-bagues et d’une coupe de la sonde dans l’expérience VKG à gauche. Schéma de la tête conique de la sonde de VKS au centre. Coupe de la sonde Vivès utilisé dans l’expérience VKS à droite.

revêtement en nickel de l’aimant. Pour résoudre ces problèmes, le tube en plastique a été remplacé par un tube en inox et l’on a acheté des aimants recouverts d’époxy.

Pour minimiser la modification de l’écoulement, dans le deuxième type de sonde, le diamètre du tube en acier est de 8 mm. L’inconvénient de ces sondes est lié au manque de rigidité de l’ensemble. Dès que les moteurs tournent suffisamment vite, la sonde se met à vibrer. Cela se traduit par l’apparition d’un pic de résonance dans le spectre dont la position dépend de la profondeur de la sonde et est indépendante de la fréquence de rotation des moteurs. Si l’on veut utiliser ce type de sonde, il faut choisir un matériau avec un module d’Young est suffisamment grand. Ainsi, la fréquence de résonance de la sonde est en dehors de la zone fréquentielle étudiée. L’autre solution, qui a été retenue est l’augmentation de la section du tube.

Le dernier type de sonde est constitué d’un tube en inox de 12 mm de diamètre extérieur, la sonde étant fixée à une extrémité. La principale difficulté est alors le

collage des câbles aux électrodes. Les points de colle doivent être suffisamment petit pour éviter les faux contacts entre les électrodes, cette diminution de taille fragilise alors l'ensemble. Ce problème a été résolu récemment par l'achat d'une centrale de soudage à ultrason qui permet de souder directement le tungstène et les câbles en cuivre. Enfin, les sondes sont positionnées à l'aide d'un système de presse étoupe qui permet d'ajuster la profondeur et l'orientation de la sonde.

Mise en place des sondes dans VKS

Pour mettre en place cette sonde dans l'expérience VKS, la compatibilité de chaque matériau avec le sodium a dû être vérifiée. Par chance, le stycast 2850 FT (avec le catalyseur 24LV) qui sert de colle et assure l'étanchéité de la sonde ne réagit pas avec le sodium. Cela a facilité la mise en place de la sonde dans VKS.

Contrairement à l'expérience VKG et pour des raisons de sécurité il n'est pas possible d'avoir un simple presse-étoupe pour tenir la sonde. Celle-ci est placée sur un doigt de gant, qui fixe sa position et son orientation. Le dessin a été réalisé en collaboration avec M. Moulin : deux demi-bagues en peek de forme conique servent à tenir l'aimant et les électrodes (voir la figure 6.4). Il existe deux encoches pour orienter la sonde, afin de mesurer effectivement la vitesse axiale et la vitesse azimutale. Cette tête de mesure est ensuite fixée sur une pièce en inox où l'étanchéité est assurée à plusieurs niveaux pour éviter tout risque de fuite, *cf.* figure 6.4.

Miniaturisation de la sonde

La construction de ces sondes m'a permis de collaborer avec l'équipe de P. Frick à Perm (Russie). Nous avons adapté nos sondes pour les monter sur deux de leurs expériences. La première est une expérience de mélange appliqué à la métallurgie. Les sondes sont alors identiques à celles utilisées à Lyon.

La deuxième est une expérience en gallium liquide pour étudier l'effet dynamo dans un tore [36]. Le montage de la sonde de vitesse a demandé un effort de miniaturisation. Il a fallu réduire la taille de la sonde afin de minimiser les contraintes mécaniques qui peuvent être importantes. En effet, le tore de 8.5 cm de rayon tourne à 55 Hz et s'arrête en moins de 0.1 s. Les accélérations subies par la sonde sont supérieures alors supérieures à 30 G. Au final, la sonde est enfermée dans un tube de 7 mm de diamètre et 2 cm de long. Les électrodes plongent ainsi de 5 mm dans le fluide, ce qui permet de mesurer l'écoulement en dehors des couches limites. La résolution temporelle de ce type de sonde permet d'étudier en détail les régimes transitoires dans cette expérience. Deux articles ont été écrits à la suite de cette collaboration [62, 27].

6.2 Principaux résultats et limites de ces sondes

Comme les sondes peuvent mesurer le continu, il est en théorie possible de déterminer la sensibilité des sondes. Toutefois, nous n'avons pas à notre disposition d'écoulements MHD suffisamment calibrés pour pouvoir réaliser cette mesure. Il est cependant possible d'avoir un ordre de grandeur de la sensibilité en utilisant un écoulement de von Kármán lorsque les deux disques tournent dans le même sens. Les résultats de C. Simand [80] montre qu'entre l'axe et $R/2$ l'écoulement est globalement en rotation solide. Pour les rayons compris entre $R/2$ et R , la vitesse diminue pour s'annuler à la paroi. En utilisant la sonde dans ce type d'écoulement, on mesure une sensibilité d'environ $70 \mu\text{V}/\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$. Lors de la collaboration avec l'équipe de P. Frick en Russie, les sondes ont été mise en place dans des écoulements mieux connus, la sensibilité mesurée est alors d'environ $180 \mu\text{V}/\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$. A défaut de connaître exactement la sensibilité des sondes, nous allons prendre une sensibilité de $100 \mu\text{V}/\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ afin d'avoir un ordre de grandeur des vitesses mesurées.

6.2.1 Les mesures de vitesse dans l'expérience VKS

Une sonde de vitesse et deux couple-mètres ont été installés au début de la campagne vks2- p . Les trois configurations étudiées depuis n'ont pas permis d'engendrer de champ dynamo. L'ensemble des mesures présenté ici correspond donc à des mesures hydrodynamiques.

Une trace temporelle de la vitesse azimutale mesurée en contra-rotation à $F = 20$ Hz lors de la campagne vks2- p est représentée sur la figure 6.5. Nous constatons que ce type de sonde permet de bien capturer la dynamique du signal. En contra-rotation, nous retrouvons la linéarité de la déviation standard de la vitesse avec le forçage. Les spectres sont obtenus à partir des mesures de la campagne vks2- q et sont semblables dans les deux configurations. Lors de la campagne vks2- q , certaines mesures ont été réalisées avec une fréquence d'acquisition $F_{acq} = 100$ kHz, ce qui a permis de mesurer le bruit de la sonde. Nous constatons ainsi que le rapport signal sur bruit est bon, environ 7 décades de dynamique, et qu'il permet de mesurer une zone inertielle sur environ deux décades. L'écart entre la pente du spectre dans la zone inertielle et la prédiction en $-5/3$ de Kolmogorov est dû à la taille finie de la sonde.

En turbulence, la puissance massique injectée ε est une grandeur importante. Elle traduit le transfert d'énergie dans la cascade turbulente. Dans le cadre de la turbulence homogène isotrope, quelque soit l'échelle considéré, la puissance injectée vérifie [38] :

$$\langle (u_x(r + \ell, t) - u_x(r, t))^3 \rangle_r = -\frac{4}{5}\varepsilon\ell \quad (6.10)$$

où $\langle \cdot \rangle_r$ correspond à une moyenne spatiale sur r . Il n'est pas possible de mesurer cette grandeur avec notre seule sonde. Cependant, il est possible d'estimer la puissance

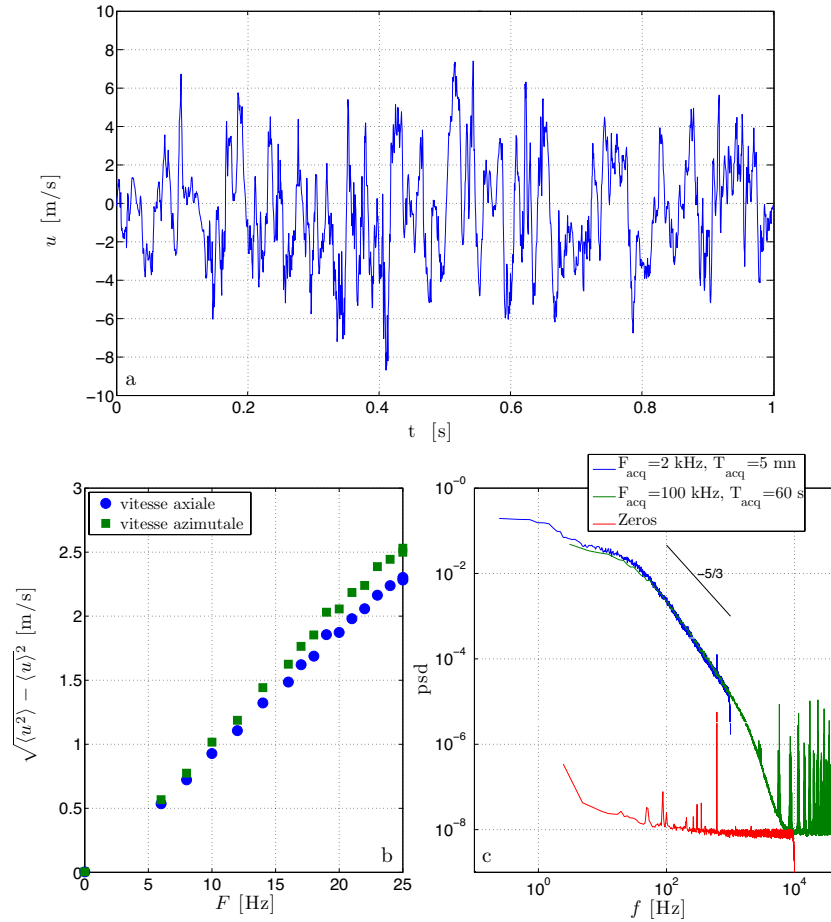


FIG. 6.5 – a) Evolution temporelle de la vitesse axiale mesurée dans le plan médian au cours de la campagne vks2- p à $F = 20$ Hz. b) Déviation standard de la vitesse axiale en contra-rotation dans la campagne vks2- p en fonction de la fréquence F de rotation des moteurs. c) Spectres mesurés au cours de la campagne vks2- q pour $F = 20$ Hz à différentes fréquences d'acquisition : $F_{acq} = 2$ kHz (-), $F_{acq} = 100$ kHz (-) et sans tourner à $F_{acq} = 20$ kHz (-)

injectée à l'aide de l'approximation suivante :

$$\varepsilon = \frac{u_{rms}^3}{\ell_u} \quad (6.11)$$

A l'aide de l'hypothèse de Taylor, on peut estimer la taille caractéristique ℓ_u par :

$$\ell_u = u_{rms}\tau \quad (6.12)$$

où τ est le temps de corrélation du signal de vitesse. En appliquant cette méthode, la puissance massique ε est de 530 W.kg^{-1} en contra-rotation à 20 Hz. Les mesures de

couples permettent de mesurer précisément cette puissance, et donne une puissance massique injectée de 730 W.kg^{-1} . Si la méthode de détermination de ε est bonne, il est possible de déterminer plus précisément la sensibilité de la sonde qui est ici de l'ordre de $140 \mu\text{V/m.s}^{-1}$.

Les distributions des vitesses et des incréments de vitesse sont représentées sur la figure 6.6. On constate qu'elles ne sont pas identiques au cours des deux campagnes. Les mesures de la campagne vks2- q sont quasiment gaussiennes et semblent en accord avec les mesures de PIV réalisées dans l'écoulement en eau par Monchaux [59]. La distribution s'écarte de la gaussienne pour les événements de fortes amplitudes. Le fichier ne durant que cinq minutes, il est possible que les statistiques ne soient pas bien convergées. En revanche, les vitesses mesurées lors de la campagne vks2- p sont clairement non gaussiennes. Cette propriété se retrouve si l'on ne s'intéresse qu'aux fluctuations basses fréquences en filtrant le signal à $f = 10 \text{ Hz}$. Les distributions des couples lors des deux campagnes sont également différentes. Il semble donc que le contre-flasque positionné à proximité des disques joue un rôle sur l'écoulement.

Si l'on s'intéresse maintenant aux incréments de vitesse $\delta_\tau u = u(t + \tau) - u(t)$, on retrouve le résultat classique en turbulence de l'augmentation du moment d'ordre 4 ($\langle (\delta_\tau u)^4 \rangle$) en fonction de τ . Cependant, les fonctions de distribution représentées sur la figure 6.6 sont symétriques. Les moments impairs sont donc nuls. Comme nous l'avons dit, en utilisant une hypothèse de Taylor, le temps τ correspond à une structure de taille $\ell = u/\tau$. Le moment $(\delta_\ell u)^3$ est donc nul en moyenne sur nos mesures. Cette observation est problématique car, comme nous l'avons vu, la moyenne du moment d'ordre 3 est liée à la puissance injectée ε :

$$(\delta_\ell u)^3 = -\frac{4}{5}\varepsilon\ell \quad (6.13)$$

Cette différence peut être liée au filtrage spatial de la sonde qui devient important pour les fréquences $f \gtrsim f_v \sim 200 \text{ Hz}$. Afin de s'affranchir de cet effet, il faut se limiter à des temps τ supérieurs à 5 ms. Les distributions de la figure 6.6 montrent que l'écart à la gaussienne est faible pour ces temps.

Bien que le moment d'ordre 3 ne soit pas résolu, l'étude de $\langle |\delta_\tau u|^p \rangle$ permet de retrouver les résultats classiques des mesures de vitesses turbulentes. La figure 6.7 représente l'évolution des moments d'ordre 1 à 6 en fonction du temps τ et du moment d'ordre 3. Les courbes montrent deux régimes :

- Pour $\tau > 3 \text{ ms}$, les moments d'ordre p évoluent suivant la loi : $\langle |\delta_\tau u|^p \rangle = \langle |\delta_\tau u|^3 \rangle^{\zeta_p}$. Les exposants ζ_p des moments d'ordre 1 à 4 correspondent à 5 % près aux exposants déterminés par Benzi [9]. Pour les moments d'ordre supérieur, les mesures ne sont pas assez longues pour que les statistiques soient convergées.
- Pour $\tau < 3 \text{ ms}$, les moment d'ordre p évolue linéairement avec une pente en $p/3$. Cela montre que la courbe est suffisamment lisse pour être développable

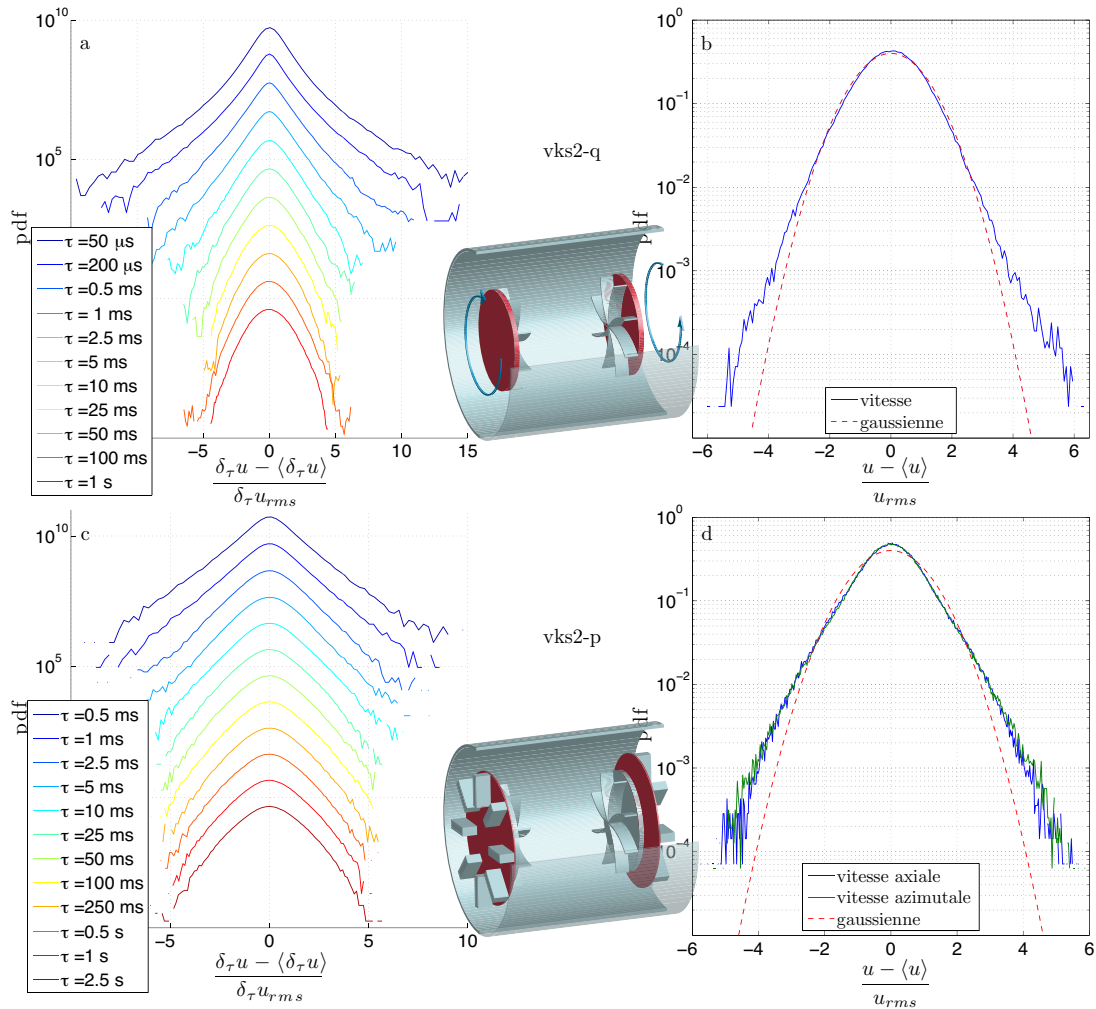


FIG. 6.6 – a) pdf des incréments de vitesse lors de la campagne vks2- q à $F=20$ Hz en contra-rotation. Les distributions ont été décalées afin d’augmenter la lisibilité. b) pdf centrée et normalisée de la vitesse axiale à $F = 20$ Hz en contra-rotation. c) pdf des incréments de vitesse lors de la campagne vks2- p en contra-rotation à $F=20$ Hz. Les distributions ont été décalées afin d’augmenter la lisibilité. d) pdf centrée et normalisée des vitesses axiales et azimutales dans la campagne vks2- p à $F=20$ Hz en contra-rotation.

en série entière. Le lissage de la courbe est bien dû à la taille finie de la sonde puisque τ est du même ordre de grandeur que $1/f_v$.

Enfin, ces mesures ont permis de montrer que les fluctuations de vitesse sont différentes en contra-rotation et en anti-contra-rotation. La figure 6.8 représente les spectres, les pdf centrées normalisées et les variances des vitesses axiales et azimutales mesurées lors de la campagne vks2- p .

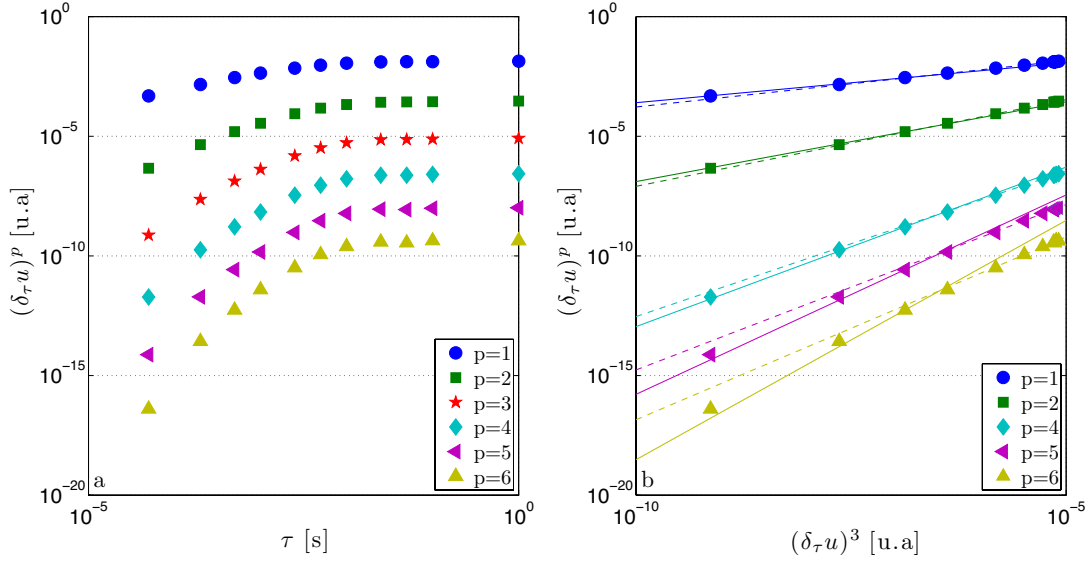


FIG. 6.7 – a) Evolution des moments d'ordre 1 à 6 ($\langle (\delta_\tau u)^p \rangle$) en fonction de τ . b) Evolution des moments d'ordre p en fonction du moment d'ordre 3. Les incréments sont calculés sur la vitesse axiale lors de la campagne vks2- q en contra-rotation à $F = 20$ Hz. Les traits pleins correspondent à un exposant normal en $p/3$. Les lignes pointillées correspondent à une estimation de l'exposant ζ_p sur les dix derniers points : $\langle |\delta_\tau u|^p \rangle = \langle |\delta_\tau u|^3 \rangle^{\zeta_p}$

$\langle \delta_\tau u \rangle^p$	p=1	p=2	p=4	p=5	p=6
ζ_p	0.39	0.72	1.22	1.38	1.53
$\zeta(p)$	0.37	0.71	1.28	1.51	1.75

TAB. 6.1 – Tableau des ζ_p définis par $\langle |\delta_\tau u|^p \rangle = \langle |\delta_\tau u|^3 \rangle^{\zeta_p}$ quand τ est dans la zone inertielle mesurée dans l'expérience VKS. La deuxième ligne correspond aux valeurs reportées dans l'article d'Arneodo *et al.* [4].

Intéressons nous dans un premier temps aux spectres de vitesse. En contra-rotation, les deux spectres sont identiques, les signaux ont donc la même énergie. En anti-contra, le spectre de la vitesse azimutale est plus riche en basse fréquence que celui de la vitesse axiale. Cette mesure reflète l'action de la courbure des pales. F. Ravelet a montré qu'en contra-rotation, avec cette courbure de pales, le champ de vitesse polôidale et le champ de vitesse torôidale ont la même amplitude [71]. En revanche, la partie haute fréquence est identique dans les deux cas : la cascade turbulente n'est pas affectée par la dynamique des grandes échelles.

La mesure des variances donnent les mêmes résultats que les spectres : les fluctuations en contra-rotation sont quasiment identiques, alors que les fluctuations

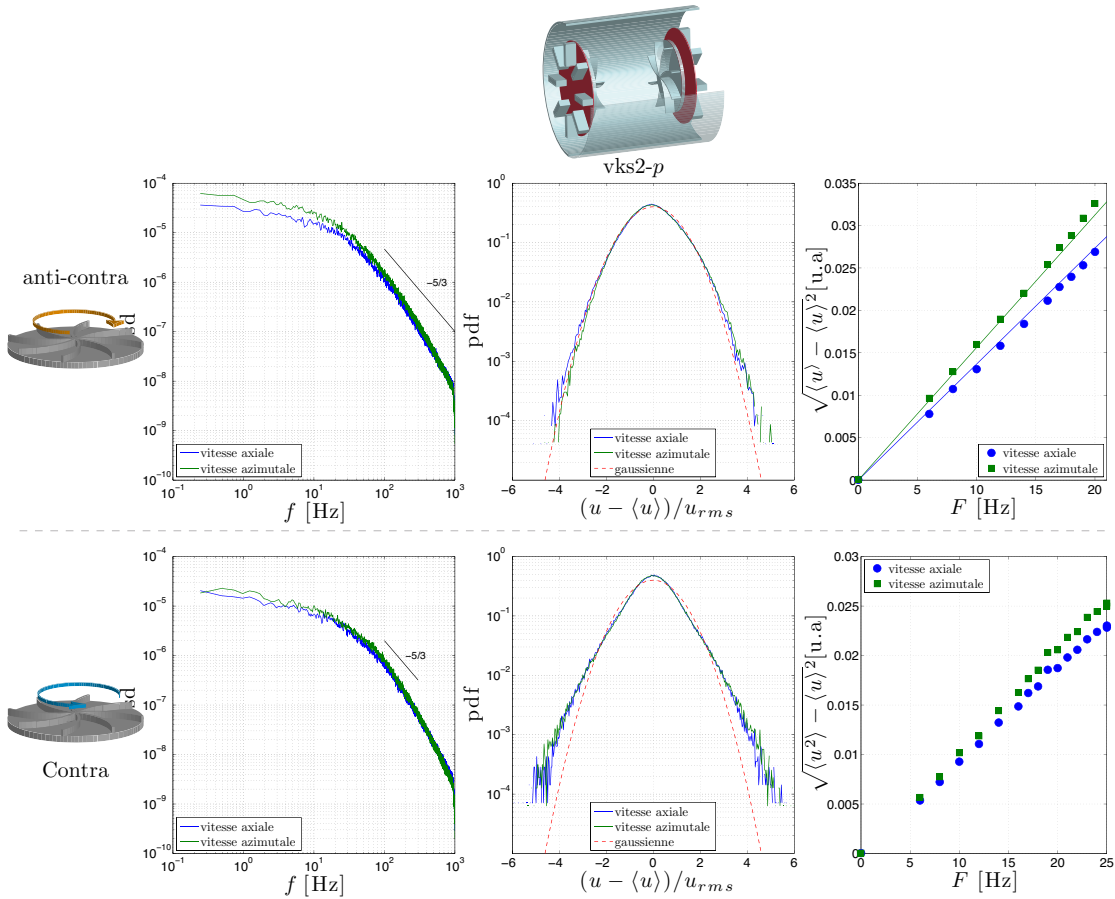


FIG. 6.8 – A gauche : représentation des spectres de vitesses axiales et azimutales pour $F = 20$ Hz. Au centre : pdf centrées et normalisées des vitesses axiales et azimutales pour $F = 20$ Hz. La courbe en pointillé représente une gaussienne. A droite : évolution des variances des vitesses axiales et azimutales en fonction de la fréquence de rotation des disques F . Les courbes du haut représentent les courbes d’anti-contre-rotation, celles du bas les courbes de contre-rotation.

azimutales sont plus fortes que les fluctuations axiales en anti-contre-rotation. Pour finir, il est intéressant de noter que les pdf des fluctuations de vitesse sont gaussiennes en anti-contre, alors qu’en contre-rotation les pdf semblent avoir des ailes exponentielles. On a vu que ces ailes disparaissaient lorsque l’on supprimait les contre-flasques derrière les disques. L’écoulement en anti-contre semble donc moins sensible aux appendices situés derrière les disques.

Les trois campagnes au cours desquelles les mesures de vitesse ont été réalisées n’ont pas permis de franchir le seuil dynamo. Nous ne savons donc pas comment se comporte le champ de vitesse lors de la saturation. Nous allons maintenant analyser

les mesures réalisées dans VKG en présence d'un champ magnétique fort pour étudier la modification de l'écoulement.

6.2.2 Mesure de vitesse avec des champs magnétiques forts

Nous avons installé deux sondes de vitesse dans l'expérience VKG en présence de fort champ appliqué. On rappelle ici que, sans approximation, différence de potentiel mesurée est :

$$\Phi^{12} = \int_1^2 \left(\vec{u} \times \vec{B} - \partial_t \vec{A} - \frac{\vec{j}}{\sigma} \right) \cdot d\vec{l} \quad (6.14)$$

Ici, \vec{B} est le champ magnétique total : le champ appliqué à grande échelle \vec{B}^A et le champ de l'aimant \vec{B}_0 et les champs induits. Donc même si l'on peut négliger les courants induits \vec{j} et les variations du potentiel vecteurs \vec{A} , la composante de vitesse mesurée peut dépendre de l'intensité du champ appliqué \vec{B}^A . Pour savoir si les sondes Vivès mesurent toujours la même composante de la vitesse en présence d'un champ fort, il faudrait comparer les mesures avec une technique indépendante du champ magnétique comme les mesures acoustiques. Ce genre de comparaison ne semble pas exister et comme nous n'avons pas les outils pour la mener, nous avons décidé de placer les sondes perpendiculairement au champ appliqué pour minimiser l'effet du champ sur la mesure de la vitesse azimutale : $\vec{v}_\theta \times \vec{B}^A = \vec{0}$. Pour la suite, nous allons considérer que l'on mesure effectivement la vitesse axiale et la vitesse azimutale avec ou sans champ. Cette hypothèse sera discutée dans la prochaine partie.

Dans un premier temps, nous allons nous intéresser aux spectres et aux pdf des vitesses mesurées dans le plan médian et dans un plan décalé, *i.e.* équidistant du centre de l'expérience et d'un des deux disques.

Dans le plan médian, les pdf des fluctuations de vitesses axiales sont gaussiennes en l'absence de champ, *c.f.* figure 6.9. Lorsque le champ devient suffisamment fort, la forme de la pdf change et une des ailes devient exponentielle. Pour la vitesse azimutale, on a le même comportement à fort champ, mais pour les paramètres d'interaction faibles, la pdf est légèrement bimodale. Cette bimodalité est plus prononcée pour la pdf de la vitesse azimutale mesurée dans le plan décalé. Ce comportement est certainement lié au passage des rouleaux de la couche de cisaillement identiques à ceux observés dans les expériences en eau [56].

Les spectres des vitesses azimutales sont quasiment identiques dans le plan médian et le plan décalé. Dans les deux cas, la dynamique basse fréquence du système diminue lorsque l'on augmente l'intensité du champ magnétique. La pente du spectre évolue, dans un premier temps, linéairement avec le paramètre d'interaction N avant de saturer à une valeur proche de 0. La pente liée à la cascade turbulente devient également plus raide lorsque le paramètre d'interaction augmente (voir figure 6.10).

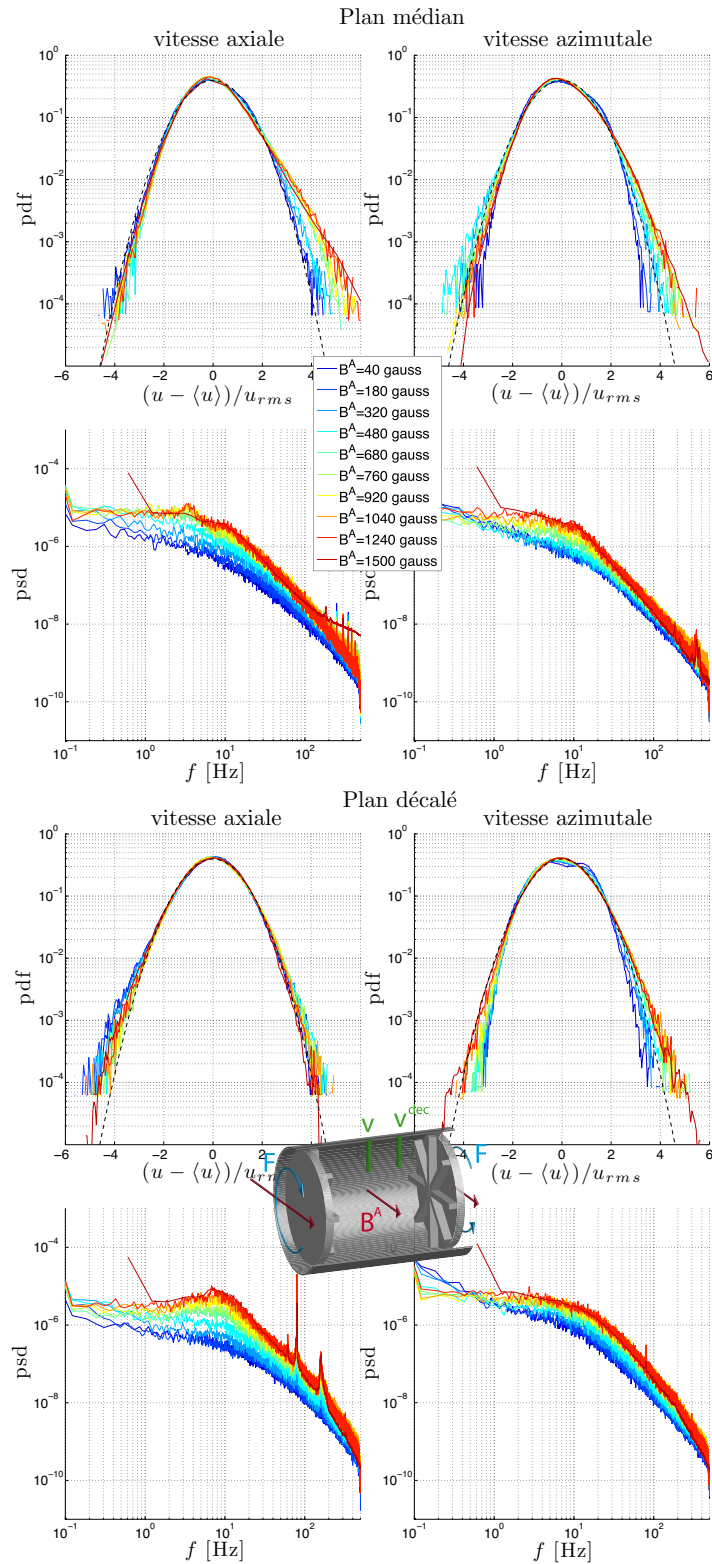


FIG. 6.9 – Evolution des pdf et des spectres des vitesses axiales et azimutales mesurées dans le plan médian (à gauche) et dans un plan décalé (à droite) en fonction du champ appliqué. La courbe en pointillés (- -) représente une gaussienne centrée normalisée.

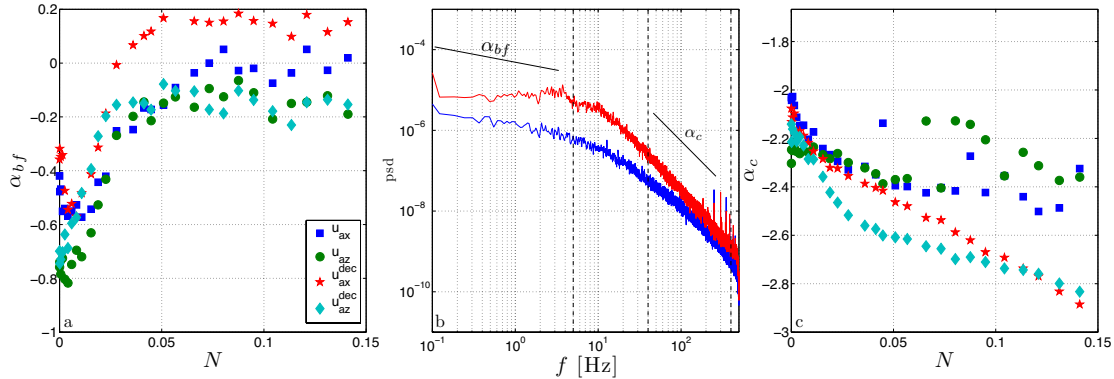


FIG. 6.10 – a) Evolution de la pente α_{bf} liée à la dynamique basse fréquence en fonction du paramètre d'interaction N . a) Spectres de la vitesse axiale pour $B^A = 0$ (-) et $B^A = 1300$ gauss (-). Les traits verticaux représentent les zones choisies pour étudier les pentes des spectres. c) Evolution de la pente α_s dans le régime inertiel.

La dynamique turbulente rappelle celle des fluctuations du champ induit, *cf.* figure 5.13. Contrairement aux mesure d'induction, la dynamique basse fréquence du champ de vitesse est monotone alors que pour le champ induit, l'énergie des basses fréquences augmentait avant de saturer. Lorsque l'intensité du champ augmente, des pics apparaissent dans les deux spectres des vitesses axiales. Dans le plan décalé, il y a un premier pic à $f = 80$ Hz qui correspond à la fréquence de passage des pales, et un second à $f = 160$ Hz qui est un harmonique. Dans le plan médian, Il existe également un enrichissement du spectre vers $f = 3$ Hz.

Si l'on s'intéresse plus en détail à la dynamique des basses fréquences, on constate que l'évolution des pentes des basses fréquences est identique pour les quatre sondes. Dans un premier temps une augmentation de la dynamique, l'exposant passant de -0.5 à -1. Puis la dynamique diminue fortement vers des pentes nulles. La dispersion des points peut s'expliquer par la courte durée des mesures (5 minutes). Les pentes sont déterminées avec une barre d'erreur de ± 0.2 .

Pour le régime inertiel, les mesures dans le plan médian ne sont pas fiables car il apparaît des pics à hautes fréquences dus aux impuretés dans le gallium. La présence de ces oxydes peut être lié à une diminution de l'écoulement dans le plan médian. Si l'on s'intéresse aux mesures réalisées dans le plan décalé, on constate que la pente se raidit et semble convergé vers une pente de -3. Cet exposant est typique des écoulements bidimensionnel [80]. A faible champ, l'écart à l'exposant $-5/3$ prédit par Kolmogorov est, encore une fois, lié au filtrage spatial de la sonde.

6.2.3 Validité des mesures de vitesse

Validité des mesures en champ fort

La figure 6.11 représente l'évolution de la moyenne des vitesses ainsi que leurs variances. Sans champ, on retrouve les propriétés classiques de l'écoulement de von

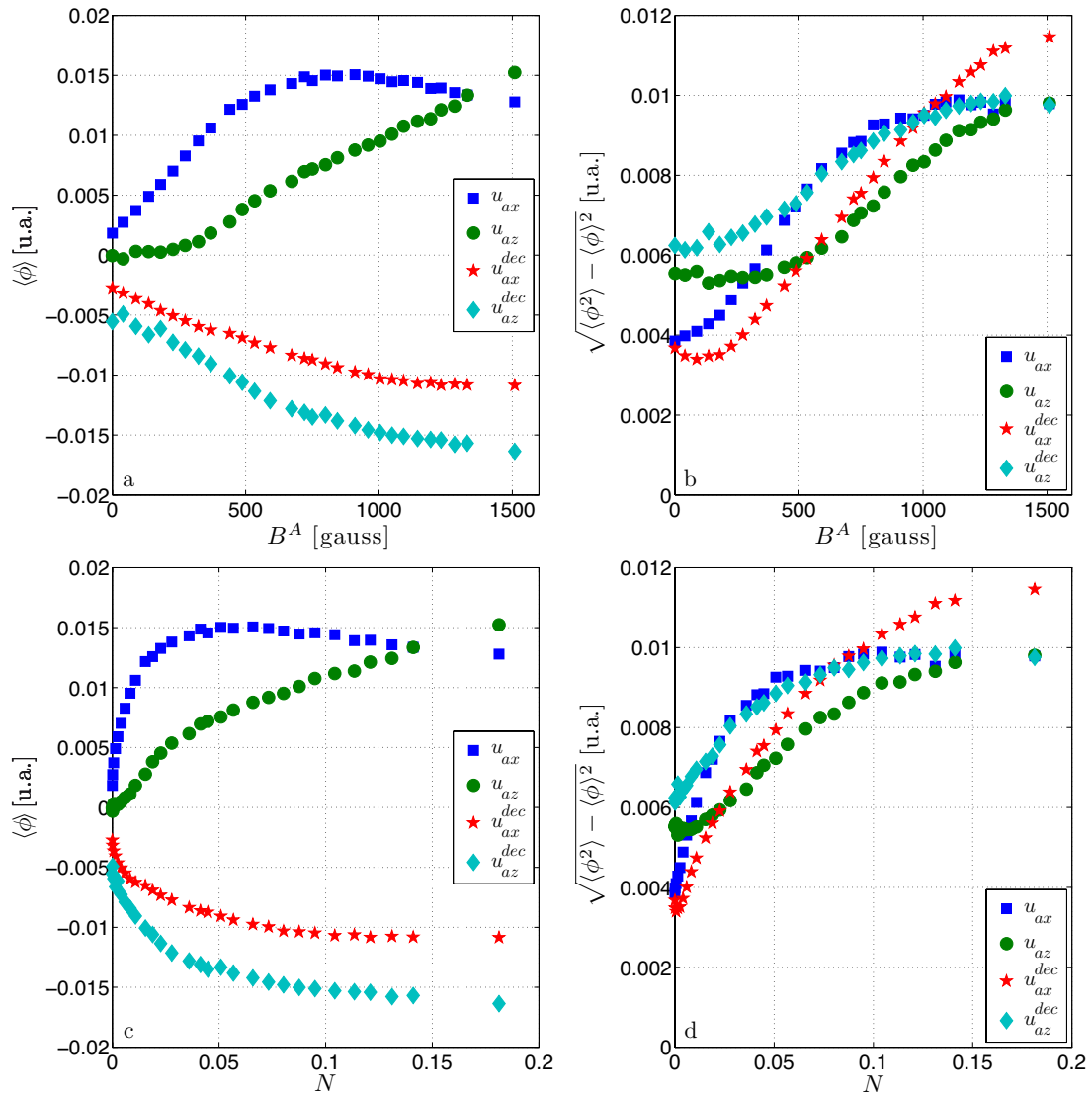


FIG. 6.11 – a-c) Evolution de la moyenne de la tension Φ^{12} en fonction du champ magnétique appliqué et du paramètre d'interaction pour $F = 10$ Hz. b-d) Evolution de la déviation standard de la tension Φ^{12} en fonction du champ magnétique appliqué et du paramètre d'interaction à $F = 10$ Hz.

Kármán : la vitesse azimutale moyenne est nulle dans le plan médian et de l'ordre

de 0.5 m/s dans le plan décalé. Le fait que la vitesse axiale ne soit pas nulle dans le plan médian peut être lié à la présence des différents doigts de gants. En augmentant le champ appliqué, les moyennes des vitesses dans le plan décalé évoluent d'abord linéairement avec le champ appliqué puis saturent lorsque $N > 0.05$. Dans le plan médian, la vitesse axiale a le même comportement, mais la vitesse azimutale semble varier linéairement avec le paramètre d'interaction ($\propto B^A$).

Si l'on regarde maintenant l'évolution des déviations standards, l'on constate qu'elles évoluent, dans un premier temps, quasiment linéairement avec le paramètre d'interaction avant de saturer. La géométrie des sondes est identique et le même facteur d'amplification est utilisé. Il semble donc que les fluctuations des vitesses convergent vers une même valeur. La déviation standard de la vitesse axiale mesurée dans le plan décalé tend vers une valeur légèrement supérieure. Cette différence s'explique par les deux pics liés au passage des pales, que nous avons identifié lors de l'analyse des spectres.

A la vue de ces résultats, il est important de se poser la question de la validité de la mesure. Pour que la différence de potentiel soit réellement proportionnel à la vitesse, il est nécessaire que le champ magnétique soit localisé pour que le champ induit soit proportionnel à $u \cdot \nabla B^A$ et non $B^A \cdot \nabla u$. L'ajout d'un champ intense à grande échelle ne nous permet plus d'avoir cette approximation. Dans le cas extrême d'un écoulement bi-dimensionnel, Tsinober a montré qu'en présence d'un champ magnétique uniforme, la différence de potentiel électrique est alors une donnée globale [92]. Au cours du chapitre précédent, nous avons vu que pour les faibles champs l'écoulement n'était pas modifié. On peut donc supposer que la différence de potentielle est la somme du signal de vitesse et d'une différence de potentiel liée aux champs à grande échelle qui va être proportionnel aux champ appliqué. En faisant une régression linéaire sur les premiers points de mesure, il est possible de soustraire cet effet sur les mesures de vitesse moyenne. Les moyennes de vitesse corrigées sont représentées sur la figure 6.12. On constate que pour les champs faibles, la vitesse reste bien constante puis évolue linéairement avec le paramètre d'interaction N . Le changement de régime a lieu entre $N=0.01$ et $N = 0.03$ suivant les composantes considérées, soit dans la même zone que la transition observée en induction, cf. figure 5.11.

Pour les plus forts paramètres d'interaction sans mesures indépendantes du champ magnétique supplémentaires, il est difficile de savoir ce que l'on mesure exactement. En effet, nous avons vu sur les mesures d'induction que l'écoulement est modifié par la force de Laplace lorsque le champ est fort. Cette force créée par les courants induits va faire diminuer la vitesse. L'approximation précédente n'a plus de raison d'être valable et la différence de potentiel devient :

$$\nabla\Phi = v \times B^A - \frac{j}{\sigma} - \partial_t A$$

Les pics mesurés sur la composante de la vitesse axiale dans le plan décalé pourraient être une trace des courants produits à proximité du disque lors de l'éjection. Ces

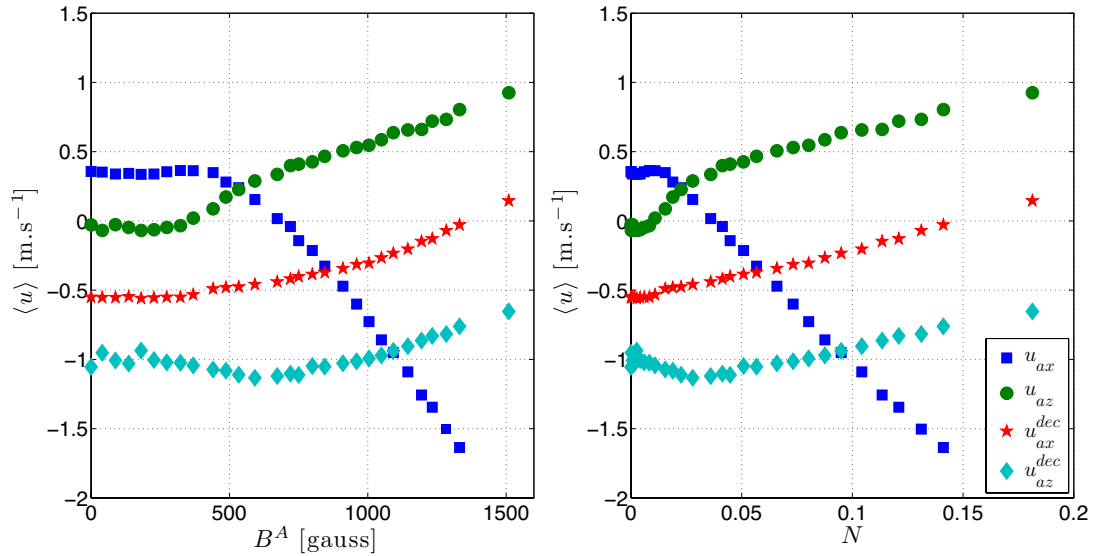


FIG. 6.12 – Evolution des moyennes corrigées des vitesses axiales et azimutales mesurées dans le plan médian en fonction du champ appliqué (a) et du paramètre d'interaction (b)

courants sont en majorité dans la direction \vec{e}_x , soit parallèle aux électrodes mesurant la vitesse axiale. Pour la vitesse azimutale, les électrodes sont parallèle à \vec{e}_z et donc perpendiculaires au courant \vec{j} moyen.

Nous constatons que ce genre de sonde est peu adapté à l'étude de la vitesse en présence de forts champs appliqués. Pour les forts champs, il est difficile de savoir si la mesure est liée à la vitesse ou à des courants induits par le champ appliqué à grande échelle. Afin de répondre à cette question, il est important de réaliser des mesures de vitesse de l'écoulement avec d'autres types de sondes.

Mesure en présence d'un champ variable

Nous allons voir dans cette partie, que la mesure de vitesse est perturbé par la présence d'un faible champ appliqué à grande échelle non stationnaire. Lors des mesures des temps de décroissance de la campagne vks2-p (voir chapitre 2), nous avons pu mesuré l'effet d'un champ variable sur les mesures de vitesse. La figure 6.13 représente l'évolution temporelle des signaux de vitesse mesurés dans le plan médian lorsque les disques sont à l'arrêt. Le paramètre d'interaction étant faible, l'écoulement ne peut pas être mis en mouvement par le champ magnétique : la vitesse est donc nulle. Cependant, des oscillations ou des pics apparaissent sur les mesures en

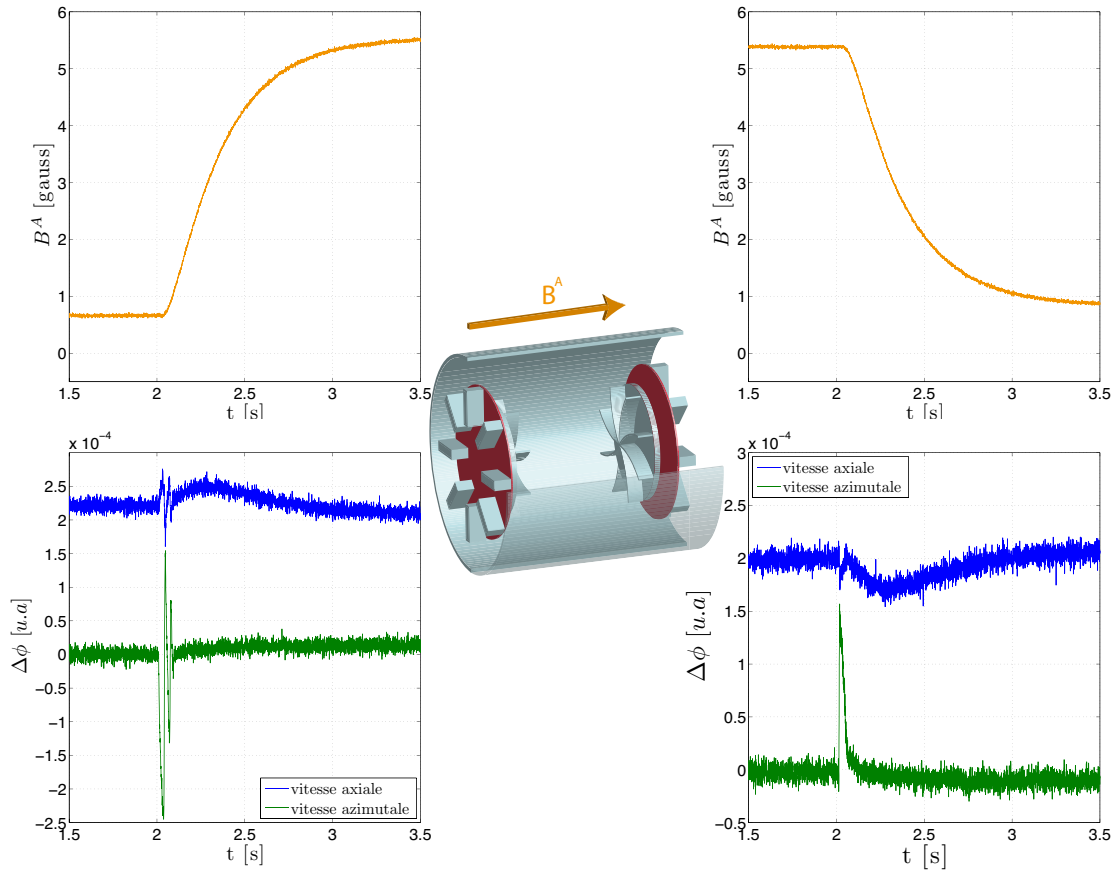


FIG. 6.13 – A gauche : évolution temporelle des signaux de vitesse axiale (-) et azimutale (-) lorsque le champ (-) passe de 0 à 6 gauss. A droite : évolution des signaux de vitesse lorsque le champ appliqué passe de 6 à 0 gauss. L'ensemble des courbes est moyenné sur une trentaine de créneaux.

présence de créneaux³ de champ magnétique. Ces oscillations sont dues à la variation du potentiel vecteur \vec{A} , qui n'est plus négligeable puisque la vitesse est nulle :

$$\Phi^{12} = \int_1^2 \partial_t \vec{A} \cdot d\vec{l}$$

L'amplitude des pics reste cependant très faible et est négligeable devant $\vec{u} \times \vec{B}$ lorsque le fluide est en mouvement. A 10 Hz, la variance du signal est environ 10^6 fois plus grande que l'amplitude des pics.

³Les signaux présentés sont moyennés sur une trentaine de créneaux, mais l'évolution globale est également visible sur un événement unique.

Mesure de vitesse et effet thermoélectrique

La sonde est constituée de plusieurs métaux en contact : du gallium liquide pour le fluide, du tungstène pour les électrodes, du cuivre pour les câbles. L'ensemble est collé avec une colle d'argent ou soudé avec de l'étain. Si l'ensemble de ces pièces n'est pas à la même température, il apparaît une tension par effet thermoélectrique et ce qui augmente le niveau de bruit. Le tableau 6.2 donne la valeur des coefficients Seebeck S_e à 300 K. Les métaux utilisés sont de bons conducteurs et les coefficients S_e

Métal	W	Cu	Ag
S_e [$\mu\text{V}/\text{K}$]	1.07	1.83	1.51

TAB. 6.2 – Tableau des coefficients seebeck des différents métaux utilisés dans la construction de la sonde [46]

sont tous du même ordre de grandeur. Le terme prépondérant correspondra donc au terme avec la plus grosse différence de température et donc à l'élément le plus long. Les câbles de cuivre mesurent une vingtaine de centimètre contre environ 2 cm pour les électrodes. La différence de température la plus grande entre les deux extrémités du câble se rencontre lorsque la sonde est placée dans l'expérience VKS. Le sodium est à environ 120 °C et l'intérieur de la sonde doit être aux environs de 70 °C. Il existerait alors un gradient de 50 °C sur les 20 cm de cuivre⁴. Il peut donc exister un offset d'environ 90 μV , qui peut être déterminé par une mesure sans mouvement du fluide. Les fluctuations de température qui vont faire augmenter l'offset du bruit, vont être liées à des tensions de l'ordre du μV et pourront donc être négligées.

Les mesures pourraient être éventuellement bruitées par des effets thermomagnétiques. Comme ces effets sont encore plus faibles que les effets thermoélectriques, il est raisonnable de les négliger ici [98].

Nous venons de voir que ce type de sonde permet de mesurer la vitesse dans les métaux liquides. La validité des mesures en présence d'un fort champ appliqué à grandes échelles reste à confirmer à l'aide de différentes techniques : mesures acoustiques pour l'écoulement moyen et études des fluctuations en utilisant des fils chauds, par exemple. En revanche, sans champ appliqué à grande échelle, les sondes Vivès permettent de mesurer la vitesse avec une très bonne résolution fréquentielle.

Les sondes Vivès posent des problèmes d'étanchéité au niveau des électrodes pour les applications industrielles. Il faut également que le fluide puisse mouiller les électrodes afin de mesurer une vitesse. Nous allons présenter dans la dernière partie un nouveau type de sonde qui permet de mesurer des vitesses locales sans utiliser d'électrodes.

⁴Le gradient serait alors de 250 °C/m, ce qui surestime certainement le véritable gradient thermique.

6.3 Un nouveau type de sonde de vitesse

6.3.1 Le principe

Le principe de cette sonde est de mesurer la déformation du champ magnétique créé par un aimant lorsqu'un fluide conducteur est en mouvement. Le champ induit est alors créé par l'advection des lignes de champ et non par le cisaillement des lignes de champ. On rencontre ce phénomène lors de l'interaction entre la magnétosphère et le vent solaire (figure 6.14.a). L'article [89] traite de l'aspect théorique des

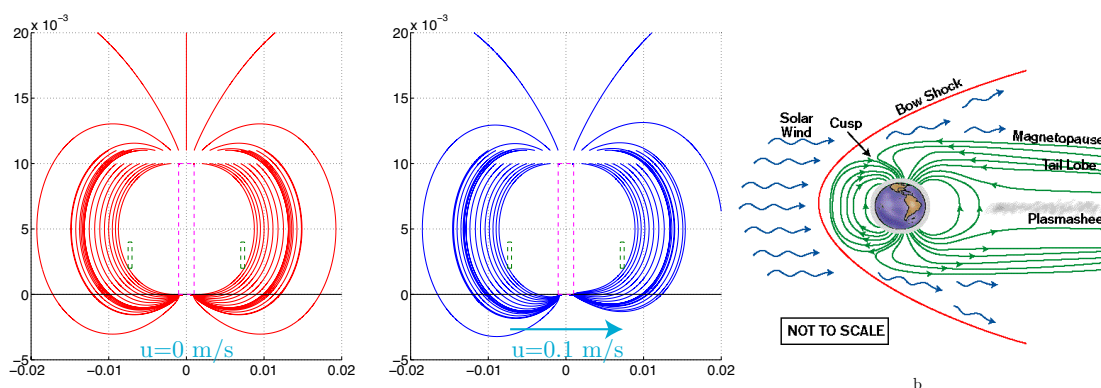


FIG. 6.14 – a) Ligne de champ créée par un aimant à vitesse nulle à gauche. Déformation des lignes de champ lorsque le demi plan $z < 0$ bouge à la vitesse $u = 0.1$ m/s. b) Illustration de l'interaction entre la magnétosphère et le vent solaire (image prise sur le site de l'équipe MFI de la NASA).

débits-mètres basés sur la force de Lorentz. Thesd *et al.* calculent, notamment, la déformation des lignes de champ magnétique d'un dipôle par une couche de fluide de conductivité σ se déplaçant à la vitesse $\vec{u} = u\vec{e}_x$. En considérant qu'un aimant est constitué de plusieurs dipôles magnétiques pointant dans la même direction, il est possible de calculer le champ induit par une couche de fluide en mouvement. La figure 6.14 représente les lignes de champ de l'aimant lorsque la vitesse du fluide est nulle et lorsque la vitesse est égale à 0.1 m/s. Dans ce calcul, il est supposé que la couche de fluide est infinie, c'est-à-dire grande devant la distance séparant le dipôle du fluide. Ici, seul le premier ordre de la déformation est pris en compte. On est donc limité au petit nombre de Reynolds magnétique.

L'idée de la sonde est de mesurer à l'aide de capteurs à effet Hall les déformations des lignes de champ par l'écoulement. Afin de mesurer deux composantes de la vitesse, quatre capteurs à effet Hall sont placés de chaque côté de l'aimant, comme le montre la figure 6.15. Il suffirait, *a priori*, de placer un capteur pour mesurer une composante de vitesse. Cependant, l'ajout du deuxième capteur améliore le rapport signal sur bruit. Ce type de sonde est alors appelé sonde quatre cadrans par analogie

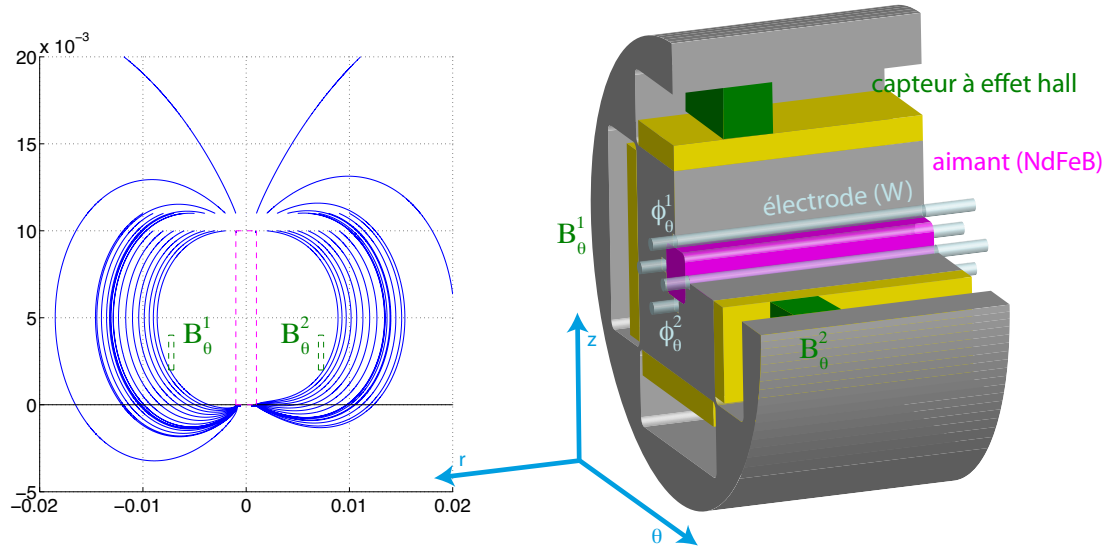


FIG. 6.15 – Schéma de la sonde quatre cadrans utilisés à l'échelle. La sonde a un diamètre de 18 mm.

avec les capteurs de position utilisant des photodiodes pour mesurer le déplacement d'un faisceau laser.

Dans le cas théorique, la mesure des déformation des lignes de champ nous renseigne sur la vitesse moyenne. En réalité, les écoulements industriels sont souvent turbulents et présentent donc des fluctuations. Le champ induit va donc être créé à la fois par l'advection des gradients du champ appliqué et le cisaillement turbulent. Afin de valider le principe de ces sondes, nous avons comparé les mesures obtenues par la sonde quatre cadrans avec celles d'une sonde Vivès utilisant le même aimant (voir figure 6.15).

6.3.2 Comparaison sonde Vivès-sonde quatre cadrans

La sonde a été placée dans un écoulement de von Kármán dans lequel les deux disques tournent dans le même sens. La vitesse azimutale v_{θ} évolue alors linéairement avec la vitesse de rotation des disques et le taux de fluctuation est faible comparé aux autres forçages. L'étude de la mesure de la vitesse azimutale constitue un bon test pour la fiabilité de la sonde. La figure 6.16 représente l'évolution des tensions moyennes issues de la sonde Vivès et de la sonde quatre cadrans, en fonction de la fréquence de rotation des disques F . La sonde est placée dans le plan médian à environ $R/2$. La vitesse azimutale est alors proportionnelle à la fréquence de rotation et la vitesse moyenne axiale est nulle. La figure 6.16 montre que les mesures de la vitesse azimutale des deux sondes sont bien linéaires avec la fréquence des disques. Par contre, la vitesse axiale mesurée à l'aide de la sonde Vivès augmente linéairement avec la fréquence des disques ; alors que la mesure de la vitesse axiale par la

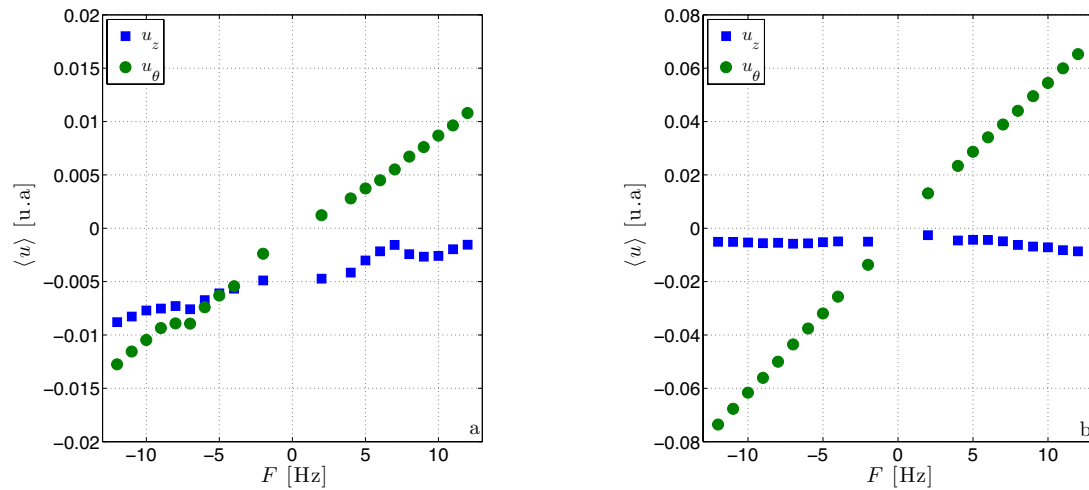


FIG. 6.16 – a) Evolution de la moyenne de la vitesse axiale (■) et de la vitesse azimutale (●) mesurées par la sonde Vivès en fonction de la fréquence de rotation F . b) Evolution des moyennes des vitesses axiales (■) et azimutales (●) mesurées par la sonde quatre cadrans. Les deux disques tournent dans le même sens.

sonde quatre cadrans est constante et proche de zéro. Il est surprenant de ne pas avoir le même comportement entre les deux sondes. La bague utilisée assure normalement l'alignement des deux sondes (voir figure 6.15) même si un défaut de montage peut introduire un faible biais dans la mesure. Si l'on étudie les traces temporelles des sondes Vivès, on constate que la vitesse axiale comporte plusieurs plateaux, *cf.* figure 6.17. Ces transitions sont trop violentes pour être un phénomène hydrodynamique. Il est probable que les impuretés présentes dans le gallium perturbent la mesure axiale.

Nous allons maintenant nous intéresser à la dynamique de la sonde. La figure 6.18.a représente l'évolution temporelle de la vitesse azimutale mesurée par la sonde Vivès et la sonde quatre cadrans lorsque les deux disques tournent à $F = 10$ Hz en contra-rotation. La dynamique basse fréquence des deux mesures semble corrélée, ce qui est confirmée par les courbes de corrélation de la figure 6.18.b. Le coefficient de corrélation entre les deux mesures est d'environ 0.74 pour les signaux bruts et 0.77 en filtrant passe bas les mesures de la sonde Vivès à 20 Hz. Le fait que la corrélation de la vitesse azimutale de la sonde Vivès et la vitesse axiale de la sonde quatre cadrans soit nulle montre que, même si le filtrage spatial des deux sondes est différent, les sondes mesurent bien la même composante de vitesse.

La sonde quatre cadrans permet de mesurer la dynamique basse fréquence du champ. Dans la suite, nous allons étudier la réponse fréquentielle de cette sonde. La

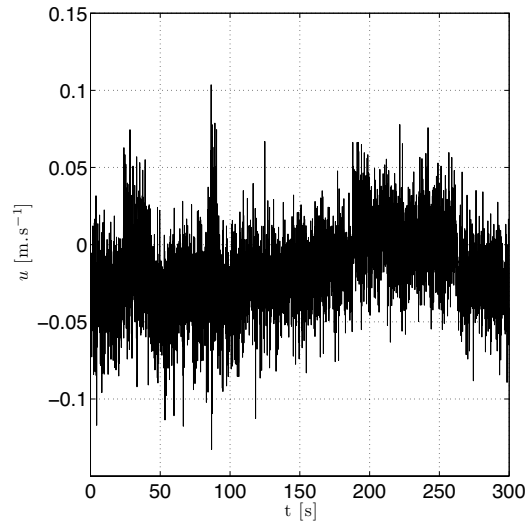


FIG. 6.17 – Evolution temporelle de la vitesse axiale mesurée par la sonde Vivès en co-rotation.

cohérence⁵ entre les mesures de la sonde Vivès et celles de la sonde 4 cadrans diminue fortement pour les fréquences supérieures à 10 Hz, qui correspond à la fréquence de forçage. La deuxième chute est liée au bruit des capteurs à effet Hall de la sonde quatre cadrans. Pour cette gamme de fréquence, la corrélation entre le bruit des capteurs et la mesure de vitesse est nulle.

La figure 6.19 représente l'évolution des cohérences des signaux de la sonde Vivès u_{θ}^v et de la quatre cadrans u_{θ}^{4c} pour plusieurs forçages. Ces courbes sont normalisées par le maximum de la cohérence et les fréquences par la fréquence de rotation des disques F . Pour $f < 3F$, les cohérences normalisées se superposent. Le plateau pour $3F < f < 8F$ apparaît lorsque le spectre de u_{θ}^{4c} évolue en $-11/3$. Dans cette gamme de fréquences, les structures turbulentes sont responsables de l'induction. Lorsqu'elles sont plus petites que la taille de la sonde, les champs induits aux niveaux de chaque capteur sont indépendants. Comme la somme de deux signaux indépendants de même spectre donne un signal avec un spectre identique, il est normal de retrouver une loi en $-11/3$. Comme nous l'avons vu précédemment, la deuxième chute est due au bruit des capteurs à effet Hall.

Comme pour la sonde Vivès, la réponse fréquentielle de la sonde quatre cadrans est limitée par sa taille. Ici, le filtrage spatial est lié au cisaillement des structures turbulentes plus petite que l'écart entre les capteurs d_c . En utilisant une hypothèse de Taylor et le même raisonnement que nous avons suivi pour établir l'équation ??,

⁵La cohérence est la transformée de Fourier de la fonction de corrélation.

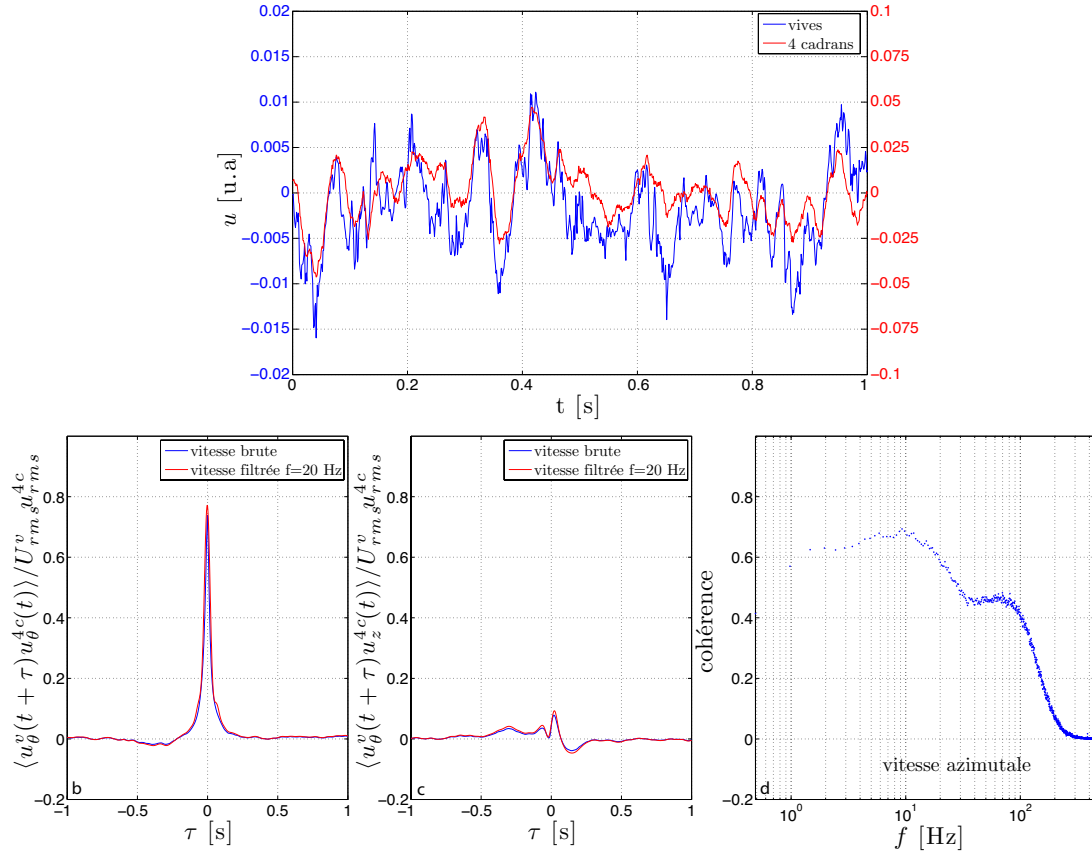


FIG. 6.18 – a) Evolution temporelle de la vitesse azimutale mesurée par la sonde Vivès (-) et par la sonde 4 cadrans (-). b) Corrélacion de la vitesse azimutale mesurée par la sonde 4 cadrans v_{θ}^{4c} et la vitesse mesurée par la sonde Vivès v_{θ}^v . c) Corrélacion de la vitesse axiale mesurée par la sonde 4 cadrans v_z^{4c} et la vitesse azimutale mesurée par la sonde Vivès v_{θ}^v . d) Cohérence de v_{θ}^{4c} et v_{θ}^v . Les mesures ont été réalisées en contra-rotation à $F = 10$ Hz.

il est possible d'estimer une fréquence de coupure :

$$f_v \sim (R/d)^{2/3} F \sim 40 \text{ Hz} \quad (6.15)$$

avec un écart entre les capteurs $d_c \simeq 1.2$ cm et une fréquence de rotation de 10 Hz. Cette fréquence de coupure est comparable avec celle que l'on peut estimer avec la figure 6.19.

6.4 Conclusion

Au cours de ce chapitre, nous avons étudié deux types de sondes permettant de mesurer localement deux composantes de la vitesse.

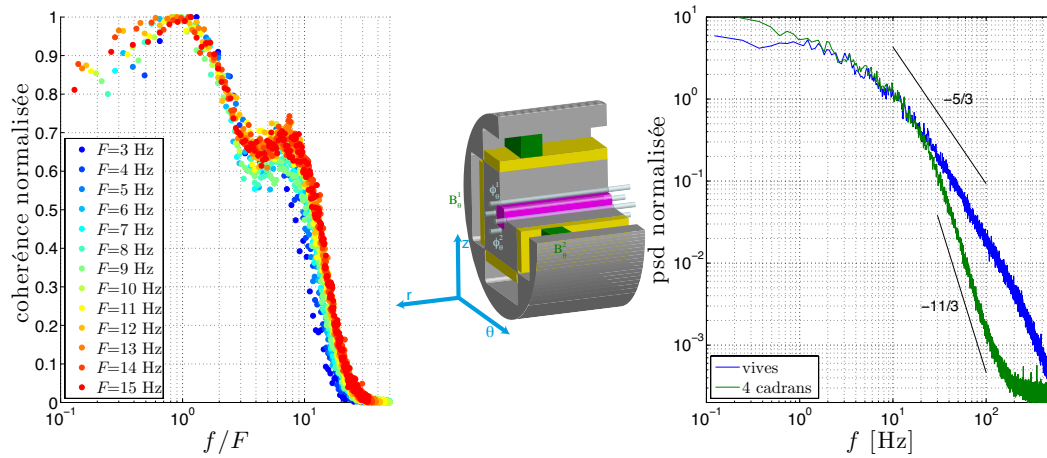


FIG. 6.19 – A gauche : évolution des cohérences renormalisées. A droite : évolution des spectres de u_θ^v et u_θ^{4c} à $F=10$ Hz en contra rotation.

La sonde Vivès a l'avantage d'être relativement facile à mettre en place et d'avoir une réponse fréquentielle très large. En revanche, les électrodes utilisées plongent dans le fluide, ce qui pose des problèmes d'étanchéité. De plus, si le fluide contient des oxydes, les mesures peuvent être fortement bruitées.

La sonde 4 cadrans, que nous avons développée, possède une réponse fréquentielle plus étroite, mais aucune électrode n'est utilisée. Il est ainsi plus aisé d'insérer ce type de sonde dans des écoulements en métaux liquides. Un dépôt de brevet a été déposé pour le principe de fonctionnement de cette sonde.

L'utilisation de ces types de sondes pour l'étude dynamo est compromise. Pour la sonde Vivès les courants j associés au champ dynamo peuvent éventuellement devenir supérieurs au terme $\sigma v \times B_0$ lié au champ de l'aimant. Pour la sonde quatre cadrans, en supposant que les capteurs ne saturent pas en présence du champ dynamo, il faut pouvoir soustraire la contribution du champ dynamo dans les mesures de vitesse. Le champ dynamo ayant une dynamique grande échelle, il serait possible d'utiliser un autre capteur à effet Hall pour ne mesurer que le champ dynamo. Ce signal indépendant serait alors soustrait aux signaux de la sonde quatre cadrans. Cette étude est actuellement en cours à Lyon dans des expériences d'induction.

Chapitre 7

Conclusion

Les travaux de cette thèse ont été motivés par l'apparition du champ dynamo dans l'expérience VKS en 2006. Dans cette expérience, le seuil de l'instabilité n'a pu être franchi qu'en utilisant au moins une turbine entièrement en fer doux. Lorsque l'on utilise deux disques en fer doux, des régimes dynamiques peuvent apparaître pour certaines fréquences de rotation. L'évolution temporelle est relativement bien modélisée par une bifurcation nœud-col qui ne met en jeu que deux modes magnétiques (un dipôle et un quadripôle) et du bruit. Cette modélisation est basée sur les symétries de l'expérience et ne donne par contre aucune information sur l'origine physique des modes et le lien avec l'écoulement.

Dans les configurations sans dynamo nous avons également étudié l'évolution du temps de décroissance du champ magnétique en fonction du nombre de Reynolds magnétique. Au vu des résultats présentés, il est difficile d'estimer un seuil pour ces configurations. Pour améliorer notre compréhension, il serait intéressant d'étudier le comportement du temps de décroissance dans une configuration dynamo.

Plutôt que de travailler directement sur l'instabilité, nous avons réalisé plusieurs expériences mettant en jeu les processus d'induction de base afin de les étudier séparément. Ces expériences, avec des disques de faible diffusivité magnétique, ont permis de montrer qu'il existe des mécanismes d'induction liés à la rotation du disque. Par exemple, en présence d'un champ axial appliqué, si la diffusivité des disques est plus petite que celle du fluide, il existe un effet ω localisé à proximité des disques en plus de celui lié à la couche de cisaillement. Ce phénomène peut être compris à partir de l'équation d'induction inhomogène que nous avons établie au cours du chapitre 4. La présence d'un effet ω suggère qu'un mécanisme localisé au niveau des disques pourrait être à l'origine du champ dynamo observé dans l'expérience VKS.

Pour différentes fréquences de rotation des disques, le champ dynamo présente des régimes dynamiques : oscillations, renversements chaotiques, bursts... Ces régimes apparaissent à proximité de transitions hydrodynamiques, là où les fluctuations des grandes échelles sont les plus fortes. L'expérience de Bullard-von Kármán a

permis d'étudier la dynamique d'un champ magnétique d'une dynamo semi-homogène où seul l'effet ω est turbulent. Nous avons constaté que l'amplitude du champ dynamo est alors intermittente et pilotée par les grandes échelles de l'écoulement. La dynamique du champ est dans ce cas modélisable par un système avec bruit multiplicatif et bruit additif. Si la variance du bruit additif est supérieure à une valeur seuil des renversements apparaissent.

Pour étudier les modifications de l'écoulement lors de la saturation de la dynamo, nous avons développé des sondes de vitesse adaptées aux métaux liquides. Les mesures fournies en présence de champ fort (appliqué ou dynamo) doivent encore être validées en les comparant à des mesures indépendantes du champ (mesures par effet Doppler...).

Enfin, à défaut de pouvoir étudier directement les modifications du champ de vitesse dans le cadre de la dynamo, nous avons étudié l'influence d'un champ magnétique appliqué sur l'écoulement. Bien que les paramètres d'interaction accessibles ne soient pas très grands ($N < 0.2$ pour $B^A \sim 1500$ gauss), le champ appliqué est suffisamment fort pour modifier l'écoulement. Nous avons montré que la puissance nécessaire pour entraîner le fluide est proportionnelle au paramètre d'interaction et que le champ induit évolue comme \sqrt{N} . Une interprétation de ces phénomènes a été proposée en s'appuyant sur la puissance dissipée. Cependant, dans l'état actuel il n'est pas possible d'expliquer les mécanismes de la dissipation supplémentaire et des champs induits en présence de champ fort.

Pour finir nous présentons quelques perspectives en lien avec ce travail de thèse. La première est liée à la génération du champ dynamo dans l'expérience VKS. Nous n'avons étudié qu'un seul des deux mécanismes mis en jeu dans l'instabilité. Il serait intéressant d'effectuer une étude de l'effet α , similaire à celle réalisée sur l'effet ω . La principale difficulté expérimentale est de créer un champ magnétique azimutal. Une possibilité serait de percer les axes de rotation des moteurs et d'assurer l'étanchéité au niveau de l'arbre.

La seconde est liée à la dynamique de la dynamo de Bullard-von Kármán. Les expériences en champ fort ont montré qu'il n'était pas nécessaire d'avoir des champs très intenses pour modifier l'écoulement. Cette propriété est très intéressante car il est possible de saturer l'instabilité de façon naturelle. Pour mener cette étude, il faudrait toutefois se procurer une alimentation bipolaire de puissance avec un temps de réponse suffisamment court (de l'ordre du temps de réponse des bobines). Cette expérience permettrait de tester la pertinence de certaines modélisations de saturation d'une dynamo, comme le α -quenching.

Enfin, des nouvelles expériences en champ fort axial appliqué sont en cours d'étude. Cette configuration permettra de comparer nos résultats avec ceux existant et d'améliorer la compréhension de l'interaction du champ magnétique avec le champ de vitesse. Cependant, pour comprendre en détail les mécanismes d'induction et la modification de l'écoulement, il semble indispensable de faire des mesures Doppler pour avoir une vue d'ensemble de l'écoulement.

Annexe A

Code numérique pour le Bullard-von Kármán

Voici le code matlab utilisé pour reproduire la dynamique du champ appliqué dans la dynamo de Bullard-von Kármán.

```
% définition de l'offset à courant nul
B0=mean(read_VKG('mes0.dat',1,1,1e3,30,1));
% lecture du fichier de champ induit à champ app constant
B=read_VKG('mes1.dat',1,1,1e3,3600,1)-B0;
m=mean(B);
b=B-m;

% définition des variables du problème
m_max=60*m;
L=0.21; % diffusivité du gallium en m2/s
R=9.7e-2; % Rayon des disques en m
F=10; % Fréquence seuil de l'instabilité
k=0.4; % constante géométrique lié à l'induction
G=L/(2*k*pi*R^2*F); % Gain de la boucle
tau=20; % Temps de moyennage

% Initialisation des paramètres pour VKB
vkb=b; %Fluctuations du champ induit dans le cadre de BvK
VKB=B; % Evolution Basse fréquence (le champ app)
BvK=B; % Champ induit dans le cadre de l'exp BvK

% Ajout éventuel du bruit
bruita=rand(size(B)); % Définition d'un bruit blanc
bruitb=filtre_gv(bruita,1e3,10,'low');
% Filtrage passe bas pour coloré le bruit
s=0;
```

```

bruit=(bruitb-mean(bruitb))*s/std(bruitb);
% Choix de la variance du bruit
clear bruita bruitb

    %boucle de calcul du champ BvK
for i=tau+1:36e5;
    M=mean(BvK(i-tau:i-1));
    if abs(G*M)<m_max
        vkb(i)=G*M/m*B(i);
        VKB(i)=G*M;
        if abs(VKB(i))>=m
            BvK(i)=VKB(i)+VKB(i)+bruit(i);
        else
            BvK(i)=B(i)+bruit(i);
        end
    else
        vkb(i)=m_max/m*b(i)*sign(VKB(i-1));
        VKB(i)=m_max/m*sign(VKB(i-1));
        BvK(i)=VKB(i)+vkb(i)+bruit(i);
    end
end
end

```

Bibliographie

- [1] <http://www.femm.info/wiki/HomePage/>.
- [2] A. Alemany, R. Moreau, P.L. Sulem, and U. Frisch. Influence of an external magnetic field on homogeneous mhd turbulence. *Journal de Mécanique*, 18(2) :277–313, 1979.
- [3] O. Andreev, Yu. Kolesnikov, and A. Thess. Experimental study of liquid metal channel flow under the influence of a non uniform magnetic field. *Physics of Fluids*, 18(6) :065108, 2006.
- [4] A. Arneodo, C. Baudet, F. Belin, R. Benzi, B. Castaing, B. Chabaud, R. Chavarria, S. Ciliberto, R. Camussi, F. Chillà, B. Dubrulle, Y. Gagne, B. Herbol, J. Herweijer, M. Marchand, J. Maurer, J.-F. Muzy, A. Naert, A. Noullez, J. Peinke, F. Roux, P. Tabeling, W. van de Water, and H. Willaine. Structure functions in turbulence, in various flow configurations, at reynolds number between 30 and 5000, using extended self-similarity. *Europhysics Letter*, 34(6) :411–416, 1996.
- [5] S. Aumaitre, M. Berhanu, M. Bourgoïn, A. Chiffaudel, F. Daviaud, B. Dubrulle, S. Fauve, L. Marié, R. Monchaux, N. Mordant, P. Odier, F. Pétrélis, J.-F. Pinton, N. Plihon, F. Ravelet, and R. Volk. The vks experiment : turbulent dynamical dynamos. *Cr Phys*, 9(7) :689–701, 2008.
- [6] S. Aumaitre, K. Mallick, and F. Pétrélis. Effects of the low frequencies of noise on on-off intermittency. *Journal of Statistical Physics*, 123(2) :909–927, 2006.
- [7] S. Aumaitre, K. Mallick, and F. Pétrélis. Low-frequency noise controls on-off intermittency of bifurcating systems. *Physical Review Letter*, 95(6) :064101, 2005.
- [8] G. Backus. A class of self-sustaining dissipative spherical dynamos. *Annals of Physics*, 4(4) :372–447, 1958.
- [9] R. Benzi, S. Ciliberto, C. Baudet, and G. R. Chavarria. On the scaling of three-dimensional homogeneous and isotropic turbulence. *Physica D*, 80 :385–398, 1995.
- [10] P. Bergé, Y. Pomeau, and Ch. Vidal. *L'ordre dans le chaos*. Hermann, Editeurs des sciences et des arts, 1984.
- [11] M. Berhanu. *Magnétohydrodynamique turbulente dans les métaux liquides*. PhD thesis, Ecole Normale Supérieure, 2008.

- [12] M. Berhanu, B. Gallet, R. Monchaux, M. Bourgoïn, Ph. Odier, J.-F. Pinton, N. Plihon, R. Volk, S. Fauve, N. Mordant, F. Pétrélis, S. Aumaitre, A. Chiffaudel, F. Daviaud, B. Dubrulle, and F. Ravelet. Bistability between a stationary and an oscillatory dynamo in a turbulent flow of liquid sodium. *Journal of Fluid Mechanics*, 641 :217–226, 2009.
- [13] M. Berhanu, G. Verhille, J. Boisson, B. Gallet, C. Gissinger, S. Fauve, N. Mordant, F. Pétrélis, M. Bourgoïn, Ph. Odier, J.-F. Pinton, N. Plihon, S. Aumaître, A. Chiffaudel, F. Daviaud, B. Dubrulle, and C. Pirat. Dynamo regimes and transitions in the vks experiment. *to be submitted*.
- [14] N. I. Bolonov, A. M. Kharenko, and A. E. Eidel’man. Correction of spectrum of turbulence in the measurement by a conduction anemometer. *Journal of Engineering Physics and Thermophysics*, 31(2) :243–247, 1976.
- [15] M. Bourgoïn, L. Marié, F. Pétrélis, C. Gasquet, A. Guigon, J.-B. Luciani, M. Moulin, F. Namer, J. Burguete, A. Chiffaudel, F. Daviaud, S. Fauve, P. Odier, and J.-F. Pinton. Magnetohydrodynamics measurements in the von kármán sodium experiment. *Physics of Fluids*, 14(9) :3046–3058, 2002.
- [16] M. Bourgoïn, R. Volk, P. Frick, S. Khripchenko, P. Odier, and J.-F. Pinton. Induction mechanism in von kármán swirling flows of liquid gallium. *Magnetohydrodynamics*, 40 :13–31, 2004.
- [17] M. Bourgoïn, R. Volk, N. Plihon, P. Augier, P. Odier, and J.-F. Pinton. An experimental bullard-von kármán dynamo. *New Journal of Physics*, 8 :329, 2006.
- [18] Mickaël Bourgoïn. *Etudes en magnétohydrodynamique, application à l’effet dynamo*. PhD thesis, Ecole Normale Supérieure de Lyon, 2003.
- [19] D. Brito, P. Cardin, H.-C. Nataf, and G. Marolleau. Experimental study of a geostrophic vortex of gallium in a transverse magnetic field. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 91 :77–98, 1995.
- [20] E. Bullard and H. Gellman. Homogeneous dynamos and terrestrial magnetism. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, 247 (928) :213–278, 1954.
- [21] F.H. Busse and J. Wicht. A simple dynamo caused by conductivity variations. *Geophysical and Astrophysical Fluid Dynamics*, 64(1-4) :135–144, 1992.
- [22] P.P. Cortet, P. Diribarne, R. Monchaux, A. Chiffaudel, F. Daviaud, and B. Dubrulle. Normalized kinetic energy as a hydrodynamical global quantity for inhomogeneous anisotropic turbulence. *Physics of Fluids*, 21 :025104, 2009.
- [23] A. Courvoisier, D.W. Hughes, and M.R.E Proctor. Self-consistent mean-field magnetohydrodynamics. *Proceedings of the Royal Society A - Mathematical Physical and Engineering Sciences*, 466(2114) :583–601, 2010.
- [24] R. Monchaux and M. Berhanu, M. Bourgoïn, M. Moulin, Ph. Odier, J.-F. Pinton, R. Volk, S. Fauve, N. Mordant, F. Pétrélis, A. Chiffaudel, F. Daviaud,

- C. Gasquet, L. Marié, and F. Ravelet. Generation of a magnetic field by dynamo action in a turbulent flow of liquid sodium. *Physical Review Letters*, 98(4) :044502, 2007.
- [25] P. A. Davdison. *An introduction do Magnetohydrodynamics*. Cambridge University Press, 2001.
- [26] A. de la Torre and J. Burguete. Slow dynamic in a von kármán swirling flow. *Physical Review Letters*, 99(5) :054101, 2007.
- [27] S. Denisov, V. Dolgikh, I. Kolesnichenko, R. Khalilov, S. Khripchenko, G. Verhille, N. Plihon, and J.-F. Pinton. Flow of liquid metal in a cylindrical crystallizer generating two-directional mhd-stirring. 46(1) :69–78, 2010.
- [28] S. Denisov, V. Noskov, R. Stepanov, and P. Frick. Measurement of turbulent magnetic diffusivity in a liquid-gallium flow. *JETP Letters*, 88(3) :167–171, 2008.
- [29] P. G. Drazin and W. H. Reid. *Hydrodynamic Stability, Second Edition*. Cambridge University Press, 2004.
- [30] M.L. Dudley and R.W. James. Time-dependent kinematic dynamos with stationary flows. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, 425(1869) :407–429, 1989.
- [31] S. Eckert, A. Cramer, and G. Gerbeth. Velocity measurement techniques for liquid metal flows. *Magnetohydrodynamics*, 80 :275–294, 2007.
- [32] S. Eckert, G. Gerbeth, W. Witke, and H. Langenbrunner. Mhd turbulence measurements in a sodium channel flow exposed to a transverse magnetic field. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 22 :358–364, 2001.
- [33] M. Faraday. *Experimental research in electricity*, page 55. The university of London, 1839.
- [34] S. Fauve and F. Pétrélis. Scaling laws of turbulent dynamos. *Compte Rendus de l'Académie des Sciences, Physique*, 8 :87–92, 2007.
- [35] P. Frick, S. Denisov, V. Noskov, and R. Stepanov. Direct measurement of effective electro conductivity of turbulent liquid metal. *Astronomische Nachrichten*, 329(7) :706–708, 2008.
- [36] P. Frick, V. Noskov, S. Khripchenko, D. Sokoloff, R. Stepanov, and A. Sukhanovsky. Non-stationary screw flow in a toroidal channel : way to a laboratory dynamo experiment. *Magnetohydrodynamics*, 38(1-2) :143–162, 2002.
- [37] P. Frick, R. Stepanov, and D. Sokoloff. Large- and small-scale interaction and quenching in an α^2 -dynamo. *Physical Review E*, 74(6) :066310, 2006.
- [38] U. Frisch. *Turbulence*. Cambridge University Press, 1995.
- [39] A. Gailitis, O. Lielausis, E. Platacis, S. Dement'ev, A. Cifersons, G. Gerbeth, T. Gundrum, F. Stefani, M. Christen, and G. Will. Magnetic field saturation in the riga dynamo experiment. *Physical Review Letters*, 86(14) :3024–3027, 2001.

- [40] A. Gailitis, O. Lielausis, E. Platacis, S. Dement'ev, A. Cifersons, G. Gerbeth, T. Gundrum, F. Stefani, M. Christen, and G. Will. Magnetic field saturation in the riga dynamo experiment. *Physical Review Letters*, 86(14) :3024–3027, 2001.
- [41] B. Gallet, M. Berhanu, and N. Mordant. Influence of an external magnetic field on forced turbulence in a swirling flow of liquid metal. *Physics of Fluids*, 21(8) :085107, 2009.
- [42] A. Giesecke, F. Stefani, and G. Gerbeth. Role of soft-iron impellers on the mode selection in the von kármán-sodium dynamo experiment. *Physical Review Letters*, 104(4) :044503, 2010.
- [43] C. Gissinger, A. Iskakov, S. Fauve, and E. Dormy. Effect of magnetic boundary conditions on the dynamo threshold of von kármán swirling flows. *European Physical Letters*, 82 :29001, 2008.
- [44] K.-H. Glassmeier, H.U. Auster, and U. Motschmann. A feedback dynamo generating mercury's magnetic field. *Geophysical Research Letters*, 34(22) :L22201, 2007.
- [45] J.F. Heagy, N. Platt, and S.M. Hammel. Characterization of on-off intermittency. *Physical Review E*, 49(2) :1140–1150, 2004.
- [46] A. Van Herwaarden and P.M. Sarro. Thermal sensors based on the seebeck effect. *Sensors and Actuators*, 10(3-4) :321–346, 1986.
- [47] A. Herzenberg and F. J. Lowes. Electromagnetic induction in rotating conductors. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Science*, 249(970) :507–584, 1957.
- [48] D.J. Ivers and R.W. James. Axisymmetric anti-dynamo theorems in compressible non uniform conducting fluids. *Philosophical Transaction of the Royal Society of London. Series A*, 312(1520) :179–218, 1984.
- [49] R. Laguerre, C. Nore, A. Ribeiro, J. Léorat, J.-L. Guermond, and F. Plunian. Impact of impellers on the axisymmetric magnetic mode in the vks2 dynamo experiment. *Physical Review Letters*, 101(10) :104501, 2008.
- [50] J. Larmor. How could a rotating body such as the sun become a magnet? *Reports of the British Association*, 87 :159–160, 1919.
- [51] D.P. Lathrop, W.L. Shew, and D.R. Sisan. Laboratory experiments on the transition to mhd dynamos. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 43 :A151–A160, 2001.
- [52] D.R. Lide. *CRC Handbook of Chemistry and Physics*. CRC Press/Taylor and Francis, 2008-2009.
- [53] R. Lide. *Handbook of Chemistry and Physics 89th*. CRC Press/Taylor and Francis, 2008.
- [54] F.J. Lowes and I. Wilkinson. Geomagnetic dynamo : a laboratory model. *Nature*, 198 :1158–1160, 1963.

- [55] F.J. Lowes and I. Wilkinson. Geomagnetic dynamo : an improved laboratory model. *Nature*, 219 :717–718, 1968.
- [56] L. Marié. *Transport de moment cinétique et de champ magnétique par un écoulement tourbillonnaire turbulent : influence de la rotation*. PhD thesis, Université Paris VII, Denis Diderot, 2003.
- [57] A. Martin, P. Odier, and J.-F. Pinton. Magnetic permeability of a diphasic flow, made of liquid gallium and iron beads. *The European Physical Journal B*, 18(2) :337–341, 2000.
- [58] H. K. Moffatt. *Magnetic field generation in electrically conducting fluids*. Cambridge university press, 1978.
- [59] R. Monchaux. *Mécanique statistique et effet dynamo dans un écoulement de von Kármán turbulent*. PhD thesis, Université Paris Diderot, Paris 7, 2007.
- [60] R. Monchaux, M. Berhanu, S. Aumaitre, A. Chiffaudel, F. Daviaud, B. Dubrulle, F. Ravelet, S. Fauve, N. Mordant, F. Pétrélis, M. Bourgoïn, Ph. Odier, J.-F. Pinton, N. Plihon, and R. Volk. The von karman sodium experiment : Turbulent dynamical dynamos. *Physics of Fluids*, 21(3) :035108, 2009.
- [61] A. S. Monin and A. M. Yaglom. *Statistical fluid mechanics : mechanics of turbulence*. The MIT Press, 1965.
- [62] V. Noskov, R. Stepanov, S. Denisov, P. Frick, G. Verhille, N. Plihon, and J.-F. Pinton. Dynamics of a turbulent spin-down flow inside a torus. *Physics of Fluids*, 21(4) :045108, 2009.
- [63] P. Nozières. Simple models and time scales in the dynamo effect. *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences, Physique*, 9 :683–688, 2008.
- [64] P. Oswald. *Rhéophysique ou comment coule la matière*. Collection échelles, Belin, 2005.
- [65] P. Oxley, J. Goodell, and R. Molt. Magnetic properties of stainless steels at room and cryogenic temperatures. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 321(14) :2107–2114, 2009.
- [66] N. Platt, E.A. Spiegel, and C. Tresser. On-off intermittency : a mechanism for bursting. *Physical Review Letter*, 70(3) :279–282, 1993.
- [67] Yu. B. Ponomarenko. Theory of the hydromagnetic generator. *Journal of applied mechanics and technical physics*, 14(6) :775–778, 1973.
- [68] F. Pétrélis, M. Bourgoïn, L. Marié, J. Burguete, A. Chiffaudel, F. Daviaud, S. Fauve, P. Odier, and J.-F. Pinton. The alpha effect and its saturation in a turbulent swirling flow generated in the vks experiment. *Physical Review Letters*, 90 :174501, 2003.
- [69] F. Pétrélis and S. Fauve. Chaotic dynamics of the magnetic field generated by dynamo action in a turbulent flow. *Journal of Physics - Condensed Matter*, 20(49) :494203, 2008.

- [70] F. Pétrélis, N. Mordant, and S. Fauve. On the magnetic fields generated by experimental dynamos. *Geophysical and Astrophysical Fluid Dynamics*, 101(3-4) :289–323, 2007.
- [71] F. Ravelet. *Bifurcations globales hydrodynamiques et magnétohydrodynamiques dans un écoulement de von Kármán turbulent*. PhD thesis, Ecole doctorale de l'école Polytechnique, 2005.
- [72] F. Ravelet, M. Berhanu, R. Monchaux, S. Aumaitre, A. Chiffaudel, F. Daviaud, B. Dubrulle, M. Bourgoïn, Ph. Odier, N. Plihon, J.-F. Pinton, R. Volk, S. Fauve, N. Mordant, and F. Pétrélis. Chaotic dynamos generated by a turbulent flow of liquid sodium. *Physical Review Letters*, 101(7) :074502, 2008.
- [73] F. Ravelet, A. Chiffaudel, and F. Daviaud. Toward an experimental von karman dynamo : Numerical studies for an optimized design. *Physics of Fluids*, 17(11) :117104, 2005.
- [74] F. Ravelet, L. Marié, A. Chiffaudel, and F. Daviaud. Multistability and memory effect in a highly turbulent flow : experimental evidence for a global bifurcation. *Physical Review Letters*, 93(16) :164501, 2004.
- [75] R. Ricou and C. Vivès. Local velocity and temperature measurement in molten metals using incorporated probe. *International Journal of Heat Transfert*, 25 :1579–1588, 1982.
- [76] T. Rikitake. Oscillation of a system of disk dynamos. *Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, 54(1) :89–105, 1958.
- [77] G.O. Roberts. Dynamo action of fluid motions with two-dimensional periodicity. *Phylosophical transaction of the royal society of london A - Mathematical and Physical sciences*, 271(1216) :411, 1972.
- [78] P.H. Roberts. *An introduction to Magnetohydrodynamics*. Longman, Green and Co Ltd, 1967.
- [79] K.-H. Rädler and R. Stepanov. Mean electromotive force due to turbulence of a conducting fluid in the presence of mean flow. *Physical Review E*, 73(5) :056311, 2006.
- [80] C. Simand. *Etude de la turbulence inhomogène au voisinage d'un vortex intense*. PhD thesis, Ecole Normale Supérieure de Lyon, 2002.
- [81] J. Sommeria and R. Moreau. Why, how and when mhd turbulence becomes two-dimensional. *Journal of Fluids Mechanics*, 118 :507–518, 1982.
- [82] F. Stefani, A. Gailitis, and G. Gerbeth. Magnetohydrodynamic experiments on cosmic magnetic fields. *Journal of Applied Mathematics and Mechanics*, 88(12) :930–954, 2008.
- [83] F. Stefani, M. Xu, G. Gerbeth, F. Ravelet, A. Chiffaudel, F. Daviaud, and J. Léorat. Ambivalent effects of added layers on steady kinematic dynamos in cylindrical geometry : application to the vks experiment. *European Journal of Mechanics-B*, 25(6) :894–908, 2006.

- [84] R. Stepanov, R. Volk, S. Denisov, P. Frick, V. Noskov, and J.-F. Pinton. Induction, helicity, and alpha effect in a toroidal screw flow of liquid gallium. *Physical Review E*, 73(4) :046310, 2006.
- [85] D.J. Stevenson. Mercury’s magnetic field : a thermoelectric dynamo? *Earth and Planetary Science Letters*, 82(1-2) :114–120, 1987.
- [86] R. Stielglitz and U. Müller. Experimental demonstration of a homogeneous two-scale dynamo. *Physics of Fluids*, 13(561) :1331315, 2001.
- [87] R. Stielglitz and U. Müller. Experimental demonstration of a homogeneous two-scale dynamo. *Physics of Fluids*, 13(3) :561, 2001.
- [88] H. Tennekes and J. L. Lumley. *A first course in turbulence*. The M.I.T Press, 1972.
- [89] A. Thess, E. Votyakov, B. Knaepen, and O. Zikanov. Theory of the lorentz force flowmeter. *New Journal of Physics*, 9 :299, 2007.
- [90] J. P. Todoeschuck and M. G. Rochester. The effect of compressible flow on anti-dynamo theorems. *Nature*, 284 :250–251, 1980.
- [91] C. Toniolo, A. Provenzale, and E.A. Spiegel. Signature of on-off intermittency in measured signal. *Physical Review E*, 66 :066209, 2002.
- [92] A. Tsinober, E. Kit, and M. Teitel. On the relevance of the potential-difference method for turbulence measurements. *Journal of Fluids Mechanics*, 175 :447–461, 1987.
- [93] M. van Dyke. *An Album of Fluid Motion*. The Parabolic Press, 1982.
- [94] G. Verhille, N. Plihon, M. Bourgoïn, P. Odier, and J.-F. Pinton. Laboratory dynamo experiments. *Space Science Review*, 2009.
- [95] G. Verhille, N. Plihon, G. Fanjat, R. Volk, M. Bourgoïn, and J.-F. Pinton. Large scale fluctuations and dynamics of the bullard - von kármán dynamo. *Geophysical and Astrophysical Fluid Dynamics*, 2009.
- [96] R. Volk, P. Odier, and J.-F. Pinton. Fluctuation of magnetic induction in a von kármán swirling flows. *Physics of Fluids*, 18, 2006.
- [97] Romain Volk. *Fluctuations d’induction en magnétohydrodynamique, contributions à l’induction à grandes échelles, application à l’effet dynamo*. PhD thesis, Ecole Normale Supérieure de Lyon, 2005.
- [98] T. von Weissenfluh. Probes for local velocity and temperature measurements in liquid metal flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 28(8) :1563–1574, 1984.

Etudes expérimentales en magnétohydrodynamique : effet dynamo, turbulence et induction

Ce manuscrit est consacré à l'étude de trois aspects de la magnétohydrodynamique : l'effet dynamo, l'influence d'un écoulement turbulent de métal liquide sur un champ magnétique et l'influence d'un champ magnétique fort sur un écoulement turbulent de métal liquide. Des expériences en gallium à l'ENS-Lyon, et des expériences en sodium à Cadarache, au sein de la collaboration VKS (von Karman sodium), ont été menées.

Une partie est consacrée à l'importance des conditions aux limites pour les processus d'induction et les mécanismes dynamo, tels que révélés par l'expérience VKS. Nous présentons les résultats obtenus en modifiant la conductivité électrique et la perméabilité magnétique des disques dans l'expérience VKG (von Kármán gallium), à bas Rm . Ils mettent en évidence l'importance d'effets d'inductions forts au voisinage de disques en fer.

De même, pour comprendre le lien entre la dynamique chaotique du champ dynamo dans l'expérience VKS et celle de l'écoulement turbulent, nous avons mis en place une expérience dynamo semi-homogène avec un effet ω turbulent et un bouclage artificiel. Le champ engendré par cette expérience présente une intermittence de type on-off pilotée par les grandes échelles de l'écoulement. Cette dynamique est alors analogue à celle d'un système avec bruit multiplicatif et bruit additif.

Lors de la saturation du champ dynamo, la force de Laplace est suffisamment forte pour modifier l'écoulement et stopper la croissance du champ. Afin d'étudier ce phénomène, nous avons développé deux types de sonde pour mesurer des vitesses dans des métaux liquides. Nous montrons aussi par des mesures locales et globales comment un champ magnétique fort modifie la structure et la dynamique des écoulement tourbillonnaires de von Karman.

Mots clés : Magnétohydrodynamique, dynamo, turbulence, induction, vélocimétrie

Experimental study of Magnetohydrodynamics : dynamo effect, turbulence and induction

This PhD work concentrates on three issues of magnetohydrodynamics : the dynamo effect, magnetic induction from flow motions and flow modifications from large applied magnetic fields. Experiments are run using von Karman flows, either in Lyon with gallium as the working fluid or Cadarache using liquid sodium, in the framework of the VKS dynamo collaborations.

One issue concerns the effect of boundary conditions on induction, as evidenced by the VKS experiment for which dynamo generation has only been observed when at least one rotating driving impeller is made of soft iron. In the gallium flow, measurements made with driving impellers made with materials of variable electrical conductivity and magnetic permeability show that strong induction effects are generated in the vicinity of the iron impeller(s).

Another issue concerns the link between the chaotic behavior of the magnetic field and the dynamic of the hydrodynamics flow. We build a semi-homogeneous dynamo with a turbulent ω -effect and an artificial α -effect. In this experiment, dynamo reversals are observed, with the characteristics of on-off intermittency, governed by the large scale fluctuation of the flow. This dynamics can be modeled by a system with additive and multiplicative noise.

As the dynamo saturates to its equilibrium value, Lorentz forces modify the the flow. In order to study this mechanism, we have build two kinds of velocity probes which can operate in liquid metals. Using global power measurements, we also show how a large magnetic field modify the structure and the dynamics of the von Karman swirling flows.

Key words : magnetohydrodynamics, dynamo, turbulence, induction, velocimetry.