



HAL
open science

Contrôle et diagnostic par un réseau de capteurs magnétiques en automobile

Alexis Le Goff

► **To cite this version:**

Alexis Le Goff. Contrôle et diagnostic par un réseau de capteurs magnétiques en automobile. Autre. Université de Grenoble, 2011. Français. NNT : 2011GRENT003 . tel-00597715

HAL Id: tel-00597715

<https://theses.hal.science/tel-00597715>

Submitted on 1 Jun 2011

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

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

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Signal, Image, Parole, Télécommunications**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

Alexis LE GOFF

Thèse dirigée par **Christine SERVIÈRE**

préparée au sein du **Gipsa-lab « Grenoble Image Parole Signal Automatique »**

dans l'École doctorale **EEATS « Électronique, Électrotechnique, Automatique, Télécommunications et Signal »**

Contrôle et Diagnostic par un Réseau de Capteurs Magnétiques en Automobile

Thèse soutenue publiquement le **2 Février 2011**,
devant le jury composé de :

Pr. Jean-Louis LACOUME

Professeur des universités à l'INP de Grenoble, Président

Pr. François GUILLET

Professeur des universités à l'Université de St-Etienne, Rapporteur

Pr. Laurent KRÄHENBÜHL

Professeur des universités à l'École Centrale Lyon, Rapporteur

M. Claudio BATTOCCHIO

Ingénieur chez Michelin, Examineur

Dr. Christine SERVIÈRE

Chargée de recherche à l'INP de Grenoble, Directeur de thèse

Sébastien DAUVÉ

Ingénieur au CEA, Co-Directeur de thèse

Dr. Olivier CHADEBEC

Chargé de recherche à l'INP de Grenoble, Invité



Remerciements

LA réalisation de cette thèse n'aurait été possible sans l'aide, la participation et le soutien de certaines personnes que je souhaite remercier ici.

Merci tout d'abord aux membres du jury qui me font l'honneur de se pencher sur ce travail et de le juger.

Je tiens à exprimer ma plus profonde reconnaissance à Jean-Louis LACOUME pour m'avoir proposé ce sujet, l'avoir suivi, encadré et avoir toujours été là pour m'aider et me faire part de son immense expérience en traitement du signal. Sa disponibilité, son professionnalisme et ses compétences en font un excellent conseiller scientifique pour le CEA. Son implication dans ce travail m'a beaucoup apporté.

Merci à Sébastien DAUVÉ de m'avoir encadré sur ce sujet et m'avoir accueilli au sein du laboratoire. Il a toujours pris le temps de répondre à mes interrogations et a suivi ce travail de près malgré son agenda chargé. Je le remercie pour m'avoir fait confiance au cours de ces 3 années et m'avoir apporté le soutien dont j'avais besoin.

J'aimerais également remercier Christine SERVIÈRE pour avoir accepté d'encadrer ce sujet. Je la remercie pour m'avoir aidé à débiter dans le milieu de la recherche universitaire grâce à son expérience. Je la remercie également pour m'avoir aiguillé dans le monde de la maintenance prédictive.

Un grand merci à Roland BLANPAIN qui a proposé ce sujet riche et intéressant. Je le remercie pour son soutien au cours de ces années, pour ses nombreuses idées et pour le temps qu'il a consacré à m'initier au magnétisme.

Merci à Christian JEANDEY pour m'avoir fait partager une partie de son immense savoir et pour avoir pris le temps de me conseiller quand je le sollicitais.

Je tiens à remercier chaleureusement Bernard GUILHAMAT qui m'a consacré beaucoup de temps. Son incroyable don pour la technique, sa passion et son époustouflante connaissance de l'automobile ainsi que son expérience dans de nombreux domaines m'ont été extrêmement utiles. Son départ en retraite laissa un grand vide dans le laboratoire. Je lui témoigne ici toute mon amitié.

Merci également à Angelo GUIGA pour m'avoir toujours accompagné dans mes expérimentations et pour le temps qu'il a consacré à me fournir le matériel et les installations dont nous avions besoin pour ces travaux. Sa disponibilité et sa sympathie m'ont été très agréables.

Qu'il me soit permis de remercier François ALCOUFFE, Jean-Louis DERLON, virgine POCHAT et Sigrid THOMAS qui ont toujours été disponibles pour moi et m'ont aidé pour différents aspects de ma thèse.

Merci à Viviane CATTIN et Ghislain DESPESE qui ont su répondre à mes questions et proposer des idées pour répondre à mes problèmes.

Mes remerciements à Simon BRAUN de la Technion Israel Institute of Technology et éditeur

de la revue MSSP, pour nos échanges lors de la conférence CIRI 2009 ainsi que pour ses précieux conseils de références bibliographiques.

Je tiens à remercier Jérôme ANTONI qui m'a inspiré pour ce travail. Merci également pour les échanges fructueux que j'ai eu avec lui.

Mes remerciements aux personnes de l'Institut National de l'Énergie Solaire avec qui j'ai travaillé et qui m'ont beaucoup appris sur les batteries, en particulier Marion PERRIN, Arnaud DELAILLE et David BRUN-BUISSON.

Merci aux personnes de Michelin avec qui j'ai été amené à travailler au cours de cette thèse et en particulier Marc HAMMER pour le temps qu'il m'a consacré lors de nos rencontres à Grenoble et à Clermont-Ferrand.

Un grand merci à Florian CLAVERT et à Sylvain GÉRY qui ont participé aux études sur le contrôle des accumulateurs. Merci pour leur travail, pour leurs idées et pour leur aide.

Je tiens aussi à remercier les personnes qui ont partagé mon quotidien autour d'un café, à la cantine ou dans le bureau : Jonathan, Jérôme, Pierre, Florian, Sahar, Dominique, Fred Mansour, Christelle et Andréa.

Enfin je tiens à adresser ma gratitude et ma très sincère reconnaissance à ma famille qui m'a toujours soutenu, m'a donné le goût pour les sciences et la soif d'apprendre.

Merci à Marion.

Table des matières

Remerciements	3
I INTRODUCTION GENERALE	9
1 Introduction générale	11
1.1 Contexte et motivations	11
1.2 La maintenance prédictive	12
1.3 État de l’art de la surveillance des moteurs thermiques	13
1.4 Nouvelles voies de recherche et développement	14
1.5 Présentation de notre étude	15
II Le magnétisme et son intérêt pour le diagnostic	17
2 Histoire et approche scientifique du magnétisme	19
2.1 Histoire du magnétisme	19
2.2 Modélisation du magnétisme	20
2.2.1 Le champ magnétique H	21
2.2.2 Les courants électriques, sources de magnétisme	21
2.2.3 L’effet du champ d’induction magnétique sur les charges électriques	23
2.2.4 Le champ magnétique dans la matière	23
2.3 Modélisations de l’aimantation	26
2.3.1 L’approche ampérienne	26
2.3.2 L’approche coulombienne	27
2.3.3 L’approche dipolaire	28
2.4 Conclusions	29
3 Mesurer le magnétisme	31
3.1 État de l’art des technologies existantes	31
3.1.1 Les bobines	31
3.1.2 Les capteurs à effet Hall	32
3.1.3 Les capteurs AMR et GMR	33
3.1.4 Les capteurs fluxgate	34
3.2 Aspect économique pour une utilisation industrielle	35
3.3 Conclusions	36
III L’utilisation du magnétisme pour mesurer les déplacements	37
4 Les roues	39
4.1 Constatations expérimentales sur le magnétisme des roues	39

4.1.1	Introduction à l'échantillonnage angulaire	40
4.1.2	Estimation de la phase des roues	41
4.1.3	Le ré-échantillonnage angulaire	43
4.1.4	Précision théorique du ré-échantillonnage angulaire	45
4.2	Étude de la signature angulaire	46
4.3	Modélisation magnétique de la roue	47
4.3.1	Modélisation de la roue par une somme de dipôles	47
4.3.2	Modélisation par une approche intégrale	55
4.4	Conclusions	59
5	Application à la mesure du débattement	61
5.1	Relation géométrique entre le déphasage des signaux et le débattement	62
5.2	Estimation du déphasage	63
5.2.1	Estimation par la vitesse de rotation instantanée	64
5.2.2	Estimation par filtrage passe-bande	64
5.2.3	Estimation par la détection d'extrema dans le signal	65
5.2.4	Utilisation du capteur ABS	66
5.2.5	Précision théorique de la méthode proposée	66
5.3	Résultats	67
5.4	Conclusions	69
6	Application à l'estimation de la pression des pneumatiques	71
6.1	Déformation du pneumatique avec la pression et la charge	72
6.2	Déformation de la ceinture métallique du pneumatique	74
6.3	Estimation de la flèche par mesures magnétiques	77
6.4	Résultats expérimentaux	78
6.5	Conclusions	80
7	Mesures des déplacements dans le moteur	83
7.1	Introduction	83
7.2	Principe et mesures	83
7.3	Les sources de champ magnétique intéressantes pour le contrôle du moteur	85
7.4	Les sources de bruit perturbant le contrôle du moteur	86
7.4.1	Fonctionnement d'un alternateur automobile	87
7.4.2	Contribution de l'alternateur au champ magnétique	89
7.4.3	Suppression du bruit issu de l'alternateur par spectrofiltre	91
7.5	Résultats expérimentaux	94
7.5.1	Approche temps-fréquence	95
7.5.2	Approche angulaire	97
7.6	Conclusions	98
IV	Le magnétisme pour mesurer les courants électriques	99
8	Introduction	101
9	Le contrôle des feux électriques	103
9.1	Le champ magnétique créé par les feux électriques	103
9.1.1	Constatations expérimentales	103
9.1.2	Analyse des résultats	107
9.1.3	Superposition des sources	108
9.2	Le diagnostic des feux électriques	109
9.2.1	Contexte technologique	109

9.3	Présentation de la solution proposée	111
9.3.1	Le modèle direct	111
9.3.2	Le modèle inverse	112
9.3.3	Expérimentations et résultats	114
9.3.4	Conclusion et perspectives	116
10	Le contrôle des accumulateurs au lithium pour les véhicules électriques	119
10.1	Introduction aux problématiques spécifiques des véhicules électriques	119
10.2	État de l'art pour l'estimation de l'état de charge	120
10.2.1	Estimation du SOC par des mesures de tension	120
10.2.2	Estimation du SOC par des mesures d'impédance	121
10.2.3	Estimation du SOC par des mesures de courant	122
10.2.4	Estimation du SOC par champ magnétique alternatif	123
10.3	Perspectives apportées par le champ magnétique	124
10.3.1	Le champ magnétique créé par les courants électriques	125
10.3.2	Le champ magnétique créé par l'aimantation de l'accumulateur	126
10.3.3	Conclusions	129
10.4	Études réalisées sur le magnétisme des batteries au lithium	130
10.4.1	Présentation du matériel utilisé	130
10.4.2	Protocole expérimental	130
10.4.3	Mesures effectuées	132
10.4.4	Résultats obtenus	133
10.4.5	Résumé des constatations expérimentales	136
10.5	Analyse des résultats	137
10.5.1	Exploitation de ces résultats	143
10.5.2	Conclusions et discussions	145
V	CONCLUSION GÉNÉRALE	147
A	Méthode de détection des chutes de courant.	151
A.1	Définition d'un échelon	151
A.2	Modélisation du problème	152
A.3	L'algorithme de Deriche	152
B	Approche probabiliste pour l'inversion de problème	155
B.1	Notations	155
B.2	Méthodologie	156
B.2.1	Le problème direct	156
B.2.2	L'information de mesure	156
B.2.3	L'information <i>a priori</i>	157
B.2.4	Combinaison de l'information <i>a priori</i> et du modèle théorique	158
B.3	Application au diagnostic d'ampoules	158
B.3.1	Le problème direct	158
B.3.2	L'information <i>a priori</i>	160
B.3.3	L'information de mesure	160
B.3.4	Calcul de l'information <i>a posteriori</i> :	161
C	Fonctionnement des batteries au lithium	163
C.1	Fonctionnement chimique d'une batterie au lithium	163
C.2	Les différentes électrodes existantes	164
C.2.1	Les électrodes positives	165

C.2.2	Les électrodes négatives	166
C.3	Les différents assemblages d'accumulateur	166
C.3.1	L'assemblage cylindrique	167
C.3.2	L'assemblage prismatique	167
C.3.3	Le cas des batteries bipolaires	167
D	Calcul du champ rayonné par les courants dans un accumulateur	171
D.1	Cas simplifié d'un accumulateur plan fictif	171
D.2	Cas réaliste d'un accumulateur enroulé	174
D.3	calcul sur un exemple précis	175

Première partie

INTRODUCTION GENERALE

Chapitre 1

Introduction générale

1.1 Contexte et motivations

DEPUIS quelques dizaines d'années, l'industrie fait appel à l'électronique et à ses capteurs afin de lui venir en aide pour le diagnostic et la maintenance prédictive des machines. L'intérêt de ces techniques pour l'amélioration de la sécurité des machines et les économies réalisées par les dysfonctionnements imprévus ainsi évités n'est plus à prouver. La grande difficulté à comprendre le fonctionnement de ces machines, à modéliser leurs défauts possibles et les mécanismes d'apparition de ces défauts est un sujet d'étude encore très actif. De même, la diversité des machines à contrôler ainsi que la variété de défauts et de pannes à surveiller constitue une des raisons pour lesquelles de nombreuses recherches sont effectuées dans ce domaine.

Aujourd'hui, ce domaine de recherche a atteint une certaine maturité. La maintenance prédictive peut être réalisée avec différentes grandeurs physiques mais depuis quelques années, grâce à la baisse des coûts et à l'amélioration des performances des accéléromètres ainsi que l'amélioration des performances de calcul, l'analyse vibratoire s'est imposée dans ce domaine comme un indicateur rapide et relativement fiable pour la détection de défauts.

Malgré ses succès, l'analyse vibratoire montre ses limites pour détecter ou prévoir certains types de défauts. L'étude de la propagation des ondes vibratoires dans l'ensemble de la structure mécanique nécessite le développement de techniques de séparation de sources et rend son utilisation difficile dans le cas de structures complexes avec de nombreuses sources vibratoires.

Dans cette thèse, nous avons exploré une nouvelle piste en utilisant le magnétisme pour combler les lacunes de l'analyse vibratoire en tentant une approche complémentaire. Le magnétisme a déjà fait ses preuves dans le domaine de la localisation de navires en utilisant leur aimantation rémanente ([47] et [45]). Avec le développement et la miniaturisation des capteurs magnétiques, de nouvelles applications sont apparues qui utilisent par exemple l'association d'un aimant fixé sur la partie que l'on souhaite localiser et d'un magnétomètre [56]. Ces techniques sont aujourd'hui largement utilisées pour mesurer des positions ou des vitesses de rotation en utilisant un aimant couplé à un capteur à effet Hall. Dans notre étude nous avons voulu montrer la possibilité d'effectuer des mesures magnétiques passives, c'est-à-dire en l'absence d'aimant

ou de champ magnétique généré. Il a en effet été prouvé qu'on peut, en utilisant un capteur GMR (Giant MagnetoResistance), mesurer la vitesse de rotation d'une roue en automobile, en exploitant uniquement l'aimantation rémanente de la roue [51]. Nous avons voulu au cours de cette thèse généraliser cette approche aux autres éléments du véhicule.

Ce domaine de recherche étant nouveau, cette thèse ne saurait montrer toutes les possibilités offertes par le magnétisme mais se veut être une approche exploratoire. De ce fait, nous nous sommes limités à l'exploration des champs magnétiques liés au fonctionnement d'un véhicule automobile mais certaines des applications présentées dans ce mémoire (localisation de pièces mécaniques, diagnostic de courants électriques) peuvent cependant être utilisées dans un autre environnement, tel que les machines industrielles par exemple.

Nous pensons en effet que le magnétisme, dont la magie réside dans son aspect «invisible» et «imperceptible» pour l'homme, ainsi que dans sa forte sensibilité à son environnement (présence de matière, de courants électriques, orientation par rapport au champ magnétique terrestre, etc...) est un champ de recherche intéressant pour le diagnostic en automobile, grâce notamment aux progrès effectués ces dernières années (ainsi qu'aux progrès à venir) dans l'amélioration des caractéristiques des magnétomètres et la diminution de leur coût, en particulier dans le cas des microsystèmes sur couche de silicium.

Cette thèse s'est déroulée au CEA-Léti (Laboratoire d'Électronique et des Technologies de l'Information), à Grenoble. Le CEA-Léti s'intéresse depuis de nombreuses années à l'étude des champs magnétiques, dans tous ses ordres de grandeur et développe également des magnétomètres. Cette thèse s'est donc déroulée dans une ville qui est l'un des premiers centres mondiaux du magnétisme tant fondamental qu'appliqué et où les activités concernant le magnétisme ont toujours été soutenues depuis le début du XXème siècle (Laboratoire du Magnétisme du Navire, Louis Néel, laboratoire G2E-Lab, CEA, CNRS,...).

1.2 La maintenance prédictive

Cette thèse s'inscrit dans le cadre très large de la surveillance et de la maintenance prédictive des machines, également appelé CBS (Condition-Based Maintenance [39]). L'objectif est de détecter un dysfonctionnement suffisamment tôt afin d'effectuer la maintenance nécessaire avant l'apparition d'un dysfonctionnement plus lourd de conséquences (accident, coût, remplacement de la machine, etc...). Dans le cas d'une machine industrielle, cette surveillance prédictive permet de limiter les coûts de maintenance en optimisant le nombre d'interventions et en évitant un blocage de longue durée de la machine, qui peut avoir de lourdes conséquences économiques.

La maintenance prédictive permet aussi d'augmenter la sécurité dans le cas des véhicules notamment. Pour un hélicoptère, par exemple, prévenir le grippage de sa boîte de vitesse est une problématique importante. Cette thèse a pour but d'apporter de nouvelles techniques de surveillance aux véhicules automobiles. Ces nouvelles techniques permettent d'augmenter la sécurité du véhicule, d'améliorer son fonctionnement en détectant des dysfonctionnements en extrayant des données utiles sur le véhicule. La figure 1.1 montre le schéma classique de la surveillance prédictive :

La phase d'acquisition constitue le pilier de la maintenance prédictive. Jardine et al [39] fait la distinction entre les « event data » qui contiennent toutes les informations sur l'histoire de

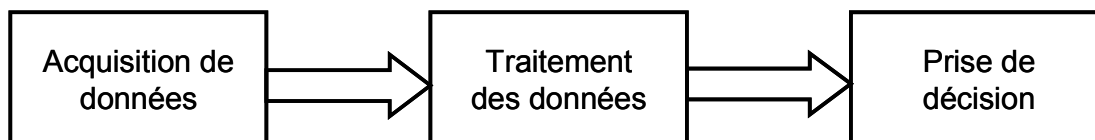


FIGURE 1.1 – Schéma de principe de la maintenance prédictive

la machine (réparations, changement d'huile, etc...) et les « condition monitoring data » qui contiennent les données enregistrées à l'aide de capteurs électroniques. Ces données peuvent être de natures différentes selon le type d'analyse effectuée. Ce peut être des signaux accélérométriques, acoustiques, des mesures de vitesse, de température, de pression, etc...

La phase de traitement des données utilise toutes les techniques de traitement du signal développées ces dernières années afin d'extraire le maximum d'informations des signaux (spectre, analyse temps-fréquence, etc...). Cette phase fait intervenir les techniques de séparation de sources dans le cas des systèmes multi-capteurs, ou de soustraction de bruit.

Enfin, la phase de prise de décision consiste à analyser ces informations à l'aide d'un modèle physique adapté de la machine étudiée. Cette phase dépend donc fortement du système. Le modèle physique peut être un modèle « boîte noire » ou « boîte grise », issu d'un apprentissage. Cette étape est la plus délicate car il s'agit de résoudre un problème inverse, le plus souvent mal posé.

1.3 État de l'art de la surveillance des moteurs thermiques

Les recherches sur la surveillance en automobile concernent principalement le moteur thermique, car c'est la pièce mécanique la plus onéreuse dans le véhicule et également car ces moteurs sont aussi utilisés dans un contexte industriel. Les moteurs thermiques ne sont pas des machines tournantes à proprement parler, mais des machines alternatives. Aujourd'hui le diagnostic des moteurs thermiques est principalement réalisé par l'analyse des gaz d'échappement, des mesures de couples, de température et de vitesse, afin de détecter des défauts. Certaines recherches [11] proposent d'étudier le fonctionnement des machines alternatives par des méthodes vibratoires, à l'aide d'accéléromètre(s). Le diagnostic des machines tournantes par analyse vibratoire a atteint une plus grande maturité que celui des machines alternatives. La principale différence entre les deux méthodes est la nature des vibrations. En effet, dans le cas d'une machine tournante, les signaux issus des accéléromètres peuvent être considérés comme stationnaires (lorsque celle-ci fonctionne correctement). En revanche, dans le cas d'une machine alternative, les à-coups provoqués par le changement de sens des pistons par exemple pour un moteur thermique génèrent des fortes accélérations à certains moments du cycle, ce qui contribue à rendre le signal accélérométrique non stationnaire. Le fait que ce signal ne soit pas stationnaire interdit d'utiliser les techniques développées dans le cas des machines tournantes et oblige à développer de nouvelles techniques adaptées à ces signaux.

Dans la littérature, certains auteurs [72] se sont intéressés à l'analyse spectrale pour détecter des ratés de combustion. En effet, le fait que l'un des pistons ne subisse pas de combustion diminue sa contribution vibratoire, ce qui a pour effet de générer une anomalie dans le signal temporel une fois par cycle, c'est-à-dire à la fréquence moitié de la fréquence de rotation du

vilebrequin.

L'analyse d'enveloppe, issue de la surveillance de machine tournante est une autre piste de recherche [55] car l'évolution de la forme de l'enveloppe est sensible à l'apparition de transitoires.

L'analyse de la vitesse instantanée de rotation n'est pas à proprement parler une méthode d'analyse vibratoire, mais elle est traditionnellement rangée dans cette catégorie. Le principe est d'utiliser un capteur de type codeur afin de connaître la vitesse instantanée de rotation de l'arbre moteur. En effet, celle-ci n'est pas constante du fait de la nature alternative du mouvement initial. L'arbre subit des accélérations à chaque combustion dans un cylindre, et des décélérations le reste du temps, sous l'effet de la charge. Ces fluctuations sont lissées, notamment grâce à l'inertie du système, en particulier le volant d'inertie dont c'est la fonction. Cette technique est décrite dans [2] et [62].

Antoni [2] et Bonnardot [8] ont mis en évidence l'intérêt de l'échantillonnage angulaire par opposition à l'échantillonnage temporel pour le diagnostic des machines tournantes. L'échantillonnage angulaire permet d'avoir un signal avec le même nombre d'échantillons par cycle, quelle que soit sa vitesse de rotation. De plus, l'échantillonnage angulaire permet d'adapter aux signaux cyclostationnaires ([30] et [31]) les techniques d'analyse réservées aux signaux stationnaires.

1.4 Nouvelles voies de recherche et développement

La Figure 1.1 montre le schéma de principe de la maintenance prédictive. Les nouvelles voies de recherche dans le domaine peuvent provenir de l'amélioration ou de l'innovation dans l'une des 3 étapes de cette maintenance. On peut par exemple améliorer l'étape d'acquisition des données en utilisant de nouveaux capteurs plus précis, ou un plus grand nombre de capteurs. Il est également possible d'améliorer la deuxième étape en développant de nouvelles techniques de séparation de sources [44]. Enfin, la dernière étape, qui concerne aujourd'hui la majorité des publications, peut être améliorée par le développement de nouveaux modèles physiques ou sur des nouvelles techniques telles que les réseaux de neurones ([74], [59] et [63]) ou la logique floue [66] pour l'expertise du système. Certaines publications utilisent une approche statistique de type bayésienne pour interpréter les signaux mesurés ([49], [40] et [65]).

Ces dernières années, les recherches se sont surtout focalisées sur la dernière étape du processus de maintenance prédictive (figure 1.1) en proposant de nouveaux modèles pour décrire la relation entre les signaux mesurés et l'état du système. Afin d'améliorer la qualité de la surveillance, on peut également travailler sur l'aspect acquisition de données en améliorant la précision des capteurs utilisés, leur nombre, etc...

Nous pensons que la première étape n'a pas été suffisamment approfondie et que c'est celle-ci qui est la plus prometteuse à nos yeux pour les nouvelles méthodes de surveillance. De plus les mesures magnétiques peuvent être une piste de recherche intéressante dans cette voie car elles contiennent potentiellement de l'information sur le déplacement d'un grand nombre de pièces du véhicule. En effet, comme nous allons le voir au chapitre 2.2.4, le magnétisme est sensible à la présence de pièces ferromagnétiques et à leurs déplacements.

1.5 Présentation de notre étude

Le but de cette thèse est d'explorer les champs magnétiques issus d'un véhicule, de les étudier, de décrire les sources de champ, réfléchir aux possibilités nouvelles apportées par le magnétisme, voir si il peut être utilisé en complément de l'analyse vibratoire. Nous pensons en effet que l'analyse magnétique est complémentaire de l'analyse vibratoire puisqu'elle est sensible aux déplacements des pièces métalliques, tandis que l'analyse vibratoire est sensible à leurs accélérations.

Bien entendu, il est nécessaire d'adapter les outils de l'analyse vibratoire à l'analyse magnétique et il faut surtout développer un modèle physique afin d'interpréter les résultats.

Le magnétisme étant sensible aux courants électriques, nous nous sommes aussi intéressés aux courants dans un véhicule en mesurant leurs contributions au champ magnétique. Nous avons en particulier étudié les courants des feux électriques et de l'alternateur sur les véhicules thermiques.

Enfin, nous avons étudié le champ magnétique des batteries pour les futurs véhicules électriques. Les batteries sont en effet un élément où les besoins de diagnostic et de contrôle sont nombreux dans le cadre du Battery Management System (BMS). Nous avons cherché à explorer les possibilités du magnétisme dans ce domaine.

Deuxième partie

Le magnétisme et son intérêt pour le diagnostic

Chapitre 2

Histoire et approche scientifique du magnétisme

« Initialement, Maxwell concevait l'espace comme rempli de sortes d'engrenages, et Faraday y voyait des lignes de force ; mais les équations de Maxwell par elles-mêmes sont indépendantes de tout énoncé verbal qui en tente une description physique. La vraie description physique n'est que celle donnant le sens expérimental des quantités physiques figurant dans les équations. »

Richard Feynman, Conférence Nobel, 1965

2.1 Histoire du magnétisme

À l'échelle humaine, l'illustration du magnétisme peut être vue comme la force qui fait tourner l'aiguille d'une boussole sous l'action du champ magnétique terrestre, ou les forces d'attraction et de répulsion qui apparaissent entre deux matériaux aimantés.

La première trace écrite sur le magnétisme date de l'écrivain chinois Guanzhong, décédé en 645 avant J.C. qui parle de « pierres d'aimant ». Le nom de magnétisme provient de la ville d'Asie Mineure « Magnesia ad Sipylum » d'où étaient extraits les premiers aimants dans l'Antiquité gréco-latine. A cette époque la pierre d'aimant est décrite comme « la pierre qui attire le fer » [25].

Le champ électromagnétique est pour l'homme, de part sa nature « invisible » un phénomène difficile à appréhender. Historiquement, c'est d'abord le champ électrique qui fut mis en évidence et décrit par Coulomb (1736 – 1806) à l'aide de deux particules chargées au repos. Il faudra

attendre quelques décennies pour que les premiers résultats sur le magnétisme voient le jour grâce aux expériences de Laplace (1749 – 1827) et Ampère (1775 – 1836). En 1820 Ampère et Oersted font le lien entre le courant électrique et le champ magnétique. Ampère suggéra que le magnétisme de la matière pourrait bien être créé par de petites boucles de courant électrique à l'échelle moléculaire. Michaël Faraday (1791 – 1867) découvrit le principe de l'induction magnétique et construisit la première dynamo qui fonctionne avec ce principe physique. James Clerk Maxwell (1831 – 1879) établit les lois fondamentales du magnétisme avec les 4 équations dites de Maxwell. Pierre Curie (1859 – 1906) inventa les notions de paramagnétisme, diamagnétisme et ferromagnétisme. Ses travaux permirent à Paul Langevin (1872 – 1946) de décrire les notions de magnétisme induit et rémanent. Enfin, Louis Néel (1904 – 2000) reçut le prix Nobel en 1970 pour ses découvertes sur l'antiferromagnétisme en 1936.

L'homme maîtrise des champs dont l'intensité du champ d'induction s'étale sur 17 décades : des champs émis par le cerveau humain (quelques fT) aux gros électro aimants capables de générer des champs de plusieurs dizaines de teslas. C'est ce qui fait dire que le magnétisme est un domaine de la physique qui embrasse tous les ordres de grandeur. Notre thèse se situe dans l'étude des champs d'induction magnétique faibles : de quelques dizaines de nT à quelques dizaines de μT (de 10^{-7} à $10^{-4}T$). À titre de comparaison, le champ d'induction magnétique terrestre est de quelques dizaines de μT (environ $50 \mu T$ en France).

Dans ce chapitre, nous présentons la modélisation du magnétisme à partir des équations de Maxwell. Nous décrivons les principales propriétés du champ magnétique. Nous terminons par le champ magnétique dans la matière et par les différentes approches de la modélisation de l'aimantation dans la matière.

2.2 Modélisation du magnétisme

Physiquement le champ d'induction magnétique se caractérise par un champ vectoriel noté \vec{B} qui se mesure en Teslas. Les équations de Maxwell (équations 2.1, 2.2, 2.3 et 2.4) donnent les formules de propagation des champs électriques et magnétiques dans l'espace. Elles rendent également compte des interactions du champ magnétique avec le champ électrique (électromagnétisme) ainsi que les interactions avec la distribution de charges électriques et de courants. Des rappels approfondis sur le magnétisme peuvent être trouvés dans [20] et [25].

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0 \quad (2.1)$$

$$\operatorname{rot} \vec{B} = \mu_0 \vec{j} + \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (2.2)$$

$$\operatorname{div} \vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0} \quad (2.3)$$

$$\operatorname{rot} \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.4)$$

Il est classique d'appliquer à la première équation le théorème de Green-Ostrogradski qui permet de passer d'une intégrale sur un volume V à une intégrale sur la surface Σ de ce volume :

$$\iiint_V \operatorname{div} \vec{X} \, dV = \iint_{\Sigma} \vec{X} \cdot d\vec{S} \quad (2.5)$$

Dans le cas de l'équation (2.1), ce théorème donne :

$$\iint_{\Sigma} \vec{B} \cdot d\vec{S} = 0 \quad (2.6)$$

On en conclut que le champ d'induction magnétique est à flux conservatif : Son flux sur une surface fermée est toujours nul, quels que soient l'aimantation ou les courants à l'intérieur de cette surface.

La deuxième équation (Maxwell - Ampère) donne la relation entre le champ d'induction magnétique et les courants électriques. La loi de Biot et Savart découle de cette équation.

La troisième équation concerne plus spécifiquement les champs électriques. Elle montre que le flux électrique à travers une surface fermée n'est pas nul mais dépend des charges contenues dans cette surface.

Enfin la dernière équation traduit l'effet des variations temporelles du champ d'induction magnétique sur les courants et le champ électrique. Les variations rapides du champ d'induction \vec{B} sont à l'origine de courants de Foucault dans les matériaux.

2.2.1 Le champ magnétique H

Le champ \vec{B} est improprement appelé champ magnétique. Son nom est « champ d'induction magnétique ». La dénomination de champ magnétique est réservée au champ \vec{H} . L'unité du champ \vec{H} est en A/m . Dans le vide, il existe une relation simple et linéaire entre le champ \vec{H} et le champ \vec{B} :

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} \text{ avec } \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ SI} \quad (2.7)$$

μ_0 est une constante, appelée perméabilité du vide. Dans la matière, nous y reviendrons, le champ d'induction magnétique est donné par la relation :

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M}) \quad (2.8)$$

où \vec{M} est le vecteur d'aimantation du matériau. Nous préférons, dans de ce rapport parler de champ d'excitation magnétique pour le champ \vec{H} . En effet, le champ \vec{H} est un champ excitateur dans la matière : nous allons voir qu'il peut être responsable de l'aimantation du matériau.

2.2.2 Les courants électriques, sources de magnétisme

Comme l'indiquent les équations de Maxwell, les courants électriques sont sources de champ magnétique. En 1820 Jean-Baptiste Biot (1774 – 1862) et Félix Savart (1791 – 1841) découvrent

expérimentalement la loi fondamentale de la magnétostatique qui relie les distributions de courants au champ d'induction magnétique. La loi de Biot-Savart [20] donne en un point M la contribution d'une source élémentaire de courant située en S de volume dV :

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{\vec{j} \wedge \overrightarrow{SM}}{\|\overrightarrow{SM}\|^3} dV \quad (2.9)$$

où \vec{j} est la densité volumique de courants électriques en S .

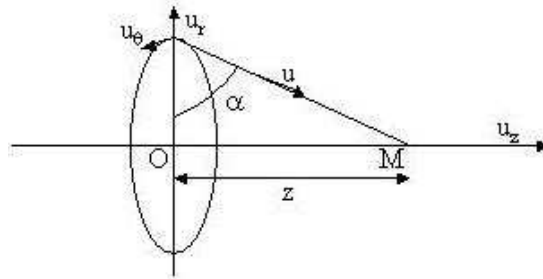
Cette formule permet de calculer le champ d'induction magnétique en un point M , si l'on connaît la distribution de courants \vec{j} dans tout l'espace, grâce au théorème de superposition

$$\vec{B}(M) = \frac{\mu_0}{4\pi} \iiint_{\text{espace}} \frac{\vec{j} \wedge \overrightarrow{SM}}{\|\overrightarrow{SM}\|^3} dV \quad (2.10)$$

Dans le cas où la distribution électrique s'apparente à un circuit électrique fermé d'intensité I , la formule (2.10) peut se simplifier :

$$\vec{B}(M) = \frac{\mu_0}{4\pi} \oint_{\text{Circuit}} \frac{I d\vec{l} \wedge \overrightarrow{SM}}{\|\overrightarrow{SM}\|^3} \quad (2.11)$$

A l'aide de cette formule, on peut calculer facilement le champ d'induction magnétique créé par une spire de rayon R , de courant I sur son axe, à une hauteur z . Pour des raisons de symétrie, nous savons que le champ d'induction magnétique généré sur l'axe de la spire est orienté selon cet axe. Il suffit donc de calculer les contributions élémentaires selon cet axe



En appliquant l'équation (2.11) sur toute la longueur de la spire, on obtient :

$$\vec{B}(z) = \frac{\mu_0 I}{2R} \cos^3(\alpha) \vec{U}_z \quad (2.12)$$

En champ lointain, lorsque la distance z est grande devant la dimension R de la bobine, on peut écrire :

$$\vec{B}(z) \approx \frac{\mu_0 I R^3}{2R z^3} \vec{U}_z \quad (2.13)$$

Cette notation fait apparaître la décroissance du champ d'induction magnétique en $1/z^3$ dû à une spire de courant.

2.2.3 L'effet du champ d'induction magnétique sur les charges électriques

La force de Lorentz, découverte par Hendrik Lorentz (1853 – 1928) en 1892 traduit l'effet du champ électrique et du champ d'induction magnétique sur des charges en mouvement. Son expression sur une charge élémentaire q , en déplacement à la vitesse \vec{v} , soumis à un champ électrique \vec{E} et un champ d'induction magnétique \vec{B} est donnée par :

$$\vec{F} = \underbrace{q\vec{E}}_{\text{Force électrique}} + \underbrace{q\vec{v} \wedge \vec{B}}_{\text{Force magnétique}} \quad (2.14)$$

En l'absence de champ électrique, cette force ne travaille pas car, par définition, elle est toujours orthogonale à la vitesse \vec{v} des particules chargées.

A l'échelle macroscopique, il existe une nouvelle formule qui traduit la force générée par un champ d'induction magnétique extérieur sur un circuit électrique dans sa globalité. C'est la force de Laplace :

$$d\vec{F} = \vec{j} \wedge \vec{B} d\tau \quad (2.15)$$

Cette formule permet de calculer le couple mécanique dû à l'action d'un champ d'induction magnétique extérieur \vec{B} sur une spire de courant de rayon R , traversée par un courant I :

$$\vec{T} = I\pi R^2 \vec{n} \wedge \vec{B} \quad (2.16)$$

où \vec{n} est le vecteur normal à la spire

Il est important de retenir que le champ d'induction magnétique a tendance à orienter les spires de courant dans sa direction.

2.2.4 Le champ magnétique dans la matière

Le champ magnétique dans la matière est une notion particulièrement difficile à appréhender. Comme nous allons le voir, les interactions sont nombreuses entre le comportement des électrons et le champ magnétique. C'est Paul Langevin (1872 – 1946) qui a le premier étudié le magnétisme à l'échelle atomique. Il a été suivi par Pierre Weiss (1865 – 1940) puis par Louis Néel (1904 – 2000).

Dans la matière, le champ d'induction magnétique ne se comporte pas comme dans le vide. En effet, dans la matière, le champ magnétique peut interagir avec le déplacement des électrons qui constituent les atomes. Ces électrons décrivent des spires de courant appelées spin.

Il est possible de calculer le champ d'induction magnétique créé par chaque électron grâce à la formule du champ magnétique généré par une spire (équation (2.12)). La matière, de part les électrons qui la composent est donc potentiellement une source de champ magnétique. Cependant, à l'échelle macroscopique, lorsque tous les spins sont orientés de manière aléatoire entre eux, leurs contributions se compensent et le champ magnétique global résultant est nul.

En présence d'un champ magnétique extérieur, le spin des électrons est susceptible d'être modifié en raison du couple mécanique donné par l'équation (2.16). Le couple mécanique généré peut aligner les spins entre eux, de sorte que leur contribution à l'échelle macroscopique n'est plus nulle car ils ne se compensent plus mais se somment. Le matériau peut donc lui-même être source de champ magnétique en présence de champ magnétique, c'est ce que l'on appelle l'aimantation induite \vec{M} . Le champ d'induction magnétique total est proportionnel à la somme du champ magnétique exciteur \vec{H} et de l'aimantation induite \vec{M} :

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M}) \quad (2.17)$$

Dans le cas simple des matériaux linéaires et homogènes, l'aimantation est proportionnelle au champ d'excitation magnétique :

$$\vec{M} = \chi \vec{H} \quad (2.18)$$

La valeur de l'aimantation \vec{M} dépend de l'excitation \vec{H} et d'une caractéristique propre au matériau : la susceptibilité magnétique χ .

C'est une grandeur sans unité (\vec{M} et \vec{H} sont en A/m). L'équation (2.17) peut donc s'écrire :

$$\begin{aligned} \vec{B} &= \mu_0 (1 + \chi) \vec{H} \\ &= \mu_0 \mu_r \vec{H} \end{aligned} \quad (2.19)$$

μ_r est appelée perméabilité relative du matériau. Elle est égale à la susceptibilité magnétique plus 1. Elle vaut 1 dans le cas de l'air. L'air a donc le même effet que le vide sur le champ magnétique. Cela signifie que l'air n'est pas aimantable par un champ magnétique extérieur.

Comme nous allons le voir plus loin, dans le cas des matériaux non-linéaire, χ n'est pas un scalaire : c'est une fonction qui possède un cycle d'hystérésis. Dans le cas de matériaux anisotropes, il est nécessaire de décrire χ par une matrice. La valeur de la susceptibilité magnétique permet de classer les matériaux selon 3 catégories :

- Les matériaux paramagnétiques :
Ce sont des matériaux pour lesquels χ est positive et faible. En présence d'un champ magnétique fort (H élevé), le moment magnétique de chaque atome s'aligne faiblement avec cette excitation et le matériau est à son tour une source de champ magnétique. Ils ont la propriété d'être attirés par les aimants. Cette propriété est généralement très faible. Des exemples de matériaux paramagnétiques sont l'aluminium, l'oxygène, le platine.
- Les matériaux diamagnétiques :
Ce sont des matériaux pour lesquels χ est négative et faible en valeur absolue. En présence d'une excitation magnétique forte, les moments magnétiques de chaque atome s'opposent au vecteur d'excitation magnétique. Ils sont donc repoussés par les aimants. Cette propriété est également généralement faible. La plupart des matériaux non métalliques sont diamagnétiques. Des exemples de matériaux diamagnétiques sont le cuivre, l'argent, l'eau, le bismuth.
- Les matériaux ferromagnétiques :
Ce sont des matériaux pour lesquels la susceptibilité magnétique est positive et très élevée

et pour lesquels la relation entre H et M représente un cycle d'hystérésis (figure 2.1). Cette propriété confère une « mémoire » au matériau.

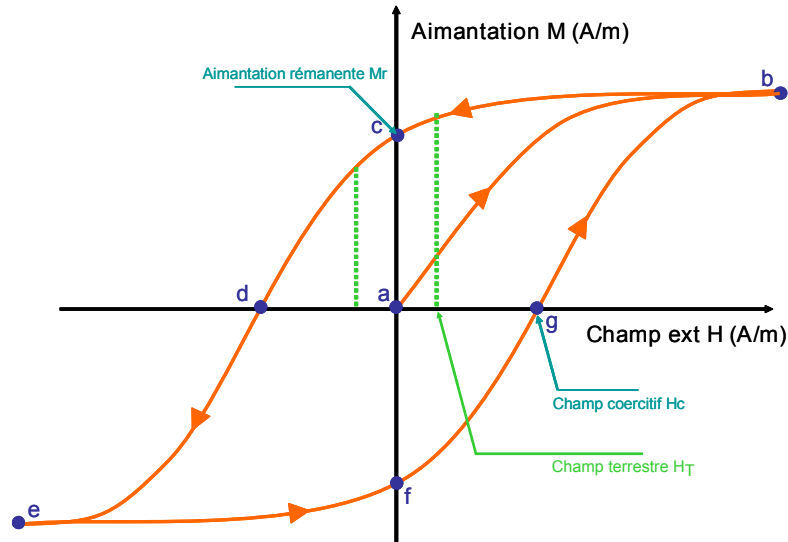


FIGURE 2.1 – Relation entre H et M pour un matériau ferromagnétique dur plongé dans le champ magnétique terrestre

La figure 2.1 montre que dans le cas des matériaux ferromagnétiques, l'aimantation du matériau peut ne pas être nulle, même en l'absence d'excitation magnétique extérieure. En effet, si l'on applique un champ magnétique fort sur un matériau ferromagnétique non magnétisé (point a), il devient aimanté (trajet a - b sur la figure). A partir du point b , l'aimantation du matériau ne peut plus augmenter : c'est l'aimantation saturante. Physiquement cela correspond à la situation où les spins de tous les électrons sont alignés avec le champ d'excitation \vec{H} .

Lorsqu'on fait décroître le champ d'excitation, jusqu'à une excitation nulle (point c), une aimantation dite rémanente perdure. Les matériaux peuvent donc présenter une aimantation en l'absence de champ d'excitation extérieur.

Pour annuler l'aimantation rémanente du matériau au point c , il est nécessaire d'appliquer un champ suffisant, dit champ coercitif de sens opposé à son aimantation (point d sur la figure).

On distingue les matériaux dits « doux » pour lesquels le champ coercitif est faible, des matériaux dits « durs » pour lesquels il est élevé. Dans le cas d'un matériau dur, le champ magnétique terrestre, plus faible que H_c (point g sur la figure 2.1), est trop faible pour modifier l'aimantation \vec{M} qui ne varie que légèrement par rapport à son aimantation rémanente (autour du point c sur la figure), et de manière réversible. En revanche, pour les matériaux doux, le champ magnétique terrestre est suffisamment fort (car plus grand que H_c) pour modifier le sens de l'aimantation du matériau et celle-ci s'aligne alors sur le champ magnétique terrestre. Le champ produit en l'absence d'excitation extérieure est appelé champ rémanent et la variation due à une excitation est appelé champ induit. Les principaux matériaux ferromagnétiques sont le fer, l'acier, le nickel, le cobalt.

2.3 Modélisations de l'aimantation

Modéliser le champ magnétique dans la matière ainsi que le champ magnétique créé par celle-ci n'est pas aisé car les sources de champ sont extrêmement nombreuses. Afin de résoudre ce problème il est nécessaire d'étudier des zones de matières où l'aimantation est homogène. Le but de cette section est de présenter les différentes méthodes de calcul du champ magnétique généré par un élément de matière aimanté. Il existe traditionnellement 3 approches pour décrire l'aimantation : l'approche dipolaire, l'approche coulombienne et l'approche ampérienne. Ces 3 approches ont leurs avantages et inconvénients et l'approche à utiliser dépend essentiellement du problème posé.

Nous allons décrire ces 3 approches en prenant un cas simple : le cas d'un barreau cylindrique de matière aimantée. Son aimantation \vec{M} est supposée constante et alignée avec l'axe du cylindre (figure 2.2). Nous supposons que nous sommes en l'absence de champ magnétique extérieur. Cela signifie donc que l'aimantation \vec{M} est une aimantation rémanente (cf chapitre 2.2.4). Les 3 approches présentées permettent de calculer le champ d'induction magnétique généré par ce barreau cylindrique.

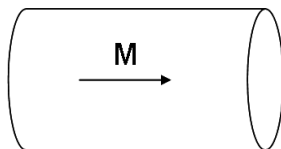


FIGURE 2.2 – Barreau aimanté

2.3.1 L'approche ampérienne

L'approche ampérienne consiste à remplacer le barreau de matière aimanté par un cylindre de vide entouré de courants électriques (figure 2.3). On montre [26] que la valeur de la densité surfacique de courants est donnée par :

$$|\vec{j}_{MS}| = |\vec{M}| \quad (2.20)$$

De manière plus générale, une zone aimantée de forme quelconque peut être représentée de manière équivalente par du vide et des courants sur sa surface périphérique. La valeur de la densité surfacique de courant est donnée en un point P de la surface est donnée par :

$$\vec{j}_{MS}(P) = \vec{n}(P) \wedge \vec{M} \quad (2.21)$$

où $\vec{n}(P)$ est le vecteur normal à la surface au point P . Cette approche permet de calculer le champ d'induction magnétique généré par ce barreau dans tout l'espace à l'intérieur et à l'extérieur de la matière en utilisant la loi de Biot-Savart. Le champ magnétique \vec{H} se déduit facilement en utilisant l'équation (2.7) à l'extérieur et l'équation (2.17) à l'intérieur de la matière.

Cette modélisation est rarement utilisée pour calculer le champ d'induction généré par des structures complexes car elle nécessite de résoudre l'équation de Biot-Savart pour chacun des éléments de la structure à l'intérieur desquels on suppose que l'aimantation est constante.

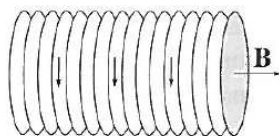


FIGURE 2.3 – Modélisation d'un barreau aimanté par l'approche ampérienne

2.3.2 L'approche coulombienne

L'approche coulombienne consiste à remplacer le barreau aimanté par un cylindre vide et des densités de charges magnétiques sur ses deux faces latérales. Les charges magnétiques, ou monopôles magnétiques n'ont pas de sens physique étant donné qu'il est physiquement impossible de séparer un pôle Sud d'un pôle Nord. Néanmoins, ils constituent des artifices de calcul utiles pour le calcul de champ. En effet on montre qu'il est possible de faire une analogie avec les charges électriques pour le calcul du champ électrique. Par analogie avec la formule de Maxwell-Gauss en électrostatique, on trouve pour la valeur du champ \vec{H} en un point M créé par une charge Q située en P :

$$\vec{H}(M) = \frac{1}{4\pi} Q(P) \frac{\vec{MP}}{MP^3} \quad (2.22)$$

Dans le cas de l'approche coulombienne, le barreau aimanté est modélisé par une densité de charges positives d'un côté du cylindre et négatives de l'autre (figure 2.4).



FIGURE 2.4 – Modélisation d'un barreau aimanté par l'approche coulombienne

La valeur de la densité de charges en un point P de la surface est donnée par :

$$\sigma(P) = \vec{M} \cdot \vec{n}(P) \quad (2.23)$$

Cette formule est également vraie dans le cas plus général où la forme de la zone d'aimantation homogène est quelconque. Il faut s'assurer que la somme de toutes les charges utilisées pour la modélisation est nulle sinon la modélisation n'a pas de sens physique étant donné qu'il est impossible d'isoler des monopôles magnétiques. Cette modélisation est pratique car le calcul de la contribution des charges est aisé. Cette approche est également valable dans le cas où l'aimantation n'est pas homogène. Dans ce cas il faut rajouter également une densité volumique de charges donnée par :

$$\rho = \text{div}(\vec{M}) \quad (2.24)$$

Cette approche permet de calculer directement le champ magnétique \vec{H} à partir des répartitions surfaciques (et éventuellement volumiques) dans tout l'espace à l'intérieur et à l'extérieur de la matière. Pour connaître également le champ d'induction magnétique \vec{B} il suffit d'utiliser l'équation (2.7) à l'extérieur et l'équation (2.17) à l'intérieur de la matière.

2.3.3 L'approche dipolaire

Les deux approches que nous avons vues sont des approches faisant intervenir une grandeur physique (les courants et les charges) et une distance (la taille des spires ou l'espace entre les charges). L'approche dipolaire est une approche qui ne fait intervenir qu'une seule grandeur : le dipôle magnétique. Le dipôle magnétique représentant le barreau cylindrique aimanté de volume V est donné par :

$$\vec{m} = \vec{M}V \quad (2.25)$$

Cette formule peut se généraliser pour tout matériau dont l'aimantation est constante sur un volume V . Un dipôle \vec{m} est équivalent magnétiquement à une spire circulaire de section \vec{S} et traversée par un courant électrique I . La valeur du dipôle est le produit du courant par la section :

$$\vec{m} = I\vec{S} \text{ (en } A \cdot m^2 \text{)} \quad (2.26)$$

À grande distance en effet, le champ d'induction généré par une spire de courant ne dépend pas du courant dans la spire ou de sa section, mais uniquement du produit des deux. Par grande distance on entend une distance grande devant les dimensions de la spire. Dans cette approximation dipolaire le champ d'induction généré par un dipôle de moment \vec{m} est donné par :

$$\vec{B}(P) = \frac{\mu_0}{4\pi} \left(3 \frac{(\vec{m} \cdot \vec{r}) \vec{r}}{r^5} - \frac{\vec{m}}{r^3} \right) \quad (2.27)$$

où P est le point où le champ magnétique est calculé, \vec{r} est la distance entre le dipôle et P .

Les lignes de champ d'induction créées par un dipôle magnétique selon l'équation (2.27) sont illustrées par la figure 2.5.

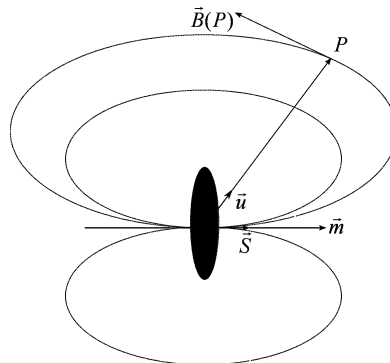


FIGURE 2.5 – Champ d'induction magnétique créé par un dipôle.

Cette approche permet de calculer le champ d'induction créé loin de l'élément aimanté. Elle ne permet donc pas le calcul du champ magnétique à l'intérieur du matériau aimanté. Cette approche est à privilégier pour modéliser des grandes zones où l'aimantation est homogène.

Il est important de retenir que l'amplitude du champ d'induction magnétique généré par matériau aimanté à grande distance décroît avec l'inverse du cube de la distance r . On peut

d'ailleurs s'étonner que l'approche coulombienne donne un champ dont l'amplitude décroît avec le carré de r alors que c'est le cube dans le cas de l'approche dipolaire. Il n'y a en réalité pas de contradiction car dans l'approche coulombienne les charges vont par paires de signes opposés et la différence de deux champs dont l'amplitude décroît avec le carré de r donne bien un champ dont l'amplitude décroît avec le cube de r .

2.4 Conclusions

Les lois de Maxwell permettent de calculer le champ magnétique en tout point de l'espace en tenant compte des interactions avec le champ électrique et les courants. Ces équations montrent notamment la relation entre le courant électrique et le champ magnétique (loi de Biot et Savart).

Certains matériaux sont sources de champ magnétique en raison de leur aimantation rémanente ou induite. La présence d'aimantation rémanente sur certains matériaux est intéressante car cela implique que le champ magnétique en un point donné est sensible aux déplacements de ces matériaux.

Il est donc potentiellement possible, en ayant un dispositif pour mesurer le champ magnétique, d'étudier les courants électriques et les déplacements de pièces ferromagnétiques dans une automobile.

Chapitre 3

Mesurer le magnétisme

3.1 État de l'art des technologies existantes

A FIN d'exploiter les propriétés magnétiques évoquées précédemment, il est nécessaire de se doter des moyens pour réaliser une mesure la plus précise possible du champ magnétique. La mesure du champ magnétique n'est pas un domaine de recherche nouveau et les hommes s'y intéressent depuis longtemps. On retrouve des traces de boussole en Chine au III^{ème} siècle avant notre ère avec une cuillère qui tourne pour indiquer le Sud. La boussole est un exemple de mesure du champ magnétique terrestre où seule importe la direction du champ magnétique mesuré, et non son amplitude. Aujourd'hui, l'avènement de l'électronique a permis de développer une grande diversité de capteurs. Nous présentons ici les principaux types de capteurs : bobine, capteur à effet Hall, AMR, GMR et fluxgate. Plus d'informations peuvent être trouvées dans [28].

3.1.1 Les bobines

Les bobines magnétiques exploitent la loi de Maxwell-Faraday qui dit que toute variation de flux magnétique dans une spire génère une force électromotrice dont la valeur est donnée par :

$$e = -\frac{d\Phi}{dt} \quad (3.1)$$

où Φ est le flux d'induction magnétique

En mesurant la tension aux bornes de la bobine, on en déduit la dérivée temporelle du flux magnétique. Le flux correspond au produit scalaire entre le vecteur d'induction magnétique \vec{B} et le vecteur normal à la section de la spire S . En conséquence, les bobines ne mesurent le champ magnétique que selon un seul axe qui est l'axe des spires de la bobine. De plus, comme on le voit dans l'équation (3.1) les bobines ne mesurent pas le champ magnétique, mais la dérivée temporelle de celui-ci. Une bobine n'est donc pas capable de mesurer la composante continue du champ magnétique.

Il existe toutefois une méthode pour mesurer cette composante continue [28]. Il faut pour cela faire tourner la bobine sur elle-même. Ainsi, si l'on fait tourner la bobine à une vitesse de rotation ω , le flux perçu par la bobine est donné par la formule

$$\Phi = B_0 \sin(\omega t) \quad (3.2)$$

où \vec{B}_0 est le champ magnétique continu que l'on cherche à mesurer. La force électromotrice aux bornes de la bobine est donc égale à :

$$U = N\omega B_0 \cos(\omega t) \quad (3.3)$$

où N est le nombre de spires de la bobine. On peut ainsi mesurer le champ magnétique continu à l'aide d'une bobine en rotation sur elle-même.

Il est possible d'augmenter la sensibilité d'une bobine en plaçant un noyau ferromagnétique à l'intérieur. Ainsi, le flux magnétique qui traverse la bobine est multiplié par la perméabilité relative μ_r du matériau inséré.

Le principal intérêt des bobines est leur prix et le fait qu'elles ne nécessitent pas d'alimentation. Elles peuvent mesurer des champs d'induction magnétique allant de $1 \mu T$ à $100 mT$ avec une incertitude relative de 10^{-2} . Leur bande passante est $1 Hz$ à $10 kHz$.

3.1.2 Les capteurs à effet Hall

Les capteurs à effet Hall exploitent la force de Lorentz qui fait tourner les électrons autour du champ magnétique. Pour exploiter cette force, on fait parcourir un courant électrique I dans une plaque conductrice (figure 3.1). En présence de champ magnétique \vec{B} , la trajectoire des électrons est déviée par le champ magnétique. Il en résulte une accumulation de charge sur l'une des faces de la plaque, ce qui est à l'origine d'une différence de potentiel U entre cette face et la face opposée.

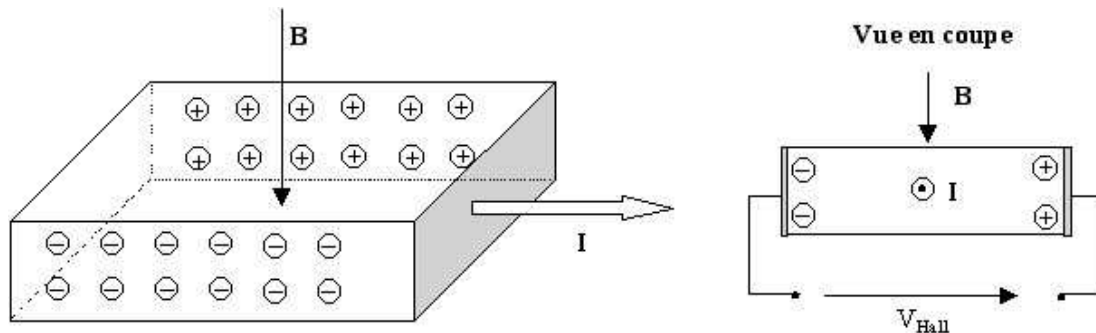


FIGURE 3.1 – Principe de fonctionnement des capteurs à effet Hall.

Cette différence de potentiel crée un champ électrique qui agit sur les électrons. À l'équilibre, la force de Lorentz et la force électrique se compensent

$$-e\vec{E}_H = e\vec{v} \wedge \vec{B} \quad (3.4)$$

Soit :

$$\vec{E}_H = -\vec{v} \wedge \vec{B} \quad (3.5)$$

Si on note l la distance entre les deux faces chargées, la différence de potentiel V_{Hall} qui apparait entre ces deux faces est donnée par :

$$V_{Hall} = vBl \quad (3.6)$$

Ce capteur permet donc de mesurer le champ magnétique orthogonal à la plaque, en mesurant la différence de potentiel générée entre les deux faces chargées de cette plaque.

Ces capteurs sont également des capteurs bas-coût. Ils permettent de mesurer des champs magnétiques de fortes amplitudes (jusqu'à $10\ T$) avec une bande passante allant jusqu'à $10\ kHz$. Ils sont souvent utilisés pour mesurer des courants électriques. Leur incertitude relative est inférieure à 10^{-2} .

3.1.3 Les capteurs AMR et GMR

La magnétorésistance est la capacité de certains matériaux à avoir une résistivité qui est fonction de l'angle entre le courant qui traverse ce matériau et son aimantation. Lors de la fabrication des capteurs AMR (Anisotropic MagnetoResistance), on utilise un matériau de type permalloy qui présente une magnétorésistance importante. Un fort champ magnétique est appliqué sur ce matériau dans une direction afin de le rendre anisotrope. Il existe ainsi un axe de facile aimantation appelé axe d'aimantation privilégiée.

Lorsqu'un champ magnétique extérieur est appliqué sur le capteur, l'aimantation du permalloy varie et n'est plus orientée selon l'axe d'aimantation privilégiée. Cela a pour effet de faire varier l'angle entre l'aimantation \vec{M} et le courant I et donc de faire varier la résistance électrique.

Cette méthode permet de connaître l'amplitude du champ magnétique appliqué perpendiculairement à l'axe d'aimantation privilégiée en mesurant les variations de résistance. On peut appliquer un pont de Wheatstone pour améliorer la précision, en utilisant 4 éléments sensibles. Ces capteurs sont particulièrement adaptés pour être montés sur silicium.

Les magnétorésistances géantes (GMR) sont composées d'un empilement de couches ferromagnétiques et de couches non magnétiques. En l'absence de champ magnétique extérieur, l'aimantation de deux couches moyennes est antiparallèle, du fait de l'interaction magnétique entre ces couches. Lorsqu'un champ magnétique extérieur est appliqué, l'aimantation de ces couches devient parallèle et la résistance du matériau diminue. Ces capteurs sont appelés magnétorésistances géantes car leur sensibilité est plus importante que celle des AMR.

L'avènement de la technologie silicium a popularisé l'utilisation de ces magnétomètres dans un grand nombre d'applications industrielles grâce à la diminution des coûts et à leur miniaturisation. Ces capteurs permettent de mesurer des champs entre $100\ nT$ et $10\ mT$ avec une incertitude relative de quelques 10^{-3} . Un autre intérêt des AMR est leur bande de fréquence qui peut aller jusqu'à $1\ MHz$.

3.1.4 Les capteurs fluxgate

Les capteurs à porte de flux « fluxgate » étaient à l'origine utilisés en aéronautique comme boussoles électroniques de précision. Leur principe repose sur la saturation des matériaux ferromagnétiques (figure 3.2). Ces capteurs sont composés d'un matériau ferromagnétique très doux de permittivité μ élevée de forme cylindrique. Ce cylindre est entouré d'un bobinage d'excitation et d'un bobinage auxiliaire (figure 3.2)

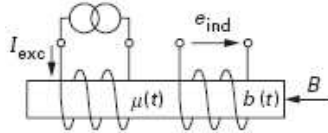


FIGURE 3.2 – Schéma de fonctionnement d'un capteur fluxgate.

La bobine d'excitation est traversée par un courant alternatif dont la fréquence, dite fréquence d'excitation a une valeur de quelques dizaines de kHz . L'amplitude du courant traversant la bobine d'excitation est suffisamment élevée pour saturer le matériau. Le courant étant alternatif, le matériau est alternativement saturé positivement et négativement à la fréquence d'excitation. D'après la loi de Faraday (équation (3.1)), la tension aux bornes du bobinage auxiliaire correspond à la dérivée temporelle du flux d'induction magnétique. Les zones temporelles où le champ d'induction est saturé correspondent à une tension nulle aux bornes du bobinage auxiliaire. En revanche les transitions entre deux zones de saturation correspondent à des impulsions de la tension du bobinage. Ce sont ces impulsions qui sont utilisées pour calculer le champ magnétique. Lorsqu'il est nul selon l'axe du capteur, le matériau est saturé dans les deux directions avec la même proportion temporelle. La tension aux bornes du bobinage auxiliaire est donc une alternance d'impulsions positives et négatives espacées à intervalles réguliers. En revanche en présence d'un champ magnétique extérieur, le matériau est soumis à la somme de ce champ extérieur et du champ d'excitation. En conséquence le matériau est plus longtemps saturé dans une direction que dans l'autre et la longueur des intervalles entre les impulsions varie (figure 3.3).

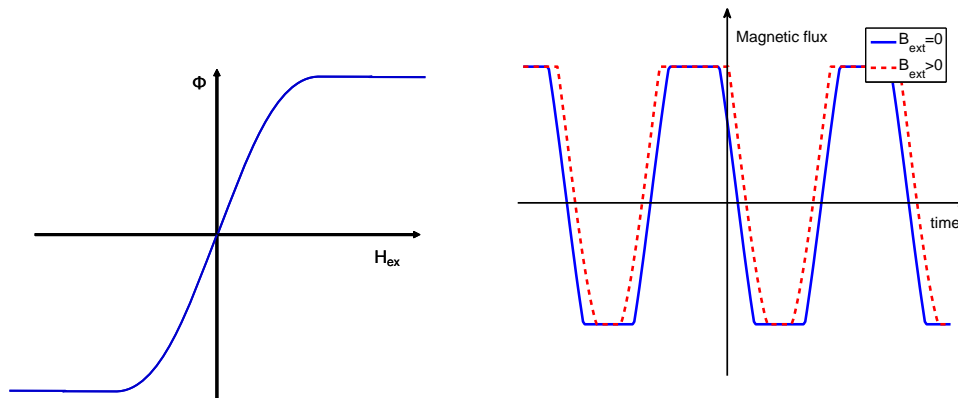


FIGURE 3.3 – Principe de fonctionnement d'un capteur fluxgate.

Afin que ces capteurs fonctionnent correctement, il est important que la fréquence du champ

magnétique soit petite (rapport 10) devant la fréquence d'excitation.

Le principal intérêt des capteurs fluxgate est leur précision mais ce sont des capteurs encore chers (plusieurs dizaines d'euros par capteur). L'avènement des capteurs sur silicium a permis de voir apparaître des prototypes de micro fluxgate dont la précision est certes moins bonne mais dont le coût et les dimensions sont réduits. Ils sont donc potentiellement plus intéressants pour certaines applications. Les capteurs fluxgate permettent de mesurer des champs magnétiques entre 1 nT et 1 mT avec une incertitude relative de 10^{-3} . Leur bande passante est limitée à quelques kHz au maximum.

Un autre intérêt de ces capteurs est leur stabilité, leur faible sensibilité à la température et leur bonne tenue aux chocs magnétiques.

3.2 Aspect économique pour une utilisation industrielle

Cette thèse porte sur des sujets qui sont très proches des applications et des besoins actuels dans le monde de l'industrie, en particulier automobile. Il est donc nécessaire d'aborder l'aspect économique de notre approche et d'avoir une idée du coût des applications proposées.

Bien entendu, les coûts de production varient avec le temps et il est possible que certaines applications nécessitant des capteurs coûteux ou trop nombreux pour qu'il soit envisageable de les commercialiser soient abordables dans le futur grâce à la baisse des prix des solutions magnétiques. Les coûts que nous présentons dans ce mémoire sont ceux de 2010.

Actuellement, l'industrie automobile utilise déjà de nombreux capteurs magnétiques. Ces capteurs sont utilisés pour déterminer des positions angulaires en couplant un capteur avec un aimant, pour mesurer des courants électriques, ou pour déterminer la présence ou l'absence d'un composant spécifique (ceinture de sécurité, fenêtre électrique en bout de course, etc...). Certains véhicules sont également équipés de magnétomètres pour connaître l'orientation du véhicule dans l'espace afin d'apporter une information supplémentaire sur l'écran de navigation GPS. La figure 3.4, issue de [23] résume les différentes utilisations de magnétomètres en automobile aujourd'hui.

Le développement des capteurs sur silicium en très grandes quantités a permis l'effondrement du coût des capteurs à effet Hall. Ces capteurs coûtent environ $0.50 \text{ \$/pièce}$ aujourd'hui. Ce prix varie selon la précision requise mais c'est l'ordre de grandeur du coût constaté pour un capteur de type capteur de vitesse angulaire.

Le coût des capteurs AMR et GMR sur puce silicium est plus élevé. Il se situe entre 1 et $3 \text{ \$/pièce}$. En réalité, ces capteurs ne présentent pas une complexité de fabrication plus importante que les capteurs à effet Hall. On estime que la principale raison pour laquelle ces capteurs sont plus coûteux que les capteurs à effet Hall est qu'ils sont produits en plus faibles quantités et que les producteurs de ces capteurs sont moins bien équipés que pour les capteurs Hall [23]. Il est donc raisonnable de penser que le prix des capteurs GMR va diminuer d'ici quelques années sous l'effet de leur importante utilisation en automobile et dans les nouveaux équipements électroniques (électroménager, téléphonie mobile, etc...).

Le tableau 3.1 récapitule les caractéristiques et les coûts des différents capteurs utilisables

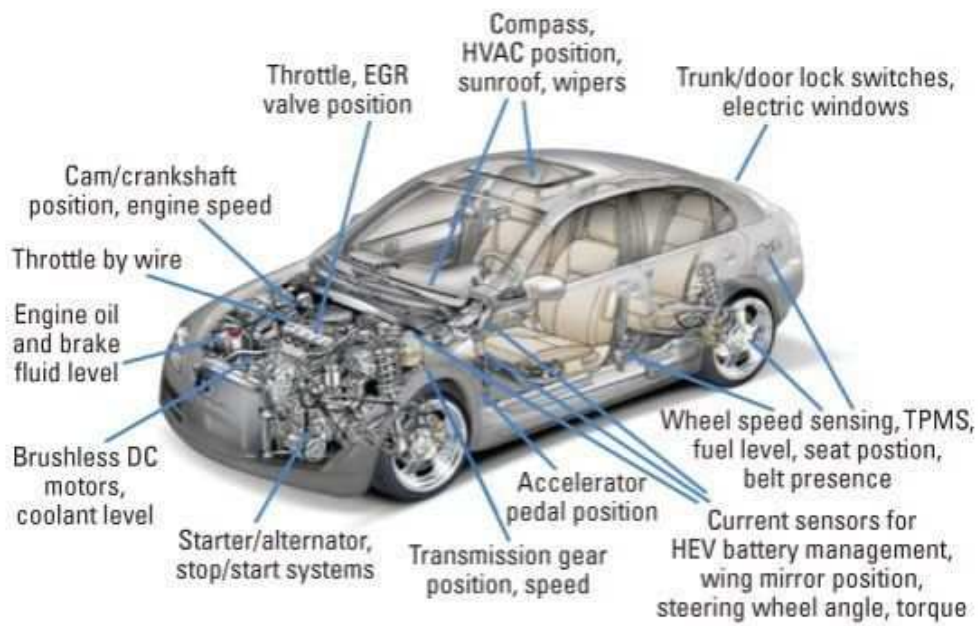


FIGURE 3.4 – Applications des capteurs magnétiques en automobile aujourd’hui (d’après [23]).

en automobile.

	Gamme	Bande passante	Incertitude relative	Coût
Bobine	$1 \mu T$ à $100 mT$	$1 Hz$ à $10 kHz$	Mauvaise : 10^{-2}	5c à 1\$
Capteur Hall	$100 \mu T$ à $10 T$	0 à $10 kHz$	Moyenne : de 10^{-2} à 10^{-3}	10c à 5\$
AMR/GMR	$100 nT$ à $10 mT$	0 à $1 MHz$	Bonne : qq 10^{-3}	1\$ à 10\$
Fluxgate	$1 nT$ à $1 mT$	0 à $1 kHz$	Très Bonne : 10^{-3}	10\$ à 100\$

TABLE 3.1 – Tableau récapitulatif des caractéristiques principales des capteurs magnétiques et de leur coût (d’après [23], [38] et [28])

3.3 Conclusions

Les progrès réalisés dans la construction de capteurs magnétiques de faibles dimensions et de faible coût ouvrent le champ de l’utilisation du magnétisme, en particulier dans le domaine de la maintenance prédictive.

Troisième partie

L'utilisation du magnétisme pour mesurer les déplacements

Chapitre 4

Les roues

4.1 Constatations expérimentales sur le magnétisme des roues

DANS le cadre de cette thèse, nous nous sommes intéressés au champ magnétique rayonné par une roue de voiture en fonctionnement. En 2001, Masahiro [51] a montré qu'il était possible de mesurer la vitesse de rotation d'une roue en plaçant un magnétomètre à proximité de celle-ci.

Le but de cette étude est d'observer ce champ magnétique, l'expliquer à l'aide d'un modèle physique adapté et voir quelles informations peuvent être extraites de ces mesures pour réaliser un diagnostic ou un contrôle du fonctionnement de cette partie du véhicule.

Dans toute la suite, nous entendons par 'roue' l'ensemble jante + pneumatique. La jante désigne la partie de la roue qui est fixée sur le moyeu et qui supporte le pneumatique. Elle est le plus souvent en tôles d'acier embouties, mais peut également être, pour des raisons esthétiques, en alliage d'aluminium sur les véhicules haut de gamme. Le véhicule utilisé pour ces mesures (Peugeot 807) est équipé de jantes en acier.

Comme vu au chapitre précédent, l'acier est un matériau ferromagnétique dur, ce qui signifie qu'il est potentiellement porteur d'une aimantation rémanente.

Les pneumatiques utilisés pour cette expérience sont de type Michelin Pilot. Les pneumatiques sont constitués en grande partie de caoutchouc mais également d'une ceinture métallique composée d'un maillage de fils en acier, destinée à renforcer le pneumatique, contre les effets de la force centrifuge ou contre les crevaisons.

La mesure du champ d'induction \vec{B} est réalisée à l'aide d'un magnétomètre bi-axe de type AMR placé au-dessus d'une roue de voiture, composée d'une jante en acier. Nous faisons alors tourner la roue (figure 4.1).

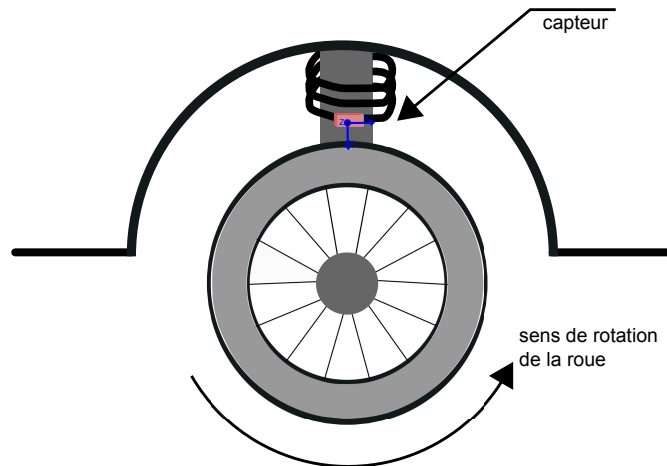


FIGURE 4.1 – Schéma de l'expérience

Nous obtenons en sortie de capteur deux signaux représentés sur la figure 4.2. Comme décrit dans [51], ces signaux présentent une périodicité qui correspond à celle des tours de la roue. Nous appelons signature magnétique de la roue ce motif.

Il est intéressant de constater sur cette figure que le champ magnétique généré par la roue dépend de la position de celle-ci. Cela signifie que l'aimantation rémanente de la roue n'est pas homogène au sein de celle-ci. Il est intéressant d'étudier la signature magnétique afin de comprendre l'aimantation de la roue. Pour cela, il est nécessaire d'effectuer un ré-échantillonnage angulaire afin de s'affranchir des fluctuations de vitesse de rotation de la roue.

4.1.1 Introduction à l'échantillonnage angulaire

Dans le cas de mesures d'un élément en rotation, l'échantillonnage angulaire consiste à échantillonner le signal numériquement de manière à ce que la variation de la position angulaire de l'élément entre deux échantillons soit constante, quelle que soit la vitesse de rotation de la roue. Dans le cas d'un échantillonnage temporel, c'est l'intervalle de temps entre deux échantillons qui est constant. L'échantillonnage angulaire est particulièrement adapté au cas des machines tournantes car il permet d'obtenir un même nombre de points par tour, quelle que soit la vitesse de rotation de la machine.

Dans la pratique, il est d'usage d'utiliser un codeur optique monté au bout de l'arbre. Le codeur optique génère un signal créneau où chaque créneau correspond à un incrément angulaire fixé de l'arbre. Un codeur optique délivre typiquement 1024 créneaux par tour. En branchant le codeur optique comme signal d'horloge de la carte d'acquisition, cela permet d'effectuer un échantillonnage angulaire dit « direct », c'est-à-dire que l'on ne passe pas par un échantillonnage temporel.

Dans notre cas, n'ayant pas de codeur optique, nous avons décidé d'effectuer un ré-échantillonnage *a posteriori* ou « order-tracking ». Le ré-échantillonnage angulaire *a posteriori* consiste à transformer un signal échantillonné temporellement en un signal échantillonné dans le domaine an-

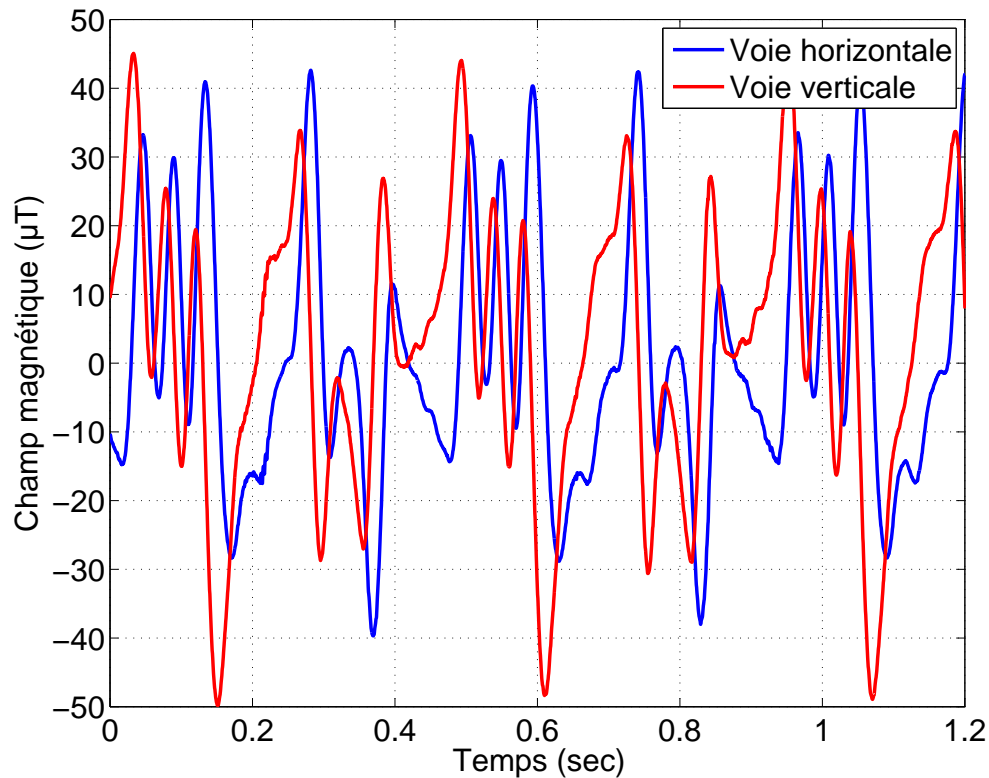


FIGURE 4.2 – Signal magnétique reçu en sortie des voies horizontale et verticale du capteur lorsque la roue tourne à 2.2 tours / seconde sur chandelles

gulaire. Cette opération est possible à condition de connaître la phase de l'arbre en rotation en fonction du temps. La phase d'un élément en rotation est une fonction du temps qui à chaque instant associe la position angulaire de l'élément depuis une position de référence.

Nous présentons donc dans une première partie deux méthodes pour estimer la phase du signal puis nous montrons comment utiliser cette phase et le signal échantillonné temporellement pour estimer le signal échantillonné angulairement *a posteriori*. Précisons avant de poursuivre que le ré-échantillonnage *a posteriori* est évidemment moins précis que l'échantillonnage direct mais celui-ci est nettement moins coûteux et permet de travailler à la fois dans le domaine temporel et angulaire.

4.1.2 Estimation de la phase des roues

Dans le cadre de l'étude du champ magnétique des roues, nous proposons d'estimer la position angulaire de la roue à l'aide du signal temporel issu d'une des voies d'un magnétomètre. Il existe pour cela plusieurs méthodes.

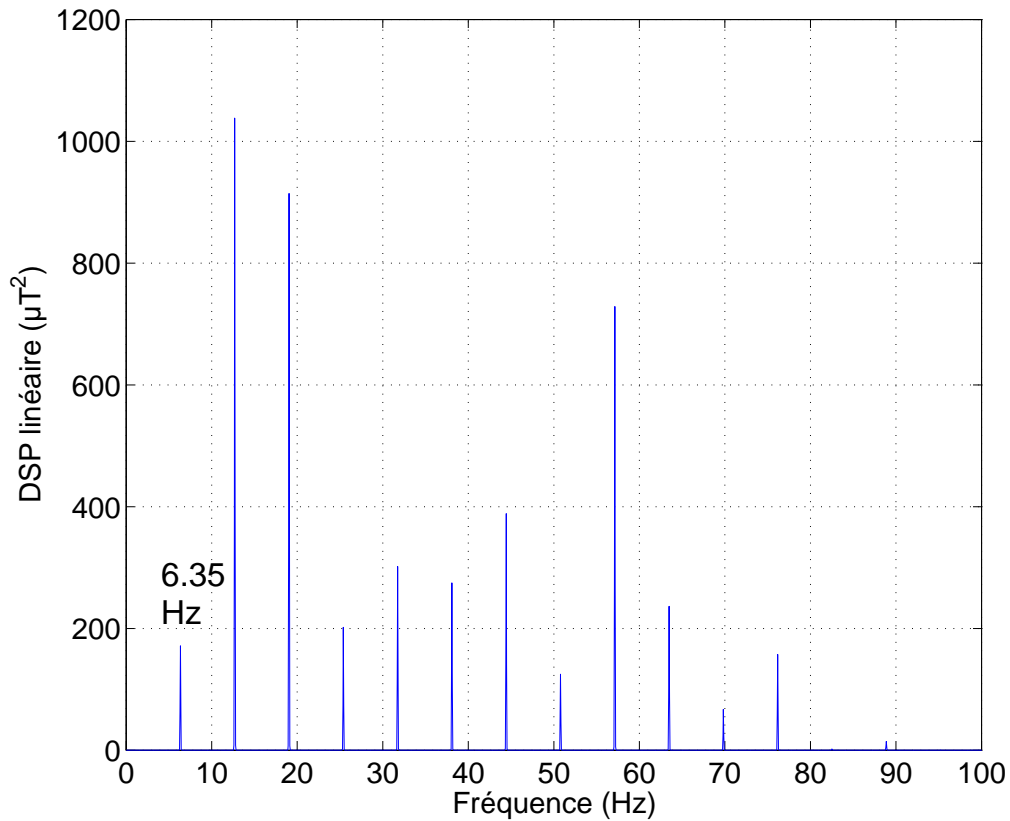


FIGURE 4.3 – DSP du signal magnétique issu de la rotation de la roue

La première méthode consiste à réaliser un filtre passe-bande autour de la fréquence de rotation de la roue ou d'une de ses harmoniques. Le spectre du signal magnétique généré par la roue est donné en figure 4.3 pour une roue tournant à 6.35 tours / seconde, ce qui correspond, en tenant compte des dimensions de la roue à une vitesse du véhicule d'environ 50 km/h. Cette figure présente le spectre sur une bande de 0 à 100 Hz. Le spectre n'a pas été représenté au delà car il ne présente pas d'énergie au-dessus de la 12^{ème} harmonique. Le filtrage passe-bande permet d'obtenir une sinusoïde dont la fréquence est « à peu près » constante, aux fluctuations de vitesse près. On peut donner l'équation de cette sinusoïde pour l'échantillon n (en échantillonnage temporel) :

$$y(n) = X_m \cos \left[\int_{t'=0}^t 2\pi M f(t') dt' + \Phi_m \right] \quad (4.1)$$

Où X_m est l'amplitude de l'harmonique considérée, M est le numéro de cette harmonique (1 pour le fondamental), f est la fréquence du fondamental (elle varie légèrement dans le temps), Φ_m est la phase initiale, et n est le numéro de l'échantillon ($t = n.T_e$ où T_e est la période d'échantillonnage).

La phase φ de ce signal est alors donnée par l'argument du signal rendu analytique Y :

$$Y(n) = X_m \exp \left[j \int_{t'=0}^t 2\pi M f(t') dt' + j\Phi_m \right] \quad (4.2)$$

$$\text{et } \varphi(n) = \arg(Y(n)) \quad (4.3)$$

La position angulaire de la roue est ensuite donnée par :

$$\varphi_s(n) = \frac{\varphi(n)}{M} \quad (4.4)$$

Cette méthode fonctionne correctement. Elle a été utilisée par Bonnardot dans [9]. On conçoit cependant aisément qu'elle ne fonctionne plus si les fluctuations de vitesse de la roue sont trop importantes. En effet, si ces fluctuations sont trop importantes, l'harmonique que l'on cherche à filtrer sort du gabarit du filtre passe bande. De plus on ne peut pas non plus choisir un gabarit de filtre plus important sans filtrer deux harmoniques à la fois. Dans le cas du spectre de la figure 4.3, on ne peut pas utiliser cette méthode sans recouvrement si les fluctuations de la roue sont supérieures à environ 6 Hz. Autrement dit, cette méthode ne marche que si la roue tourne à une vitesse équivalente comprise entre environ 10 km/h et 90 km/h. Cette méthode peut donc être utilisée dans le cas d'études en laboratoire, mais elle n'est pas suffisante pour une utilisation plus générale.

La seconde méthode présente l'avantage d'être utilisable pour toutes les vitesses de roue. Elle consiste à détecter les pics du signal temporel magnétique brut qui se répètent une fois à chaque tour de roue. D'un pic à l'autre, on peut considérer que la roue a effectué un tour complet, c'est-à-dire que la position angulaire de la roue a augmenté de 2π . Pour déterminer la phase entre deux pics principaux, nous réalisons une interpolation. Cette méthode revient à faire l'approximation que la vitesse de la roue a peu varié au cours d'un tour de roue. Cette méthode est illustrée sur la figure 4.4.

Il existe d'autres méthodes telles que l'utilisation de similitudes via le cepstre ([61] et [5]) mais nous nous contentons de citer les deux méthodes ci-dessus. Dans le cadre de notre étude, nous avons choisi d'utiliser la seconde méthode présentée pour sa grande flexibilité vis à vis des variations de vitesse.

À l'aide du signal temporel et de la valeur estimée de la phase avec le temps, il est possible d'effectuer un ré-échantillonnage angulaire, en appliquant une interpolation de type splines ([70] et [8]). Il faut pour cela choisir un nombre de points par tour. Nous avons choisi de prendre 1024 points par tour ce qui correspond à avoir un signal échantillonné angulairement avec un angle d'échantillonnage de $2\pi/1024$.

4.1.3 Le ré-échantillonnage angulaire

Comme nous l'avons vu, le ré-échantillonnage angulaire *a posteriori* consiste à transformer un signal échantillonné temporellement pour lequel on connaît la phase en fonction du temps, en un signal échantillonné angulairement. Cette transformation consiste en une interpolation.

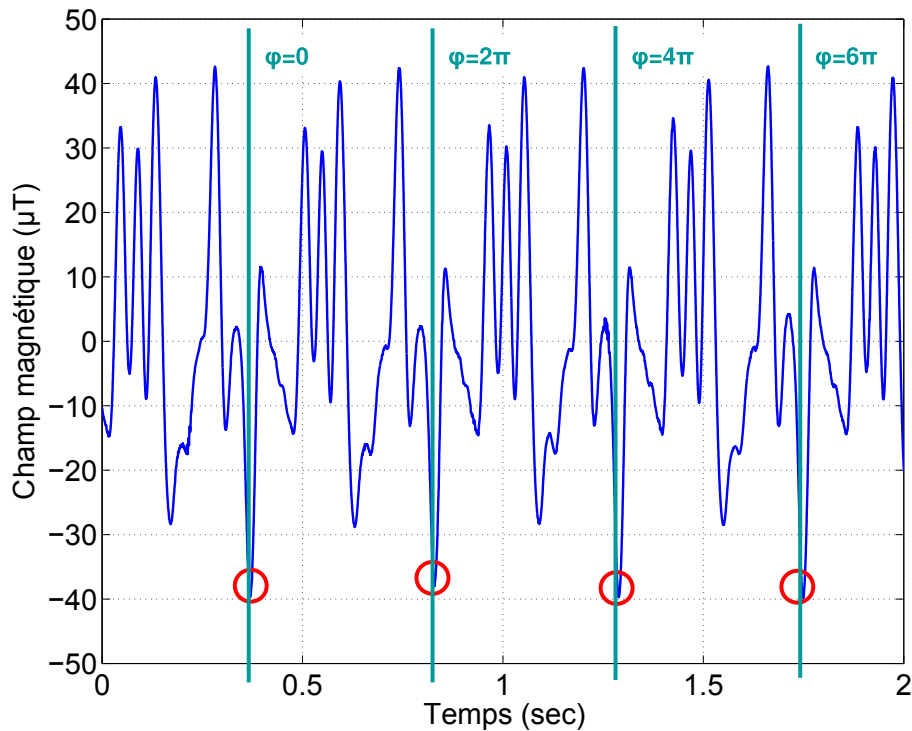
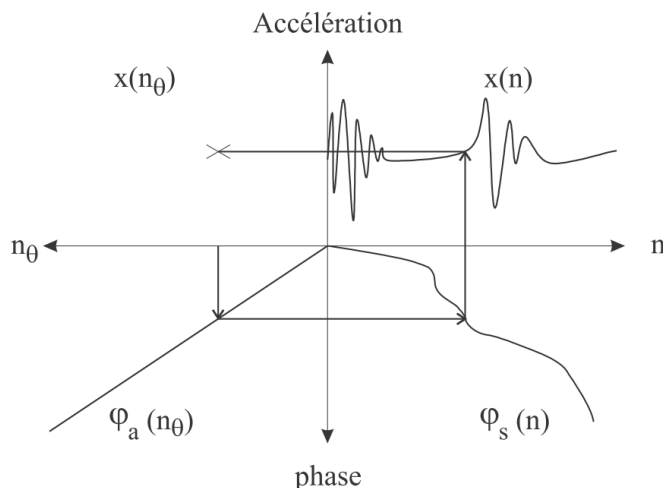


FIGURE 4.4 – Les barres verticales correspondent aux pics du signal

La figure 4.5 illustre le procédé utilisé dans [8]. Sur cette figure, le signal utilisé est un signal de nature accélérométrique échantillonné en temps. Les échantillons temporels sont une fonction de n et correspondent à l'axe des abscisses positives. Le signal temporel brut est représenté en haut à droite. L'axe des abscisses négatives correspond aux échantillons angulaires, repérés par la lettre n_θ . La position angulaire de l'arbre est donc en bas à droite. La droite en bas à gauche est une droite dont la pente est égale à la période d'échantillonnage angulaire. Le signal ré-échantillonné que l'on cherche à estimer est situé en haut à gauche.

L'algorithme utilisé est décrit graphiquement par cette figure : pour chaque échantillon n_θ on associe une phase $\varphi_a(n_\theta)$. on cherche ensuite la valeur temporelle correspondant à cette phase. Cela nécessite la plupart du temps une interpolation. Enfin on associe une valeur physique (dans notre cas un champ d'induction) à cette valeur temporelle, à l'aide du signal temporel.

Il existe différents types d'interpolation possibles (Fourier, polynôme de Lagrange, splines). L'interpolation qui donne les meilleurs résultats est l'interpolation à l'aide de splines. Les splines [70] sont des morceaux de polynômes connectés ensemble « sans à coup ». Des informations sur l'utilisation des splines avec Matlab sont données dans [21].

FIGURE 4.5 – ré-échantillonnage angulaire *a posteriori* par interpolation (issue de [8])

4.1.4 Précision théorique du ré-échantillonnage angulaire

Dans le chapitre précédent, nous avons présenté le ré-échantillonnage angulaire. Avant de l'utiliser, voyons la précision de cet algorithme. Dans le ré-échantillonnage, il y a plusieurs sources possibles d'erreurs dans l'estimation :

- La détection de pics : chaque pic est détecté avec une incertitude temporelle ΔT égale à la période d'échantillonnage.
- Les fluctuations de vitesse entre deux pics. Dans le ré-échantillonnage angulaire, nous faisons l'hypothèse que la roue roule à vitesse constante entre deux pics. Ce n'est pas nécessairement le cas en pratique.

Estimation de la précision sur un cas concret

Afin de calculer la précision du ré-échantillonnage angulaire, calculons l'erreur de cette technique. Nous prenons le cas d'une roue de mêmes dimensions que celle utilisée lors de l'expérience. On considère que cette roue tourne à $v = 50 \text{ km/h}$ avec des fluctuations de vitesse limitées à $\Delta v = \pm 1 \text{ km/h}$ au cours d'un même tour de roue. On suppose que l'échantillonnage est effectué à la fréquence de $10\,000 \text{ Hz}$.

Avec ces hypothèses, le cas le plus défavorable est le cas où la roue a roulé à une vitesse de 49 km/h pendant la moitié du tour de roue, puis à une vitesse de 51 km/h pendant la seconde moitié du tour, de sorte que la vitesse moyenne soit égale à $v = 50 \text{ km/h}$. L'estimation sera d'autant plus mauvaise que la détection du pic est effectuée avec l'avance maximale de ΔT . La figure 4.6 présente ce cas défavorable.

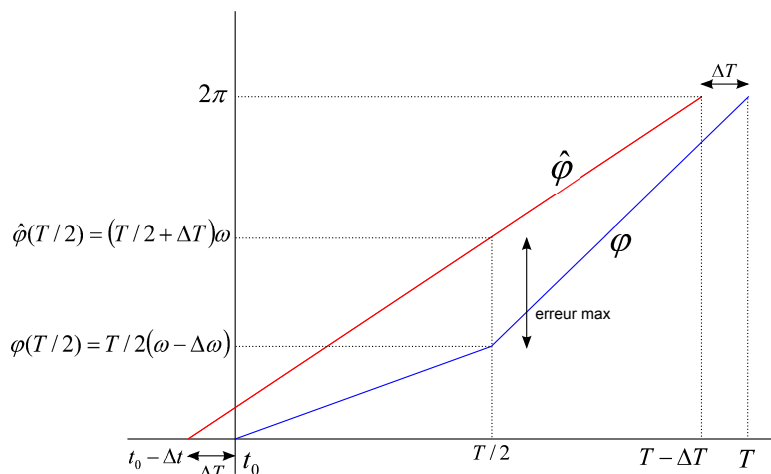


FIGURE 4.6 – Schéma du cas le plus défavorable pour le ré-échantillonnage angulaire. La position exacte de la roue est donnée par la courbe φ en bleu. La position estimée par le ré-échantillonnage angulaire est donnée par la courbe $\hat{\varphi}$ en rouge. La plus grosse erreur est obtenue à $T/2$

La figure 4.6 permet de calculer l'imprécision maximale. Cette imprécision est égale à :

$$erreur = (T/2 + \Delta T)\omega - T/2(\omega - \Delta\omega) \quad (4.5)$$

Où ω est la pulsation de la roue, $\Delta\omega$ est la fluctuation maximale de la pulsation au sein d'un tour de roue, et T est la période de rotation de la roue. Avec les valeurs numériques données comme hypothèse, on trouve une erreur maximale de 3.83° .

4.2 Étude de la signature angulaire

Après ré-échantillonnage angulaire, nous obtenons un signal pseudo-périodique nommé B_{ang} dont les périodes ont exactement le même nombre de points. Nous pouvons alors sommer toutes ces périodes afin de faire un moyennage. La signature moyenne, nommée B_{sign} est donnée par

$$B_{sign} : \begin{cases} [0; 2\pi] & \mapsto \mathbb{R} \\ \theta & \longrightarrow B_{sign}(\theta) = \frac{1}{P} \sum_{k=0}^{P-1} B_{ang}(\theta + 2k\pi) \end{cases} \quad (4.6)$$

Numériquement :

$$B_{sign}(n_\theta) = \frac{1}{P} \sum_{k=0}^{P-1} B_{ang}(n_\theta + M) \quad (4.7)$$

où B_{ang} est le champ d'induction magnétique mesuré sur l'une des voies, P est le nombre de tours de roue sur lequel le moyennage est effectué et M est le nombre de points par tour utilisé dans le cas numérique. Cette action a pour effet d'améliorer le rapport signal à bruit car le bruit est *a priori* décorrélié d'un tour de roue sur l'autre.

Enfin, nous centrons les signatures en retranchant sa valeur moyenne, afin de supprimer la composante du champ magnétique terrestre. Nous effectuons la même opération sur l'autre voie issue de l'autre axe du magnétomètre et nous obtenons donc deux signatures magnétiques angulaires : $B_{sign,1}$ et $B_{sign,2}$. Nous cherchons maintenant à modéliser physiquement l'aimantation de la roue afin de comprendre cette signature magnétique.

4.3 Modélisation magnétique de la roue

Pour déterminer l'aimantation de la roue, plusieurs méthodes sont possibles :

- En utilisant une somme de dipôles : cette méthode consiste à trouver les N dipôles équivalents qui permettent d'expliquer au mieux la signature (N étant un paramètre inconnu). Cela revient à dire que l'aimantation n'est pas homogène dans l'ensemble de l'objet mais que l'on peut découper cet objet en N zones dans lesquelles son aimantation est considérée comme homogène. L'emplacement des dipôles correspond au barycentre de ces zones.
- Par la méthode intégrale : Cette méthode consiste à effectuer un maillage de l'objet. Cette méthode utilise l'approche coulombienne vue au paragraphe 2.3.2 et modélise l'objet en appliquant une densité surfacique de charges à chaque arête du maillage. Cela revient à supposer que l'aimantation est homogène dans chaque élément du maillage.

4.3.1 Modélisation de la roue par une somme de dipôles

L'objet de cette modélisation telle qu'utilisée par Blanpain [7], Flament [29] et Caritu [13] est donc de déterminer le ou les dipôles magnétiques équivalents dans la roue afin que les signatures calculées qu'ils génèrent au niveau du capteur soient « le plus proche possible » des signatures mesurées au paragraphe précédent. Cela revient à estimer les paramètres des N dipôles magnétiques équivalents ainsi que le nombre N de dipôles.

Un dipôle est caractérisé par 4 valeurs (figure 4.7) :

- Ses coordonnées notées r et θ en coordonnées cylindriques (θ est pris par rapport à un point de référence sur la roue et le point de référence tourne avec la roue) qui déterminent son emplacement
- Son orientation notée β : c'est l'angle formé par le dipôle et le vecteur radial \vec{r} . L'orientation vaut 0 pour un dipôle orienté radialement.
- Sa puissance = μ : c'est la norme du dipôle.

Dans un premier temps, nous cherchons uniquement à localiser les dipôles, afin de savoir d'où provient le champ d'induction mesuré (pneumatique ou jante). Nous ne nous intéresserons donc qu'à la position des dipôles équivalents (et à leur nombre).

Soit B_{sign} la signature magnétique mesurée sur l'une des voies du capteur. B_{sign} est une fonction définie sur $[0; 2\pi]$ qui à une phase φ associe la valeur en μT de la signature en ce point.

Afin de déterminer ces dipôles, la roue est d'abord maillée (figure 4.7). Chaque élément du maillage représente un emplacement possible de dipôle. Afin de déterminer l'emplacement de ces dipôles, nous devons disposer d'un critère qui permette de dire si un élément du maillage correspond à l'emplacement d'un dipôle ou non. Nous avons décidé de mailler l'air même si nous savons que celui-ci n'est pas aimanté. Nous l'avons toutefois intégré au maillage afin de vérifier que notre algorithme ne localise pas l'aimantation dans l'air.

Pour ce faire on calcule pour chaque élément du maillage les deux fonctions qui constituent une base dite d'Anderson. Ces deux fonctions (figure 4.7) sont :

- $e_{r,\theta}^1(\varphi)$: C'est la fonction qui correspond à la signature magnétique théorique sur le capteur générée par la rotation d'une roue dont l'aimantation correspond à un dipôle situé en (r, θ) avec une orientation $\beta = 0$ (radial).
- $e_{r,\theta}^2(\varphi)$: C'est la fonction qui correspond à la signature magnétique théorique sur le capteur générée par la rotation d'une roue dont l'aimantation correspond à un dipôle situé en (r, θ) avec une orientation $\beta = \pi/2$ (orthoradiale).

Ces deux fonctions dépendent naturellement de l'orientation du capteur. Ces deux fonctions sont orthogonales. On peut donc calculer la signature théorique laissée par un capteur ayant une autre orientation β en utilisant une combinaison linéaire de $e_{r,\theta}^1(\varphi)$ et $e_{r,\theta}^2(\varphi)$.

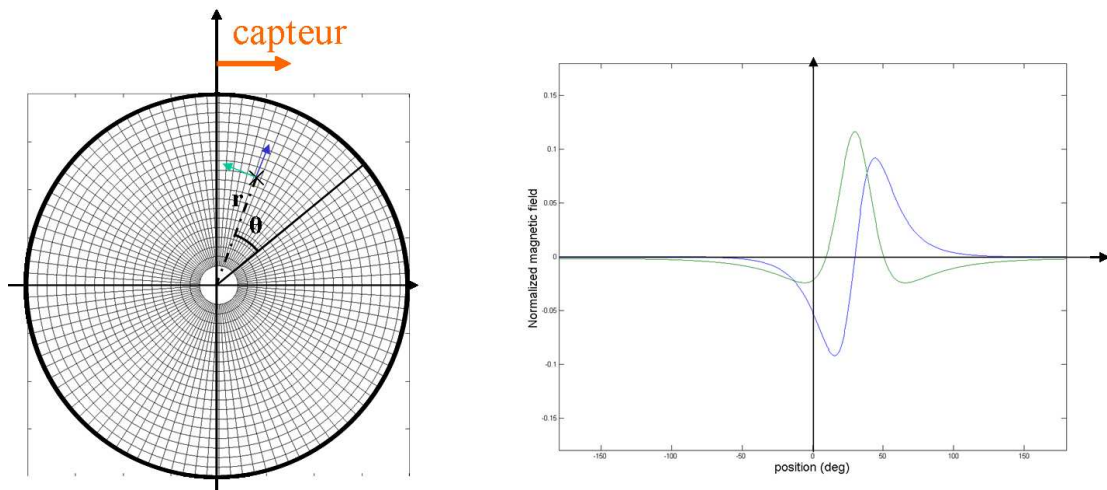


FIGURE 4.7 – Fonctions $e_{r,\theta}^1$ (vert) et $e_{r,\theta}^2$ (bleu) générées par le passage d'un dipôle en (r, θ) pour $\beta = 0$ et $\beta = \pi/2$

Le tableau 4.1 montre l'aspect des différentes bases de fonctions d'Anderson en fonction de la position du dipôle. On voit que plus les dipôles sont proches du capteur et plus la signature normalisée est étroite. Le paramètre θ qui traduit la position angulaire du capteur décale la signature de ce dipôle.

Ces deux fonctions sont calculées en connaissant la position et l'orientation du capteur, en utilisant la trajectoire d'un point sur une roue, et en utilisant la formule du champ d'induction généré par un dipôle magnétique (équation 2.27). Le principe de superposition permet de calculer

paramètre	$r = 10cm$	$r = 25cm$	$r = 35cm$
$\theta = 0^\circ$			
$\theta = 150^\circ$			

TABLE 4.1 – 6 bases de fonctions d’Anderson correspondant à 6 jeux de paramètres différents pour une configuration telle que celle de la figure 4.7. L’abscisse correspond à la position angulaire et l’ordonnée correspond à l’amplitude magnétique du champ (normalisée). En vert : dipôle orthoradial. En bleu : dipôle radial.

la signature générée par la rotation d’une roue dont l’aimantation correspond à un dipôle situé en (r, θ) avec une orientation β quelconque, par combinaison linéaire des deux fonctions $e_{r,\theta}^1(\varphi)$ et $e_{r,\theta}^2(\varphi)$ qui sont orthogonales. Elles sont normalisées.

Une fois ces fonctions calculées, on projette la signature magnétique mesurée B_{sign} sur toutes ces bases. Pour chaque élément du maillage on calcule un score s qui correspond à la somme au carré du produit scalaire de la signature mesurée sur les deux fonctions de la base :

$$s(r, \theta) = \sqrt{\left[\int_0^{2\pi} B_{sign}(\varphi) e_{r,\theta}^1(\varphi) d\varphi \right]^2 + \left[\int_0^{2\pi} B_{sign}(\varphi) e_{r,\theta}^2(\varphi) d\varphi \right]^2} \quad (4.8)$$

La valeur de $s(r, \theta)$ informe sur la localisation des sources de champ magnétique dans la roue. Une valeur élevée de s pour un élément localisé en (r, θ) traduit une probabilité importante pour que cet élément corresponde à la position d’un dipôle. La figure 4.8 illustre le calcul des deux produits scalaires pour un couple (r, θ) donné qui permettent de calculer s .

Nous pouvons alors tracer s en fonction de r et de θ pour avoir une idée du nombre de dipôles et de leur localisation. La figure 4.9 donne la valeur de s après le calcul sur tous les éléments du maillage. Nous avons réalisé une interpolation graphique pour des raisons d’esthétique et de lisibilité.

En comptant le nombre de taches, on peut localiser 4 dipôles sur la ceinture métallique et 1 sur la jante.

Cette étude nous permet de connaître le nombre de dipôles équivalents et d’avoir une idée de leurs emplacements approximatifs. Connaissant ce nombre, il est désormais possible d’affiner ces résultats et de déterminer les autres caractéristiques des dipôles en appliquant une optimisation

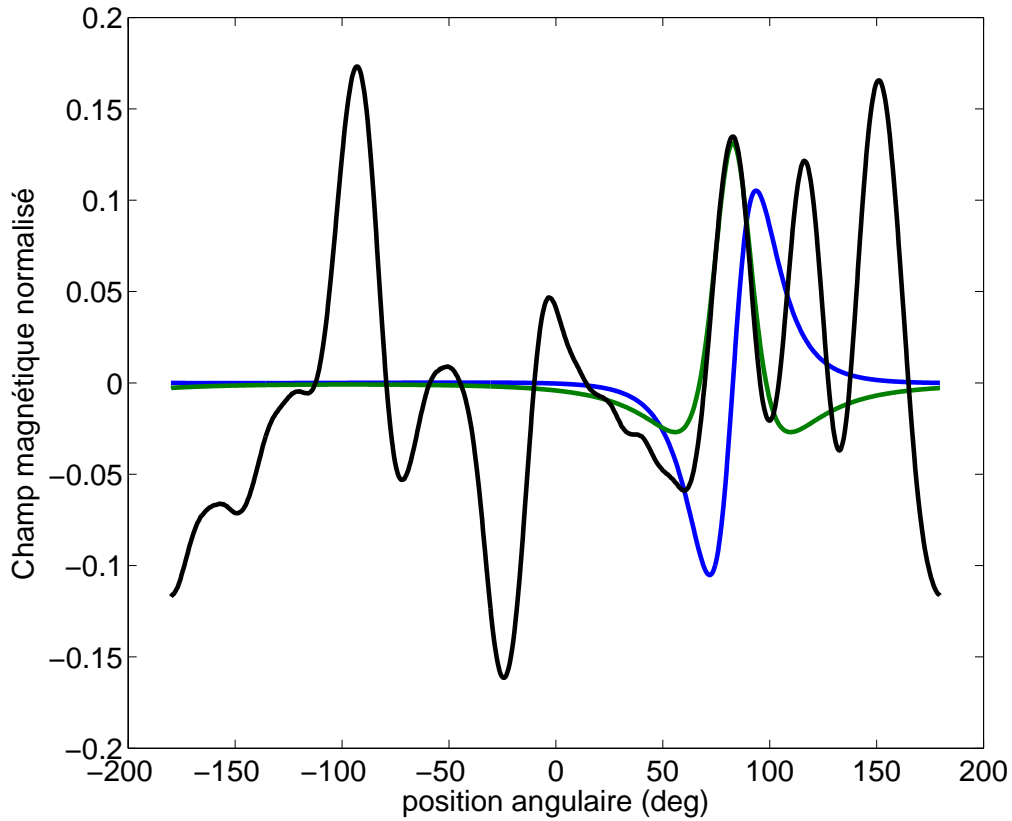


FIGURE 4.8 – Pour un couple (r, θ) donné, on calcule le produit scalaire entre la signature mesurée (en noir) et la fonction $e_{r,\theta}^1$ (en vert) et entre la signature mesurée et la fonction $e_{r,\theta}^2$ (en bleu). Sur cet exemple, le produit scalaire avec $e_{r,\theta}^1$ est élevé tandis qu'il est proche de 0 pour celui avec $e_{r,\theta}^2$. Globalement, la valeur de s pour ce couple (r, θ) est donc importante.

au sens des moindres-carrés pour trouver les paramètres (position, orientation, amplitude) de chaque dipôle qui permettent d'adapter au mieux le modèle dipolaire à la signature B_{sign} . Les valeurs trouvées en balayant les valeurs de r et de θ peuvent alors servir comme valeur initiale pour l'algorithme.

Modélisation magnétique par optimisation au sens des moindres carrés

Afin de déterminer avec précision tous les paramètres dipolaires nécessaires pour modéliser la roue de ce véhicule, nous effectuons une optimisation dont le but est de minimiser le critère F

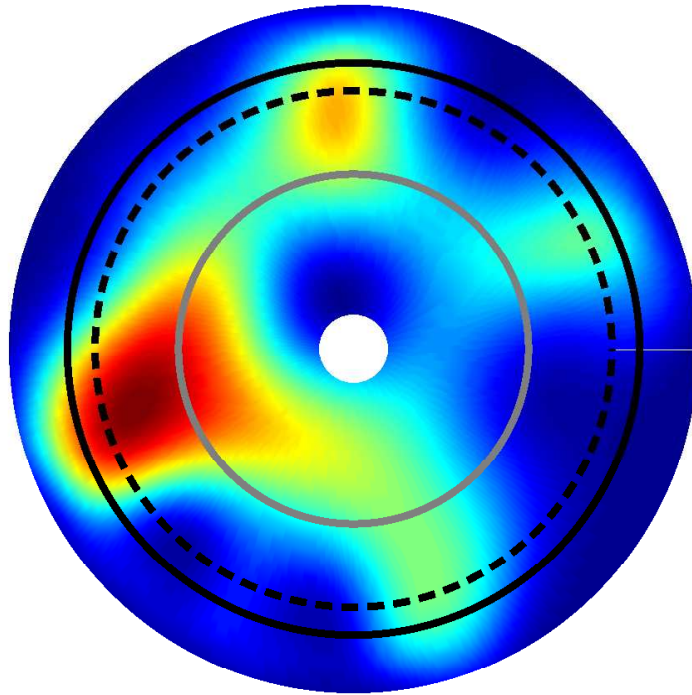


FIGURE 4.9 – Localisation des dipôles magnétiques équivalents dans la roue. La jante est délimitée par le cercle gris, la ceinture métallique par le cercle en pointillés et le pneumatique par le cercle noir.

défini par :

$$F(x) = \frac{1}{2} [\|B_{sign,1} - W_{x,1}\|^2 + \|B_{sign,2} - W_{x,2}\|^2] \quad (4.9)$$

$$= \frac{1}{2} \left[\int_0^{2\pi} [B_{sign,1}(\varphi) - W_{x,1}(\varphi)]^2 d\varphi + \int_0^{2\pi} [B_{sign,2}(\varphi) - W_{x,2}(\varphi)]^2 d\varphi \right] \quad (4.10)$$

Où :

- $B_{sign,1}$ (respectivement $B_{sign,2}$) est la signature mesurée sur la voie horizontale (respectivement verticale) du capteur
- $W_{x,1}$ et $W_{x,2}$ sont des fonctions définies sur $[0; 2\pi]$ et correspondent au calcul de la signature générée par la rotation d'une roue dont l'aimantation correspond aux dipôles définis dans le vecteur de paramètres x pour les voies horizontales et verticales.

Minimiser F revient donc à trouver le vecteur de paramètres x qui modélise le mieux la roue

par rapport aux mesures effectuées. Le vecteur de paramètres x est un vecteur à $4N$ dimensions, où N est le nombre de dipôles magnétiques utilisé pour modéliser la roue du véhicule. Pour chaque dipôle magnétique, on doit optimiser les 4 paramètres suivants :

- La position : elle est déterminée par le couple de paramètres (r, θ)
- L'orientation : elle est déterminée par l'angle β . Un angle de 0° correspond à un dipôle orienté radialement. Un angle de $\pi/2$ correspond à un dipôle orienté ortho-radialement
- La norme μ du dipôle (en $A.m^2$)

Numériquement, si l'on prend un nombre d'échantillons numériques M par tour de roue, le critère F est donné par :

$$F(x) = \frac{1}{2} [\|B_{sign,1} - W_{x,1}\|^2 + \|B_{sign,2} - W_{x,2}\|^2] \quad (4.11)$$

$$= \frac{1}{2} \sum_{i=1}^M (B_{sign,1}(i) - W_{x,1}(i))^2 + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^M (B_{sign,2}(i) - W_{x,2}(i))^2 \quad (4.12)$$

$$= \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{2M} (B_{sign}(i) - W_x(i))^2 \quad (4.13)$$

$$= \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{2M} \|g_i(x)\|^2 \quad (4.14)$$

$$= \frac{1}{2} \|g(x)\|^2 \quad (4.15)$$

Où B_{sign} est la concaténation des deux signatures magnétiques mesurées ($B_{sign,1}$ et $B_{sign,2}$) et W_x est la concaténation des deux signatures calculées ($W_{x,1}$ et $W_{x,2}$).

Il faut résoudre un problème d'optimisation au sens des moindres carrés. Nous avons choisi d'utiliser l'algorithme de Gauss-Newton pour résoudre ce problème. L'algorithme de Gauss-Newton est un algorithme itératif où le vecteur de paramètres à l'itération k est calculé à partir de celui à l'itération $k-1$ en linéarisant la fonction g : Notons x_k le vecteur de paramètres à l'itération k . Notons δ_{k+1} la variation entre x_k et x_{k+1} .

Linéariser g revient à écrire :

$$g(x_{k+1}) = g(x_k + \delta_{k+1}) \quad (4.16)$$

$$\approx g(x_k) + \mathbf{J}\delta_{k+1} \quad (4.17)$$

Où \mathbf{J} est la matrice Jacobienne de g par rapport à δ . Avec ces notations, on a :

$$F(x_{k+1}) = \frac{1}{2} \|g(x_{k+1})\|^2 \quad (4.18)$$

$$= \frac{1}{2} \|g(x_k)\|^2 + \delta^T \mathbf{J}^T g(x_k) + \frac{1}{2} \delta^T \mathbf{J}^T \mathbf{J} \delta \quad (4.19)$$

D'après (4.19) le gradient de F à l'itération $k + 1$ est donné par :

$$\nabla F(x_{k+1}) = \mathbf{J}^T g(x_k) + \frac{1}{2} \mathbf{J}^T \mathbf{J} \delta \quad (4.20)$$

On cherche δ tel que le gradient de F soit nul :

$$\nabla F(x_{k+1}) = 0 \quad (4.21)$$

$$= \mathbf{J}^T g(x_k) + \frac{1}{2} \mathbf{J}^T \mathbf{J} \delta \quad (4.22)$$

$$\text{soit} \quad (4.23)$$

$$\delta = -2 (\mathbf{J}^T \mathbf{J})^{-1} \mathbf{J}^T g(x_k) \quad (4.24)$$

On réitère ce calcul jusqu'à ce que F ou x varient suffisamment peu. La matrice $\mathbf{J}^T \mathbf{J}$ est inversible.

Afin de réaliser les itérations il est nécessaire de pouvoir calculer \mathbf{J} . Il est possible de calculer \mathbf{J} analytiquement car la formule de g est issue de la formule du champ d'induction magnétique généré par le déplacement d'un dipôle. Il suffit de dériver cette formule pour obtenir l'expression du jacobien \mathbf{J} . \mathbf{J} peut également être estimé numériquement par différences finies, mais cela nécessite de réaliser de nombreux calculs supplémentaires.

Choix du paramètre initial

La méthode de Gauss Newton, comme les méthodes de descente de Gradient permet de trouver des minima locaux mais échoue à trouver le minimum absolu de la fonction F . Il est donc important d'initialiser l'optimisation à partir d'un jeu de paramètres x_0 qui permette de faire converger l'algorithme vers le meilleur minimum local possible. Dans notre cas, nous avons choisi le vecteur x_0 grâce aux résultats donnés sur la figure 4.9. En effet cette figure permet de distinguer 5 dipôles qui correspondent aux 5 taches principales sur la figure. Le vecteur de paramètres initiaux x_0 est donc constitué de $5 \cdot 4 = 20$ éléments qui sont, pour chaque dipôle :

- La position : elle est déterminée par le couple de paramètres (r, θ) donnés par la position des taches sur la figure 4.9.
- L'orientation β : On la choisit aléatoirement entre 0 et 2π
- La norme μ : On choisit une norme unitaire de 1 pour tous les dipôles.

Le vecteur x_0 a une composante aléatoire du fait de l'orientation β que l'on a choisi de prendre aléatoirement. Cela signifie que l'optimisation ne converge pas nécessairement toujours vers la même solution et il peut donc être utile de lancer plusieurs fois l'algorithme afin de converger vers la meilleure des solutions.

L'optimisation a été effectuée sous Matlab. L'algorithme converge après 64 itérations. La fonction F qui traduit la différence entre les signatures modélisées et les signatures mesurées a diminué de 95% par rapport à la signature donnée en utilisant le paramètre x_0 .

La figure 4.10 montre la nouvelle répartition des dipôles dans la roue suite à l'optimisation. Sur cette figure, les dipôles sont représentés par des flèches. La longueur de la flèche est proportionnelle à la norme du dipôle. L'origine des flèches correspond à l'emplacement des dipôles.



FIGURE 4.10 – Modélisation magnétique dipolaire de la roue après optimisation

La figure 4.11 montre ces deux signatures pour la composante horizontale.

Comme on le voit sur la figure 4.11, la signature modélisée par 5 dipôles permet bien d'« expliquer » la signature mesurée sur le capteur. Il est intéressant de voir que tous les dipôles magnétiques équivalents sont situés au niveau de la ceinture métallique. Cela signifie que l'aimantation de la jante est négligeable.

On peut expliquer cette prépondérance de la contribution de la ceinture métallique sur la jante en raison de la proximité de cette nappe par rapport au capteur. Rappelons que le champ magnétique dipolaire décroît avec le cube de la distance, il n'est donc pas étonnant que les éléments magnétiques proches du capteur aient une importance plus élevée lors de la modélisation. Il convient également de rappeler que cette modélisation magnétique n'est valable que pour l'emplacement du capteur que nous avons choisi. Si l'on décidait de placer le capteur plus proche de la roue, il est fort probable que l'optimisation utiliserait des dipôles magnétiques équivalents situés dans la jante de la roue.

On remarque que tous les dipôles sont orientés de façon orthoradiale sur la ceinture métallique. Cette orientation est cohérente avec la direction dite de facile aimantation. En effet, on montre en magnétostatique qu'un objet de forme allongée dans l'une de ses directions est facilement aimantable selon cette direction. A l'inverse il est difficile d'aimanter un objet de forme aplatie dans la direction de sa petite dimension. Dans le cas de la ceinture métallique d'un pneumatique, il est donc peu probable de trouver des dipôles orientés radialement. Ce phénomène est dû au champ démagnétisant qui apparaît dans le matériau [26].

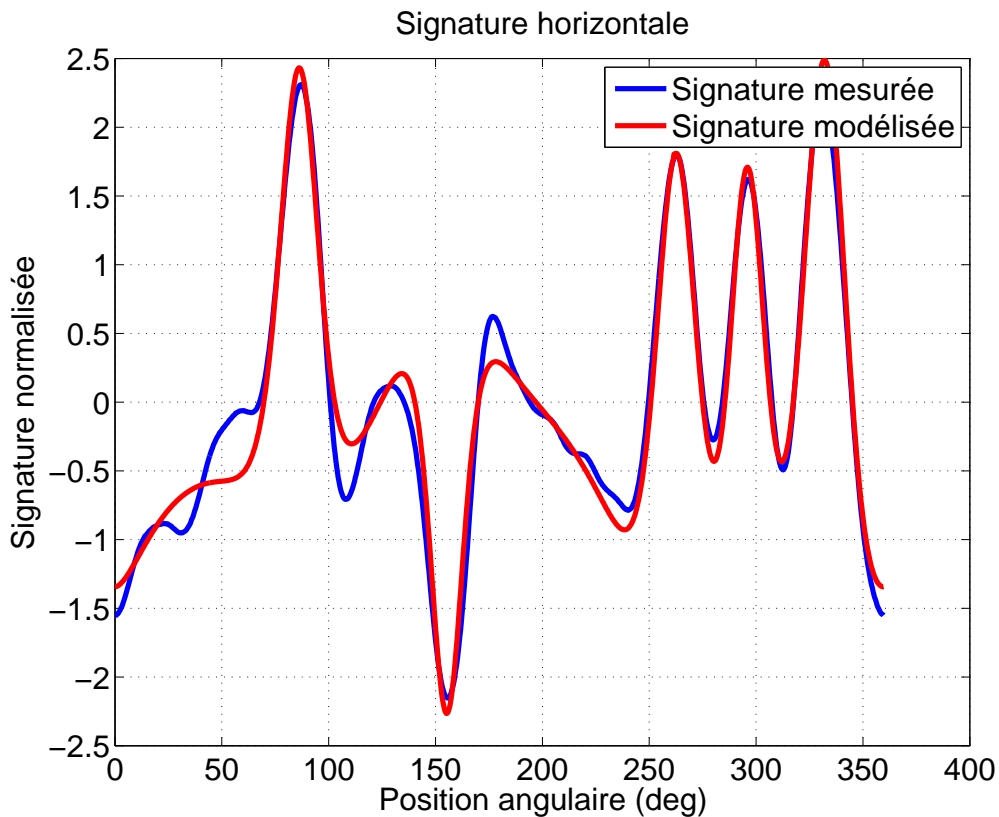


FIGURE 4.11 – comparaison de la signature mesurée et de la signature modélisée

4.3.2 Modélisation par une approche intégrale

L'autre méthode, qui est décrite en détail dans [16], [17] et [71], consiste à mailler la roue et à modéliser son aimantation par une densité surfacique de charges magnétiques (densité linéique dans le cas 2D) sur les arêtes du maillage avec la condition supplémentaire que la somme des charges est nulle. Nous avons maillé la roue avec le même maillage que pour la méthode dipolaire (figure 4.7). Nous avons là aussi maillé l'air afin de vérifier que les charges équivalentes trouvées par cette méthode ne sont pas localisées dans l'air.

Par analogie avec le champ électrique on peut calculer le champ d'induction magnétique créé en P par une arête du maillage porteuse d'une densité linéique de charge σ :

$$\vec{B}(P) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{\text{arête}} \frac{\vec{r}'}{r'^3} \sigma dl \quad (4.25)$$

où \vec{r}' est le vecteur entre le point considéré et P . Les arêtes étant petites devant la distance au capteur ($l \ll r$), on peut représenter l'arête par une charge ponctuelle en son milieu, de

valeur $Q = \sigma l$ où l est la longueur de cette arête. L'équation précédente devient :

$$\overrightarrow{B(P)} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{\overrightarrow{r}}{r^3} Q \quad (4.26)$$

Le champ d'induction magnétique étant égal à la somme des contributions de toutes les charges, on a pour un point P :

$$\overrightarrow{B(P)} = \frac{\mu_0}{4\pi} \sum_{j=1}^N Q(j) \frac{\overrightarrow{r}_j}{r_j^3} \quad (4.27)$$

Notre problème est de déterminer la valeur de ces charges à partir de la signature générée par ces charges. Cette signature a été échantillonnée numériquement. Chaque échantillon représente une position différente de la roue par rapport au capteur. On peut aussi dire de manière réciproque que c'est le capteur qui s'est déplacé autour de la roue, ce qui est équivalent.

On peut donc également dire que l'on a placé autour de la roue autant de capteurs que l'on a d'échantillons numériques autour de la roue et que nous avons enregistré la valeur donnée en sortie de ces capteurs fictifs. Il est faux de penser que l'on peut obtenir autant d'information qu'on le souhaite sur le champ magnétique généré par la roue, en augmentant la fréquence d'échantillonnage angulaire afin d'augmenter le nombre de points par tour. En réalité l'information apportée par la signature est limitée et augmenter le nombre de points par tour n'apporte que de l'information redondante à l'information déjà existante.

Dans notre cas nous avons choisi de prendre 64 points sur la signature magnétique mesurée, soit environ un capteur tous les 6° . Chaque mesure est repérée par l'indice i . Nous avons 2 voies de mesure, ce qui signifie que nous avons $M = 128$ mesures différentes. Les 64 premières correspondent aux mesures issues de du capteur orienté horizontalement et les 64 autres à celles de l'axe vertical. Les mesures sont notées $b(i)$

Quant aux sources, le maillage génère $N = 779$ arêtes, soit 779 charges que l'on cherche à estimer par problème inverse. Chaque charge est repérée par l'indice j . Chaque charge est notée $x(j)$. Le problème direct est donc :

$$b(i) = \frac{\mu_0}{4\pi} \sum_{j=1}^N Q(j) \frac{\overrightarrow{r}_{ij}}{r_{ij}^3} \cdot \overrightarrow{s}_i \quad (4.28)$$

Où \overrightarrow{s}_i est le vecteur de sensibilité de la mesure i . C'est un vecteur de norme 1 colinéaire à l'axe du capteur. Nous avons considéré que le capteur tourne autour de la roue. Le vecteur de sensibilité est donc différent pour chaque valeur de i . Le problème direct peut donc s'écrire sous forme matricielle avec :

$$\mathbf{Ax} = \mathbf{b} \quad (4.29)$$

Il subsiste toutefois une difficulté : dans cette équation matricielle, rien ne garantit que la somme des charges est nulle. Or modéliser une aimantation par une somme de charges non nulle n'a pas de sens physiquement et cela va à l'encontre des lois de Maxwell qui disent que le champ

d'induction est à divergence nulle. Notre problème est donc :

$$\begin{cases} \mathbf{Ax} & = \mathbf{b} \\ \sum_{j=1}^N x(j) & = 0 \end{cases} \quad (4.30)$$

Il est possible de garder une notation matricielle en rajoutant une ligne à la matrice \mathbf{A} et au vecteur \mathbf{b} . Notons $\bar{\mathbf{A}}$ et $\bar{\mathbf{b}}$ ces nouveaux éléments :

$$\bar{\mathbf{A}} = \begin{pmatrix} a_{1,1} & a_{1,2} & \cdots & a_{1,N} \\ a_{2,1} & a_{2,2} & \cdots & a_{2,N} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ a_{M,1} & a_{M,2} & \cdots & a_{M,N} \\ 1 & 1 & \cdots & 1 \end{pmatrix} \quad (4.31)$$

et :

$$\bar{\mathbf{b}} = \begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \\ \vdots \\ b_M \\ 0 \end{pmatrix} \quad (4.32)$$

$$\text{Soit } \bar{\mathbf{A}}\mathbf{x} = \bar{\mathbf{b}} \quad (4.33)$$

Nous sommes ramenés à un problème à $M + 1$ équations et N inconnues. La résolution du problème inverse, c'est-à-dire déterminer le vecteur de sources \mathbf{x} à partir du vecteur de mesures $\bar{\mathbf{b}}$ est délicate car il s'agit d'un problème mal posé. En effet, N est plus grand que $M + 1$, ce qui signifie qu'il existe plus d'inconnues que d'équations.

On peut être tenté de résoudre l'équation 4.33 par la méthode des moindres carrés qui consiste à multiplier à gauche par $\bar{\mathbf{A}}^T$ et inverser ensuite la matrice $\bar{\mathbf{A}}^T\bar{\mathbf{A}}$ pour déterminer \mathbf{x} :

$$\mathbf{x} = (\bar{\mathbf{A}}^T\bar{\mathbf{A}})^{-1}\bar{\mathbf{A}}^T\bar{\mathbf{b}} \quad (4.34)$$

En réalité cette résolution est à proscrire car elle conduit à des fortes divergences numériques dès lors que la matrice $\bar{\mathbf{A}}^T\bar{\mathbf{A}}$ est mal conditionnée, ce qui est le cas en pratique. Elle permet d'obtenir la solution qui minimise la norme $\|\bar{\mathbf{A}}\mathbf{x} - \bar{\mathbf{b}}\|$ mais cette solution n'a aucun sens physique.

Afin de résoudre ce système avec une valeur de \mathbf{x} ayant un sens physique, il est nécessaire de rajouter un critère de régularisation, comme décrit par Chadebec ([16]) et Igarashi [37]. On utilise pour cela une régularisation de Tikhonov [68].

La régularisation de Tikhonov consiste à minimiser le critère suivant :

$$\underbrace{\|\bar{\mathbf{A}}\mathbf{x} - \bar{\mathbf{b}}\|_2}_{\text{Terme d'attache aux données}} + \underbrace{\alpha\|\mathbf{Lx}\|_2}_{\text{Terme de régularisation}} \quad (4.35)$$

La matrice \mathbf{L} est une matrice carrée appelée opérateur régularisant et α est le paramètre de régularisation (c'est un scalaire). On choisit le plus souvent de prendre la matrice identité comme opérateur régularisant. Cela permet d'ajouter un critère pour obtenir une solution de norme la plus petite possible. Il est également possible de choisir la matrice de dérivée qui est composée de 1 sur sa diagonale et de -1 sur tous les éléments voisins. Cet opérateur permet d'obtenir une solution qui maximise la continuité de la solution. Nous avons choisi de prendre pour \mathbf{L} la matrice identité car elle fonctionne bien avec les systèmes en charges.

Le choix de la valeur de α est un paramètre délicat : un α trop faible privilégie de minimiser uniquement la norme $\|\bar{\mathbf{A}}\mathbf{x} - \bar{\mathbf{b}}\|$ comme dans le cas de la résolution au sens des moindres carrés (équation 4.34) où $\alpha = 0$. À l'inverse, un α trop important génère une solution dont la norme $\|\mathbf{L}\mathbf{x}\|$ est minimale mais qui ne résout pas le problème inverse.

Quoi qu'il en soit, une fois l'opérateur \mathbf{L} et le coefficient α choisis, la solution de cette minimisation de normes est donnée par l'équation [16] :

$$\mathbf{x} = (\bar{\mathbf{A}}^T \bar{\mathbf{A}} + \alpha \mathbf{L}^T \mathbf{L})^{-1} \bar{\mathbf{A}}^T \bar{\mathbf{b}} \quad (4.36)$$

Cela signifie que pour un coefficient α donné on est capable de calculer le vecteur \mathbf{x} qui correspond à l'inversion du problème. Nous avons vu que le choix de α passait par un compromis. Un α faible permet de minimiser $\|\bar{\mathbf{A}}\mathbf{x} - \bar{\mathbf{b}}\|$ et un α fort permet de minimiser $\|\mathbf{L}\mathbf{x}\|$. L'idéal est de trouver un α qui minimise les deux à la fois. La méthode utilisée pour ce choix consiste à faire un balayage sur plusieurs valeurs de α . Pour chaque valeur, on peut calculer le \mathbf{x} correspondant grâce à la formule (4.36). Ensuite on peut tracer la courbe de $\|\bar{\mathbf{A}}\mathbf{x} - \bar{\mathbf{b}}\|$ en fonction de $\|\mathbf{L}\mathbf{x}\|$. Cette technique est appelée technique de la L-curve, car on obtient en principe une courbe en forme de L. Dans notre cas, cette courbe est représentée sur la figure 4.12.

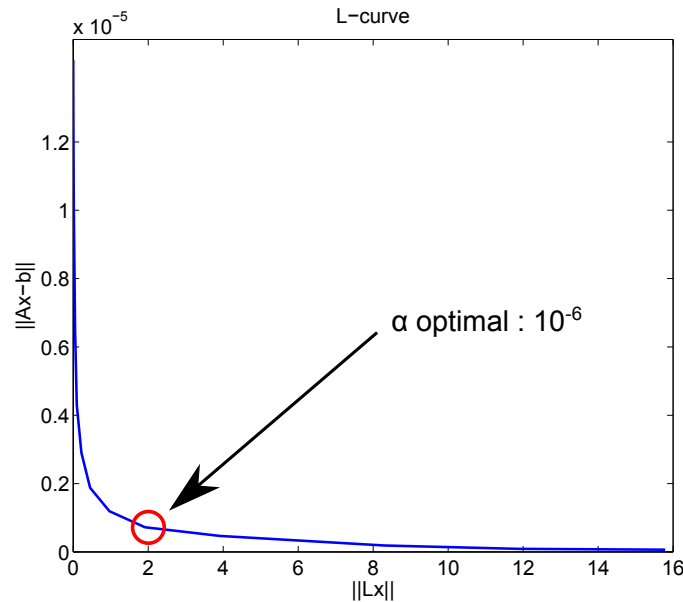


FIGURE 4.12 – L-curve obtenue

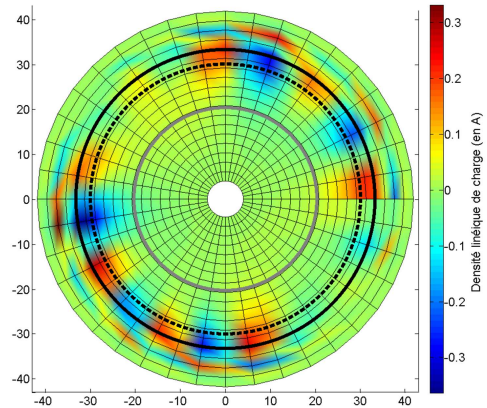
La figure 4.12 montre clairement un aspect de L-curve. Cette courbe permet de choisir le

paramètre α optimal : on choisit celui qui correspond au coude de la courbe. Dans notre cas, ce point est repéré par le cercle rouge et correspond à la valeur $\alpha = 10^{-6}$. Une fois ce paramètre choisi, le système est résolu avec l'équation 4.36.

Le résultat de ce système est donné sur la figure 4.13. La figure de droite (b) donne les résultats obtenus par la résolution du système en charge. Le but de la résolution du système en charge est d'attribuer une densité linéique de charges sur chaque arête du maillage. Sur cette figure, nous avons, pour des raisons de lisibilité, interpolé ces densités de charges sur toute la surface maillée. La figure de gauche (a) rappelle les résultats obtenus au chapitre 4.3.1.



(a) Aimantation obtenue par la méthode dipolaire



(b) Aimantation obtenue par le système en charges

FIGURE 4.13 – Comparaison des résultats obtenus par les deux méthodes

La figure 4.13 permet de comparer les résultats obtenus. La figure de droite présente les résultats obtenus avec la modélisation par l'approche intégrale. On constate à nouveau que les charges sont situées sur le pneumatique et non sur la jante. Les résultats obtenus au chapitre 4.3.1 sont rappelés sur la figure de gauche.

Afin de comparer les deux représentations de la figure 4.13, il faut considérer qu'un dipôle correspond à l'association d'une charge positive et d'une charge négative à proximité. Sur la figure (b), on voit qu'à chaque paire de pôles (+) et (-) correspond un dipôle sur la représentation dipolaire de la figure (a). Les résultats donnés par les deux méthodes sont donc cohérents.

4.4 Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons étudié l'aimantation d'une roue de voiture dans son ensemble (jante + pneumatique). Pour ce faire nous avons utilisé deux méthodes. Dans ces deux approches nous avons utilisé un maillage de la roue global, indépendamment de la présence d'acier, d'air ou de caoutchouc.

La première méthode consiste à trouver des dipôles équivalents pour modéliser l'aimantation de la roue. Cette méthode nous a permis de localiser 5 dipôles magnétiques équivalents. Ces 5 dipôles sont tous situés au niveau de la ceinture métallique du pneumatique, ce qui signifie que

la contribution de l'aimantation de la jante de la roue sur le capteur est négligeable. On constate également que l'aimantation n'est pas régulière.

La seconde méthode consiste à trouver les charges magnétiques équivalentes pour modéliser cette aimantation. Cette méthode fait appel à un problème inverse mal posé. Nous parvenons à lever cette indétermination en utilisant un critère de régularisation. Cette méthode donne les mêmes résultats que la première, ce qui conforte l'idée que les dipôles sont situés sur la ceinture métallique.

Après être parvenus à localiser les dipôles magnétiques équivalents sur la ceinture métallique, il est légitime de s'interroger sur l'origine de cette aimantation. En effet, l'acier est certes un matériau ferromagnétique, mais il est théoriquement possible qu'il n'ait jamais été aimanté (point *a* sur la figure 2.1). Dans la pratique, cela ne se produit jamais car les minerais utilisés pour la fabrication de l'acier ont déjà une aimantation rémanente lorsqu'ils sont extraits. De plus, lors de la fabrication et du transport de ces pièces, il est fréquent d'utiliser des électro-aimants puissants pour les manipuler. Ces champs sont supérieurs au champ coercitif du matériau. Le matériau conserve l'orientation magnétique à laquelle il a été soumis. On peut donc considérer que les pièces ferromagnétiques dans un véhicule présentent une aimantation «naturelle». Cette aimantation n'est *a priori* pas maîtrisable et il est exclu de penser retrouver les mêmes valeurs d'aimantation pour deux individus d'un même jeu de pièces.

Clôtons ce chapitre en précisant que la modélisation de la roue présentée dans ce chapitre a permis de comprendre l'origine de la signature magnétique de cette roue. Cette modélisation est propre à chaque roue. Cette aimantation calculée n'est pas utile pour les applications présentées dans les chapitres suivants.

Chapitre 5

Application à la mesure du débattement

NOUS avons vu au chapitre précédent qu'il existe une aimantation « naturellement » présente dans une roue de voiture. Nous avons également vu que le champ magnétique mesuré traduit le déplacement de cette roue. Il est donc naturel d'utiliser des mesures de champ magnétique afin d'estimer le déplacement de la roue selon l'axe vertical. En effet la distance entre le centre roue et le châssis du véhicule n'est pas constante du fait de la présence d'une suspension. On appelle débattement d'une roue, la distance relative entre le centre de cette roue et le châssis du véhicule. Cette distance s'exprime en mètres. Le débattement d'une roue est défini à une constante près en fonction du point d'origine du châssis utilisé. Le débattement est fixé par la suspension de la roue dont la longueur varie avec le temps en raison des irrégularités de la route et des forces d'inertie (roulis, tangage).

La mesure du débattement des roues au cours du temps permet de déterminer la fréquence de résonance des suspensions en étudiant le spectre du débattement. Elle permet également d'estimer le roulis par la différence entre le débattement des roues gauche et droite et le tangage en faisant la différence entre le débattement des roues avant et arrière du véhicule.

Une étude plus complète du débattement est présentée dans [12].

Il existe actuellement plusieurs méthodes pour estimer le débattement des roues. L'une de ces méthodes [54] consiste à utiliser un aimant de sorte que la distance entre l'aimant et le capteur varie avec le débattement. Le principal inconvénient de ces méthodes est qu'elles nécessitent d'équiper deux parties du véhicule (le châssis et la roue). L'application présentée ici utilise deux capteurs situés sur le châssis qui mesurent le champ magnétique de la roue en rotation.

Pour estimer le débattement, nous présentons une méthode originale en utilisant le magnétisme présent dans les roues. Le principe est de placer deux capteurs sur le châssis, qui mesurent le champ magnétique issu de la roue en rotation.

5.1 Relation géométrique entre le déphasage des signaux et le débattement

Soient deux capteurs, nommés S_1 et S_2 , placés sur le châssis du véhicule au niveau du passage de roue, l'un à l'avant de la roue, l'autre à l'arrière (figures 5.1 et 5.2). Les capteurs étant à équidistance du centre de la roue, mais pas au même point, ils mesurent la même signature magnétique de façon périodique, mais avec un décalage temporel.

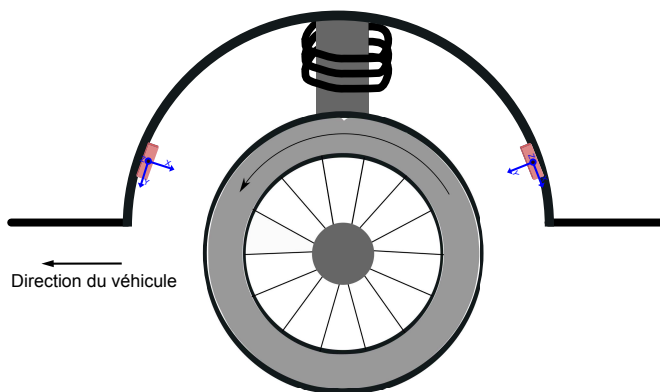


FIGURE 5.1 – Schéma de l'expérience. Les deux capteurs sont placés sur le garde boue, l'un à l'avant de la roue et l'autre à l'arrière

Ce retard temporel τ est donné par la relation :

$$\tau = \frac{\Psi}{\omega} \text{ avec } \Psi = (\overrightarrow{GS_1}, \overrightarrow{GS_2}) \quad (5.1)$$

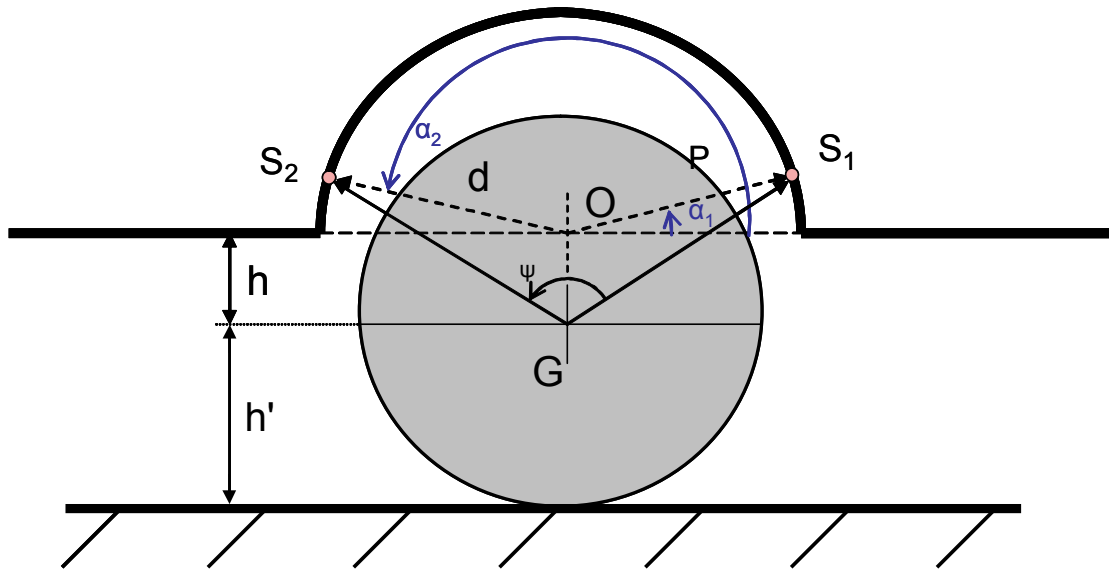
Où G est le centre de la roue et ω est la vitesse instantanée de rotation de la roue.

Pour simplifier, nous considérons ici le passage de roue, comme un demi-cercle, de centre O et de rayon d . Nous pouvons alors repérer les capteurs S_1 et S_2 sur ce demi-cercle, respectivement par les angles α_1 et α_2 . Géométriquement, il existe une relation entre l'angle Ψ et le débattement h (figure 5.2)

$$\cos(\Psi) = \frac{\overrightarrow{GS_1} \cdot \overrightarrow{GS_2}}{\|\overrightarrow{GS_1}\| \|\overrightarrow{GS_2}\|} \text{ avec } \overrightarrow{GS_1} = \begin{pmatrix} d \cdot \cos(\alpha_1) \\ h + d \cdot \sin(\alpha_1) \end{pmatrix} \text{ et } \overrightarrow{GS_2} = \begin{pmatrix} d \cdot \cos(\alpha_2) \\ h + d \cdot \sin(\alpha_2) \end{pmatrix} \quad (5.2)$$

$$= \frac{h^2 + h \cdot d \cdot [2 \cdot \cos\left(\frac{\alpha_1 - \alpha_2}{2}\right) \sin\left(\frac{\alpha_1 + \alpha_2}{2}\right)] + d^2 \frac{\cos(\alpha_1 - \alpha_2) + \cos(\alpha_1 + \alpha_2)}{2}}{\sqrt{(d \cdot \cos(\alpha_1))^2 + (h + d \cdot \sin(\alpha_1))^2} \cdot \sqrt{(d \cdot \cos(\alpha_2))^2 + (h + d \cdot \sin(\alpha_2))^2}} \quad (5.3)$$

On peut, pour simplifier prendre le cas simple où S_1 , O , et S_2 sont alignés (soit $\alpha_1 = 0$ et

FIGURE 5.2 – Le débattement est représenté par h

$\alpha_2 = \pi$). Dans ce cas :

$$\cos(\Psi) = \frac{h^2 - d^2}{h^2 + d^2} \quad (5.4)$$

soit :

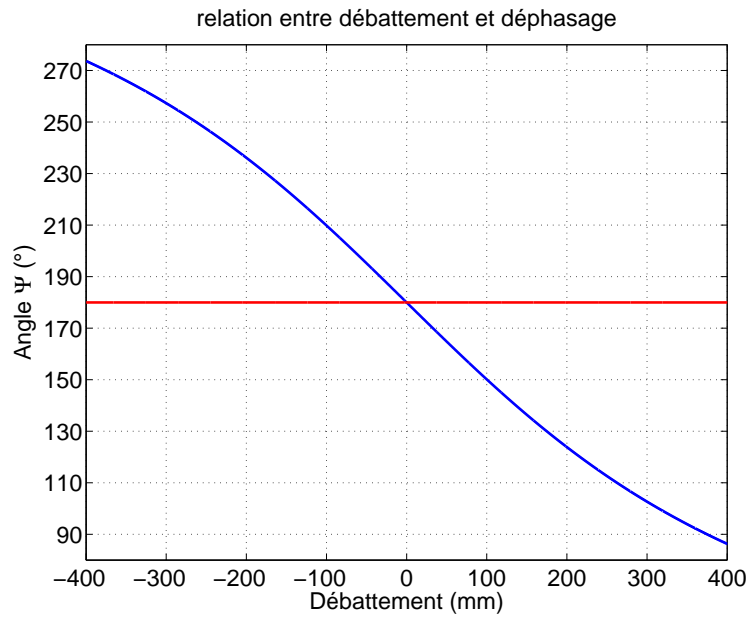
$$\Psi = \arccos\left(\frac{h^2 - d^2}{h^2 + d^2}\right) \quad (5.5)$$

Les deux formules ci-dessus donnent les relations géométriques qui lient h et Ψ . La relation entre h et Ψ étant bijective, il est possible de connaître Ψ à partir de h et réciproquement. Cette relation est représentée sur la figure 5.3 pour un véhicule de type Peugeot 807 :

Bien que ces relations soient non linéaires, on peut donner un ordre de grandeur pour un véhicule de dimension classique : 1 cm de débattement correspond environ à 3° de déphasage. Cela permet de déterminer la précision à obtenir sur Ψ pour mesurer le débattement.

5.2 Estimation du déphasage

Comme nous l'avons vu, il est nécessaire de connaître l'angle Ψ qui correspond au déphasage angulaire entre les deux signaux issus des deux magnétomètres afin de retrouver le débattement h . Nous présentons ici trois méthodes afin d'estimer cet angle à partir des mesures échantillonnées temporellement.

FIGURE 5.3 – Relation entre h et Ψ pour un véhicule de type Peugeot 807

5.2.1 Estimation par la vitesse de rotation instantanée

Afin d'estimer Ψ , plusieurs méthodes sont possibles. La plus intuitive est de le calculer à l'aide de la formule 5.1 en déterminant au préalable τ et ω . Pour calculer τ , on peut réaliser une intercorrélation. Le retard qui correspond au maximum de l'intercorrélation correspond à τ . Pour estimer ω , on peut déterminer la fréquence qui correspond au maximum de la densité spectrale de puissance de l'un des deux signaux. Cette solution n'est pas utilisable sous cette forme car l'intercorrélation et la DSP sont calculées sur plusieurs points afin de trouver un maximum. Si le nombre de points utilisés est trop faible, il n'est pas possible de calculer ces fonctions précisément, et s'il est trop important, cela revient à supposer que τ et ω sont constants sur cet intervalle de temps, ce qui n'est pas le cas car, *a priori*, ni le débattement ni la vitesse de rotation de la roue ne sont constants.

5.2.2 Estimation par filtrage passe-bande

La deuxième idée est de filtrer numériquement les signaux à l'aide d'un filtre passe-bande très étroit, centré sur la fréquence de rotation de la roue (ou l'une de ses harmoniques). Soient $\underline{Z_1(t)}$ et $\underline{Z_2(t)}$ les deux signaux analytiques associés aux signaux réels en sortie des capteurs après

filtrage passe-bande. On a alors :

$$\underline{Z_1(t)} = Z_1 \cdot \exp [i (\omega t + \varphi_1)] \quad (5.6)$$

$$\underline{Z_2(t)} = Z_2 \cdot \exp [i (\omega t + \varphi_2)] \quad (5.7)$$

$$\begin{aligned} \underline{Z_1(t)} \underline{Z_2^*(t)} &= Z_1 \cdot Z_2 \cdot \exp [i (\varphi_1 - \varphi_2)] \\ &= Z_1 \cdot Z_2 \cdot \exp [i (\Psi)] \end{aligned} \quad (5.8)$$

d'où

$$\Psi = \arg \left(\underline{Z_1(t)} \underline{Z_2^*(t)} \right) \quad (5.9)$$

Ici nous exploitons le fait que le déphasage Ψ est la différence des deux phases φ_1 et φ_2 . Cette relation est représentée schématiquement sur la figure 5.4 où les deux phases sont représentées en fonction du temps. Plus le véhicule roule vite et plus les phases croissent rapidement. L'écart entre ces deux courbes correspond au déphasage Ψ qui est lié au débattement h , comme nous l'avons vu plus haut.

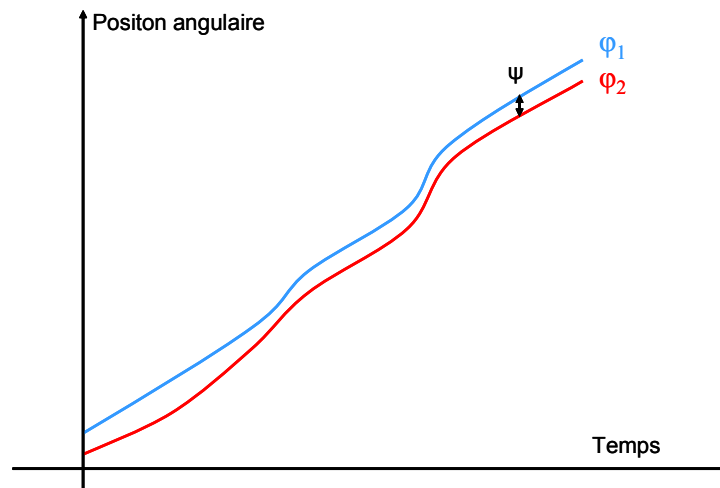


FIGURE 5.4 – Schéma de l'évolution des phases au cours du temps

Cette méthode suppose que la vitesse de rotation de la roue varie suffisamment peu autour de la fréquence centrale du filtre passe-bande. En effet, si les fluctuations de vitesse sont trop importantes, le problème est le même que celui rencontré au chapitre 4.1.1 pour estimer la phase des roues. Si cette vitesse de rotation varie suffisamment lentement, on pourrait envisager d'utiliser un filtre passe-bande dont la fréquence varierait, mais dans la pratique les fluctuations de ω sont trop importantes.

5.2.3 Estimation par la détection d'extrema dans le signal

Cette méthode consiste à utiliser les extrema signal comme référence angulaire de la position de la roue. La position angulaire entre deux pics est ensuite estimée par interpolation. Cette technique est la même que celle utilisée au chapitre 4.1.2 pour estimer la phase de la roue.

Le déphasage Ψ entre les deux signaux est égal à la différence de phase entre deux signaux :

$$\Psi(t) = \varphi_1(t) - \varphi_2(t) \quad (5.10)$$

Où φ_1 et φ_2 sont les phases estimées par la technique donnée au chapitre 4.1.1.

Notons que lors de l'estimation de la phase en fonction du temps, nous effectuons une interpolation pour connaître la phase du signal entre les pics. Cela signifie que nous estimons que la vitesse de rotation de la roue et le débattement varient faiblement entre deux pics. Cette hypothèse est d'autant mieux vérifiée que le nombre de pics choisi ou que la vitesse de rotation sont importants. En effet, si l'on connaît avec précision la position angulaire de chacun des pics de la signature et si nous sommes capables de détecter ces pics, on peut estimer la phase avec une meilleure précision car l'interpolation est réalisée sur un intervalle de temps plus court.

5.2.4 Utilisation du capteur ABS

L'ABS (Antiblockiersystem) est un dispositif dont le but est d'empêcher les roues de se bloquer lorsque l'utilisateur du véhicule freine, ceci afin de garder la directivité du véhicule en évitant qu'il ne glisse sur la chaussée. Ce système détecte le blocage des roues ou plus précisément un ralentissement trop brusque de la vitesse de la roue. Pour effectuer cette détection, le système a besoin de connaître avec la meilleure précision possible la vitesse de rotation instantanée de chaque roue. Cette mesure est effectuée à l'aide d'une roue dentée montée sur la roue et d'un codeur magnétique qui génère un signal créneau au passage de chaque dent. Les roues dentées comportent typiquement 128 dents.

Les ABS équipent désormais de plus en plus les véhicules neufs pour des raisons de sécurité. Il est possible d'utiliser le signal issu du capteur ABS afin d'estimer la position angulaire de la roue. Le capteur délivrant 128 créneaux par tour, on peut considérer que la précision donnée pour l'estimation de la position angulaire de la roue est meilleure qu'en utilisant celle donnée par la signature magnétique.

L'idée est d'utiliser un magnétomètre situé sur le châssis du véhicule et d'estimer la phase du signal issu de ce capteur. Il est important que la phase de ce signal varie géométriquement avec le débattement. Il est donc préférable de placer le capteur avec un angle α proche de 0 ou de π afin que le déphasage soit le plus sensible possible au débattement. En effet si l'on place le magnétomètre à $\alpha = \pi/2$, c'est-à-dire au-dessus du capteur ABS, le déphasage est nul pour toutes les valeurs du débattement.

L'idée d'utiliser un capteur ABS rend le déphasage moins sensible au débattement du fait que seul un des capteurs est situé sur le châssis en déplacement vertical par rapport à la roue. Cependant il permet de gagner en précision sur l'estimation du déphasage car l'une des phases est estimée de manière très précise.

5.2.5 Précision théorique de la méthode proposée

Dans la technique proposée, plusieurs sources d'incertitudes influent sur la précision du résultat :

- La détection de pics : chaque pic est détecté avec une incertitude temporelle ΔT égale à la période d'échantillonnage.
- Les fluctuations de vitesse et de débattement entre deux pics. Dans le ré-échantillonnage angulaire, nous faisons l'hypothèse que la roue roule à vitesse constante entre deux pics et que le débattement n'a pas varié. Ce n'est pas nécessairement le cas en pratique.

Le fait que la phase soit estimée à l'aide d'un seul point de référence dans la signature signifie que la phase est mesurée une seule fois par tour de roue. En conséquence, on n'a qu'une seule mesure de débattement par tour de roue. Cela signifie que le débattement est échantillonné à la fréquence de rotation de la roue.

On peut donc calculer une incertitude sur la mesure, qui est liée à l'imprécision de la détection des pics et une bande passante, qui est liée à la fréquence de rotation de la roue.

Calcul de la précision sur un cas précis

Prenons le cas d'un véhicule dont les dimensions sont celles du véhicule utilisé au cours de notre expérience. Nous supposons que l'échantillonnage est effectué à la fréquence de $F_s = 10\,000\text{ Hz}$.

La précision de la détection des pics est limitée par la fréquence d'échantillonnage. La précision temporelle pour la détection des pics est de $\Delta T = \frac{1}{F_s} = 10^{-4}\text{ s}$. Cette imprécision se traduit par une imprécision angulaire de $\Delta\theta = \Delta T\omega = 0.24^\circ$ où ω est la pulsation de la roue. Le déphasage entre les deux signaux est donc mesuré avec une incertitude $2\Delta\theta = 0.48^\circ$.

Cette erreur sur le déphasage se traduit par une erreur sur le débattement (figure 5.3) d'environ 2 mm .

La bande passante est limitée par le fait qu'on ne mesure le débattement qu'une fois par tour. Dans le cas d'une roue tournant à 50 km/h , cela correspond à une fréquence d'échantillonnage de 6.35 Hz , soit une bande passante de (Théorème d'échantillonnage de Nyquist-Shannon) : 3.17 Hz .

5.3 Résultats

Connaissant le déphasage entre les signaux, il est possible, en inversant la relation entre Ψ et h , d'estimer le débattement en utilisant l'équation 5.5. Notons que cette équation correspond au cas simple où le passage de roue est un demi-cercle dont le centre est aligné avec les deux magnétomètres. Dans le cas plus réaliste où cette géométrie est moins particulière, il est nécessaire de modifier cette équation en fonction de la conception du véhicule. Il est également possible de réaliser un apprentissage afin de connaître la relation expérimentale entre h et Ψ .

Nous avons testé cette méthode sur un véhicule dont la roue avant-droite était équipée de deux magnétomètres de type AMR. Afin de valider ces résultats, nous avons également équipé ce véhicule d'un capteur à visée laser nommé vélocimètre F1, développé au CEA-Léti ([15] et [14]), placé à l'avant du véhicule. Ce capteur laser a été conçu initialement afin de mesurer la vitesse de

déplacement du véhicule en utilisant plusieurs viseurs lasers en réalisant une corrélation entre eux. Accessoirement ce capteur est capable de mesurer la distance entre le viseur laser et la route. Il est donc capable de mesurer la hauteur du châssis par rapport à la route (figure 5.5)



FIGURE 5.5 – Viseur laser pour estimer la distance entre la route et le véhicule

Il est important de souligner que les deux systèmes ne mesurent pas la même grandeur physique : en effet, le système laser mesure la distance entre la route et le châssis. Cette distance est la somme de la distance h' entre la route et le centre des roues et du débattement h (figure 5.2). La distance h' entre la route et le centre des roues n'est pas constante car le pneumatique se comporte comme un système ressort + amortisseur (filtrage mécanique passe-bas). Le système laser est donc sensible aux petites irrégularités de la route, telles que de petits cailloux par exemple.

De plus, le système laser placé à l'avant mesure une grandeur physique qui correspond à une moyenne du débattement des deux roues avant du véhicule. Le système laser réagit en particulier différemment au roulis du véhicule du fait qu'il mesure la distance brute avec la route.

Néanmoins, ce système permet de comparer les résultats obtenus par le système magnétique notamment pour les mouvements du châssis dus à l'accélération et à la décélération du véhicule.

La figure 5.6 présente les résultats donnés par les deux systèmes lors d'un petit trajet avec une accélération de 0 à 50 km/h ainsi qu'une décélération rapide jusqu'à 0 km/h . Elle montre que notre système est sensible aux mouvements de caisse du véhicule : lors de l'accélération, l'avant du véhicule se soulève et le système magnétique donne des valeurs positives, comme le système laser. Il en va de même, en sens opposé, lors de la décélération. De plus, les deux courbes se superposent globalement bien. On constate que la courbe verte est à plus haute fréquence que la bleue. Ceci est dû au filtrage passe-bas mécanique des pneumatiques. On constate toutefois quelques écarts importants entre les deux courbes, notamment vers 11 ou 22 secondes. Cette différence tient à la différence de grandeur physique évoquée plus haut. Il serait intéressant de disposer d'un appareil de mesure du débattement de chaque roue individuellement pour conclure plus précisément sur la robustesse de cet algorithme.

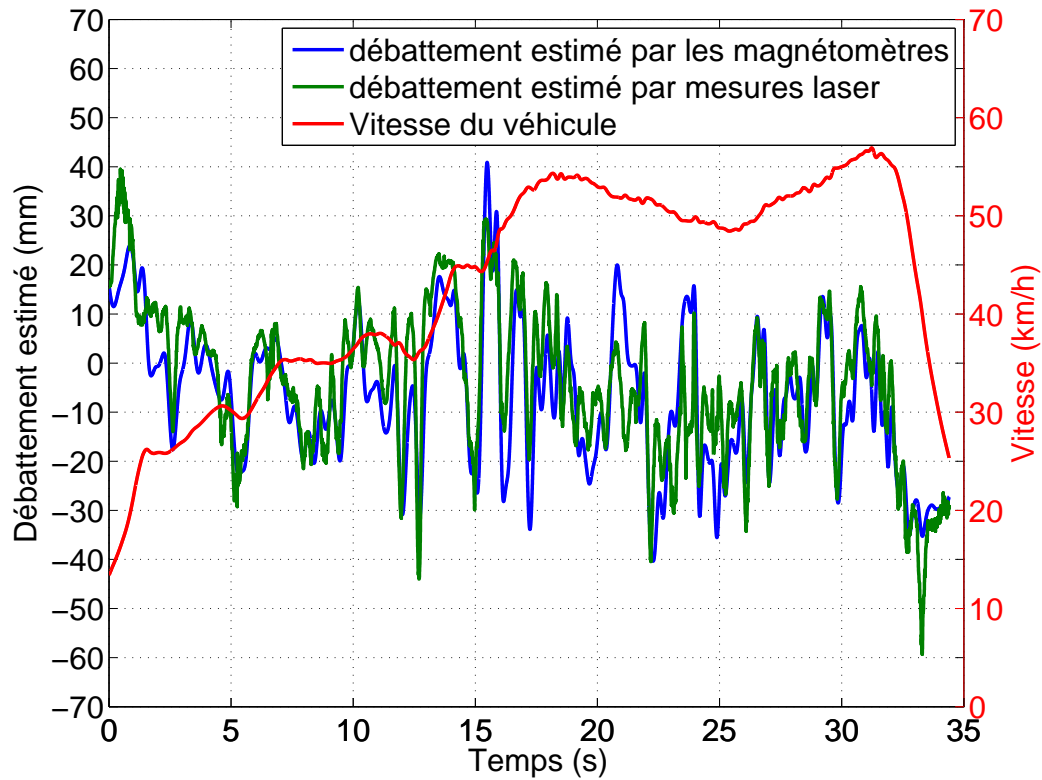


FIGURE 5.6 – Résultats obtenus

La figure 5.7 montre la Densité Spectrale de Puissance des signaux de la figure 5.5 sur la bande de 0 à 8 Hz . On voit que les deux spectres sont semblables jusqu'à 3 Hz puis le spectre des mesures données par notre système s'enfonce sous celui donné par le système laser. Cela est cohérent puisque nous avons vu que le système utilisant les magnétomètres a une bande passante limitée à 3.17 Hz . De plus, le pneumatique agit comme un filtre mécanique passe-bas.

5.4 Conclusions

Dans ce chapitre nous avons présenté l'utilisation du champ magnétique pour estimer le débattement des roues d'un véhicule. Cette application exploite la sensibilité du champ magnétique aux déplacements des pièces ferromagnétiques.

Nous avons testé cette méthode en la comparant à une méthode optique utilisant un capteur Laser. Cette comparaison n'est pas parfaite car les deux méthodes mesurent des grandeurs liées mais différentes.

Afin d'approfondir ces résultats, il est nécessaire de réaliser des mesures à l'aide d'un capteur de débattement dont la précision est connue, tels que ceux présentés dans l'état de l'art au début

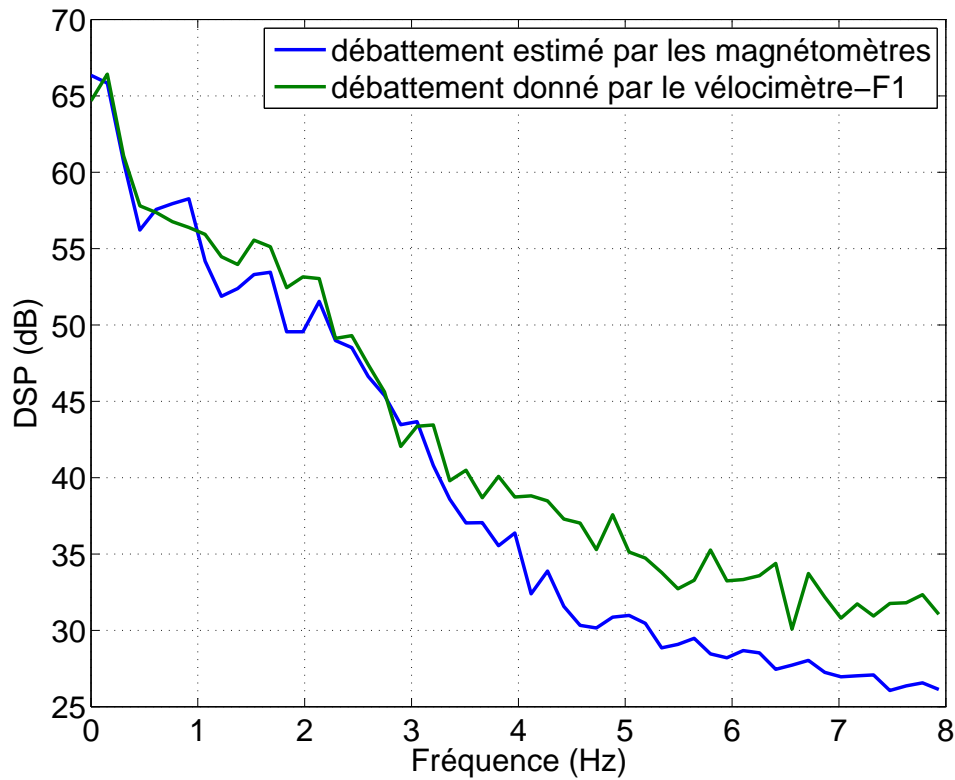


FIGURE 5.7 – Densité Spectrale de Puissance des signaux de débattement

du chapitre, comme capteur de référence.

Cette application illustre les possibilités offertes par les mesures de champ magnétique pour mesurer des déplacements en automobile. Cette application est passive, au sens où elle ne nécessite pas d'autre équipement qu'un capteur et un élément de calcul. Il n'est en particulier pas nécessaire de modifier l'aimantation de la roue ou d'équiper le véhicule d'un élément aimanté.

Chapitre 6

Application à l'estimation de la pression des pneumatiques

POUR lutter contre les déperditions énergétiques et afin d'améliorer la sécurité des véhicules, le gouvernement américain, par l'intermédiaire du TREAD Act (Transportation Recall Enhancement, Accountability and Documentation Act), a statué que toute nouvelle voiture doit être munie d'appareils de mesure de pression des pneumatiques (TPMS : Tire Pressure Monitoring System).

A l'heure actuelle, il existe deux types de TPMS qui sont commercialisés sur les véhicules dans l'industrie automobile :

- Le TPMS direct : c'est le système le plus précis mais également le plus coûteux : un capteur TPMS direct est généralement constitué d'un capteur de pression placé dans le pneumatique (au niveau de la valve), alimenté par une pile, qui transmet par radio l'information au véhicule. Un tel système présente plusieurs inconvénients :
 - Il nécessite une alimentation qui se présente le plus souvent sous forme d'une pile. Cette pile n'est prévue que pour 5 ans, et sa présence dans les pneumatiques pose des problèmes de recyclage
 - Il nécessite une transmission sans fil afin de transmettre la valeur de la pression mesurée au véhicule. Cela entraîne un coût et un risque de défaillance supplémentaire.
- Le TPMS indirect [69] : Les TPMS indirects sont des systèmes qui ne mesurent pas la pression directement mais une autre grandeur physique dont la valeur dépend de la pression. Le TPMS le plus utilisé actuellement est un système qui compare les vitesses de rotation de toutes les roues du véhicule. Ces vitesses sont données par les capteurs ABS qui permettent d'estimer avec précision la vitesse de rotation instantanée des roues, comme vu au chapitre 5.2.4. Si le véhicule roule en ligne droite et que l'une de ses roues tourne plus vite que les autres, cela signifie que le rayon efficace de la roue est trop faible, ce qui peut traduire une sous-pression dans ce pneumatique. Le principal inconvénient de cette méthode est qu'elle suppose que tous les pneumatiques ne se dégonflent pas simultanément. Son intérêt est qu'elle ne nécessite aucune modification de fabrication des pneumatiques ou du véhicule et que son coût est très faible, voire nul.

6.1 Déformation du pneumatique avec la pression et la charge.

Le comportement mécanique des pneumatiques est très complexe et fait l'objet de nombreuses recherches par les principaux industriels du domaine. Le but de ce paragraphe n'est pas de présenter les derniers modèles mis au point mais d'expliquer brièvement les lois générales qui régissent le comportement des pneumatiques.

Un pneumatique gonflé soumis à une charge nulle peut être vu comme un cylindre de rayon R et de longueur l . Lorsque ce pneumatique est en contact avec la route, sa zone de contact théorique peut être vue comme un segment de longueur l (si l'on reste dans l'hypothèse du pneumatique non chargé et que l'on néglige l'effet du propre poids de la roue).

Dans ce chapitre, nous simplifions ce problème en ne considérant que 2 dimensions. Le pneumatique au repos peut donc être vu comme un cercle de rayon R et sa zone de contact en l'absence de charge est ponctuelle.

Si l'on applique une charge sur l'axe de la roue sur laquelle est monté le pneumatique, il se déforme : la zone de contact avec la route n'est plus ponctuelle et devient un segment de longueur $2m$ (figure 6.1). De plus, il s'écrase, ce qui a pour effet de rapprocher le centre de la roue à la route d'une longueur f . La figure 6.1 illustre les déformations subies par le pneumatique sous l'effet d'une charge. On nomme flèche la grandeur f et longueur de la zone de contact la grandeur $2m$.

La flèche et la zone de contact sont d'autant plus importantes que la charge appliquée sur le pneumatique est importante ou que le pneumatique est sous-gonflé. La formule empirique donnée par [41] et [48] pour estimer la valeur de la flèche en fonction de la pression, de la charge appliquée, ainsi que des dimensions du pneumatique est la suivante :

$$f = C \frac{Q^{0.85}}{B^{0.7} D^{0.43} p^{0.6}} K \text{ (en cm)} \quad (6.1)$$

Où :

- C est un coefficient qui dépend du type du pneumatique. Il vaut 1.5 pour les pneumatiques radiaux.
- $K = 15 \cdot 10^{-3} \cdot B + 0.42$
- Q : charge (kg)
- B : largeur du pneumatique (cm)
- D : diamètre du pneumatique (cm)
- p : pression de gonflage (kg force/cm²)

Cette formule permet de donner un ordre de grandeur pour la flèche : sur un véhicule de tourisme standard (de type Mégane Scénic) normalement chargé, une variation de la pression de gonflage de 500 mbar correspond à une variation de flèche de 5 mm.

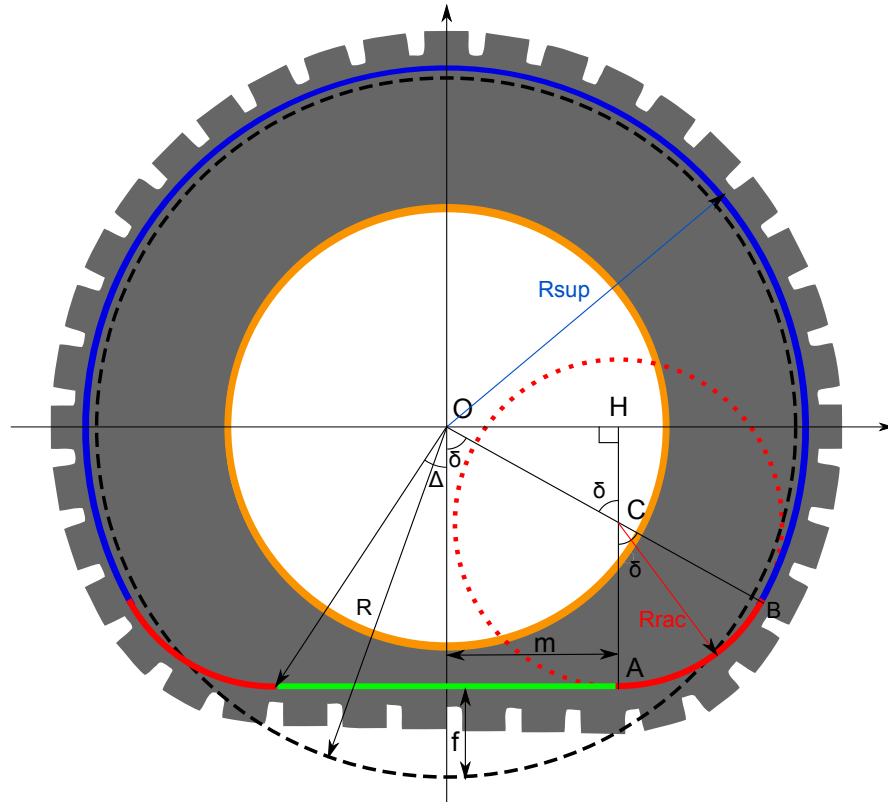


FIGURE 6.1 – Le modèle de Koutny

La seconde relation (également donnée dans [41] et [48]), qui relie f et m est donné par :

$$m = 0.65\sqrt{(D - f)f} \text{ (en cm)} \quad (6.2)$$

La relation théorique entre la pression et la flèche est présentée sur la figure 6.2 pour deux valeurs de charge différentes.

On peut donc, pour un véhicule dont on connaît les dimensions des pneumatiques et la charge appliquée, connaître les paramètres f et m en fonction de la pression de gonflage p des pneumatiques.

Le rayon efficace de la roue correspond à la distance entre la zone de contact avec la route et le centre de la roue. Ce rayon est donc égal à $(R - f)$. C'est en estimant cette grandeur que fonctionnent les TPMS indirects vus plus haut.

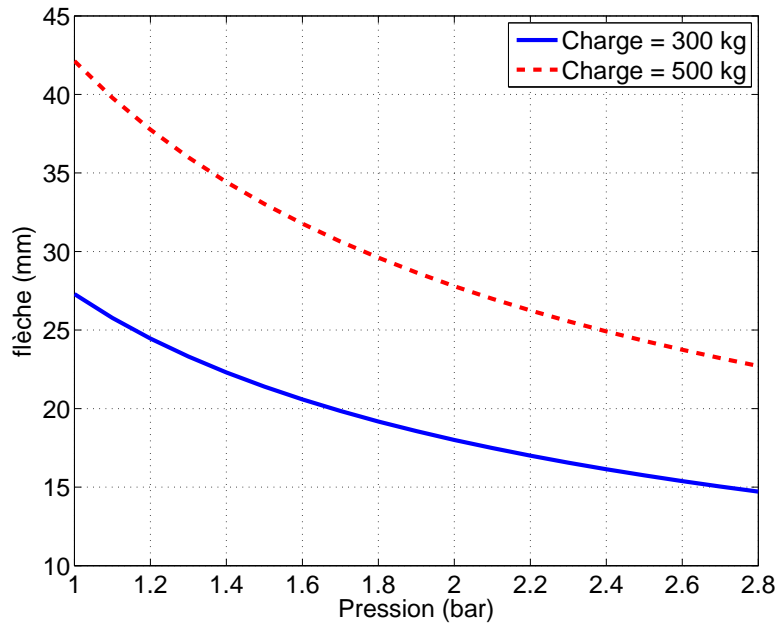


FIGURE 6.2 – Relation entre pression et flèche. Ces courbes sont réalisées en appliquant l'équation 6.1

6.2 Déformation de la ceinture métallique du pneumatique

Le modèle de Koutny ([42] [43]) permet de calculer la déformation de la ceinture métallique du pneumatique en fonction de m et f . Il consiste à considérer la ceinture métallique en 4 arcs de cercles tangents entre eux (figure 6.1) :

- La zone de contact inférieure : c'est un arc de cercle de rayon de courbure infini et de longueur $2m$.
- La zone supérieure : c'est un arc de cercle de rayon de courbure R_{sup}
- Les deux zones de raccord : ce sont deux arcs de cercles de rayon de courbure R_{rac} et de longueur angulaire δ , qui sont tangents à la zone inférieure et à la zone supérieure. Ce sont les coudes d'entrée et sortie du pneumatique dans la zone de contact. Dans ces zones, le caoutchouc est comprimé et étiré. Par conséquent, c'est dans ces zones que les pertes énergétiques sous forme d'échauffement sont les plus fortes du fait de la nature viscoélastique du caoutchouc.

Résolution du problème géométrique

Nous utilisons le modèle de Koutny pour calculer les grandeurs R_{rac} , δ et R_{sup} en fonction des valeurs de f , m et de R . On peut s'intéresser uniquement, pour des raisons de symétrie, à un demi-pneumatique. L'hypothèse fondamentale de ce modèle est de considérer que la ceinture métallique a une longueur constante du fait que l'acier est vu – à notre échelle – comme un matériau incompressible et inextensible.

La zone de contact inférieur est définie par les équations suivantes (dans un plan Oxy) :

$$\begin{cases} -m \leq x \leq m \\ y = -R + f \end{cases} \quad (6.3)$$

On a ainsi les coordonnées de A :

$$A : \begin{cases} m \\ -R + f \end{cases} \quad (6.4)$$

Par définition de A , B et C , on sait que :

$$AC = CB = R_{rac} \quad (6.5)$$

Pour déterminer la position de C , on peut utiliser le fait que deux arcs sont tangents en un point A si et seulement si le vecteur normal au premier arc en A est confondu avec le vecteur normal du second arc en A . On sait que la zone de méplat est selon l'axe des abscisses. Par conséquent, la vecteur \overrightarrow{AC} est orienté selon l'axe des ordonnées et de longueur R_{rac} . On a donc les coordonnées du point C :

$$C : \begin{cases} m \\ -R + f + R_{rac} \end{cases} \quad (6.6)$$

De même, les arcs bleus et rouges étant tangents on peut dire que les points O , C , et B sont alignés. Soit H le point d'intersection entre l'axe des abscisses et la droite (AC) . La droite (AC) est donc perpendiculaire à l'axe des abscisses. Notons δ l'angle \widehat{ACB} qui correspond à la longueur angulaire de l'arc formé par le coude de raccordement. Les angles \widehat{OCH} et \widehat{ACB} étant alternes-externes, on a donc $\widehat{OCH} = \delta$. Enfin, l'angle formé par l'axe des ordonnées et la droite (OB) est également δ car il est alterne-interne avec \widehat{ACB} . Le problème se ramène à un système à 3 équations et 3 inconnues :

$$\begin{cases} \cos \delta = \frac{CH}{CO} & \text{(relation trigonométrique dans le triangle OHC)} \\ \sin \delta = \frac{OH}{CO} & \text{(relation trigonométrique dans le triangle OHC)} \\ R\pi = R_{sup}(\pi - \delta) + R_{rac}\delta + m & \text{(équation de conservation de la longueur de la ceinture)} \end{cases} \quad (6.7)$$

Soit

$$\begin{cases} \cos \delta = \frac{R-F+R_{rac}}{R_{sup}-R_{rac}} \\ \sin \delta = \frac{m}{R_{sup}-R_{rac}} \\ R\pi = R_{sup}(\pi - \delta) + R_{rac}\delta + m \end{cases} \quad (6.8)$$

Soit

$$\begin{cases} \cos \delta(R_{sup} - R_{rac}) - R + F - R_{rac} = 0 & \text{Expression 1} \\ \sin \delta(R_{sup} - R_{rac}) - m = 0 & \text{Expression 2} \\ R\pi - (R_{sup}(\pi - \delta) + R_{rac}\delta + m) = 0 & \text{Expression 3} \\ R_{sup} \neq R_{rac} \end{cases} \quad (6.9)$$

Nous avons résolu ce système de façon numérique. Nous avons pour cela utilisé la méthode de Gauss-Newton pour trouver les 3 paramètres R_{rac} et R_{sup} qui minimisent simultanément les 3 expressions. Nous savons que les inconnues R_{rac} et R_{sup} sont *a priori* du même ordre de grandeur que R et que l'angle δ est compris entre 0 et 2π . Afin de donner la même importance à chaque équation, nous normalisons les 3 variables d'entrée en divisant respectivement R_{rac} , R_{sup} et δ par R , R et 2π . Une fois ce pré-conditionnement effectué, il faut calculer la matrice jacobienne (selon les variables R_{rac} , δ et R_{sup}) qui sert à l'algorithme de Gauss-Newton. Cette matrice est facile à calculer, en dérivant les 3 expressions du système (6.9) :

$$J = \begin{bmatrix} -\cos \delta + 1 & -\sin \delta(R_{sup} - R_{rac}) & \cos \delta \\ \sin \delta & (R_{sup} - R_{rac}) \cos \delta & -\sin \delta \\ \delta & (R_{sup} - R_{rac}) & \pi - \delta \end{bmatrix} \quad (6.10)$$

Enfin, pour pouvoir utiliser l'algorithme, il reste à donner une valeur initiale à partir de laquelle l'algorithme converge vers la solution. Nous avons choisi le vecteur suivant :

$$x_0 = \begin{bmatrix} \frac{1}{2}R \\ \frac{\pi}{4} \\ R \end{bmatrix} \quad (6.11)$$

L'algorithme trouve une solution en environ 100 itérations. On connaît désormais la relation géométrique qui existe entre la flèche f et R_{sup} . Ce modèle met en évidence le fait que lorsque la flèche du pneumatique augmente, son rayon de courbure dans la partie supérieure du pneumatique augmente, en raison de la conservation de la longueur de la ceinture du pneumatique. Ceci a été constaté expérimentalement par Magori [50] et Matsuzaki [52].

Plutôt que de s'intéresser au rayon de courbure R_{sup} de la zone supérieure, on préfère utiliser la contre-flèche comme paramètre. Elle est définie comme l'augmentation du rayon de courbure par rapport à sa valeur initiale :

$$f' = R_{sup} - R \quad (6.12)$$

On peut tracer la relation théorique entre la pression dans le pneumatique et la contre-flèche (figure 6.3). On constate que les variations de f' avec la pression sont environ 10 fois plus faibles que celles de f (figure 6.2).

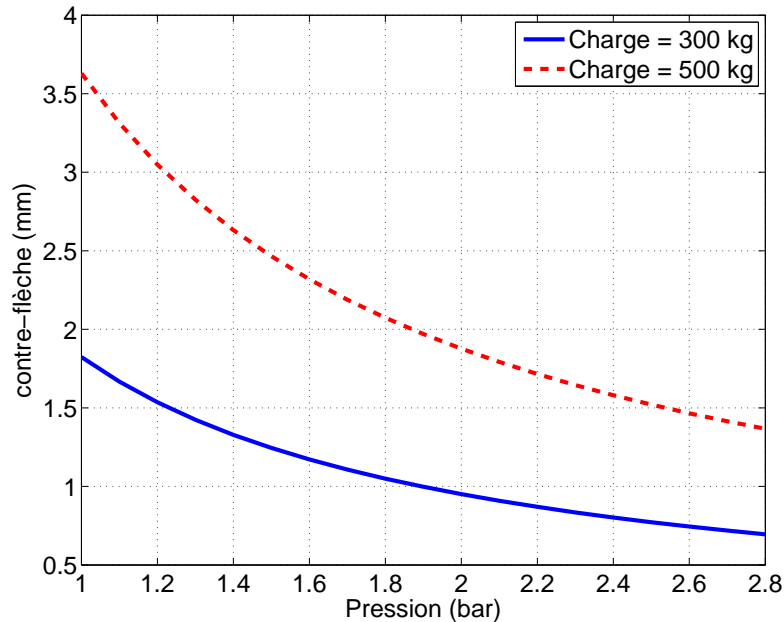


FIGURE 6.3 – Relation théorique entre pression et contre-flèche. Ces courbes sont obtenues en utilisant le modèle présenté. Ces courbes sont calculées en utilisant les équations 6.1, 6.2 et 6.9

6.3 Estimation de la flèche par mesures magnétiques

Dans les chapitres précédents nous avons montré que le champ créé par la roue est issu de l'aimantation de la ceinture métallique des pneumatiques. Nous venons de déterminer le déplacement de la ceinture métallique avec la pression dans les pneumatiques. Le champ magnétique généré par les dipôles situés dans la ceinture métallique décroît avec le cube de la distance. Le champ magnétique mesuré à une distance fixe du centre de la roue est donc sensible aux variations de la flèche.

Nous proposons d'exploiter cette propriété pour estimer le gonflage de la roue à l'aide d'un capteur magnétique. Pour ce faire nous avons placé un magnétomètre de type AMR au-dessus du pneumatique, sur le premier anneau de la suspension (le plus proche de la roue). En plaçant un capteur à cet emplacement, on assure que la distance entre le centre de la roue et le capteur est fixée mécaniquement (figure 6.4).

Lorsque la roue est en rotation, le capteur enregistre le champ magnétique généré par la ceinture métallique. L'amplitude du signal dépend de la distance entre le capteur et la source de champ magnétique en l'occurrence la ceinture métallique. Or nous avons vu que la distance entre le capteur et la ceinture métallique dépend de la flèche du pneumatique. La flèche et l'amplitude

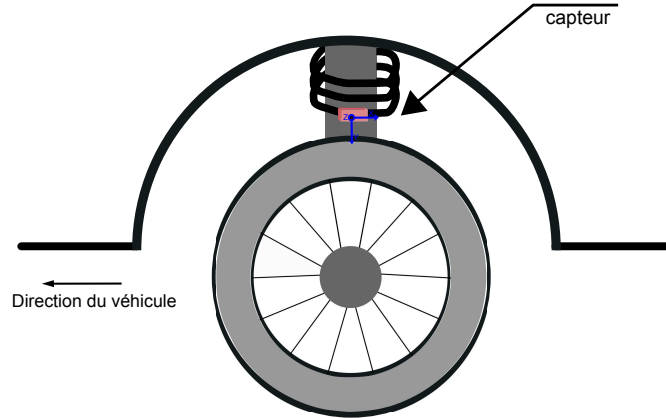


FIGURE 6.4 – Emplacement du capteur

du signal magnétique sont donc liées.

Supposons que l'on installe le capteur à une hauteur d de la ceinture métallique lorsque le pneumatique est correctement gonflé. Une variation de pression ΔP dans le pneumatique induit une variation de la contre flèche $\Delta f'$. Le rapport d'amplitude ΔA du signal mesuré par le capteur entre ces deux situations est égal à :

$$\Delta A = \frac{d^3}{(d + \Delta f')^3} = \left(1 + \frac{\Delta f'}{d}\right)^{-3} \quad (6.13)$$

On peut effectuer un développement limité à l'ordre 1 :

$$\Delta A = 1 + 3\frac{\Delta f'}{d} + o\left(\frac{\Delta f'}{d}\right) \quad (6.14)$$

On obtient un ordre de grandeur de la variation de l'amplitude avec la pression. Si l'on place le magnétomètre à une distance d de 5 cm de la ceinture métallique, on en déduit qu'une variation de 1 bar dans le pneumatique génère une variation d'amplitude d'environ 4 % pour un véhicule de type Peugeot 807.

6.4 Résultats expérimentaux

Pour réaliser les expériences, nous installons un capteur magnétique sur le premier anneau de la suspension d'un véhicule, comme décrit dans le paragraphe précédent pour qu'il soit à distance constante du centre la roue (figure 6.4).

Nous avons ensuite parcouru une même route, à la même vitesse, avec la même charge, pour des pressions de gonflage différentes (entre 1.0 bar et 2.6 par incrément de 0.2 bar, dans le désordre). Après étude des signaux, il apparaît que l'amplitude des signaux croît avec le sous-gonflement du pneumatique. La figure 6.5 montre les signatures magnétiques observées pour les deux cas extrêmes.

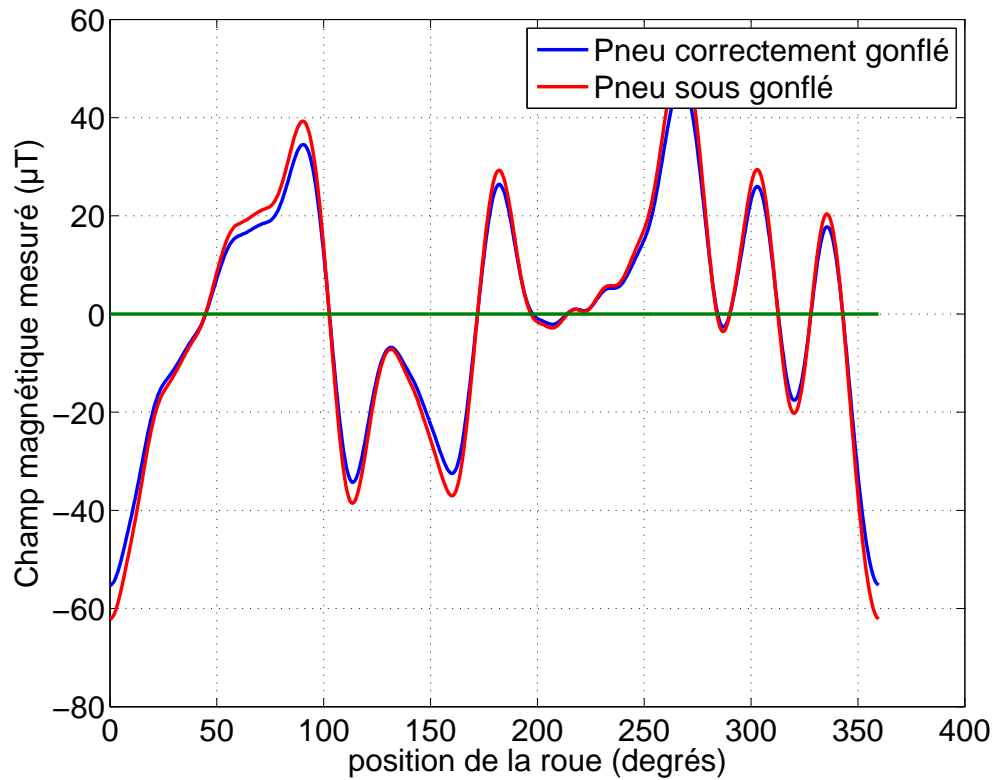


FIGURE 6.5 – Variations de l’amplitude des signatures magnétiques avec la pression de gonflage. Signatures observées pour deux cas extrêmes.

Afin de quantifier la variation d’amplitude des signaux, nous utilisons l’écart-type de la signature magnétique mesurée. Si l’on nomme $B_{sign}(n_\theta)$ la signature magnétique en fonction de la position angulaire de la roue :

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{M} \sum_{n_\theta=0}^{M-1} B_{sign}(n_\theta)^2} \quad (6.15)$$

Où M est le nombre de points utilisé par tour de roue.

Comme nous l’avons vu, la variation de cet écart-type avec la pression est faible, de l’ordre du pourcent. Pour que celle-ci soit perceptible, il importe qu’elle soit plus faible que l’incertitude sur la mesure. Cette incertitude de mesure peut être diminuée en estimant la signature moyenne B_{sign} sur un grand nombre de tours de roues. La formule de la signature moyenne sur P tours de roues est donnée par (cf équation 4.6) :

$$B_{sign}(n_\theta) = \frac{1}{P} \sum_{k=0}^{P-1} B_{ang}(n_\theta + M) \quad (6.16)$$

Le fait de moyenner sur un grand nombre de tours permet de diminuer le bruit sur la signature et donc d'obtenir une mesure de l'écart-type plus précise.

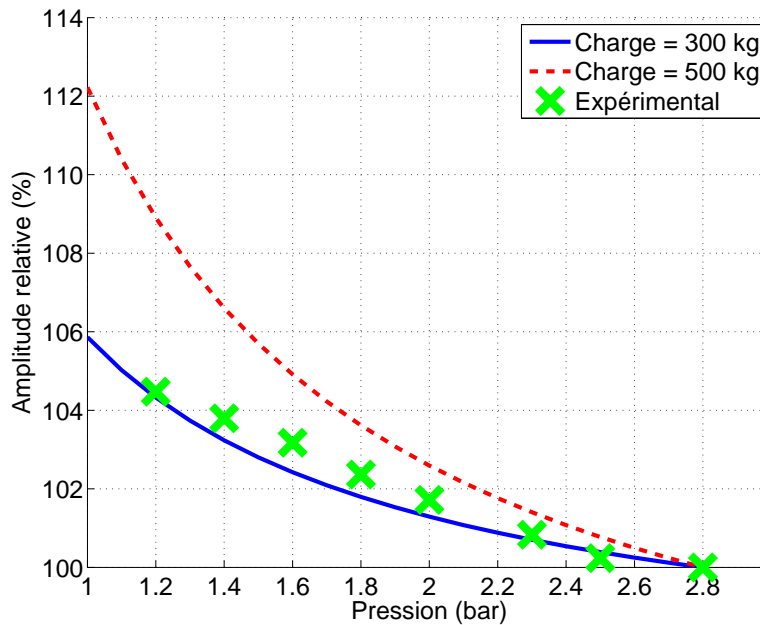


FIGURE 6.6 – Comparaison du modèle théorique avec les résultats expérimentaux pour une charge d'environ 300 kg. Les croix vertes correspondent au calcul de l'équation 6.15 effectué sur plusieurs tours de roue

Les résultats sont donnés sur la figure 6.6. Cette figure montre que les résultats obtenus lors des mesures suivent à peu près le modèle théorique. On constate toutefois quelques écarts entre la théorie et l'expérimentation, notamment vers 1.6 bar. Ces écarts s'expliquent par le fait que le modèle dipolaire utilisé pour décrire la relation entre la distance de la source magnétique au capteur avec l'amplitude (décroissance avec le cube de la distance) n'est valable qu'en champ lointain (distance plus grande que la dimension du dipôle), ce qui n'est pas tout à fait le cas ici.

Ces résultats confirment le modèle utilisé mais montrent qu'il est nécessaire de disposer d'un apprentissage préalable (en usine) afin de pouvoir estimer la flèche en fonction de l'écart-type mesuré.

Afin de mesurer le plus précisément possible l'amplitude des signaux, il est important de moyenner sur un grand nombre de tours de roue. En pratique, un moyennage sur 1 km donne de bons résultats, c'est-à-dire pour $N = 500$ tours de roue.

6.5 Conclusions

Nous avons présenté ici un nouvel exemple d'application des mesures de champ magnétique autour de la roue afin d'estimer la déformation des pneumatiques sous l'effet de la pression

ou de la charge. Le modèle magnétique et mécanique que nous avons établi concorde avec les résultats obtenus.

Cette méthode n'est pas encore utilisable directement. Les résultats présentés ici concernent le cas d'un véhicule roulant en ligne droite à vitesse constante pendant 500 mètres, à température constante. Malgré ces bonnes conditions, on obtient une imprécision d'environ 0.2 bar due à l'incertitude de l'estimation de l'amplitude relative des signatures magnétiques.

L'intérêt de cette méthode par rapport aux TPMS indirects qui exploitent la vitesse de rotation des roues est qu'elle fonctionne lorsque les 4 roues sont dégonflées, ce qui est fréquent dans la pratique. Par rapport aux TPMS directs, cette méthode se distingue car elle est composée d'un capteur à l'extérieur du pneumatique ce qui résout les problèmes d'alimentation et de transmission des données.

Rappelons enfin que cette méthode n'est pas une mesure d'estimation de la pression : c'est la déformation (flèche) que l'on mesure. De ce fait, elle ressemble davantage au TPMS indirect qui ne mesure que la déformation du pneu. Physiquement, le paramètre intéressant dans le sous-gonflement des pneus est la flèche et non pas la pression. C'est en effet la flèche qui est responsable de la surconsommation et de l'échauffement du pneu qui peut conduire à l'éclatement. Cependant, connaître la pression est utile afin de renvoyer une information « parlante » à l'utilisateur. Si l'on connaît la charge du véhicule, il est possible de remonter à la pression en utilisant la formule (6.1). Une solution pour connaître la charge est de connaître le débattement moyen de la suspension dans le temps.

Chapitre 7

Mesures des déplacements dans le moteur

7.1 Introduction

DANS ce chapitre, nous présentons le champ magnétique généré par le fonctionnement du moteur. Nous présentons dans une première partie les sources de signaux magnétiques issus du moteur. Nous recensons ensuite les sources parasites induisant des bruits magnétiques perturbant les signaux magnétiques émis par le moteur. Afin de s'affranchir de ces perturbations, nous développons une méthode de réduction du bruit magnétique dominant issu de l'alternateur. Nous concluons en présentant les signaux magnétiques du moteur en l'absence de bruit, pour différents régimes de fonctionnement.

7.2 Principe et mesures

Le moteur, dans un véhicule thermique est l'organe qui transforme l'énergie présente sous forme de combustible en une énergie mécanique sous forme de rotation d'un arbre. Cet arbre en rotation, dit arbre primaire fait tourner la boîte de vitesses du véhicule, afin de transmettre l'effort aux roues.

C'est dans le moteur qu'a lieu la combustion du mélange air et combustible. Cette combustion donne naissance à un mouvement de translation qui est transmis grâce au piston. Le système de bielles et de vilebrequin permet de transformer ce mouvement en mouvement de rotation. Afin d'entretenir ce mouvement de rotation, il est nécessaire de réaliser des cycles de combustion. Aujourd'hui la majorité des moteurs thermiques automobiles sont tous des moteurs à 4 temps. Nous rappelons ici les 4 phases du cycle d'un moteur à 4 temps. Ces 4 phases sont, par ordre chronologique : l'admission, la compression, la détente et l'échappement (figure 7.1).

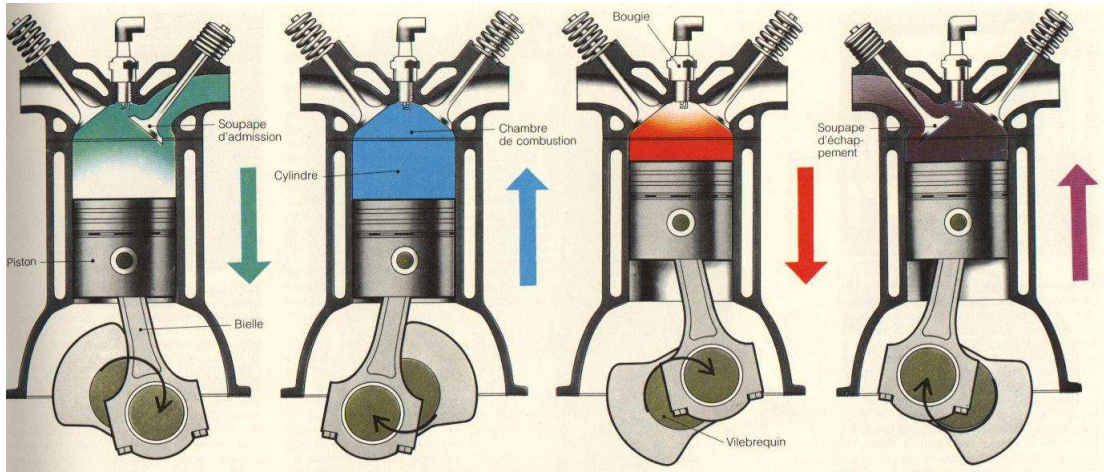


FIGURE 7.1 – Schéma récapitulatif des 4 temps d'un cylindre. De gauche à droite : Admission, Compression, Détente, Échappement

L'admission

L'admission est la phase durant laquelle l'air est apporté dans le cylindre. Il passe au travers des soupapes d'admission qui sont ouvertes durant cette phase. L'admission se fait durant toute la descente du piston, du point mort haut (PMH, qui correspond au bout de la course du piston) jusqu'au point mort bas (PMB). L'aspiration se fait par appel d'air grâce à la descente du piston.

La compression

Une fois l'admission terminée, la soupape d'admission se referme et le cylindre est donc un espace hermétiquement clos. La phase de compression correspond à la remontée du piston le long de son axe, du PMB au PMH. La pression dans le cylindre monte à plusieurs dizaines de bars. Le combustible est alors injecté dans le cylindre grâce aux injecteurs. Dans le cas d'un moteur essence, la combustion est réalisée grâce aux bougies d'allumage. Dans le cas d'un moteur diesel, la combustion a lieu spontanément au contact de l'air chauffé grâce à la compression. La combustion a donc lieu au PMH. L'énergie nécessaire à la compression est fournie par l'inertie du vilebrequin ainsi que par la détente d'un autre cylindre du moteur.

La détente

La combustion du gaz génère une hausse brutale de la pression dans le cylindre, ce qui a pour effet de pousser le cylindre vers le bas. C'est au cours de cette phase que le cylindre apporte de l'énergie mécanique au moteur grâce au déplacement du piston.

L'échappement

Une fois que le piston est arrivé au PMB, la phase d'échappement commence. La soupape d'échappement s'ouvre et les gaz de combustion s'échappent. L'évacuation se fait grâce à la remontée du cylindre au PMH. A la fin de l'échappement, un nouveau cycle peut commencer.

Sur la plupart des véhicules de tourisme, les moteurs sont équipés de 4 cylindres. Dans un moteur à 4 cylindres, chaque cylindre se trouve dans une phase différente.

Généralement les deux pistons aux extrémités vont dans la même direction, et vont dans la direction opposée aux deux cylindres du milieu. Lorsque le cylindre n°1 est dans la phase d'admission, cela signifie que le cylindre n°4 est en détente (les pistons 1 et 4 passent du PMH au PMB). Les cylindres 2 et 3 sont respectivement dans une phase de compression et d'échappement (du PMB au PMH). Les moteurs sont équipés d'un volant d'inertie en bout d'arbre afin de stocker de l'énergie cinétique au cours du cycle.

La synchronisation des soupapes d'admission et d'échappement est effectuée grâce à l'arbre à cames. L'arbre à cames est un arbre qui est relié mécaniquement au vilebrequin et dont la fréquence de rotation est 2 fois moindre que celle du vilebrequin. Cela signifie que l'arbre à cames n'effectue qu'un tour par cycle moteur. Lors de sa rotation, l'arbre à cames déplace les soupapes au bon moment. Chaque soupape effectue un aller et retour par cycle. La vitesse de rotation du moteur, généralement donnée en tours/minute correspond à la vitesse de rotation du vilebrequin.

7.3 Les sources de champ magnétique intéressantes pour le contrôle du moteur

Comme nous l'avons vu, le champ magnétique est sensible au déplacement des pièces ferromagnétiques. Le but de notre étude est de localiser dans l'espace les pièces ferromagnétiques qui constituent le moteur. Le schéma d'un moteur thermique 4 temps est donné sur la figure 7.2.

Dans le cadre des mesures magnétiques, seules les pièces mécaniques constituées de fer ou d'acier sont susceptibles d'être mesurées. Citons notamment :

- Le vilebrequin
- Les bielles
- Les segments de piston
- L'axe du piston
- Les soupapes
- L'arbre à cames

Précisons que le piston en lui-même n'est pas mesurable directement car composé d'aluminium. Toutes les pièces ferromagnétiques se déplacent de façon synchrone. La partie basse du

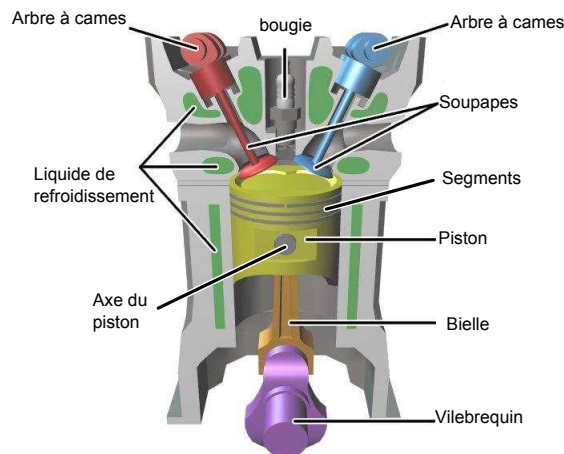


FIGURE 7.2 – Schéma des différents éléments constituant un moteur thermique.

moteur (vilebrequin, bielles, segments et axe) fonctionne à une fréquence égale au régime moteur, c'est-à-dire deux cycles par cycle moteur. En revanche, la distribution (soupapes, arbre à cames) fonctionne à une fréquence moitié par rapport au régime moteur, soit un cycle par cycle moteur.

Du point de vue du traitement du signal, il convient, dans le cas des pièces ferromagnétiques, de parler davantage de contributions au champ magnétique plutôt que de sources de champ magnétique. En effet, le champ magnétique généré par l'aimantation rémanente d'une pièce ferromagnétique est constant dans le temps. En revanche, pour le capteur, c'est la contribution de cette pièce magnétique qui varie dans le temps, car la pièce se déplace par rapport au capteur.

7.4 Les sources de bruit perturbant le contrôle du moteur

La notion de bruit en traitement du signal est relative. Nous considérons ici comme bruit les sources de champ magnétique qui ne sont pas dues au déplacement des pièces ferromagnétiques du moteur. Nous avons vu par exemple au chapitre 4 que les roues génèrent un champ magnétique. Lorsque celles-ci sont arrêtées, il s'agit d'un champ magnétique constant dans le temps. Pour les mesures sur le moteur, nous travaillerons donc avec les roues à l'arrêt.

Le second type de sources de champ magnétique concerne les courants électriques dans le véhicule. Le chapitre IV détaille les apports de ces sources pour le diagnostic. Comme vu au chapitre 2.2.2, le champ magnétique généré par un courant est proportionnel à celui-ci. Dans un véhicule, les principaux courants sont :

- Les courants des feux électriques
- Le courant d'alimentation des bougies de préchauffe (dans le cas des moteurs diesel)
- Le courant d'alimentation des bougies d'allumage (dans le cas des moteurs à essence)

- Le courant d'alimentation de la batterie, généré par l'alternateur électrique.

Comme nous le verrons au chapitre IV, les courants des feux électriques sont des courants électriques constants. Leur contribution magnétique est donc continue. Dans le cadre de l'étude des signaux magnétiques générés par le déplacement des pièces ferromagnétiques du véhicule, leur contribution n'est donc pas problématique.

Le courant des bougies de préchauffe dans le cas des véhicules diesel est également un courant continu. En réalité, celui-ci n'est pas tout à fait continu car l'impédance des bougies de préchauffe varie avec la température. Cette impédance électrique est notamment faible à froid, ce qui signifie que le courant consommé par ces bougies est plus important à froid. Ce courant est d'environ 10 ampères. La contribution du courant d'alimentation des bougies n'est pas gênante pour le diagnostic car les bougies de préchauffe ne sont utilisées que lors du démarrage du moteur, c'est-à-dire dans les premières secondes.

Dans le cas des véhicules à essence, les bougies d'allumage sont utilisées pour déclencher l'explosion dans la chambre de combustion. Il existe une bougie par cylindre et chacune d'elles génère une étincelle une fois par cycle. La contribution de ces bougies sur le champ magnétique est nulle car elles ne consomment aucun courant électrique. Les bougies fonctionnent à l'aide d'une tension élevée (environ 20 000 Volts) afin de créer un arc électrique dans la chambre de combustion.

Enfin, l'alternateur électrique a pour fonction d'alimenter tout le véhicule en électricité et de charger la batterie lorsque celle-ci n'est pas complètement chargée. Comme nous allons le voir, le courant électrique généré par l'alternateur n'est pas continu et cela constitue donc une source de champ magnétique non continu.

7.4.1 Fonctionnement d'un alternateur automobile

Un alternateur automobile est un générateur électrique de type machine synchrone. Son rotor est constitué d'un inducteur (bobine) traversé par un courant continu dont la valeur est fixée par le régulateur en fonction des besoins énergétiques du véhicule. Cet inducteur est alimenté par la batterie via des balais de connexion. Le stator est constitué de 3 bobines. La rotation du rotor génère, selon la loi de Faraday (équation 3.1) des courants d'induction alternatifs. Les 3 bobines du stator étant décalées de $2\pi/3$ entre elles, le courant en sortie de ces bobines est donc un courant alternatif triphasé. Afin de pouvoir alimenter la batterie, ce courant est redressé pour fournir du courant continu. Le redressement est effectué par un redresseur à diodes en pont (figure 7.3).

Le courant en sortie du pont de diodes est un courant redressé dont la tension est d'environ 14 volts. Si l'on considère le pont de diodes comme idéal (pas de tension de seuil), la tension délivrée en sortie de ce pont correspond à chaque instant à la tension maximum parmi la valeur absolue des 3 phases. Mathématiquement, la tension délivrée aux bornes de la batterie est (dans le cas d'un redresseur idéal) :

$$U(t) = \max(|V_1(t)|; |V_2(t)|; |V_3(t)|) \quad (7.1)$$

Où V_1 , V_2 , V_3 sont les 3 phases en sortie de l'alternateur. La représentation théorique de

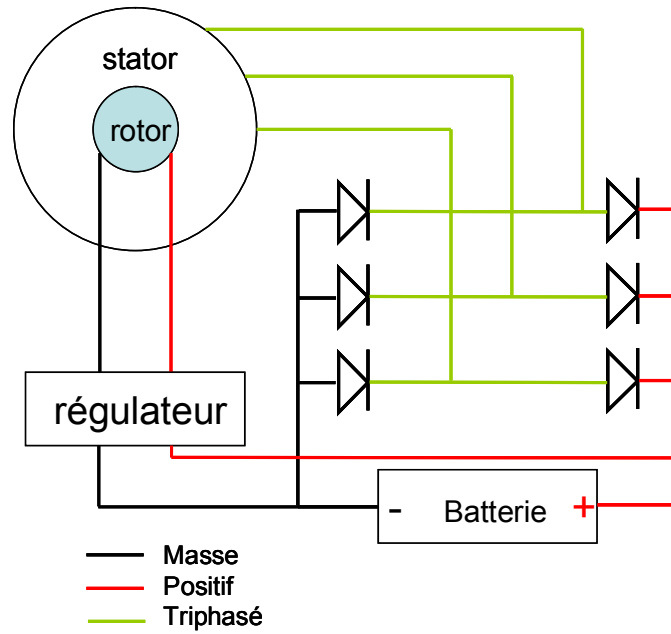


FIGURE 7.3 – Schéma de fonctionnement d'un alternateur automobile

$U(t)$ est donnée sur la figure 7.4.

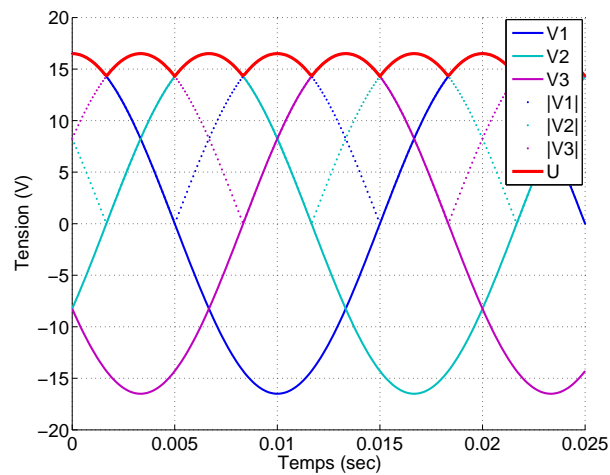


FIGURE 7.4 – Tensions délivrées par l'alternateur et le pont de diodes

Comme on le voit sur cette figure, la tension (et donc le courant) délivrée par l'alternateur n'est pas continue et il subsiste une importante composante alternative. Cela signifie que le courant en sortie de l'alternateur est une source de champ magnétique alternatif. Le courant électrique généré par un alternateur est de plusieurs dizaines d'ampères pour un véhicule de tourisme.

7.4.2 Contribution de l'alternateur au champ magnétique

Afin d'étudier la contribution magnétique du courant généré par l'alternateur, nous avons placé un voltmètre aux bornes de la batterie (c'est-à-dire aux bornes de l'alternateur, cf. figure 7.3). La tension aux bornes de la batterie donne une image du courant débité par l'alternateur, grâce à la loi d'ohm aux bornes de la batterie. Nous enregistrons le signal en sortie du voltmètre pour un véhicule dont le moteur tourne au ralenti (900 tours/min).

Nous plaçons également un magnétomètre de type AMR à proximité du moteur et de l'alternateur.

Le résultat de ces mesures est donné sur la figure 7.5. La figure de gauche donne l'aspect de la courbe de tension aux bornes de la batterie (et donc aux bornes de l'alternateur) au cours du temps. On voit que la tension est centrée sur la valeur de 14 V et qu'elle présente un aspect alternatif non régulier. La figure de droite montre cette même courbe (sur un temps plus court) et montre également le champ magnétique mesuré par le magnétomètre. Nous avons adapté les échelles de ces deux courbes car elles ne s'expriment pas selon la même grandeur physiques afin de pouvoir les comparer. On distingue très clairement une corrélation entre la tension aux bornes de l'alternateur et le champ magnétique mesuré par le capteur. Cela signifie que la contribution du champ magnétique généré par l'alternateur au niveau du capteur est importante. Si l'on souhaite étudier le champ magnétique généré par d'autres éléments, notamment le déplacement de pièces ferromagnétiques dans le moteur, cela signifie que l'alternateur est une source importante de bruit.

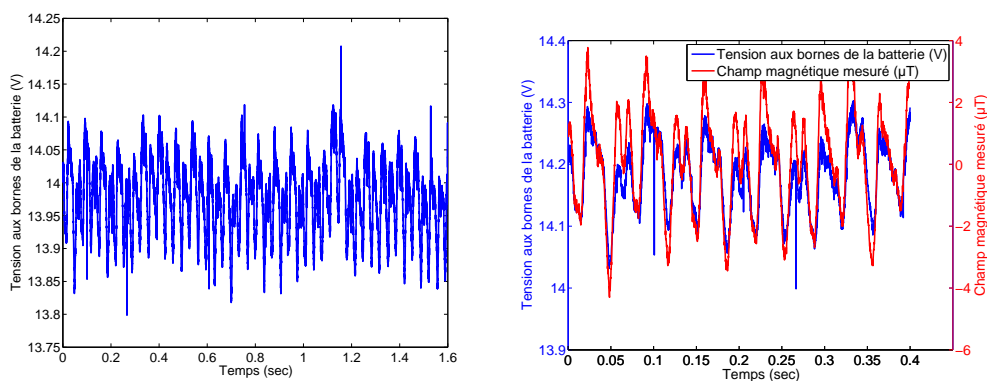


FIGURE 7.5 – Signal en sortie du voltmètre (gauche) et comparaison avec le signal issu d'un magnétomètre placé à proximité sur un temps plus court (droite)

Examinons maintenant ces signaux dans le domaine fréquentiel. La figure 7.6 montre la DSP calculée sur le signal issu du voltmètre placé aux bornes de l'alternateur – c'est-à-dire aux bornes de la batterie. L'axe des abscisses représente la fréquence relative, comptée par rapport à la fréquence de rotation du vilebrequin.

Cette figure montre le spectre des perturbations magnétiques générées par le fonctionnement de l'alternateur. On remarque 2 pics à proximité de la fréquence de rotation du moteur. Ces 2 pics sont susceptibles de perturber la mesure du champ magnétique généré par les pièces ferromagnétiques du moteur. On distingue également des pics dans le spectre aux harmoniques

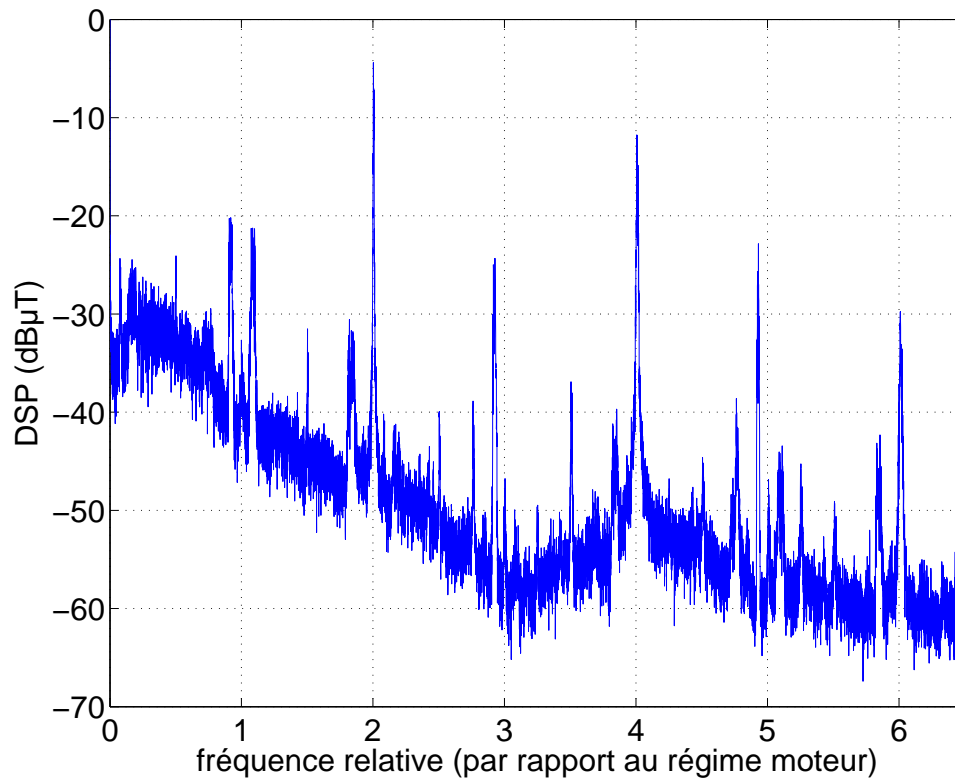


FIGURE 7.6 – DSP des signaux issus du voltmètre

2, 4, et 6 qui sont également potentiellement gênantes.

Ces deux figures montrent que le fonctionnement de l'alternateur génère un champ magnétique important et que ce champ magnétique a des fréquences proches de la fréquence de rotation du vilebrequin et à ses harmoniques.

Le fait que la tension aux bornes de l'alternateur présente des fréquences correspondant aux harmoniques du moteur est dû au fait que l'alternateur, qui est relié au moteur par une courroie tourne mécaniquement à une vitesse double de celle du vilebrequin. Le fait que l'alternateur tourne à une fréquence double est dû à des raisons d'optimisation du fonctionnement du moteur. Ceci est commun à tous les moteurs thermiques.

Cela signifie que l'alternateur est potentiellement une source gênante pour l'étude du champ magnétique émis par le déplacement des pièces ferromagnétiques dans le véhicule.

Nous proposons ici une méthode afin de supprimer la composante due à l'alternateur sur les signaux magnétiques mesurés.

7.4.3 Suppression du bruit issu de l'alternateur par spectrofiltre

Nous avons vu à la section précédente que le champ magnétique généré par l'alternateur était important et que celui-ci était une source de bruit importante pour la mesure du champ magnétique généré par le fonctionnement mécanique du moteur. Le but de cette section est de proposer une méthode pour supprimer ce bruit.

Nous avons décidé d'utiliser un spectrofiltre [6] afin de supprimer la composante du champ magnétique due aux courants de l'alternateur, en raison de la forte corrélation qui existe entre la tension mesurée aux bornes de l'alternateur et le champ magnétique émis par celui-ci. On modélise le signal magnétique mesuré par une fonction $m(t)$ qui est la somme de la contribution du champ magnétique issu du déplacement de pièces ferromagnétiques $s(t)$ et d'un bruit $b(t)$ généré par les courants électriques de l'alternateur. $a(t)$ est la tension de l'alternateur. Dans notre cas, nous souhaitons estimer $s(t)$ à partir des mesures $m(t)$ (signal bruité) et $a(t)$ (référence de bruit).

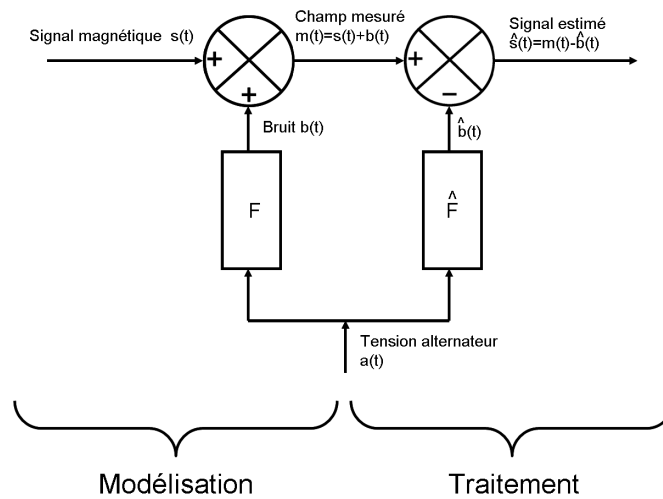


FIGURE 7.7 – Schéma de principe du spectrofiltre

Le principe de cette méthode est de considérer qu'il existe un filtre linéaire F qui permet de passer de la tension de l'alternateur $a(t)$ au champ magnétique $b(t)$ généré par l'alternateur sur le capteur magnétique. $b(t)$ correspond à la tension de l'alternateur $a(t)$ filtrée par F . Si l'on note $G(t)$ la réponse impulsionnelle de F , on peut écrire :

$$b(t) = \int_{\tau=-\infty}^t G(t-\tau)a(\tau)d\tau \quad (7.2)$$

Le but de la soustraction de bruit est d'estimer $b(t)$ afin de le soustraire à $m(t)$. Si l'on connaît le filtre F , il est possible de calculer directement $b(t)$ à partir de la mesure $a(t)$.

Estimation de F

L'intercorrélation entre m et a est :

$$E[a(t) \cdot m(t - \tau)] = E[a(t) \cdot \{s(t - \tau) + F[a(t - \tau)]\}] \quad (7.3)$$

$$= E[a(t) \cdot s(t - \tau)] + E[a(t) \cdot F[a(t - \tau)]] \quad (7.4)$$

$$= 0 + E[a \cdot F[a]] \text{ car } a \text{ et } s \text{ sont indépendants} \quad (7.5)$$

Dans le domaine fréquentiel, cette relation donne :

$$S_{ma}(\nu) = F(\nu) \cdot S_{aa}(\nu) \quad (7.6)$$

Où S_{ma} et S_{aa} sont respectivement l'interspectre de m et de a , et l'autospectre de a . On en déduit l'estimateur du gain complexe du filtre F :

$$\hat{F}(\nu) = \frac{\hat{S}_{ma}(\nu)}{\hat{S}_{aa}(\nu)} \quad (7.7)$$

Il est possible d'estimer F en ayant estimé l'autospectre de a et l'interspectre entre m et a . Il faut toutefois être prudent lors de la division par \hat{S}_{aa} . En effet, cette division n'est valable que pour $S_{aa}(\nu) \neq 0$. Pour remédier à ce problème, on ajoute artificiellement un léger bruit blanc de puissance ε lors de l'estimation de S_{aa} afin de régulariser le problème. L'estimateur de F est alors :

$$\hat{F}(\nu) = \frac{\hat{S}_{ma}(\nu)}{\hat{S}_{aa}(\nu) + \varepsilon} \quad (7.8)$$

Application du spectrofiltre sur un essai expérimental

Pour tester expérimentalement l'effet du spectrofiltre, nous avons effectué des mesures sur un véhicule équipé d'un magnétomètre mono-axe situé à proximité de son arbre à cames, et d'un voltmètre aux bornes de la batterie. Nous avons laissé tourner le moteur au ralenti (900 tours / min) pendant 15 minutes afin d'estimer les spectres \hat{S}_{aa} et \hat{S}_{ma} nécessaires au calcul de F pour l'utilisation du spectrofiltre.

Nous avons ensuite tenté de supprimer le bruit sur d'autres valeurs, à l'aide du filtre F estimé.

Afin de vérifier que la valeur du signal d'intérêt estimé $\hat{s}(t)$ est correcte, nous démontons mécaniquement l'alternateur afin de mesurer directement le signal non bruité que l'on cherche à estimer.

La figure 7.8 présente 3 signaux temporels : le signal brut $m(t)$ en présence de bruit, le signal estimé $\hat{s}(t)$ et le signal s mesuré directement en démontant l'alternateur. Le signal s et le signal m n'ont donc pas été enregistrés en même temps car ils correspondent à deux expérimentations distinctes. Il est donc normal que les deux courbes ne se superposent pas. Cette figure montre

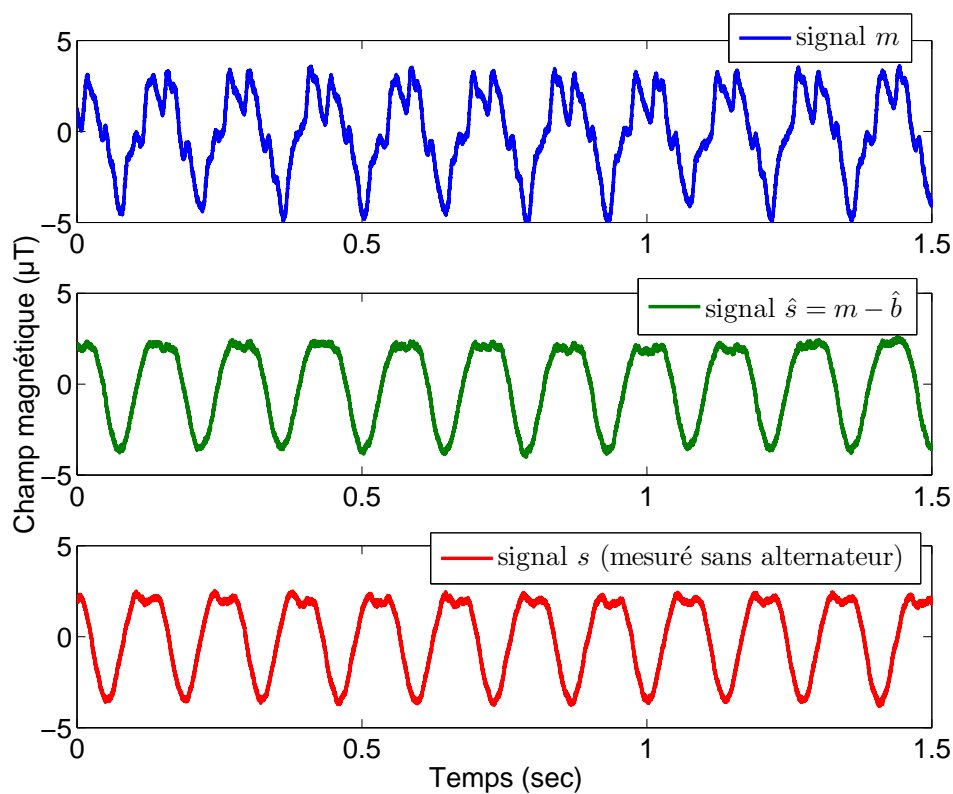


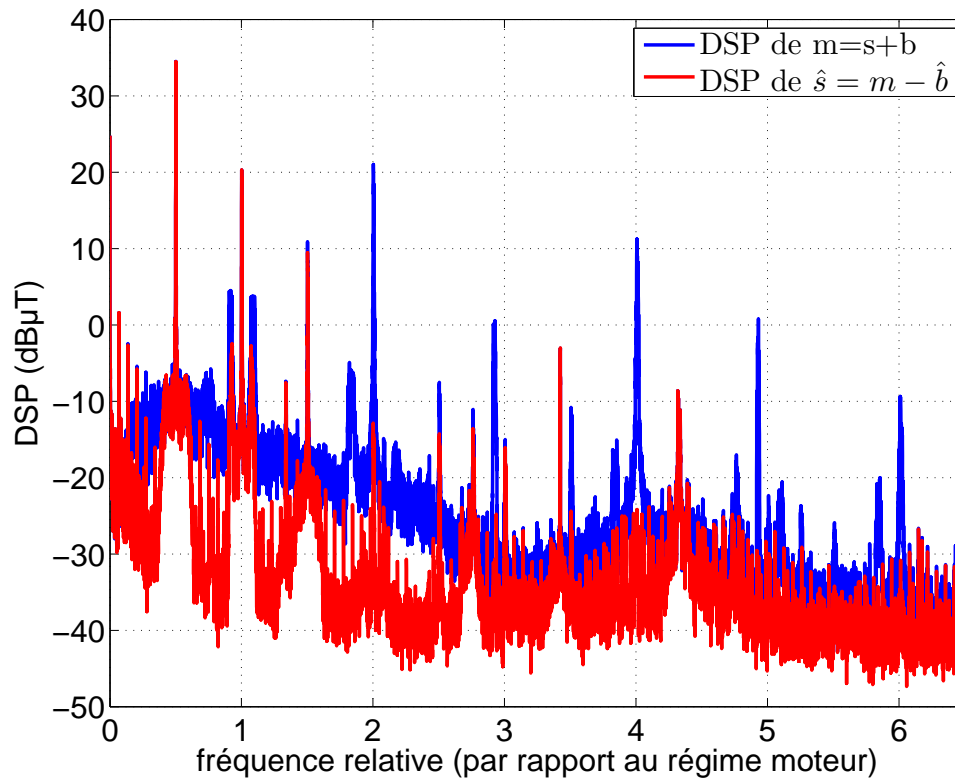
FIGURE 7.8 – Résultats obtenus avec le spectrofiltre

que le spectrofiltre a permis de retrouver la signal non bruité puisqu'on obtient le même signal que si l'alternateur n'était pas là.

Nous avons également calculé la DSP du champ magnétique mesuré brut $m(t)$ ainsi que celle du champ magnétique après suppression du bruit, \hat{s} . Ces deux DSP sont tracés sur la figure 7.9. Cette figure montre que le spectrofiltre a supprimé certaines fréquences. La fréquence 1.8 ou la 4 (par rapport au régime moteur) ont complètement disparu. Certaines autres harmoniques, comme l'harmonique 2 ont fortement diminué. De façon générale, l'algorithme a abaissé le niveau de bruit du signal.

Cet algorithme nécessite de réaliser des mesures d'apprentissage afin d'estimer le filtre F qui permet d'estimer le bruit. Il est nécessaire de calculer un filtre différent pour chaque voie de mesure utilisée.

Il est également possible d'utiliser un autre magnétomètre comme référence bruit seul, à la place du voltmètre, à condition que ce capteur ne mesure que le champ magnétique généré par l'alternateur, et pas le champ magnétique généré par le déplacement des pièces ferromagnétiques que l'on cherche à étudier.

FIGURE 7.9 – DSP de m et DSP de \hat{s}

7.5 Résultats expérimentaux

En utilisant la réduction du bruit de l'alternateur sur le signal magnétique du moteur, il est possible de réaliser des mesures de champ magnétique sur un moteur en fonctionnement. Nous avons installé des magnétomètres mono-axe de type flux-gates afin d'étudier le comportement magnétique des différentes pièces du moteur.

Le premier capteur est situé à proximité de l'extrémité de l'arbre à cames, orienté de manière orthogonale à son axe de rotation (figure 7.10). Le 2^{ème} capteur est situé sur le carter d'huile, au niveau de l'extrémité du vilebrequin, proche du volant d'inertie (figure 7.10). Il est orienté perpendiculairement à l'axe de rotation du vilebrequin. Enfin, nous utilisons un 3^{ème} capteur, situé à l'autre extrémité du vilebrequin, au niveau de la cloche d'embrayage (figure 7.10). Tous les signaux sont filtrés afin de supprimer la composante de champ magnétique due au fonctionnement de l'alternateur, tel que décrit au chapitre précédent.

En conclusion, le véhicule est équipé d'un capteur proche de l'arbre à cames, de deux capteurs proches du vilebrequin, ainsi que d'une mesure de la tension de la batterie permettant de supprimer la composante due au fonctionnement de l'alternateur.

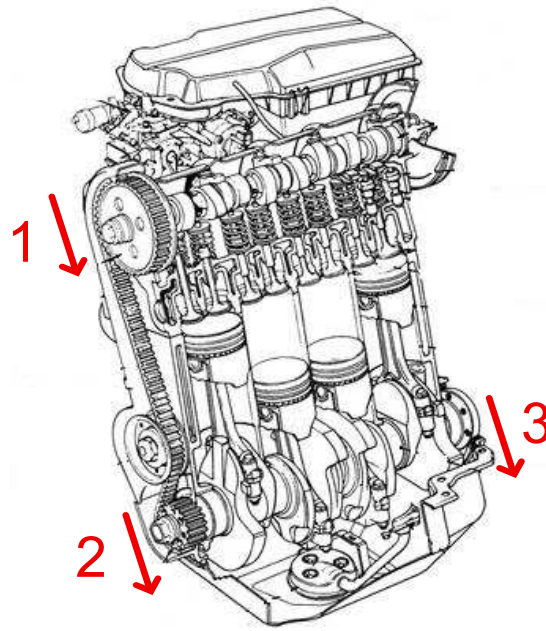


FIGURE 7.10 – Emplacement des magnétomètres utilisés

Les signaux mesurés sont ensuite filtrés afin de supprimer l'influence de l'alternateur, à l'aide du spectrofiltre, comme vu plus haut. Dans toute la suite de ce chapitre, les signaux présentés sont déjà filtrés.

7.5.1 Approche temps-fréquence

Afin d'interpréter le champ magnétique rayonné par le moteur, voyons son comportement lorsque le moteur fonctionne. Nous avons présenté à la figure 7.9 le spectre du signal lorsque le moteur tourne au ralenti. Il est intéressant de voir ce qui se passe lorsque le moteur fonctionne à d'autres vitesses de rotation. Lorsque la vitesse de rotation du moteur n'est plus constante, il est nécessaire d'utiliser une approche temps-fréquence pour suivre les évolutions des fréquences présentes.

Afin de représenter le signal issu du champ magnétique mesuré lorsque le moteur fonctionne avec des vitesses de rotation variables, nous utilisons le spectrogramme [57]. Le spectrogramme est donnée par (7.9) :

$$S_x(t, f) = \left| \int_{-\infty}^{+\infty} x(u)h(u-t) \exp^{-2j\pi ft} du \right|^2 \quad (7.9)$$

Où h est l'ondelette suivante :

$$h(t) = (\pi t_0^2)^{-1/4} \exp\left(-\frac{t^2}{2t_0^2}\right) \quad (7.10)$$

Où t_0 est largeur temporelle de l'ondelette utilisée. Cette durée correspond à la résolution temporelle de la représentation, qui définit également la largeur fréquentielle via la relation d'incertitude temps-fréquence.

Le spectrogramme de la première voie de mesure correspondant au capteur proche de l'arbre à cames est donné sur la figure 7.11. Au cours de la mesure correspondant à cette figure, nous avons successivement allumé le moteur (à $t = 10$ sec), fait tourner le moteur au ralenti (de $t = 10$ à $t = 25$ sec), fait tourner le moteur à différentes vitesses (de $t = 25$ à $t = 60$ sec). Enfin nous avons arrêté le moteur à $t = 100$ sec.

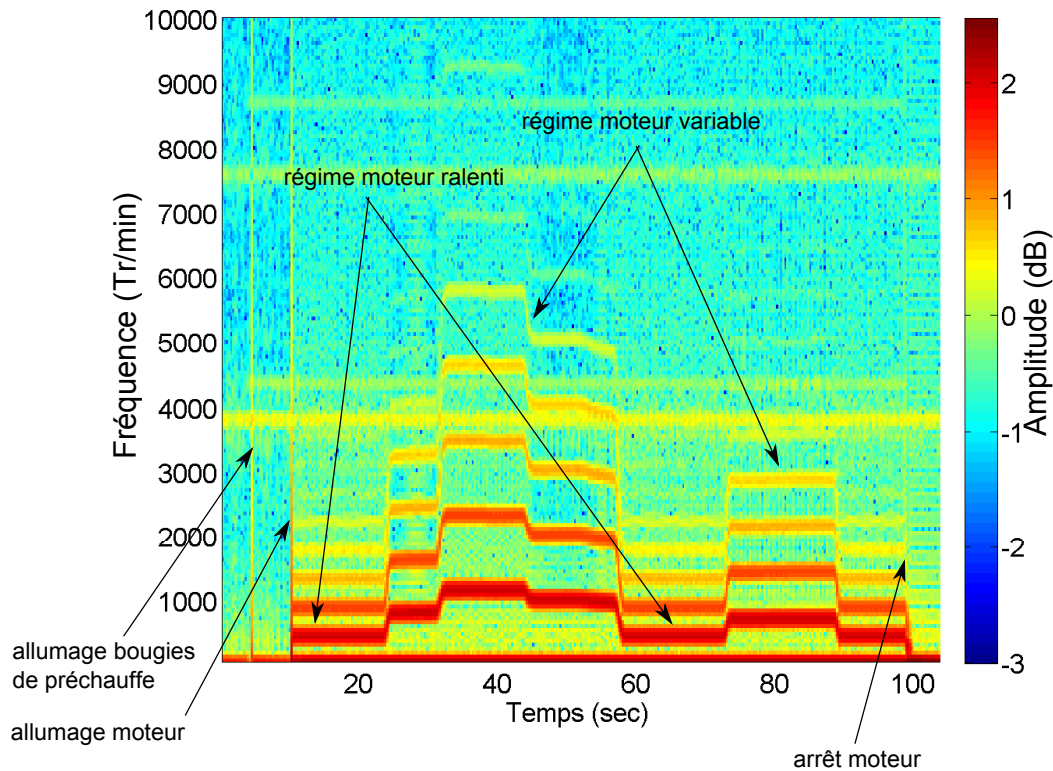


FIGURE 7.11 – Spectrogramme obtenu sur le premier capteur avec une fenêtre temporelle $t_0 = 0.5$ sec

Étudions le spectrogramme de la figure 7.11. Sur cette figure, on voit que l'allumage du moteur a généré du signal dans toutes les fréquences, ce qui correspond à un signal de type

impulsion de Dirac. Ce dirac est issu du démarreur du moteur qui est un moteur électrique consommant un courant très important (environ 500 A) pendant un temps court.

Au cours du régime ralenti (900 *trs/min*), on voit une première raie correspondant au régime arbre à cames (à 450 *trs/min*), ce qui est cohérent avec le fait que l'arbre à cames tourne à fréquence moitié par rapport au vilebrequin. Sur ce spectre on voit des harmoniques jusqu'à l'harmonique 7.

Quand on augmente le régime moteur, on s'aperçoit que les harmoniques suivent cette augmentation de fréquence.

On remarque également des raies à fréquence constante. C'est le cas de la raie à 3800 *trs/min* et son harmonique à 7600 *trs/min*. Cette composante est une composante extérieure au véhicule. En effet, on constate qu'elle apparaît même lorsque le moteur est arrêté.

En revanche, la composante à 4400 *trs/min* est propre au véhicule car elle apparaît lors de la chauffe des bougies et disparaît avec l'extinction du moteur.

Au delà de 10 000 *trs/min*, il n'y a pas de signal.

L'approche temps-fréquence a permis de mettre en évidence le lien entre le signal magnétique mesuré et le comportement mécanique du déplacement des pièces du moteur en retrouvant les fréquences de rotation des différentes pièces. Présentons maintenant l'approche angulaire qui permet de voir le champ magnétique au cours des cycles moteur.

7.5.2 Approche angulaire

Afin de pouvoir étudier les signaux sans être gêné par les fluctuations de vitesse du moteur au cours du temps, nous effectuons un ré-échantillonnage angulaire *a posteriori*. Ce ré-échantillonnage angulaire est effectué en estimant au préalable la phase. Nous estimons la phase à l'aide du signal issu du capteur proche de l'arbre à cames, qui, comme nous allons le voir, est périodique et possède une fréquence égale à la vitesse de rotation de l'arbre à cames. La technique utilisée pour estimer la phase à partir du signal issu du capteur proche de l'arbre à cames est la même que celle utilisée pour déterminer la phase des roues, au chapitre 4.1.1 page 40. Ces trois signaux sont représentés sur la figure 7.12.

Sur cette figure, on voit clairement que l'arbre à cames tourne à une fréquence deux fois moindre que le vilebrequin. On remarque également que le signal issu du capteur proche de l'arbre à cames est plus fort que celui issu des capteurs proches du vilebrequin. Cela peut être dû au fait que ce capteur est plus proche de la source de champ magnétique puisque nous avons vu que le champ magnétique était sensible à la distance entre le point de mesure et les sources. Les deux capteurs proches du vilebrequin semblent mesurer la même source de champ magnétique.

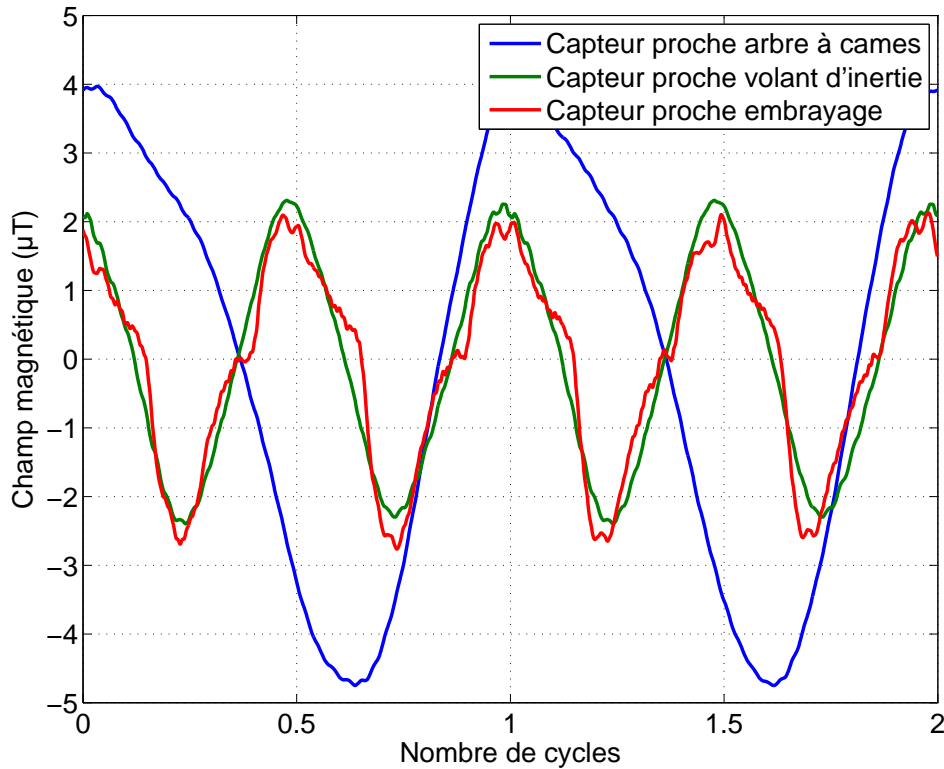


FIGURE 7.12 – Signaux mesurés après suppression du bruit

7.6 Conclusions

Ces mesures de champ magnétique confirment expérimentalement le fait que le magnétisme est sensible au déplacement des pièces ferromagnétiques dans un véhicule automobile et qu'il permet d'estimer leurs positions angulaires dans un cycle.

Afin d'aller plus loin, il serait nécessaire de disposer d'une référence de position angulaire de l'arbre à cames ou du vilebrequin. Avec une telle référence, on pourrait envisager d'utiliser la signature magnétique de ces pièces pour estimer la position angulaire de ces pièces. L'estimation de la position angulaire à l'aide d'un capteur AMR serait moins coûteuse que les solutions actuelles et apporterait des informations complémentaires aux mesures vibratoires.

Quatrième partie

Le magnétisme pour mesurer les courants électriques

Chapitre 8

Introduction

LE premier chapitre a mis en évidence les liens qui existent entre la distribution de courants électriques dans un système et les champs magnétiques générés par cette distribution. Si l'on connaît la distribution des courants électriques, il est possible de calculer le champ magnétique résultant en intégrant la loi de Biot et Savart (équation (2.9)) sur l'ensemble de cette distribution. C'est le problème direct. Un autre problème, plus complexe, consiste à remonter à la distribution de courant à partir de mesures magnétiques réalisées à proximité du système. C'est le problème inverse. Ce problème est souvent mal posé car plusieurs distributions de courant peuvent générer les mêmes valeurs de champ magnétique que celles mesurées par les capteurs. On dispose généralement d'un nombre fini de mesures. Il est donc nécessaire d'utiliser de l'information *a priori* sur le système, c'est-à-dire des informations sur la localisation possible et sur les valeurs possibles du courant. On peut par exemple connaître une valeur minimale et une valeur maximale du courant dans le circuit. On peut également connaître les dimensions et l'emplacement approximatifs du circuit. Enfin, on peut réaliser un apprentissage qui permet de comparer les mesures effectuées à d'autres mesures de référence effectuées auparavant. Ces méthodes permettent de lever ou de diminuer l'indétermination du problème.

Dans une voiture, il existe de nombreux courants électriques. Comme nous l'avons vu au chapitre 7.4, l'alternateur est une source importante de courant électrique (plusieurs dizaines d'ampères), et donc de champ magnétique. Le champ magnétique créé par un fil électrique possède une décroissance en $1/r$ (dans le cas de l'approximation du fil rectiligne infini). Il s'agit donc d'une décroissance faible comparativement au champ magnétique créé par un dipôle qui décroît en $1/r^3$ dans l'approximation dipolaire. De ce fait, le champ magnétique des courants est présent dans l'ensemble du véhicule. Parmi les courants électriques présents dans un véhicule, nous pouvons également citer les courants électriques continus qui alimentent les feux du véhicule. Ces courants ont des valeurs comprises entre 1 ampère (12W) pour les veilleuses et 5 ampères (60W) pour les feux avant. Il existe un réseau de fils électriques qui permet aux différents organes du véhicule de communiquer (via le bus CAN notamment). Ce réseau électrique ne transporte que des signaux et pas de puissance électrique. Il n'est donc pas une source de champ magnétique car l'intensité électrique qui le traverse est nulle.

Dans le cadre de cette thèse, nous nous sommes dans un premier temps intéressés au champ magnétique généré par les feux d'un véhicule dans un but de diagnostic. Nous proposons dans la section suivante une méthode pour déterminer l'état des feux à l'aide d'un nombre minimal

de capteurs.

Dans le cas des véhicules électriques, les courants sont nombreux. Cette thèse n'a pas la prétention d'étudier tous les champs magnétiques présents dans un véhicule électrique. Nous avons néanmoins voulu aborder l'un des aspects de ce sujet en nous intéressant aux systèmes de stockage d'énergie utilisés dans les véhicules électriques. Le chapitre 10 est consacré à l'étude du champ magnétique rayonné par le fonctionnement des accumulateurs au lithium.

Chapitre 9

Le contrôle des feux électriques

DANS le chapitre 7, nous avons vu que les courants issus de l'alternateur génèrent un champ magnétique important et que ce champ a une forte composante alternative. Dans ce chapitre, nous abordons le cas des ampoules. Un véhicule comporte de nombreuses ampoules qui consomment chacune entre 1 W pour les veilleuses et 60 W pour les feux de croisement.

Dans une première partie nous présentons les mesures effectuées sur véhicule afin de caractériser la contribution magnétique des ampoules et nous présentons un modèle physique pour expliquer ces constatations. Dans une seconde partie nous présentons une méthode d'estimation de l'état des feux électriques afin de diagnostiquer un dysfonctionnement sur le système d'éclairage du véhicule.

9.1 Le champ magnétique créé par les feux électriques

9.1.1 Constatations expérimentales

Aspect temporel

Afin de mesurer la contribution magnétique des feux électriques, nous avons placé un capteur magnétique tri-axe de type fluxgate à proximité de la batterie d'un véhicule, moteur arrêté. Nous avons ensuite allumé et éteint successivement et séparément, les 8 ampoules (ou groupe d'ampoules) suivants :

- Les feux Arrières (notés Arr par la suite)
- Le feu avant Gauche (noté AvG par la suite)
- Le feu avant Droit (noté AvD par la suite)
- Le clignotant avant Gauche (noté CG par la suite)

- Le clignotant avant Droit (noté CD par la suite)
- Le feu arrière de STOP (noté STOP par la suite)
- Le feu d'indication de Marche arrière (noté Marr par la suite)
- La veilleuse avant gauche (notée VG par la suite)

La figure 9.1 montre le signal enregistré sur l'une des voies lors de l'allumage puis de l'extinction successifs d'une ampoule (le feu avant gauche). Pour des raisons de lisibilité, nous ne présentons que le signal généré par l'allumage et l'extinction du feu avant gauche et sur une seule voie, mais toutes les ampoules ont un comportement similaire, sur toutes les voies, avec des valeurs différentes. De même nous n'avons représenté qu'une seule voie de mesure mais les autres courbes ont des aspects identiques.

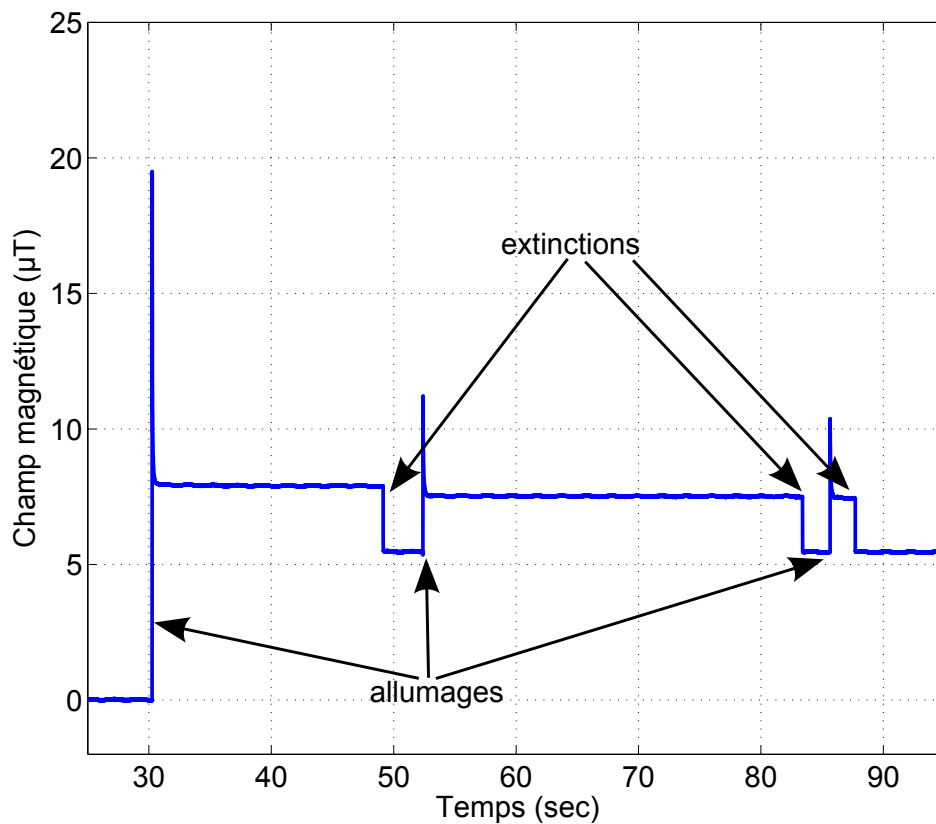


FIGURE 9.1 – Champ magnétique mesuré lors de l'allumage et de l'extinction successifs d'une ampoule. Le champ magnétique extérieur a été supprimé en décalant la courbe pour qu'elle soit nulle avant le premier allumage.

À $t = 30$ secondes, le feu est allumé, éteint à $t = 49$ secondes, rallumé à $t = 53$ secondes, etc... Ces allumages et extinctions successifs sont bien visibles sur la figure 9.1. Nous avons tracé le signal issu d'une seule voie pour des raisons de lisibilité. Cette figure appelle les remarques suivantes :

- On constate que lors de l’allumage d’une ampoule, la courbe présente un pic très court avant de devenir constante dans le temps. Le fait que la contribution soit constante est cohérent avec le fait que l’ampoule consomme un courant continu.
- On constate que le saut effectué par la courbe lors de l’allumage d’une ampoule présente une non-répétabilité. On note clairement que le premier saut est plus important que les suivants.
- Lors de l’extinction des ampoules, il n’y a pas de pics.
- La valeur du saut effectué lors de l’extinction d’une ampoule semble en revanche être toujours la même. Par conséquent, la valeur du “niveau 0” c’est-à-dire la valeur du champ magnétique en l’absence de courant n’est pas toujours la même. Cette valeur ne change que lors du premier saut.

Contribution individuelle

Malgré le fait que les sauts de champ magnétique n’aient pas toujours la même valeur pour une même ampoule – et notamment le fait que le saut dû à l’allumage d’une ampoule est plus fort que le saut dû à son extinction – il est possible de mesurer la contribution de chaque ampoule sur le champ magnétique. En effet, nous avons remarqué que l’amplitude du saut dans le signal due à l’extinction d’une ampoule déterminée est toujours la même. Nous considérons que la valeur du saut dans le signal lors de l’extinction d’une ampoule correspond à la contribution magnétique de l’ampoule sur cette voie du capteur. En faisant cela pour toutes les ampoules, on obtient un tableau de la contribution de chaque ampoule sur chaque voie. Ce tableau est le tableau 9.1.

en μT	Arr	AvG	AvD	CG	CD	STOP	Marr	VG
Voie X	5.40	23.89	13.86	6.64	3.17	3.75	3.68	1.85
Voie Y	3.78	6.31	15.23	26.66	31.69	25.75	25.36	0.42
Voie Z	1.83	12.20	8.64	11.29	10.55	8.19	8.02	0.86

TABLE 9.1 – Tableau des contributions individuelles mesurées

Sur la figure 9.2 nous représentons la contribution de chaque ampoule sur les voies X et Z.

La figure 9.2 montre que certaines sources sont proches (Marr et STOP par exemple) et paraissent indissociables. En réalité, elles ont des contributions différentes car leurs contributions sur la voie Y – non représentées ici – ne sont pas identiques.

Sur cette figure, la distance entre les points rouge et le centre de la figure traduit l’importance de la contribution magnétique d’une ampoule. On constate que la veilleuse a une contribution faible du fait de sa faible puissance électrique. En revanche, les feux de croisement ont les contributions les plus élevées, mais il est intéressant de noter que le feu gauche a une contribution plus importante que le feu droit.

Enfin, nous voyons que les sources n’ont pas des contributions colinéaires. Par exemple, CD contribue principalement sur la voie Z tandis que AvG contribue majoritairement sur la voie X. Néanmoins, toutes les sources présentées ici sont situées dans le même cadran, c’est-à-dire que toutes ont une contribution positive sur les voies X et Z.

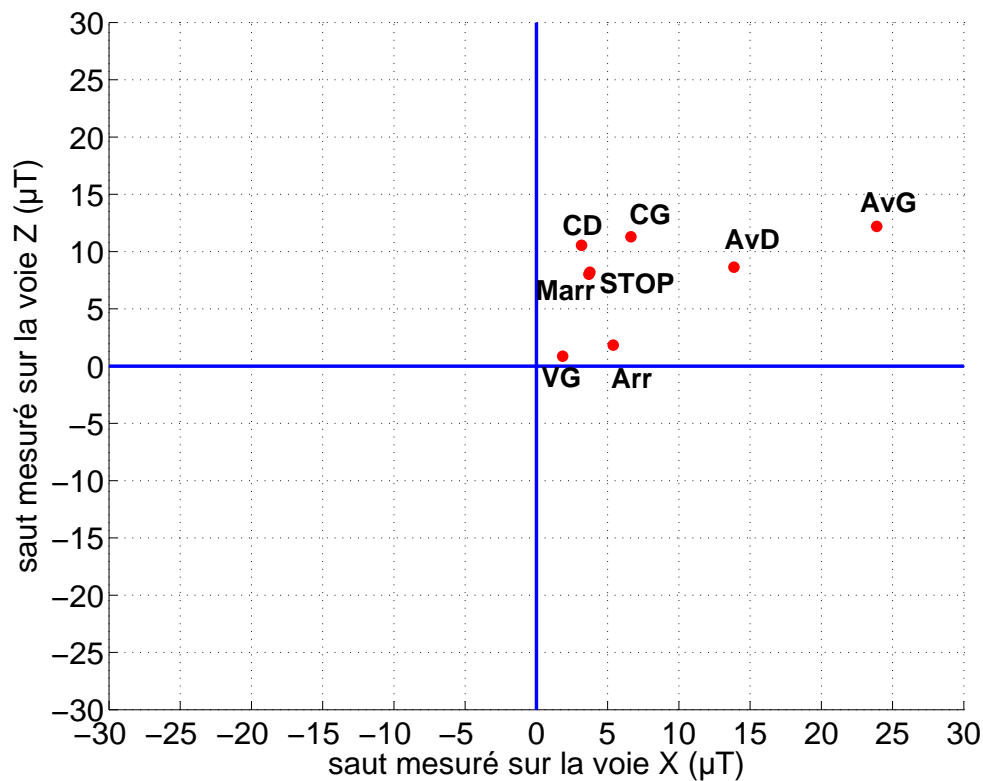


FIGURE 9.2 – Représentation de la contribution des sources sur les voies X et Z

Contribution collective

Jusqu'à maintenant, nous n'avons traité que le cas de la contribution individuelle de chaque ampoule c'est-à-dire la contribution lorsque toutes les autres ampoules sont éteintes.

À présent nous nous plaçons dans le cas où toutes les ampoules sont allumées puis nous mesurons la contribution de chaque ampoule séparément en l'éteignant et la rallumant.

On obtient à nouveau un tableau de la contribution de chaque ampoule sur chaque voie, lorsque les autres sont allumées. Dans ce tableau, il apparaît que les valeurs obtenues sont différentes de celles obtenues lors des mesures des contributions individuelles. En effet, les valeurs obtenues sont toutes 10 % plus faibles que les contributions individuelles. Ce tableau est le tableau 9.2

en μT	Arr	AvG	AvD	CG	CD	STOP	Marr	VG
Voie X	4.95	22.10	12.91	6.20	2.90	3.43	3.37	1.70
Voie Y	3.46	5.90	14.06	24.93	29.05	23.80	23.25	0.38
Voie Z	1.68	11.4	7.92	10.95	9.67	7.51	7.35	0.79

TABLE 9.2 – Tableau des contributions collectives mesurées

Synthèse

Avant d'analyser ces résultats, rappelons les ci-dessous brièvement :

- Lors de l'allumage d'une ampoule, un pic se produit puis le signal baisse progressivement pendant quelques *ms* avant d'atteindre sa valeur d'équilibre.
- Lors de l'extinction, il se produit un saut en sens inverse et de valeur plus faible.
- Le premier pic enregistré lors de l'allumage est plus fort que les autres.
- Après le premier allumage et extinction, le "niveau 0" ne varie plus.
- Les ampoules ont des contributions non colinéaires.
- La contribution d'une ampoule dépend de l'état des autres (allumé ou éteint).

9.1.2 Analyse des résultats

Étude des pics

Comme nous l'avons vu, lorsqu'on allume puis éteint successivement une même ampoule, la valeur du saut à l'allumage n'est différente des autres que lors du premier cycle. Nous avons reproduit l'expérience en laboratoire avec un magnétomètre tri-axe, 6 ampoules et leurs interrupteurs ainsi qu'une batterie de voiture de 12 *V* pour les alimenter. En laboratoire nous constatons que le niveau 0 ne varie pour aucune des 6 ampoules : après chaque allumage/extinction d'ampoule, la valeur du champ magnétique sur les voies de mesure reste identique.

En revanche, les pics observés sur les expériences sur véhicule sont encore présents lors de l'allumage d'une ampoule.

Si l'on transpose tout ce matériel dans le véhicule – en installant la batterie, les ampoules et leurs interrupteurs sous le capot du véhicule – on constate à nouveau le phénomène de non-répétabilité du premier pic de courant qui fait varier le niveau 0. Or la seule différence avec l'expérience en laboratoire est l'environnement magnétique. Cela signifie que c'est l'environnement magnétique du système qui est responsable de ces variations.

Ceci peut s'expliquer par les pics observés lors de l'allumage d'une ampoule. Lors de l'allumage, il se produit un pic de courant très important dans les fils électriques pendant une durée très courte (de l'ordre de la *ms*). Ces pics de courant génèrent nécessairement des pics de champ magnétique. Ces pics de champ magnétique sont suffisamment puissants pour aimanter la matière ferromagnétique qui se trouve à proximité du fil électrique. Une fois aimantée, la matière contribue au champ magnétique mesuré au niveau du capteur. La valeur du niveau 0 est modifiée. Cela explique également pourquoi ce phénomène ne se produit qu'une fois. En effet, une fois que la matière ferromagnétique qui se trouve à proximité du fil électrique a été aimantée, elle ne peut pas être aimantée davantage sans un courant plus important que celui qui est responsable de cette aimantation. En revanche, si on allume une autre ampoule, le courant généré génère un champ magnétique dans une autre direction, ce qui aimante la matière différemment.

Le pic de courant qui se produit à l'allumage est dû à la résistance du filament de l'ampoule électrique qui varie avec sa température. Lorsque le filament est froid, sa résistance est faible. Le courant qui le traverse est donc important ce qui a pour effet de chauffer le filament jusqu'à sa température d'équilibre. L'équilibre est atteint après quelques *ms* et par conséquent après ce temps, l'intensité traversant l'ampoule est constante. On note d'ailleurs sur la figure 9.1 que lors du 2^{ème} ou 3^{ème} allumage de l'ampoule, ce pic est moindre. Ceci est dû au fait que le filament est déjà chaud, sa résistance est plus importante et par conséquent le pic de courant est plus faible.

9.1.3 Superposition des sources

Nous avons montré expérimentalement à la section 9.1.1 que le modèle de superposition linéaire – qui consiste à dire que la contribution collective de n ampoules est égale à la somme des contributions individuelle de ces n ampoules – ne correspond pas à la réalité.

L'explication de ce phénomène est dû au fait que les ampoules sont alimentées par une batterie. Or la tension U aux bornes de la batterie dépend de l'intensité I qu'elle fournit et de sa tension à vide e , en raison de sa résistance interne r non nulle :

$$U = e - r.I \quad (9.1)$$

Par conséquent la tension aux bornes de la batterie est plus faible quand toutes les ampoules sont allumées que lorsqu'elles sont éteintes et dans ces conditions, l'intensité qu'elle fournit à chaque ampoule est plus faible. L'intensité consommée par les ampoules étant plus faible, leur contribution magnétique aussi, d'après la loi de Biot-Savart. Cela explique les constatations expérimentales où l'on trouve un écart d'environ 10 % entre les contributions individuelles et collectives des ampoules.

On peut modéliser le champ magnétique B_i mesuré sur la voie i comme suit :

$$B_i = \sum_{k=1}^N \alpha_{k,i} I_k \varepsilon_k + y_{0i} \quad (9.2)$$

Où k est l'indice se rapportant au numéro de l'ampoule ($k \in [1 : N]$), $\alpha_{k,i}$ est le coefficient déduit de la loi de Biot et Savart qui relie le courant I_k consommé par l'ampoule k à la mesure de champ magnétique B_i , ε_k est un coefficient qui vaut 0 ou 1, selon que l'ampoule est respectivement éteinte ou allumée. Enfin y_{0i} est le niveau 0, qui correspond à la valeur du champ magnétique en l'absence de courants électriques. Comme nous l'avons vu plus haut, y_{0i} n'est pas constant en raison des pics de courant qui modifient l'aimantation du système.

Le coefficient $\alpha_{k,i}$ peut s'écrire de manière analytique (loi de biot et Savart) :

$$\alpha_{k,i} = \frac{\mu_0}{4\pi} \oint_{C_k} \frac{\vec{dl} \wedge \overrightarrow{SM_i}}{\|SM_i\|^3} \quad (9.3)$$

Où C_k correspond à la trajectoire du circuit k servant à alimenter l'ampoule k .

En nommant r_k l'impédance du circuit k , l'équation (9.2) devient :

$$B_i = \sum_{k=1}^N \alpha_{k,i} \frac{U}{r_k} \varepsilon_k + y_{0i} \quad (9.4)$$

soit :

$$\frac{B_i}{U} = \sum_{k=1}^N \frac{\alpha_{k,i}}{r_k} \varepsilon_k + y_{0i} \quad (9.5)$$

soit :

$$y_i = \sum_{k=1}^N \beta_{k,i} \varepsilon_k + y_{0i} \quad (9.6)$$

Où y_i est le rapport du champ magnétique sur la tension aux bornes de la batterie B_i/U et $\beta_{k,i}$ est le rapport du coefficient $\alpha_{k,i}$ sur l'impédance électrique de la voie k : $\beta_{k,i} = \alpha_{k,i}/r_k$.

L'intérêt de la notation de l'équation (9.6) est qu'elle fait apparaître un modèle de superposition linéaire. En effet, r_k est une constante (aux effets de la température du filament près) de même que $\alpha_{k,i}$. Par conséquent $\beta_{k,i}$ est également une constante. Cela signifie qu'il faut mesurer le rapport du champ magnétique sur la tension aux bornes de la batterie pour obtenir un modèle linéaire de superposition.

La superposition linéaire a été vérifiée expérimentalement dans les mêmes conditions qu'à la section 9.1.1.

On peut donc mettre l'équation (9.6) sous forme matricielle :

$$\mathbf{y} = \mathbf{B}\varepsilon + \mathbf{y}_0 \quad (9.7)$$

Où \mathbf{y} est le vecteur des mesures, ε est le vecteur d'état, composé exclusivement de 0 et de 1, \mathbf{B} est la matrice de mélange composé des coefficients $\beta_{k,i}$, et \mathbf{y}_0 est le vecteur des niveaux 0. On a donc un système matriciel à P lignes (P étant le nombre de capteurs) et N colonnes.

Dans la section suivante nous proposons d'utiliser ce modèle pour une application de contrôle des ampoules.

9.2 Le diagnostic des feux électriques

9.2.1 Contexte technologique

Dans le cas du contrôle des feux électriques, le but est d'utiliser les mesures magnétiques afin de vérifier le bon fonctionnement des différentes ampoules du circuit en utilisant un nombre minimal de capteurs.

Il existe actuellement différentes techniques pour répondre à ce problème.

La première solution [73] consiste à enrouler le fil d'alimentation de chaque ampoule autour d'un capteur à effet Hall peu coûteux. Le fil est généralement enroulé plusieurs fois afin de maximiser la flux magnétique à travers le capteur. Ce système utilise généralement un noyau ferromagnétique afin d'augmenter encore le flux d'induction à travers le capteur. Ce capteur a pour seule fonction de déterminer s'il y a du courant ou non à travers le fil électrique. Cette technique nécessite de disposer d'un capteur à effet Hall par ampoule et requiert davantage de câblage électrique par rapport à l'absence de dispositif de diagnostic. La figure 9.3 schématise ce système.

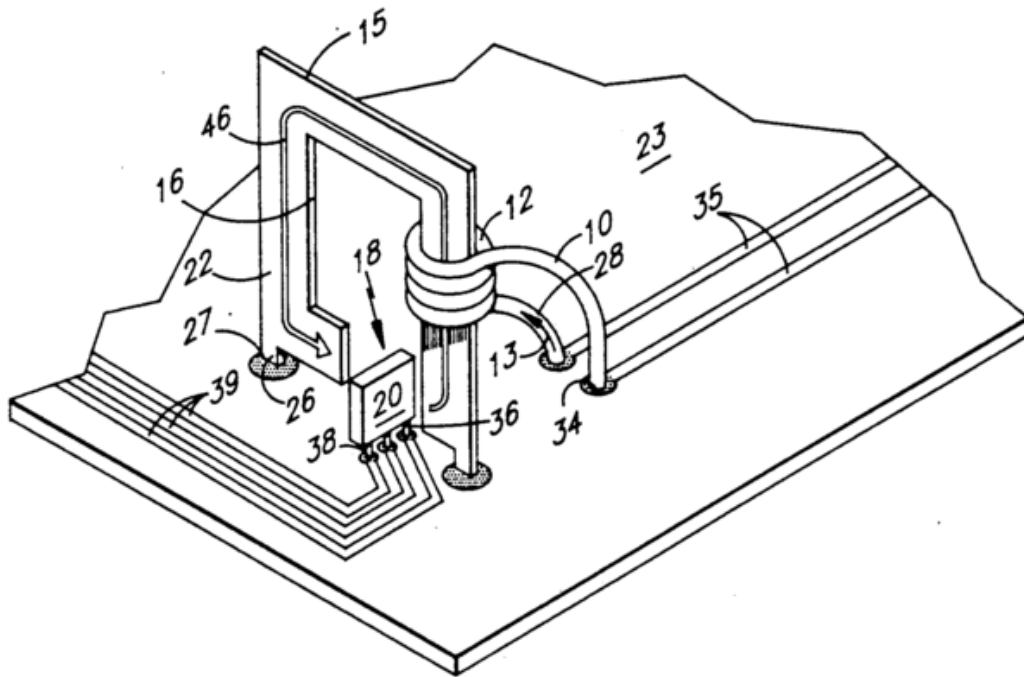


FIGURE 9.3 – Schéma de principe d'utilisation d'un capteur à effet Hall **20** pour déterminer la présence de courant dans le fil **35**. Issue de [73].

La seconde solution [58] permet de diagnostiquer l'état de plusieurs ampoules simultanément avec un seul capteur. Elle nécessite que toutes les ampoules aient la même puissance. Le dispositif est constitué d'un capteur à effet Hall d'une précision suffisante et d'un barreau ferromagnétique. Le fil de la première ampoule est enroulé une fois autour de ce fil. Le fil de la deuxième ampoule est enroulé deux fois. Le fil de la 3^{ème} ampoule est entouré 4 fois, de sorte que le fil de la $n^{\text{ème}}$ est entouré 2^{n-1} fois. Avec ce système, le champ magnétique mesuré par le capteur est donné par :

$$B = \sum_{k=1}^N \epsilon_n 2^k B_0 \quad (9.8)$$

Où ϵ_k est l'état de l'ampoule n° k (0 si elle est éteinte, 1 sinon), B_0 est le champ magnétique créé par un tour de fil lorsque celui est traversé par le courant. Une fois le champ magnétique mesuré, il est facile de connaître l'état de chaque ampoule en transformant B/B_0 (qui est théoriquement un entier) en base binaire. L'intérêt de cette technique est qu'elle ne nécessite

qu'un seul capteur mais elle ne permet de diagnostiquer que des ampoules de même puissance. Il est donc nécessaire de disposer de plusieurs systèmes pour les différentes ampoules d'une automobile. La figure 9.4 schématise ce système.

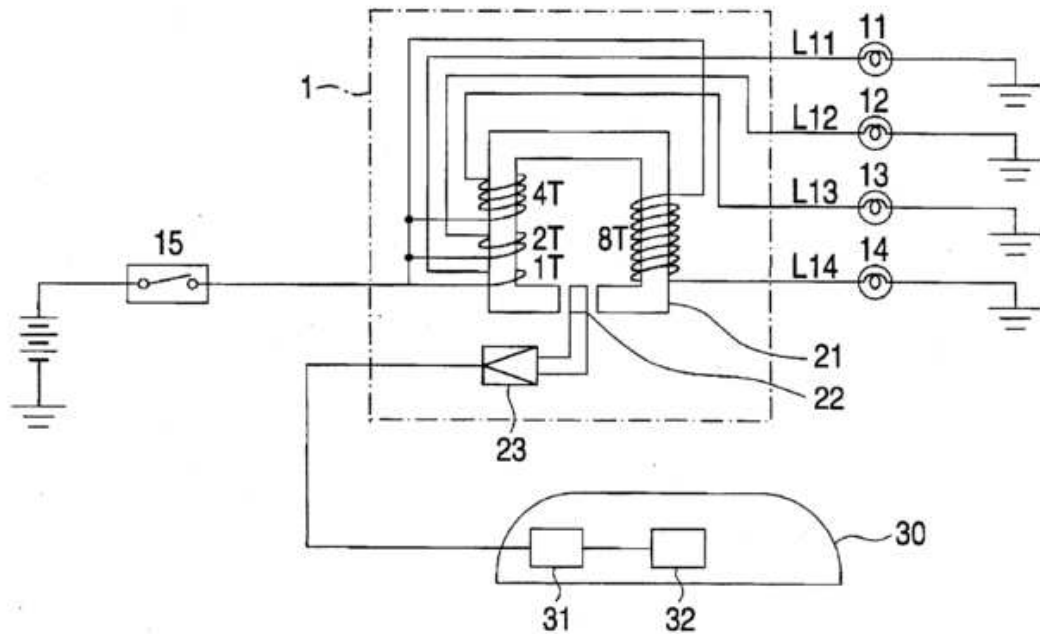


FIGURE 9.4 – Schéma de principe d'utilisation d'un capteur à effet Hall **22** pour déterminer la présence de courant dans les fils **L11**, **L12**, **L13**, et **L14** qui sont entourés respectivement 1, 2, 4 et 8 fois autour du noyau ferromagnétique **21**. Issue de [58].

Nous proposons ici une méthode pour diagnostiquer l'état des ampoules d'un véhicule à l'aide de capteurs AMR tri-axe. Le but de cette méthode est d'utiliser le moins de capteurs AMR possible pour diagnostiquer l'ensemble des ampoules. L'idéal est de n'utiliser qu'un seul capteur. En effet, afin que cette solution soit intéressante, il est nécessaire qu'elle soit moins coûteuse que les solutions existantes [73] [58] qui utilisent des capteurs à effet Hall.

9.3 Présentation de la solution proposée

9.3.1 Le modèle direct

Dans cette section, nous exploitons le modèle proposé à la section précédente (équation (9.7)). Le principe de cette méthode est d'exploiter le fait que chaque ampoule correspond à un circuit électrique différent. Par conséquent, chaque ampoule, lorsqu'elle est en fonctionnement a une contribution différente sur les voies des capteurs. Ainsi, deux circuits traversés par une même intensité n'ont pas la même contribution sur les capteurs, en raison de la disparité spatiale des circuits. La figure 9.5 montre un schéma de fonctionnement. Sur cette figure, seules 6 ampoules ont été représentées, et le trajet emprunté pour le retour du courant n'a pas été représenté car

celui-ci s'effectue par la carrosse métallique du véhicule.

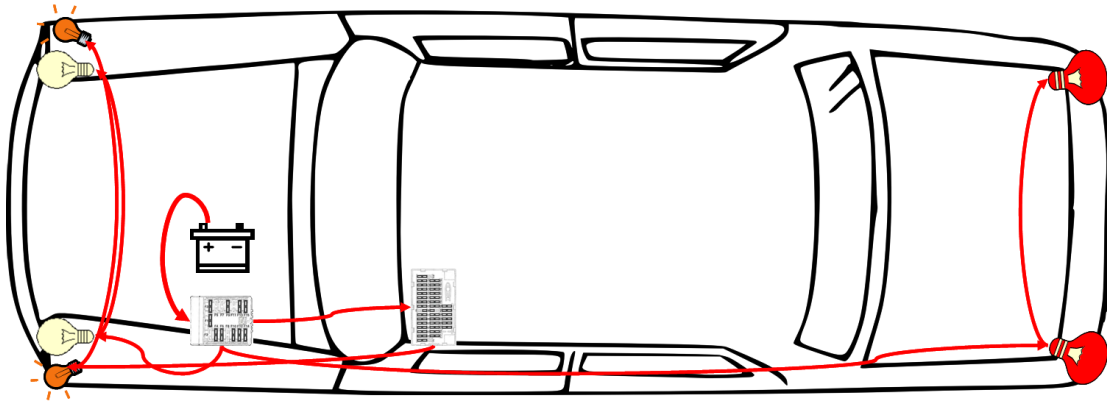


FIGURE 9.5 – Schéma des courants électriques dans le véhicule

Nous avons vu que le vecteur \mathbf{y}_o n'est pas constant, du fait de l'aimantation variable de l'environnement mais également à cause des variations du champ magnétique extérieur (bruit magnétique, contribution du champ magnétique terrestre qui peut varier lorsque le véhicule tourne, ...). Afin de s'affranchir de la valeur de \mathbf{y}_o , nous travaillons avec des valeurs relatives de \mathbf{y} . Cela consiste à mesurer les sauts dans la mesure de \mathbf{y} lorsque survient l'extinction d'une ampoule. Nous avons vu en effet, que l'extinction des ampoules génère toujours la même variation de champ magnétique. Si l'on ne s'intéresse qu'aux chutes de courants, l'équation (9.7) devient :

$$\Delta \mathbf{y}_{\text{chute}} = -\mathbf{B}\delta \quad (9.9)$$

Où $\Delta \mathbf{y}_{\text{chute}}$ est la variation du signal \mathbf{y} mesurée sur chaque voie lors d'un saut, \mathbf{B} est la matrice de mélange vue à l'équation (9.7) et δ est un vecteur de changement composée de 0 et de 1. L'élément δ_k vaut 0 si l'état du périphérique k n'a pas changé lors de la chute de courant et 1 si c'est l'un des périphériques responsable de la chute de courant. On est donc ramené au même problème mathématique qu'à l'équation (9.7) mais sans le vecteur \mathbf{y}_o dont on s'est affranchi.

La principale différence est qu'il est nécessaire de détecter et d'évaluer les sauts sur le vecteur \mathbf{y} . Cette détection s'opère parfois en présence de bruit magnétique et n'est donc pas nécessairement aisée à réaliser. La détection et l'estimation des sauts font l'objet de l'annexe A.

Pour pouvoir utiliser le modèle direct de l'équation (9.9), il faut connaître la matrice de mélange \mathbf{B} . Il est possible d'estimer la matrice de mélange \mathbf{B} par des mesures. L'élément $\beta_{k,i}$ correspond à la valeur du saut de y_i lors de l'extinction de l'ampoule k seule. En mesurant les sauts $\Delta \mathbf{y}_{\text{chute}}$ pour chaque ampoule, on obtient la matrice \mathbf{B} .

9.3.2 Le modèle inverse

Le modèle inverse consiste à estimer le vecteur de changement d'état δ à partir du vecteur de mesures \mathbf{y} . Le problème inverse est un problème mal posé. On dispose en effet de plus de paramètres à estimer (8 dans notre cas) que de mesures (3 dans notre cas). Résoudre ce problème

par la méthode des moindres carrés donnerait de grandes erreurs dès lors qu'il y a un bruit, même très faible sur la mesure de \mathbf{y} , en raison du mauvais conditionnement de la matrice $\mathbf{B}^T\mathbf{B}$.

Pour résoudre un problème inverse de manière robuste face au bruit, il est nécessaire d'utiliser de l'information *a priori* sur les paramètres à estimer. Dans notre cas, l'information *a priori* dont on dispose est le fait que les éléments de δ ne peuvent prendre que 2 valeurs possibles : 0 et 1.

La méthode proposée ici pour résoudre ce problème inverse est une approche probabiliste pour laquelle on réalise un balayage sur l'ensemble des 2^N combinaisons possibles $\delta_{\mathbf{z}}$ du vecteur δ . La méthode consiste à associer à chaque valeur possible de δ une probabilité que cette valeur corresponde à la réalité. Cette méthode est intéressante car elle permet de donner une estimation de l'incertitude du diagnostic. Cette méthode est issue de Tarantola [67].

Elle fait intervenir l'incertitude sur le modèle (due à l'erreur de l'apprentissage) σ_{modele}^i et l'incertitude d'estimation du saut σ_{saut}^i . On modélise ces incertitudes par des variables aléatoires gaussiennes centrées sur 0 (estimateur non biaisé) avec des écarts-types qui dépendent de chaque voie de mesure. En réalité, on montre que ces erreurs se combinent par l'addition de leurs écarts-types. L'écart-type σ_i associée à l'incertitude sur la mesure d'un saut sur la voie i est donnée par (cf. Annexe B) :

$$\sigma^i = \sigma_{\text{modele}}^i + \sigma_{\text{saut}}^i \quad (9.10)$$

Les voies de mesure n'ont pas toutes le même écart-type car il peut s'agir de capteurs de sensibilités différentes et toutes les voies ne sont pas soumises aux mêmes perturbations magnétiques. Nous avons vu que les principales perturbations magnétiques sous un capot de voiture sont les champs magnétique dus au fonctionnement du moteur et de l'alternateur. Si l'une des voies de mesures est orientée dans l'axe du champ magnétique généré par l'alternateur par exemple, elle est soumise à un bruit plus important. Par conséquent elle présente une valeur d'incertitude σ_i élevée.

Afin d'estimer cette incertitude d'écart-type σ_i , nous proposons d'effectuer lors de l'apprentissage plusieurs fois la même chute de courant, en allumant puis éteignant un même périphérique électrique k successivement et en mesurant tous les sauts de champ magnétique associés à ces chutes. En effet, lorsque l'on estime la valeur du saut de champ magnétique sur la voie i correspondant à un arrêt de courant dans l'ampoule, les sauts estimés n'ont pas tous la même valeur. Ils sont centrés autour d'une valeur dont on fait l'hypothèse qu'il s'agit de la valeur exacte du saut de champ magnétique et présentent un écart-type estimé que nous utilisons comme valeur de σ_i .

La valeur moyenne de ces chutes correspond à la contribution du périphérique électrique k sur les capteurs, c'est-à-dire la $k^{\text{ème}}$ colonne de la matrice \mathbf{B} . L'écart-type associé à cette série de mesures d'un même saut sur chaque voie i correspond à l'écart-type de la voie i . Il importe donc de réaliser cet apprentissage dans les mêmes conditions de perturbations magnétiques que lors du fonctionnement futur du système, afin d'estimer correctement l'écart-type de chaque voie de mesure. Notamment, il convient que le moteur et l'alternateur fonctionnent lors de cet apprentissage afin d'estimer correctement l'incertitude sur la mesure des sauts.

Le modèle de la superposition linéaire des chutes de courants nécessite de détecter et mesurer le plus précisément possible les chutes de courants. Ces chutes de courants se traduisent sur le

signal mesuré par des ruptures. L'annexe A présente l'algorithme utilisé pour la détection des ruptures dans le signal.

Selon Tarantola [67] (cf. Annexe B), la probabilité P_z que la combinaison δ_z soit la combinaison qui correspond à la réalité est décrite par une combinaison de lois normales d'écart-types différents :

$$P_z = \text{cste} \cdot \exp \left(-\frac{1}{2} \sum_{i=1}^P \left(\frac{(-\mathbf{B}\delta_z)^i - \Delta\mathbf{y}_{\text{chute}}^i}{\sigma_i} \right)^2 \right) \quad (9.11)$$

On peut simplifier cette formule en utilisant le vecteur $\overline{\Delta\mathbf{y}_{\text{chute}}}$ qui correspond au vecteur de mesures $\Delta\mathbf{y}_{\text{chute}}$ divisé par l'écart-type de chaque voie ainsi que la matrice $\overline{\mathbf{B}}$ qui est la matrice \mathbf{B} dont chacune des lignes a été divisée par l'écart-type de la voie correspondante :

$$\overline{\Delta\mathbf{y}_{\text{chute}}}_i = \frac{\Delta\mathbf{y}_{\text{chute}}_i}{\sigma_i} \quad (9.12)$$

$$\overline{\mathbf{B}}_{k,i} = \frac{\mathbf{B}_{k,i}}{\sigma_i} \quad (9.13)$$

L'équation (9.11) devient alors :

$$P_z = \text{cste} \cdot \exp \left(-\frac{1}{2} \|\overline{\Delta\mathbf{y}_{\text{chute}}} - \overline{\mathbf{B}}\delta_z\|^2 \right) \quad (9.14)$$

Cette méthode permet de faire intervenir une notion de confiance dans les voies de mesure. L'algorithme permet donc d'apporter plus d'importance aux mesures délivrées par les voies dont la confiance est élevée, c'est-à-dire celles dont le rapport signal à bruit est le plus élevé. De plus, cette approche permet de quantifier la certitude ou l'incertitude du diagnostic.

9.3.3 Expérimentations et résultats

Afin de valider cet algorithme et estimer sa robustesse, nous l'avons testé avec les 8 sources présentées au début du chapitre.

Afin d'estimer la matrice de mélange \mathbf{B} , nous effectuons des mesures du champ magnétique lors de l'extinction de chacune de ces 8 sources. Cette approche étant une approche statistique, il est nécessaire d'effectuer cette opération plusieurs fois afin d'obtenir une meilleure estimation de l'espérance de la contribution des courants électriques. Ceci permet également d'estimer l'écart-type sur la mesure des sauts. Cet apprentissage a été effectué dans les conditions normales d'utilisation de l'algorithme de détection de courants électriques, c'est-à-dire que les mesures ont été faites avec le moteur en fonctionnement. Lors de la phase d'apprentissage, chacune des sources a été allumée puis éteinte successivement 10 fois. La contribution estimée de chaque ampoule k sur la mesure i , notée $y_{k,i}$ correspond à la moyenne des contributions de cette ampoule sur les 10 essais. La contribution de l'ampoule k sur la voie i lors de l'essai n^{p} est noté $y_{k,i}^{\text{p}}$:

$$y_{k,i} = \frac{\sum_{p=1}^{10} y_{k,i}^p}{10} \quad (9.15)$$

L'écart-type de chaque voie, noté σ_i qui permet d'estimer la fiabilité d'une voie de mesure correspond à la moyenne des écarts-types $\sigma_{k,i}$ de la voie i pour chacun des périphériques k :

$$\sigma_{k,i} = \sqrt{\frac{1}{10} \sum_{p=1}^{10} (y_{k,i}^p - y_{k,i})^2} \quad (9.16)$$

et

$$\sigma_i = \frac{\sum_{k=1}^8 \sigma_{k,i}}{8} \quad (9.17)$$

soit

$$\sigma_i = \frac{\sum_{k=1}^8 \sqrt{\frac{1}{10} \sum_{p=1}^{10} (y_{k,i}^p - y_{k,i})^2}}{8} \quad (9.18)$$

Les mesures ont été effectuées avec un magnétomètre tri-axe de type AMR, installé à proximité de la boîte à fusibles sous le capot.

Les résultats de l'apprentissage sont donnés sur le tableau 9.3. Ce tableau contient la valeur moyenne de la contribution de chacune des sources, estimée à l'aide de 10 itérations successives, ainsi que la valeur des écarts-types pour chacune des 3 voies.

en nT/V	Arr	AvG	AvD	CG	CD	STOP	Marr	VG	écart-type σ_i
Voie X	450	1990	1150	554	264	313	307	154	8
Voie Y	315	525	1270	2220	2640	2145	2113	35	17
Voie Z	183	1220	863	1130	1055	820	802	85	8

TABLE 9.3 – Tableau des valeurs mesurées

Le tableau 9.3 permet de voir la contribution de chacune des sources sur chacune des voies, c'est la matrice \mathbf{B} de mélange. La valeur des écarts-types observés est intéressante : Les voies X et Z ont un écart-type deux fois plus faible que celui de la voie Y. Ce sont donc des meilleures voies de mesure pour notre problème. En revanche, la voie Y présente un écart-type relativement important de 17 nT/V . Cette valeur est comparable à la contribution de la veilleuse avant gauche. Cela signifie que la voie Y apporte des informations moins pertinentes pour résoudre le problème. Les mesures effectuées sur cette voie sont donc moins utilisées par l'algorithme de résolution du problème inverse. Le fait que l'une des voies de mesure ait un écart-type plus important peut s'expliquer par le fait que cette voie est orientée dans la direction du bruit magnétique émis par le fonctionnement du véhicule et par l'alternateur en particulier.

La qualité de l'algorithme d'estimation de l'état des feux électriques dépend de deux paramètres :

- Le rapport signal à bruit : afin d'obtenir de bons résultats il importe d'estimer au mieux la valeur des sauts. Le tableau 9.3 permet de se faire une idée de ce rapport pour les différentes voies.
- l'orthogonalité de la contribution des sources : afin de faciliter l'inversion du problème, il importe que la contribution de chacune des sources soit la plus différente possible de celles des autres sources. Idéalement, on aimerait obtenir des distances euclidiennes entre les sources les plus grandes possibles, afin que l'algorithme puisse séparer leurs contributions sans les confondre. Cette distance peut être évaluée sur la figure 9.2 page 106. On peut augmenter les différences entre les sources en utilisant plus de voies de mesures, c'est-à-dire en utilisant un capteur supplémentaire.

La figure 9.2 montre que certaines contributions sont proches. Le fait que les contributions Marr et Stop soient proches s'explique par le fait que ces deux ampoules ont une puissance du même ordre et que les trajets électriques empruntés par le courant sont proches. Ces trajets sont en réalité légèrement différents, mais le capteur étant situé à l'avant du véhicule, il est peu sensible aux différences de trajets emprunté par le courant à l'arrière du véhicule. Il est possible de lever l'indétermination en plaçant au moins une voie de mesure à l'arrière du véhicule.

Afin de valider cette technique, nous l'avons testé sur un grand nombre de combinaisons différentes d'ampoules en en déconnectant volontairement quelques unes. Les mesures ont été effectuées avec moteur et alternateur électrique en fonctionnement. On obtient un taux de 95% de réussite pour estimer les feux qui se sont éteints. Les principales difficultés proviennent de l'estimation de l'état des veilleuses car elles ont une contribution sur le champ d'induction magnétique qui est relativement faible (voir figure 9.2) page 106).

9.3.4 Conclusion et perspectives

Nous avons présenté ici une méthode originale de diagnostic des feux électriques dans un véhicule à l'aide de mesures magnétiques. Cette méthode illustre un nouvel intérêt du magnétisme pour le diagnostic en automobile.

Cette technique nécessite un apprentissage afin de connaître la contribution de chaque ampoule sur les voies du capteur. Cet apprentissage peut être effectué en usine ou peut être commun pour tous les véhicules.

L'intérêt de cette méthode réside dans le fait que c'est une méthode passive qui nécessite un nombre minimal de capteurs, contrairement aux techniques actuelles qui nécessitent un capteur de courant par feu électrique. De plus, cette technique ne nécessite pas de modifier le processus de fabrication des véhicules en usine.

Cette technique fournit de bons résultats lorsque le véhicule est arrêté (moteur allumé ou non) et permet de tenir compte de la confiance donnée à chaque voie. En revanche, lorsque le véhicule roule, la rotation des roues (cf. chapitre 4) génère un champ magnétique qui perturbe fortement les voies de mesure, et le système commet de nombreuses erreurs pour l'estimation de l'état des feux du système. Afin d'améliorer la robustesse des systèmes, il existe deux possibilités :

- améliorer la détection et l'estimation des sauts dans le signal bruité. On peut pour cela

utiliser un autre algorithme ou diminuer le bruit du signal.

- améliorer la distance entre les sources de champ magnétique. On peut pour cela chercher un emplacement qui maximise la distance entre les sources. On peut également utiliser davantage de capteurs afin d'avoir plus de voies de mesures

Dans tous les cas, l'aspect limitant de cette technique n'est pas le capteur en lui-même mais le niveau de bruit. Il n'est donc pas nécessaire d'utiliser des capteurs précis. La précision des capteurs AMR est suffisante.

Il est ensuite possible d'envisager une application à la détection d'ampoules défectueuses. Le principe est de détecter via la technique présentée qu'une ampoule ne s'est pas éteinte alors que l'utilisateur a demandé son extinction. Dans ce cas, cela signifie que l'ampoule non détectée est défectueuse. Il est également envisageable que ce soit le système de gestion central qui teste les ampoules en les allumant et les éteignant toutes simultanément.

Chapitre 10

Le contrôle des accumulateurs au lithium pour les véhicules électriques

10.1 Introduction aux problématiques spécifiques des véhicules électriques

INITIALEMENT, cette thèse s'inscrivait dans le diagnostic et le contrôle des véhicules thermiques par des mesures de champ d'induction magnétique. Néanmoins, avec le développement des véhicules à énergie électrique, il semble intéressant de tenter d'explorer les problématiques qui leur sont associées. Le but de ce chapitre est de réfléchir à ces problématiques et d'ouvrir la voie à une nouvelle piste de recherches.

On peut tout d'abord s'interroger sur la compatibilité des résultats présentés dans cette thèse avec un véhicule électrique. En effet les moteurs électriques consomment des courants importants qui sont des sources potentielles importantes de bruit pour les mesures de diagnostic.

En traitement du signal la notion de bruit est une notion relative. Ceci est vrai pour notre problème. Le champ magnétique généré par le fonctionnement du moteur électrique qui peut potentiellement polluer les mesures est également source d'informations. Schmerber [64] a montré les possibilités offertes par l'étude du champ magnétique généré par un moteur électrique. En mesurant le champ magnétique et les coefficients des harmoniques sphériques on peut diagnostiquer un défaut sur le moteur électrique.

Le véhicule électrique est également porteur de nouveaux besoins en termes de contrôle et de diagnostic. La recherche d'informations sur l'état de la batterie électrique est un problème très ouvert. La batterie est aujourd'hui l'élément limitant dans les véhicules électriques. Les principaux besoins d'information pour le contrôle des accumulateurs sont la connaissance de l'état de charge (State of Charge, SOC) et l'état de santé (State of Health, SOH) de l'accumulateur. Comme nous allons le voir, ces paramètres sont délicats à estimer. L'état de charge [27]

est pourtant un paramètre important pour la gestion de l'ensemble du pack accumulateur dans un véhicule électrique mais également pour l'utilisateur puisqu'il est l'équivalent de la jauge de carburant sur un véhicule thermique.

Dans cette thèse, nous nous intéressons uniquement au cas des accumulateurs au lithium car ces accumulateurs sont aujourd'hui ceux qui sont pressentis pour être utilisés sur les futurs véhicules électriques, en raison de leur importante énergie spécifique (quantité d'énergie par unité de masse) supérieur aux accumulateurs au plomb ou au Nickel (Ni-MH et Ni-Cd). Le fonctionnement de ces accumulateurs au lithium est rappelé en annexe C.

10.2 État de l'art pour l'estimation de l'état de charge

Depuis les débuts des accumulateurs rechargeables, il a toujours été nécessaire d'estimer l'état de charge de la batterie. Ce paramètre est essentiel pour l'utilisateur et pour le système de gestion de la batterie (Battery Management System, BMS). Le BMS en effet a besoin de connaître le SOC pour piloter le circuit de charge ou pour stopper l'utilisation de l'accumulateur lorsque celui-ci est considéré comme vide, c'est-à-dire lorsque le SOC estimé est de 0%.

Certaines techniques d'estimation du SOC sont applicables à tous les types d'accumulateur, d'autres sont spécifiques à un type de chimie mais ne sont pas applicables aux autres. Dans ce chapitre nous présentons les principales techniques utilisées. Une liste plus complète et plus détaillée peut être trouvée dans [60].

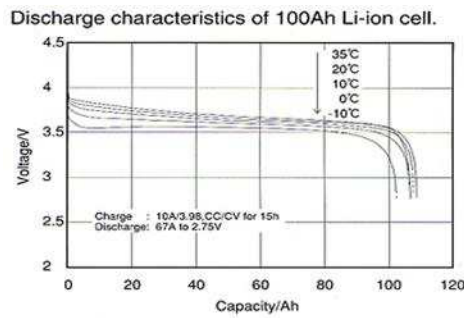
10.2.1 Estimation du SOC par des mesures de tension

La mesure de la tension aux bornes de l'accumulateur est historiquement la première méthode utilisée. Le principe consiste à exploiter la sensibilité de la tension aux bornes de l'accumulateur avec l'état de charge. En connaissant cette relation et en l'inversant, il est possible d'estimer le SOC.

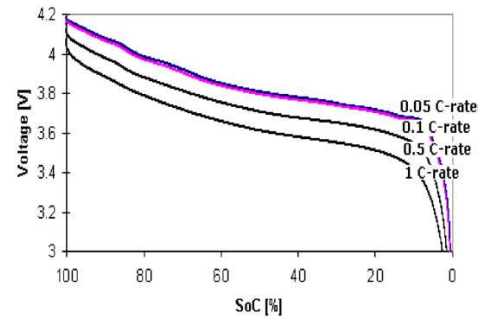
L'estimation du SOC uniquement avec la tension aux bornes de l'accumulateur est peu fiable car la tension dépend également de la température. Dans [32] on trouve une technique de calibration qui utilise une mesure de température en plus de la mesure de tension pour estimer le SOC.

Cette technique donne de bons résultats sur les accumulateurs au plomb (plomb acide) et sur les technologies à base de Nickel. Dans le cas des accumulateurs au lithium cette méthode n'est pas très efficace du fait de la faible sensibilité de la tension de ces accumulateurs à l'état de charge. La figure 10.1a montre cette relation pour différentes températures. Comme on le voit, cette courbe a une pente presque nulle sur une large bande de l'état de charge. Il est donc difficile d'estimer le SOC à partir de mesures de tension dans la zone comprise entre 10% et 90%.

Un autre inconvénient de cette méthode, commun à toutes les chimies de batterie, est qu'elle nécessite que l'accumulateur ne soit pas en fonctionnement. En effet la tension aux bornes de la batterie dépend de l'intensité électrique consommée ou apportée à la batterie par l'équation



(a) Relation entre SOC et tension à vide pour une batterie au lithium, pour différentes températures (d'après [27])



(b) Relation entre SOC et tension aux bornes d'une batterie au lithium, à température donnée, pour différents taux de charge (d'après [60])

FIGURE 10.1 – Relations entre tension et SOC pour une batterie au lithium

(10.1) :

$$U = e - RI \quad (10.1)$$

Où U est la tension aux bornes de la batterie, R est la résistance interne de la batterie, I est la valeur algébrique du courant traversant la batterie et e est la tension à vide de la batterie, ou OCV (Open Circuit Voltage), c'est-à-dire la tension qu'il y aurait aux bornes de la batterie en l'absence de courant. C'est cette tension qui est liée à l'état de charge.

Afin de remédier à ce problème, Brandwein et al [10] proposent une solution qui utilise une mesure de courant en complément de la mesure de tension et de température. Cela permet de s'affranchir du problème évoqué ci dessus. Cette technique utilise également une table de calibration qui tient compte du taux de charge (figure 10.1b). Cette technique et celles qui en découlent sont aujourd'hui largement utilisées. Cependant, dans le cas des accumulateurs au lithium, cette technique reste imprécise en raison de la faible sensibilité de la tension à vide avec l'état de charge, comme évoqué plus haut. Cette précision est notamment trop faible pour envisager une application pour l'automobile.

10.2.2 Estimation du SOC par des mesures d'impédance

L'impédance électrique d'un accumulateur est liée à son état de charge ([24] et [76]). On peut modéliser électriquement un accumulateur dans une première approximation comme une résistance R et un condensateur C montés en parallèle. La résistance R est due aux conductivités ionique et électronique qui ne sont pas nulles. En particulier, la conductivité ionique dépend du taux d'insertion des ions lithium dans les électrodes, et donc de l'état de charge.

À l'interface entre l'électrode chargée et l'électrolyte neutre, il existe une différence de charges entre les deux milieux. Par conséquent, cette interface se comporte en régime dynamique comme un condensateur appelé condensateur de double couche interfaciale. On montre que la valeur de ce condensateur dépend de l'état de charge de la batterie.

Les mesures d'impédance sont des mesures dynamiques qui sont réalisées sur le spectre $[1mHz - > 1kHz]$ afin de mesurer l'impédance pour différentes fréquences. Ces mesures sont classiquement réalisées en appliquant une tension alternative aux bornes de la batterie et en mesurant le courant alternatif résultant. Ces mesures peuvent être réalisées de différentes manières :

- Par un balayage fréquentiel. Chaque fréquence d'intérêt est générée et appliquée aux bornes de la batterie
- Par un bruit blanc. Le bruit blanc contient toutes les fréquences du spectre qui nous intéressent. En appliquant un bruit blanc aux bornes de la batterie, on l'excite ainsi à toutes les fréquences.

Une fois ces mesures réalisées elles peuvent être analysées par un diagramme de Nyquist (figure 10.2) où l'on trace la partie imaginaire de l'impédance Z en fonction de sa partie réelle. Les valeurs pour lesquelles la courbe croise l'axe des abscisses contiennent des informations quant à l'état de charge et de santé de la batterie. La figure 10.2 montre que le modèle utilisant uniquement une résistance et un condensateur est insuffisant pour expliquer le diagramme de Nyquist. On trouvera plus de détails dans [36] sur la modélisation électrique des batteries pour la spectroscopie d'impédance.

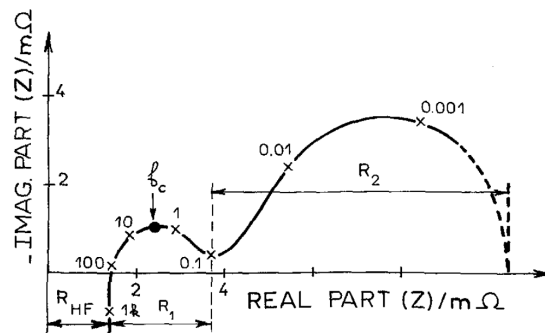


FIGURE 10.2 – Diagramme de Nyquist pour une batterie plomb-acide (d'après [36])

La spectroscopie d'impédance est une technique qui fonctionne bien, pour tous les types de chimie utilisés. Le principal défaut de cette méthode est qu'elle est coûteuse en temps, du fait de la nécessité de mesures à $1mHz$. C'est une technique qui est aujourd'hui largement utilisée en laboratoire et qui commence à être embarquée sur des applications commerciales.

10.2.3 Estimation du SOC par des mesures de courant

La coulombmétrie (Coulomb count en anglais) consiste à "compter" la quantité de coulombs fournie à l'accumulateur et celle fournie par l'accumulateur. En faisant la différence de ces deux quantités, il est théoriquement possible d'estimer l'état de charge. Cette technique consiste à

intégrer le courant I dans le temps pour calculer la charge Q (en Coulombs) :

$$Q(t) = \int_0^t I(t') dt' \quad (10.2)$$

Cette méthode a été développée par Aylor [4]. Elle est peu précise car elle nécessite de faire une intégration. Le problème de l'intégration est que les erreurs d'estimation du SOC s'accumulent au cours du temps, notamment si la sonde de courant utilisée n'est pas précise. Cette technique marche toutefois correctement à condition que l'estimation de Q soit re-calibrée régulièrement. Ce re-calibrage peut être obtenu à chaque fois que la batterie est totalement déchargée ou totalement chargée. Il est facile de détecter la fin de charge ou de décharge d'une batterie en utilisant la tension à ses bornes (cf figure 10.1a).

Si l'accumulateur est utilisée en charges et décharges successives sans revenir aux deux extrémités de la charge (SOC=0% et SOC=100%), l'accumulation d'erreurs devient trop importante et l'estimation du SOC n'est plus valable.

Cette technique présente de plus l'inconvénient de ne pas tenir compte de l'autodécharge de la batterie ainsi que des réactions chimiques parasites ayant lieu lors de la charge de la batterie.

10.2.4 Estimation du SOC par champ magnétique alternatif

La méthode présentée ici est issue de [34] et [35]. Cette méthode consiste à exciter magnétiquement l'électrode négative d'une batterie au plomb à l'aide d'un solénoïde. Ce solénoïde est parcouru par un courant alternatif de quelques Hz . Cette méthode est schématisée sur la figure 10.3

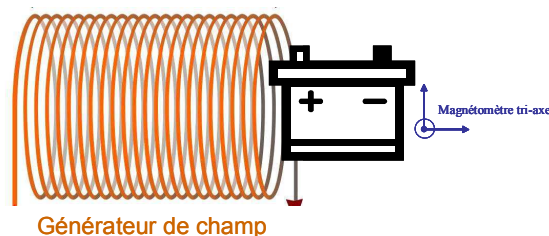


FIGURE 10.3 – Estimation du SOC par champ magnétique alternatif

Le fait de disposer un courant alternatif à proximité de l'électrode magnétique en plomb génère au sein de celle-ci des courants induits, selon la loi de Faraday (3.1). Les courants induits dans l'électrode sont eux-mêmes source de champ magnétique alternatif.

Du point de vue de la bobine, tout se passe comme si son inductance était modifiée du fait de la présence de courants induits à proximité de celle-ci. L'inductance de la bobine est d'autant plus faible que les courants induits sont importants.

Or, l'intensité des courants induits est liée à l'état de charge. En effet, lors de la décharge de la batterie, le plomb de l'électrode négative se transforme en sulfate de plomb. Le sulfate

de plomb n'étant pas conducteur, il ne génère pas de courants induits. Cela signifie donc que l'intensité des courants induits est liée à l'état de charge.

Il est donc possible, en mesurant la valeur de l'inductance de la bobine excitatrice d'estimer l'état de charge. Il est toutefois nécessaire de corriger les valeurs données en tenant compte de la température. Cette technique n'est utilisable que pour les batteries au plomb car elle nécessite que l'une des électrode soit conductrice et que le volume du conducteur varie avec l'état de charge.

10.3 Perspectives apportées par le champ magnétique

Au cours de cette thèse, nous avons décidé de nous intéresser au contrôle des accumulateurs au lithium. Nous avons vu aux chapitres précédents que le magnétisme peut être porteur d'informations utiles au diagnostic sur un véhicule en raison du déplacement de pièces ferromagnétiques aimantées ou de variations de courants électriques. Dans le cas du diagnostic des batteries, il est légitime de s'interroger sur les possibilités apportées par le magnétisme sur une batterie au lithium. L'idéal serait d'obtenir une méthode permettant d'estimer un paramètre tel que le SOC ou le SOH à l'aide de mesures magnétiques, ou contribuant à leur estimation.

Afin de développer une telle méthode par un système magnétique, il est nécessaire que le champ magnétique dépende de l'un de ces paramètres. Il est ensuite nécessaire, si c'est le cas, de mesurer le champ magnétique à l'endroit où celui-ci est le plus sensible à l'évolution du SOC ou du SOH.

Afin d'expliquer le comportement magnétique d'une batterie, il est nécessaire de connaître les sources de champ magnétique dans et à proximité de celle-ci, ainsi que les différentes interactions possibles. Les trois sources potentielles de champ magnétique dans un accumulateur sont :

- **Le champ magnétique terrestre.** Comme toujours, le champ magnétique terrestre est présent. Sa valeur et son orientation dépendent de l'emplacement de l'expérience.
- **Le champ magnétique généré par les courants électriques.** Lorsque l'accumulateur est en charge ou en décharge, elle est le siège de courants électriques. Ces courants électriques correspondent au déplacement des électrons et des ions lithium dans l'électrolyte. Ces courants peuvent aller de quelques mA à plusieurs dizaines d' A . Le champ magnétique généré par le déplacement de ces charges dépend de l'intensité électrique correspondante et du trajet emprunté. La contribution du courant sur le champ magnétique est proportionnelle à l'intensité électrique. Quant à l'influence de la distribution de courants dans sur le champ magnétique, il faut considérer l'ensemble de la boucle de courant, c'est-à-dire les courants dans l'accumulateur, les fils d'alimentation et le chargeur ou l'élément de décharge. Dans le cas où le chargeur ou le "déchargeur" sont situés suffisamment loin, on peut envisager de supprimer leur contribution, mais on ne peut pas négliger la contribution des fils d'alimentation qui partent de l'accumulateur.
- **L'aimantation de l'accumulateur.** Un accumulateur est constituée de différents éléments magnétiques. On peut citer notamment les électrodes, ainsi que les collecteurs de courant qui ne participent pas à la réaction chimique mais qui sont néanmoins présents et donc sources potentielles de champ magnétique. Nous avons vu (chapitre 2.2.4) que

l'aimantation de ces éléments peut varier en fonction du champ d'excitation extérieur. Ici, cela signifie que la contribution magnétique de l'aimantation de l'accumulateur peut varier sous l'effet des courants électriques au travers de l'accumulateur.

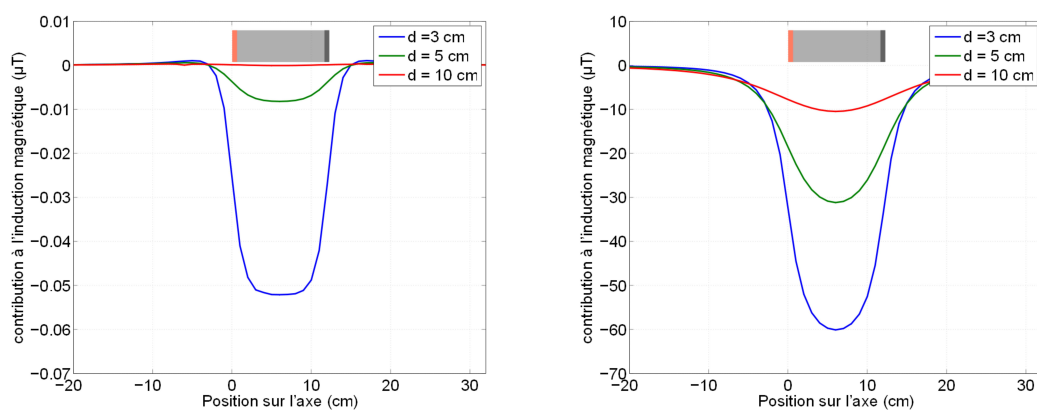
Dans la suite, nous présentons en détail les champs magnétiques issus des courants et de l'aimantation de l'accumulateur.

10.3.1 Le champ magnétique créé par les courants électriques

Comme nous l'avons dit, le champ magnétique généré par les courants électriques traversant l'accumulateur est dû au déplacement des électrons dans les électrodes, les collecteurs de courants, ainsi que dans le circuit, et du déplacement des ions dans l'électrolyte, à travers le séparateur, d'une électrode à l'autre.

Dans toute la suite, nous considérons un accumulateur à géométrie cylindrique car c'est sur ce type d'accumulateur que nous avons réalisé des expériences.

Il est possible de calculer le champ magnétique rayonné par le passage des courants dans l'accumulateur en modélisant celui-ci comme deux spirales (les deux électrodes) enroulées ensemble et séparées par un électrolyte. Ce calcul fait l'objet de l'annexe D. Le résultat de ce calcul est donné sur la figure 10.4. Cette figure présente les composantes radiale et ortho-radiale du champ magnétique calculé sur différentes lignes de mesure (figure 10.5). La composante axiale étant nulle dans tout l'espace, elle n'est pas représentée. Cette figure présente le résultat des calculs développés dans l'annexe D.



(a) Composante radiale de l'induction magnétique générée par la spirale pour différentes positions (b) Composante ortho-radiale de l'induction magnétique générée par la spirale pour différentes positions

FIGURE 10.4 – Induction magnétique générée par l'accumulateur cylindrique traversé par un courant de charge $I_0 = 10 A$ sur différentes lignes de mesure. Ces lignes de mesure sont présentées sur la figure 10.5. Attention, les échelles sont différentes entre les figures. L'emplacement de l'accumulateur sur l'axe est représenté par transparence.

Ces courbes permettent d'estimer l'aspect de la contribution des courants dans l'accumu-

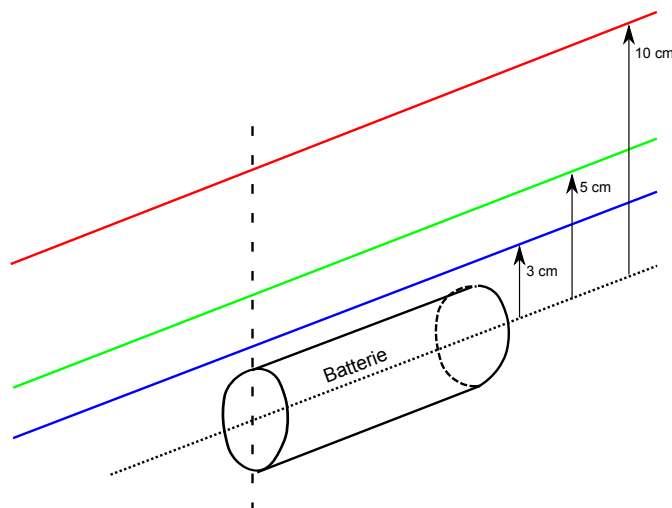


FIGURE 10.5 – Lignes de mesure de la figure 10.4.

lateur. Elles donnent également un ordre de grandeur. La valeur maximale de la composante ortho-radiale est environ 1000 fois plus importante que celle de la composante radiale. La composante ortho-radiale est équivalente en valeur au champ magnétique terrestre. Ces calculs ne permettent toutefois pas de donner plus qu'un ordre de grandeur de l'induction magnétique. En effet, les nombreuses hypothèses simplificatrices et le modèle simplifié utilisé pour ces calculs ne permettent pas une estimation précise.

10.3.2 Le champ magnétique créé par l'aimantation de l'accumulateur

Nous traitons à nouveau ici le cas d'un accumulateur au lithium cylindrique de type LiFeBatt dont certaines caractéristiques techniques sont données dans le tableau D.1 page 176. Une photo de cet accumulateur est donnée sur la figure 10.11 page 132.

Une autre source potentielle de champ d'induction magnétique due à l'accumulateur au lithium est son aimantation. Un accumulateur au lithium est constitué de différents matériaux dont certains ont une susceptibilité magnétique non nulle ou sont ferromagnétiques. Faisons ici un inventaire non exhaustif des différents éléments qui composent un accumulateur au lithium :

- **Les collecteurs de courants** : ils sont constitués de Cuivre ou d'Aluminium selon l'électrode considérée. Le cuivre est un matériau diamagnétique tandis que l'aluminium est paramagnétique. Le cuivre a une susceptibilité de $-1 \cdot 10^{-5}$ et l'aluminium de $2 \cdot 10^{-5}$ [18]. Ces susceptibilités sont très faibles, on peut donc négliger l'effet de ces matériaux sur le champ magnétique.
- **L'électrolyte** : il s'agit d'un solvant organique amagnétique.
- **Les disques collecteurs de courant** : le disque de l'électrode positive est en aluminium. Il ne peut donc pas posséder d'aimantation propre. En revanche le disque de l'électrode négative est en nickel. Le nickel est un matériau ferromagnétique. Il peut donc présenter une aimantation importante, même en l'absence de champ magnétique extérieur.

- **La matière active** : l'électrode négative est constituée de graphite. Le graphite est une substance diamagnétique. À notre échelle, nous pouvons négliger son aimantation très faible. Concernant l'électrode positive, quelques recherches ont montré l'aspect antiferromagnétique du FePO_4 et du LiFePO_4 ([1], [3] et [75]). Un composé antiferromagnétique est un composé dont la susceptibilité magnétique varie avec la température de manière non monotone. Il existe notamment une température, appelée température de Néel, propre à chaque matériau où la variation de susceptibilité avec la température change de signe. Au-delà de cette température, le matériau est paramagnétique et sa susceptibilité diminue avec la température. Dans [1] on peut trouver l'évolution de la susceptibilité du FePO_4 avec la température pour différents taux d'insertion du lithium. Ces données sont présentées sur la figure 10.6.
- **Le boîtier** : L'accumulateur est protégé par un boîtier en aluminium. Ce boîtier est relié à l'électrode positive.

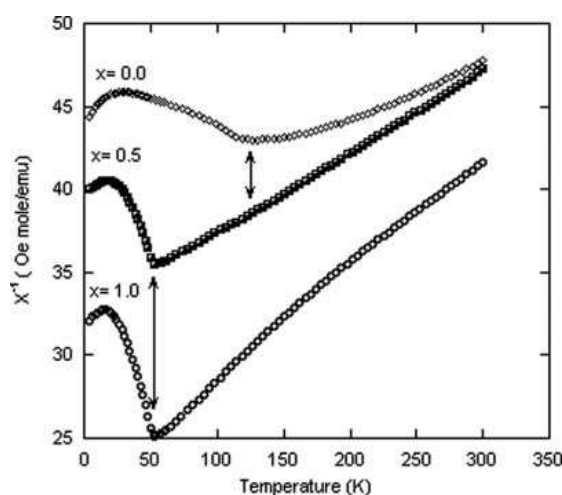


FIGURE 10.6 – Évolution de l'inverse de la susceptibilité du FePO_4 avec la température pour différents taux d'insertion (d'après [1]). Le cas $x = 1$ correspond au cas où tous les sites d'insertion de lithium sont remplis, le composé est sous la forme LiFePO_4 . Cette courbe a été obtenue pour un champ d'excitation de 10 Oe (800 A.m^{-1}). On note que la température de Néel passe de 125 K pour FePO_4 à 50 K pour LiFePO_4 .

Cette énumération des composants d'un accumulateur permet de comprendre les phénomènes magnétiques qui peuvent intervenir dans un tel système : les deux éléments susceptibles d'acquies une aimantation sont le nickel de l'électrode négative et la matière active de l'électrode positive.

La présence d'un disque collecteur de courant en Nickel confère à l'accumulateur la présence d'une aimantation rémanente au niveau de la borne négative. L'orientation et la valeur de cette aimantation dépendent de l'histoire du matériau. L'accumulateur étant traversé par des courants électriques importants, il est possible que l'aimantation du Nickel varie avec le courant traversé.

La figure 10.6 donne la susceptibilité magnétique molaire en fonction du taux d'insertion de lithium dans FePO_4 et de la température. Dans le cas de notre étude, nous nous intéressons uniquement à la température ambiante, soit $T = 300 \text{ K}$. Cette susceptibilité molaire est donnée

en unités SGS. Ramené à la quantité de matière de l'accumulateur LiFeBatt (tableau D.1 page 176) et en unités internationales, cela donne les susceptibilités suivantes :

$$\begin{aligned}\chi_{FePO4} &= \chi_{FePO4}^{molaire} \cdot c_{FePO4} = 2 \cdot 10^{-3} \\ \chi_{LiFePO4} &= \chi_{LiFePO4}^{molaire} \cdot c_{LiFePO4} = 2.5 \cdot 10^{-3}\end{aligned}\quad (10.3)$$

Où c est la concentration molaire.

Les valeurs calculées pour les susceptibilités sont faibles à température ambiante. Elles sont toutefois environ 100 fois plus importantes que les susceptibilités magnétiques de la plupart des matériaux paramagnétiques. On peut donc considérer le FePO4 et LiFePO4 comme des matériaux fortement paramagnétiques. Cela signifie que leur présence aura pour effet d'être le siège d'une aimantation induite par le champ extérieur ou par le champ magnétique généré par le passage du courant électrique à proximité immédiate.

Il est intéressant de noter que la susceptibilité magnétique de cet élément actif varie avec le taux d'insertion de lithium, c'est-à-dire avec l'état de charge. D'après la figure 10.6 cette variation de susceptibilité est toutefois faible pour le début de la charge (entre $x = 0$ et $x = 0.5$).

Il est difficile de modéliser la contribution de l'aimantation sur le champ magnétique à l'extérieur de l'accumulateur tant les paramètres – et notamment l'histoire des matériaux – ayant une influence sur ce champ sont nombreux et difficiles à estimer. Cette section a toutefois permis de comprendre les différentes sources d'aimantation dans un accumulateur.

Afin d'avoir un ordre de grandeur de l'aimantation globale présente dans un accumulateur, en déplaçant un capteur de champ magnétique au dessus de l'élément LiFeBatt chargé, en l'absence de courant électrique nous avons réalisé une série de mesures. L'enregistrement consiste à mesurer la valeur du champ magnétique à chaque déplacement du capteur de 1 cm. Le capteur décrit une trajectoire rectiligne selon un axe parallèle à celui de l'accumulateur, situé à 4 cm environ au dessus de celui-ci à l'aide d'un banc de mesure (figure 10.7). Les résultats de ces mesures d'aimantation sont donnés sur la figure 10.8.

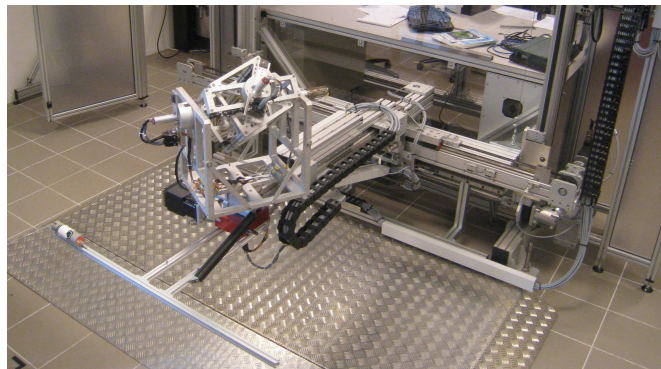


FIGURE 10.7 – Banc de mesure utilisé pour les mesures de champ magnétique à proximité de l'accumulateur au repos

La figure 10.8 montre que l'aimantation de l'accumulateur génère un champ d'induction magnétique jusqu'à $3 \mu T$ à 4 cm de l'accumulateur. On voit également que la contribution de

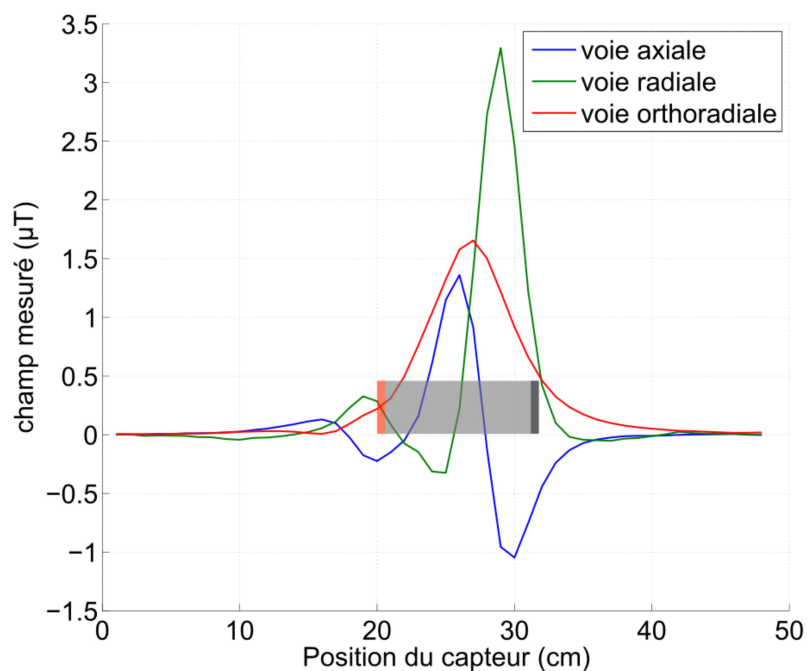


FIGURE 10.8 – mesure de l'induction magnétique générée par l'aimantation de l'accumulateur cylindrique en déplaçant un capteur le long de celui-ci. L'emplacement de l'accumulateur sur l'axe est représenté par transparence.

cette aimantation est la plus forte à proximité de la borne négative de l'accumulateur, là où se trouve le disque collecteur de courant en nickel.

10.3.3 Conclusions

Dans cette section, nous avons étudié les deux sources possibles de champ magnétique issues d'un accumulateur au lithium.

La première de ces sources est due au passage des courants électriques à travers l'accumulateur. On peut montrer par le calcul (annexe D) que ces courants génèrent des inductions magnétiques jusqu'à $60 \mu T$.

La seconde source de champ magnétique concerne l'aimantation de l'accumulateur. Nous savons en effet que celui-ci est constitué d'éléments ferromagnétiques (Nickel) et d'éléments paramagnétiques. L'un des éléments paramagnétiques est l'électrode positive, dont la susceptibilité magnétique varie avec l'état de charge. Les mesures effectuées montrent que le champ magnétique généré par un accumulateur au repos peut atteindre $3.5 \mu T$ au voisinage de l'électrode en nickel.

La section suivante présente les mesures de champ magnétique effectuées à proximité d'un

accumulateur en fonctionnement (cycles de charges et de décharges).

10.4 Études réalisées sur le magnétisme des batteries au lithium

10.4.1 Présentation du matériel utilisé

Pour cette expérience, nous utilisons un accumulateur LiFeBatt présenté précédemment. Ses caractéristiques sont données sur le tableau D.1 page 176.

Afin de charger et décharger cet accumulateur, nous utilisons un cycleur fourni par l'INES¹. Le chargeur est programmable pour effectuer des cycles de manière répétable et permet d'imposer un courant ou une tension. Il mesure également au cours du temps la tension et l'intensité électrique transmise avec une précision de 20 mA.

Les capteurs utilisés sont des fluxgates de type FLC 100, de la marque Stefan Meyer. Ces capteurs sont relativement petits et présentent un niveau de bruit de $150 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ à 1 Hz. Un de ces capteurs est représenté sur la figure 10.9.

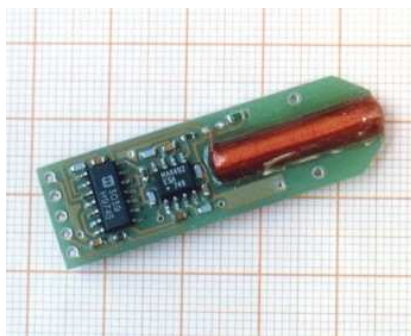


FIGURE 10.9 – Capteur FLC 100 utilisé

10.4.2 Protocole expérimental

Le but de cette expérimentation est de mesurer le champ magnétique autour d'un accumulateur au lithium au cours de cycles de charges et de décharges. Pour cela nous disposons 5 capteurs FLC 100 (figure 10.9) autour de la batterie LiFeBatt initialement déchargée. La batterie est reliée au cycleur.

Au cours de ces expérimentations, nous réalisons des cycles à $C/2$ (5 A), des cycles à C (10 A) ainsi que des cycles à $C/2$ avec pauses et mesurons le champ magnétique sans interruption

¹Institut National de l'Énergie Solaire. Collaboration avec l'équipe de M. Perrin (D. Brun-Buisson et A. Delaille)

au cours de l'expérimentation. C correspond à l'intensité nécessaire pour décharger la batterie en une heure (10 A dans notre cas).

Le profil des cycles effectués à $C/2$ est représenté sur la figure 10.10. Un cycle correspond à la succession des étapes suivantes :

- La charge à intensité constante : elle est effectuée à une intensité constante de 5 A. Sous l'effet de ce courant, la tension monte. Lorsque la tension atteint 3.6 V, le cycleur passe en tension constante de 3.6 V.
- La charge à tension constante : la tension à vide augmentant, l'intensité à fournir à l'accumulateur diminue aussi. Lorsque le cycleur fournit une intensité inférieure à 200 mA, la charge s'arrête.
- Pause de 30 minutes
- Décharge à intensité constante : le cycleur décharge la batterie avec une intensité de -5 A, jusqu'à ce que la tension aux bornes de l'accumulateur atteigne 2.1 V.
- Pause de 30 minutes avant un nouveau cycle

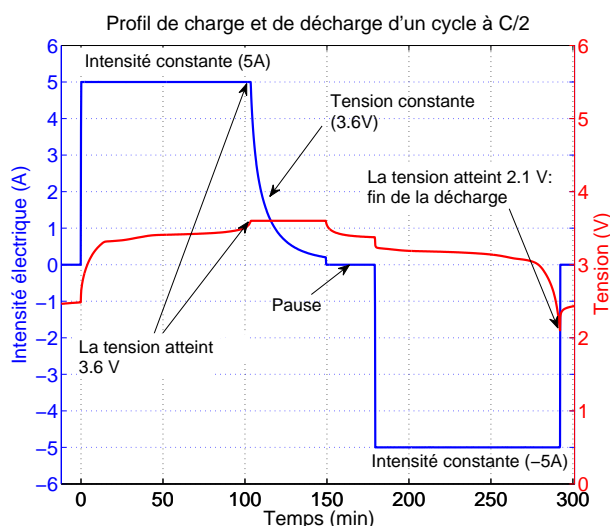


FIGURE 10.10 – Profil d'un cycle de charge et de décharge effectué sur l'accumulateur

Ce cycle est conforme aux données fournies par la société LiFeBatt pour assurer une bonne charge et décharge en évitant les surtensions et les sous-tensions aux bornes de l'accumulateur.

Les 5 capteurs sont disposés sur la surface de l'accumulateur. Ils sont orientés de façon ortho-radiale. Deux capteurs sont placés à proximité de la borne positive, deux autres à proximité de la borne négative et deux autres au milieu. Un schéma représentant les 5 capteurs sur l'accumulateur ainsi que leur orientation est représenté sur la figure 10.11. Les capteurs sont orientés de manière ortho-radiale car nous avons vu que c'est dans cette configuration qu'ils sont le plus sensibles à l'induction générée par le courant traversant l'accumulateur.

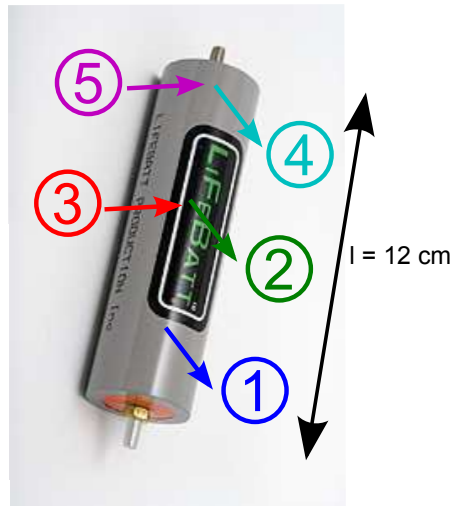


FIGURE 10.11 – Emplacement des capteurs utilisés. Les couleurs des capteurs correspondent aux couleurs utilisés dans la suite du rapport pour tracer les courbes des signaux issus de ces capteurs

10.4.3 Mesures effectuées

Pour ces mesures, nous effectuons deux cycles complets à $C/2$ (5 A) puis deux cycles à $C/2$ en effectuant des pauses. Le principe des cycles avec pauses est d'interrompre le cycle pendant 10 minutes après chaque tranche de 20 minutes de charge ou de décharge.

La figure 10.12 présente les signaux enregistrés par les 5 capteurs. Les couleurs utilisées ainsi que les numéros correspondent à ceux de la figure 10.11. La première zone de cette expérimentation qui est détaillée dans la suite du rapport se situe au niveau de l'ellipse bleue de la figure 10.12, c'est-à-dire au niveau de la charge à intensité constante.

Cette zone est représentée en gros plan sur la figure 10.13. Afin de gagner en lisibilité toutes les courbes sont décalées de sorte qu'elles soient toutes au même niveau lors du premier point de la charge. Les amplitudes affichées sont donc des amplitudes relatives par rapport à l'amplitude du début de charge.

La deuxième zone détaillée est celle qui correspond à l'ellipse rouge de la figure 10.12, c'est-à-dire la zone correspondant à la décharge à intensité constante. Cette zone est représentée sur la figure 10.14. De même que pour la figure 10.13, les courbes sont décalées afin de gagner en lisibilité. Toutes les courbes sont donc au même point au début de la décharge.

La troisième zone détaillée est celle qui correspond à l'ellipse violette sur la figure 10.12. Cette zone correspond à une charge à intensité constante avec des pauses. Cette zone correspond à la figure 10.16 où seules les voies n°1 et n°3 ont été représentées pour des raisons de lisibilité.

Au cours de ces charges et décharges nous mesurons un champ magnétique ortho-radial de ± 10 à $\pm 40 \mu T$, ce qui est conforme aux prévisions du modèle développé dans l'annexe D.

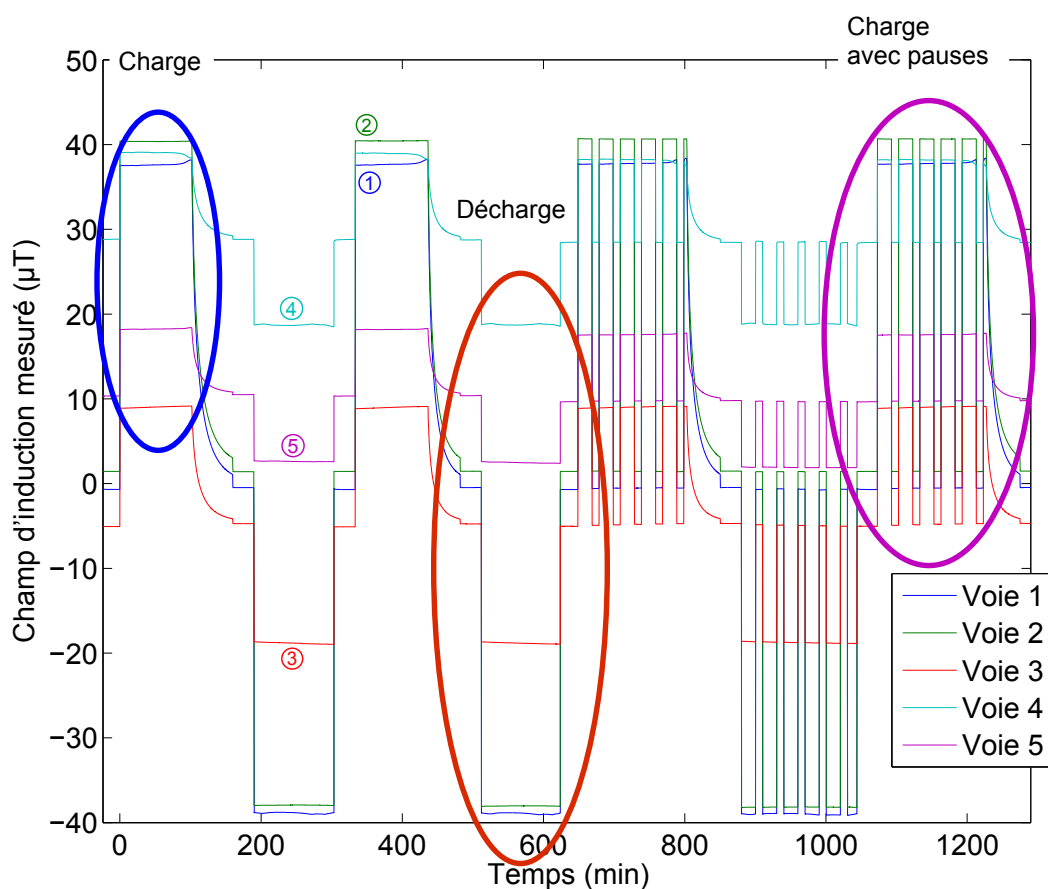


FIGURE 10.12 – Signaux obtenus au cours de deux cycles de charge/décharge et deux cycles de charge/décharge avec pauses. Les zones entourées par une ellipse correspondent à d'autres figures qui apparaissent plus loin dans le rapport.

10.4.4 Résultats obtenus

Sur la figure 10.12 on peut voir que le champ d'induction sur les capteurs n'est pas nul avant que les cycles ne commencent (pour $t < 0$). Ce champ d'induction correspond à la somme du champ extérieur et du champ d'induction dû à l'aimantation de l'accumulateur en l'absence de courant électrique.

À partir de $t = 0$ (figure 10.12), la charge à intensité constante de 5 A débute. La valeur du champ d'induction varie sur tous les capteurs. Certains capteurs sont plus sensibles que d'autres à ce changement d'intensité électrique alors qu'ils sont tous situés à la même distance. Cette différence de sensibilité s'explique par les fils d'alimentation de l'accumulateur qui génèrent également un champ d'induction. Or ces fils ne sont pas situés à la même distance de chaque capteur. Ceci explique également la différence avec les valeurs trouvées dans l'annexe D.

Effet de la charge sur le champ d'induction

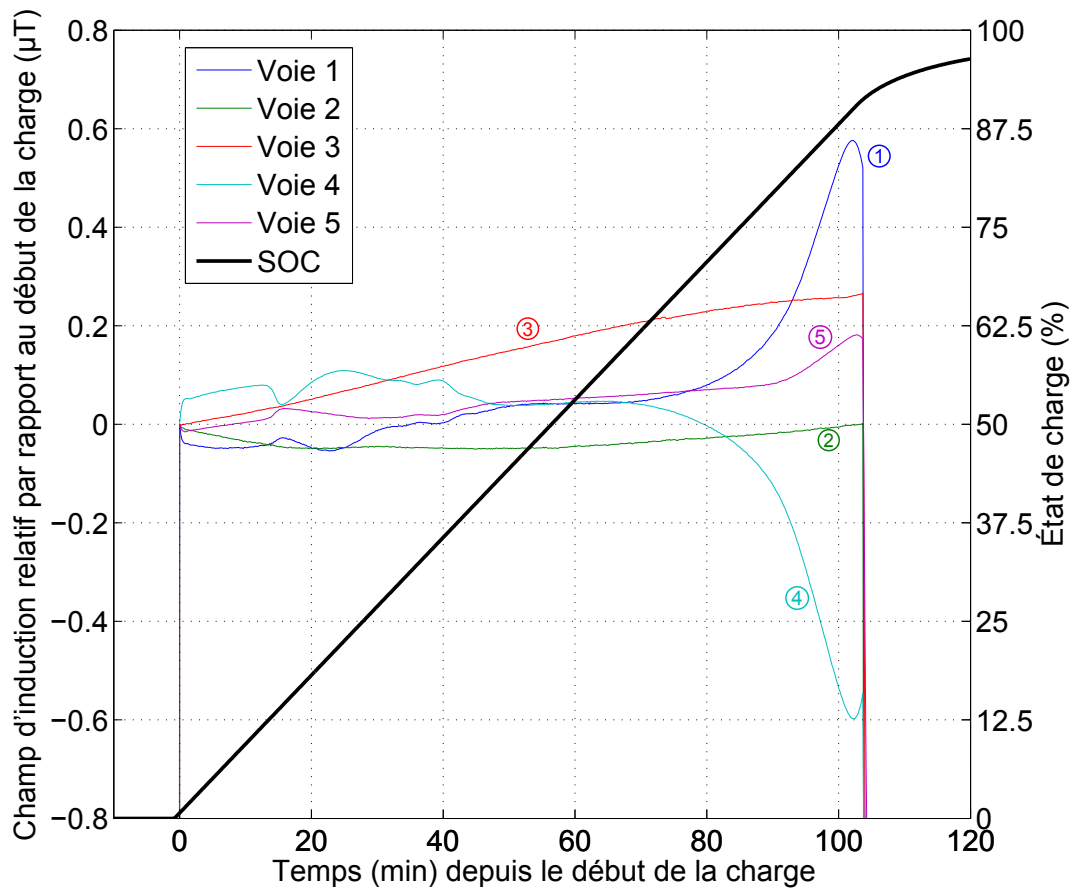


FIGURE 10.13 – Variations d'amplitude du champ d'induction magnétique au cours d'une charge à $C/2$ (ellipse bleue sur la figure 10.12).

Regardons à présent l'évolution du champ d'induction magnétique au cours de la charge à intensité constante (figure 10.13). Au cours de cette étape, l'intensité électrique fournie à l'accumulateur est constante à 20 mA près. Bien que ce courant soit constant, l'amplitude du champ magnétique au niveau des capteurs varie. À propos de ces variations, on peut faire les remarques suivantes :

- La variation d'amplitude magnétique n'est pas la même sur toutes les voies. Elle est notamment plus forte sur les voies n°1 et n°4 où elle atteint un écart maximal de $0.6\ \mu T$ alors qu'elle n'est que de $0.2\ \mu T$ sur la voie n°5.
- L'évolution du champ magnétique n'a pas le même aspect selon les voies. Sur la voie n°3, elle est presque linéaire alors que sur la voie n°1 elle n'est pas monotone.
- Les capteurs n°1 et n°4 qui sont situés sur le même méridien mais à l'opposé l'un de l'autre

(figure 10.11) présentent des variations d'amplitude presque symétriques l'une par rapport à l'autre.

- L'évolution du champ magnétique des voies n°1, n°4 et n°5 lors de la fin de la charge est intéressante. En effet, la variation d'amplitude change de sens quelques minutes avant la fin de la charge à intensité constante. Cela est intéressant car cela signifie que le champ magnétique est sensible aux évolutions électrochimiques qui ont lieu au sein de l'accumulateur lorsque la charge se termine.

Effet de la décharge sur le champ d'induction

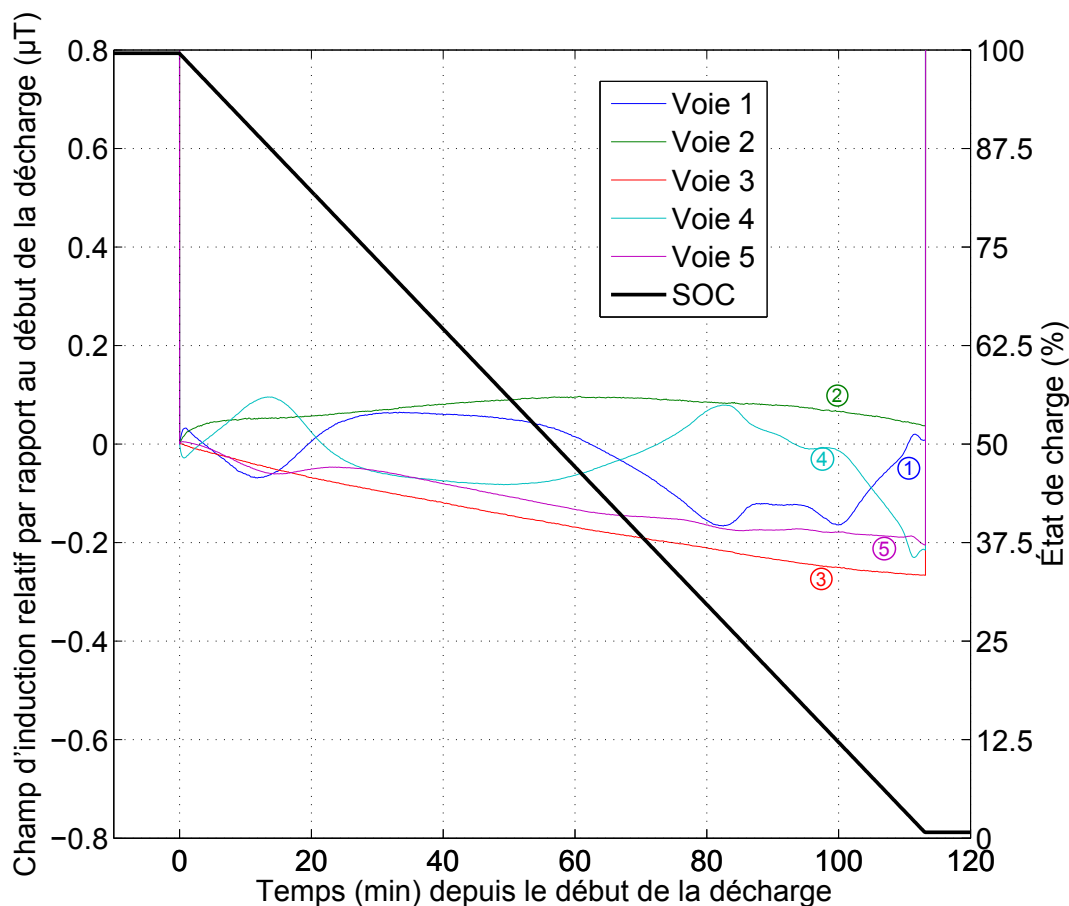


FIGURE 10.14 – Variations d'amplitude du champ d'induction magnétique au cours d'une décharge à $-C/2$ (ellipse rouge sur la figure 10.12).

Voyons à présent l'effet d'une décharge sur le champ magnétique à l'extérieur de l'accumulateur. La figure 10.14 montre l'évolution du champ magnétique au cours d'une décharge à intensité constante. Cette figure appelle les remarques suivantes :

- De même que lors de la charge, l'amplitude du champ magnétique varie tout au long de la décharge malgré l'intensité électrique constante.
- Les signatures laissées sur les voies n°2 et n°3 sont le symétrique de celles laissées par ces mêmes voies lors de la charge (figure 10.13).
- À l'inverse, les signatures laissées par les voies n°1, 4 et 5 sont différentes de celles laissées lors de la charge. Leur amplitude est notamment plus faible (environ $0.2 \mu T$ d'amplitude pour la voie n°4 contre $0.6 \mu T$ lors de la charge) et l'aspect de ces signatures a changé.
- À nouveau, on retrouve une certaine symétrie des voies n°1 et n°4 entre elles. Ce sont les voies qui correspondent aux deux capteurs placés sur le même méridien mais situés à proximité de bornes opposées.

Répétabilité

Le phénomène observé aux deux paragraphes précédents (variations du champ magnétique lors des charges et des décharges) est répétable. La figure 10.15 illustre cette répétabilité en superposant les signatures magnétiques de deux charges différentes correspondant à deux cycles différents. Comme pour les autres figures, les courbes sont décalées selon l'axe vertical afin qu'elles coïncident entre elles au début de la charge.

La figure 10.15 montre que les signatures magnétiques se superposent bien, confirmant la répétabilité du phénomène.

Effet des interruptions de cycle

Dans toute la suite du rapport, on ne s'intéresse qu'aux voies n°1 et n°3 qui sont les plus représentatives des constatations expérimentales.

La figure 10.16 permet de voir l'effet des interruptions de cycle sur les variations de champ magnétique. On constate en effet sur cette figure qu'après une interruption, le champ magnétique au niveau de la voie n°3 reprend exactement à la même valeur qu'avant l'interruption. Pour la voie n°1, ce n'est pas tout à fait le cas : après une interruption, le champ magnétique est légèrement plus élevé pendant quelques minutes puis ce champ diminue jusqu'à la valeur qu'il aurait eu sans cette interruption.

10.4.5 Résumé des constatations expérimentales

Avant d'analyser ces constatations, résumons les ci-dessous brièvement :

- Lors de la charge à intensité constante, le champ magnétique varie au cours de la charge sur toutes les voies
- Lors de la décharge à intensité constante, le champ magnétique varie sur toutes les voies

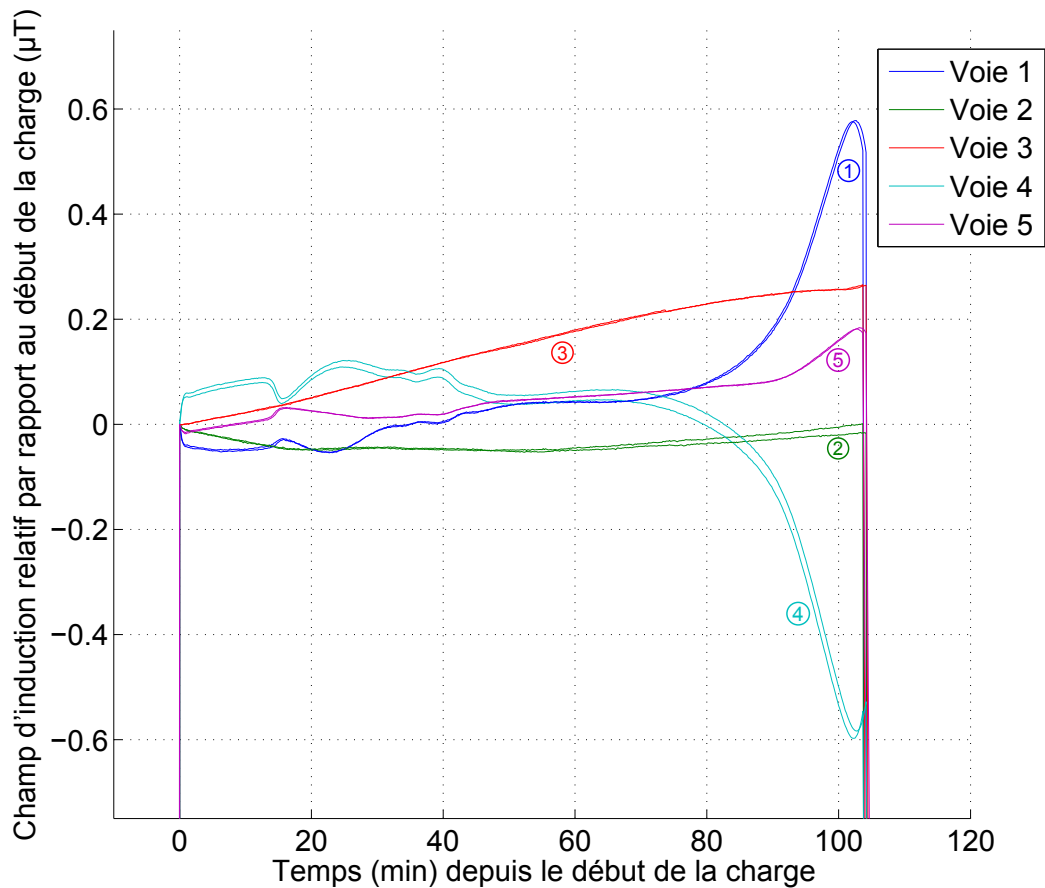


FIGURE 10.15 – Superposition des signatures magnétiques lors de deux charges différentes de l'accumulateur.

- Ces variations de champ magnétique sont répétibles d'un cycle sur l'autre
- Les variations de champ magnétique sont différentes d'une voie à l'autre
- Si l'on interrompt la charge ou la décharge, le champ magnétique revient à la même valeur après l'interruption qu'avant, avec éventuellement une phase transitoire suite à la reprise du courant.

10.5 Analyse des résultats

Comme nous l'avons vu au chapitre 10.3, le champ magnétique est la somme de 3 termes : un terme de champ extérieur, un terme dû aux courants dans l'accumulateur et un terme dû à l'aimantation de l'accumulateur.

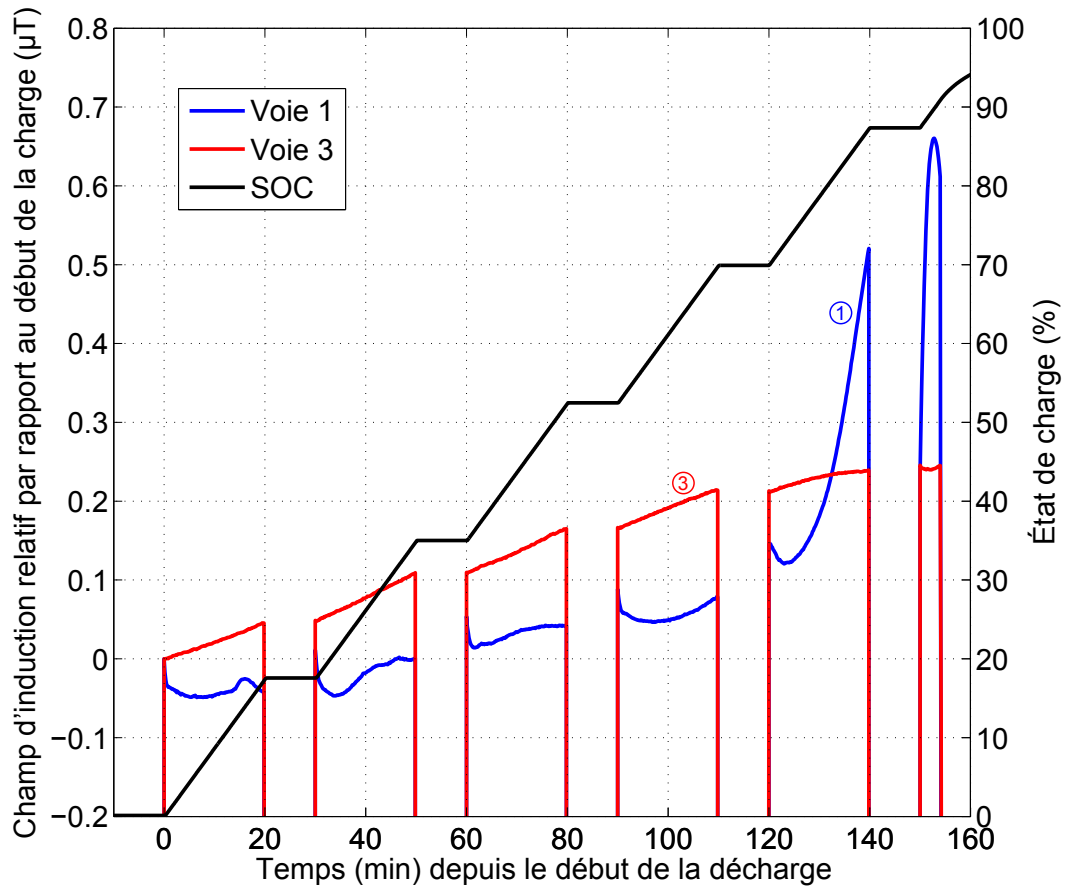


FIGURE 10.16 – Variations d’amplitude du champ d’induction magnétique au cours d’une charge à C/2 avec des pauses de 10 minutes toutes les 20 minutes (ellipse violette sur la figure 10.12).

Le fait que l’on observe des variations de champ magnétique avec l’état de charge (SOC) prouve que l’un de ces 3 termes dépend du SOC. Le champ extérieur étant évidemment indépendant du SOC, il reste deux hypothèses pour expliquer ces variations :

- **Hypothèse 1** : Les variations de champ magnétique sont dues à une modification de la répartition géométrique des courants dans l’accumulateur. On peut par exemple imaginer que l’accumulateur se charge initialement au centre puis au niveau de sa périphérie en fin de charge.
- **Hypothèse 2** : Les variations de champ magnétique sont dues à une modification de son aimantation. Si l’aimantation de l’accumulateur varie, suite à une variation de sa susceptibilité magnétique par exemple, alors le champ d’induction à l’extérieur de l’accumulateur varie également.

Il est bien entendu également possible que ces deux hypothèses soient vérifiées.

Afin de déterminer quelle est l'hypothèse la plus réaliste, modélisons de manière simple la composante du champ magnétique B_i mesurée par la voie n° i comme la somme de 3 termes :

- un terme pour la contribution des courants électriques : $f_i(SOC) \cdot I$
- un terme pour la contribution de l'aimantation de l'accumulateur : $g_i(SOC)$
- un terme pour le champ magnétique extérieur : B_i^{ext}

$$B_i = \underbrace{f_i(SOC) \cdot I}_{\substack{\text{Champ dû} \\ \text{au courant}}} + \underbrace{g_i(SOC)}_{\substack{\text{Champ dû} \\ \text{à l'aimantation}}} + \underbrace{B_i^{ext}}_{\text{Champ extérieur}} \quad (10.4)$$

Dans l'équation (10.4), f_i est le coefficient géométrique qui relie l'intensité électrique I au champ magnétique B_i mesuré sur la voie n° i . Ce coefficient est donné par la loi de Biot-Savart. Dans le cas où ce sont les modifications de la distribution de courant dans l'accumulateur qui sont responsables des variations d'amplitude constatées plus haut (hypothèse 1), cela signifie que ce coefficient dépend de l'état de charge : $f_i = f_i(SOC)$.

g_i correspond à la contribution de l'aimantation de l'accumulateur sur la voie i . g_i est la somme de la contribution de tous les éléments de la batterie. Nous ne connaissons pas cette valeur. Dans le cas où ce sont des variations de l'aimantation qui sont responsables des variations d'amplitude (hypothèse 2), cela signifie que cette contribution dépend de l'état de charge : $g_i = g_i(SOC)$.

Étudions à présent la compatibilité de ces hypothèses avec les résultats obtenus expérimentalement.

Compatibilité entre l'hypothèse 1 et les constatations Selon cette hypothèse, la contribution des courants électriques sur le champ mesuré par les capteurs est de la forme $f_i(SOC) I$. Afin de vérifier cette hypothèse, nous nous intéressons à la voie n°3. La figure 10.13 correspond à l'évolution du champ magnétique au cours de la charge. Sur cette figure qui correspond à une charge à $I = 5 A$, on voit que le champ magnétique a augmenté entre le début ($SOC = 0\%$) et la fin de la charge ($SOC = 100\%$). On peut donc écrire :

$$B_3(SOC = 0\%) < B_3(SOC = 100\%) \text{ en charge} \quad (10.5)$$

soit :

$$5 \cdot f_3(SOC = 0\%) < 5 \cdot f_3(SOC = 100\%) \quad (10.6)$$

soit :

$$f_3(SOC = 0\%) < f_3(SOC = 100\%) \quad (10.7)$$

En appliquant le résultat obtenu à l'inéquation (10.7) au cas d'une décharge où le courant

est négatif ($-5 A$), on a :

$$f_3(SOC = 0\%) < f_3(SOC = 100\%) \quad (10.8)$$

soit :

$$(-5) \cdot f_3(SOC = 0\%) > (-5) \cdot f_3(SOC = 100\%) \quad (10.9)$$

soit :

$$B_3(SOC = 0\%) > B_3(SOC = 100\%) \text{ en décharge} \quad (10.10)$$

L'inégalité de l'inéquation (10.10) obtenue en utilisant les résultats constatés expérimentalement et l'hypothèse 1, dit que le champ magnétique sur la voie n°3 doit augmenter au cours de la décharge. Or, la figure 10.14 qui représente les signaux obtenus en décharge montre que c'est l'inverse qui se produit : le champ magnétique sur la voie n°3 diminue au cours de la décharge.

Nous avons donc montré, en raisonnant par l'absurde que l'hypothèse 1 est incompatible avec les résultats observés sur la voie 3. Les variations d'amplitudes constatées au cours de la charge et de la décharge ne sont donc pas dues à une variation de la distribution de courants dans l'accumulateur.

Compatibilité entre l'hypothèse 2 et les constatations Selon l'hypothèse n°2, le terme qui dépend de l'état de charge est le terme d'aimantation g_i (équation (10.4)). Or ce terme ne dépend pas de l'intensité électrique. Si cette hypothèse est exacte, cela signifie que la valeur du champ magnétique au repos (pour $I = 0$) est différente selon que l'accumulateur est dans un état chargé ou déchargé.

Afin de vérifier cette hypothèse, il est nécessaire de regarder les valeurs prises par le champ magnétique sur les magnétomètres en l'absence de courant électrique dans l'accumulateur. Pour cela nous devons comparer la valeur du champ magnétique lorsque $I = 0$ pour différents états de charge. La figure 10.17 permet d'étudier l'évolution du champ magnétique en fonction de l'état de charge.

Cette figure permet de constater que le champ magnétique généré par la batterie sur la voie n°3 au repos varie suite à une charge. Cet effet se produit également lorsque la charge est effectuée par intermittences. Le niveau du champ magnétique a augmenté légèrement après 20 minutes de charge. Le même phénomène se produit en sens inverse lors d'une décharge, de manière continue ou intermittente.

On constate notamment que la variation de champ magnétique au cours de la charge est égale à celle du champ magnétique au repos entre avant et après la charge. Cette constatation est également valable pour le cas de la décharge.

Ces constatations sont parfaitement compatibles avec l'hypothèse 2 selon laquelle le champ magnétique mesuré par les capteurs peut être modélisé simplement par :

$$B_i = f_i \cdot I + g_i(SOC) + B_i^{ext} \quad (10.11)$$

Si l'on regarde ce qui se passe sur la voie n°1 (figure 10.18), on peut constater que la variation qui a lieu au cours d'une charge (environ $0.6 \mu T$) n'est pas égale à la variation du champ

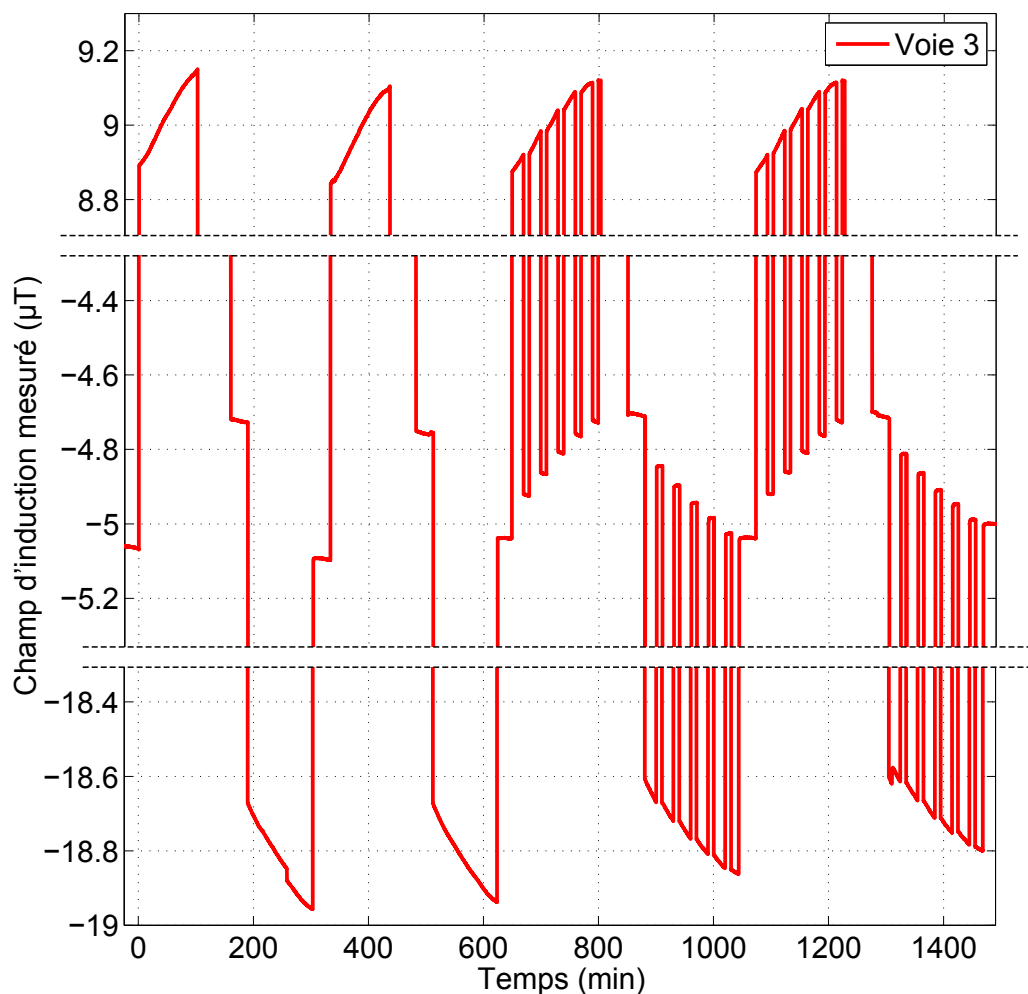


FIGURE 10.17 – Champ magnétique de la voie 3 en fonction du temps. Cette figure a été coupée au niveau des pointillés afin de pouvoir avoir sur une même figure les variations du champ magnétique en charge, en décharge et au repos avec une bonne échelle

magnétique entre avant et après la charge (environ $0.2 \mu T$). Cette constatation prouve que sur la voie n°1, l'hypothèse 2 n'est pas vérifiée.

Il semble que ce soient les variations d'aimantation au sein de l'accumulateur qui sont à l'origine des variations de champ magnétique constatées sur les capteurs. Cependant le modèle utilisé pour décrire l'effet de l'aimantation sur le champ magnétique extérieur – qui consiste à dire que sa contribution est décrite uniquement par l'état de charge – est trop simple pour décrire les résultats de la figure 10.18. D'après nos observations, on peut dire que sur certaines voies (la n°1 notamment) le terme d'aimantation dépend de l'intensité électrique qui traverse

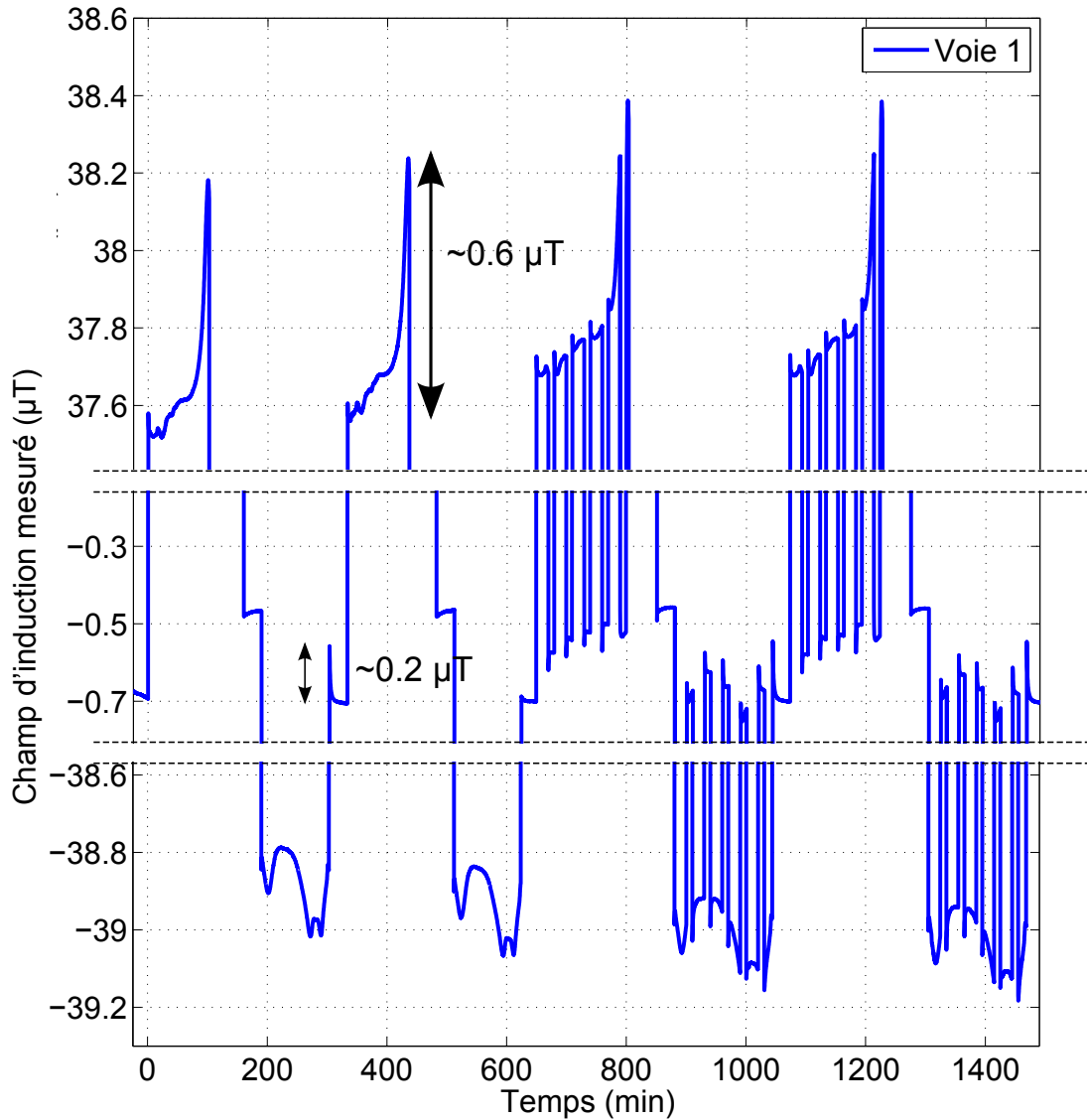


FIGURE 10.18 – Champ magnétique de la voie 1 en fonction du temps. Comme sur la figure 10.17 cette figure a été coupée au niveau des pointillés.

l'accumulateur. Un modèle plus réaliste serait donc :

$$B_i = f_i \cdot I + g_i(SOC, I) + B_i^{ext} \quad (10.12)$$

Ces déductions sont confirmées sur la figure 10.19 qui compare la signature magnétique d'une décharge sur les voies n°1 et 3 pour deux vitesses de différentes : C et $C/2$, soit respectivement $-5 A$ et $-2.5 A$. La décharge à C étant 2 fois plus rapide que celle à $C/2$ nous avons utilisé un temps de décharge équivalent à $C/2$ pour l'axe des abscisses afin qu'elles aient la même largeur sur la figure et que nous puissions les comparer. On constate que la variation de l'amplitude sur la voie n°3 est indépendante de l'intensité électrique, ce qui confirme que l'hypothèse 1 est fautive. Sur la voie n°1, cette variation varie avec l'intensité même si elle conserve le même aspect.

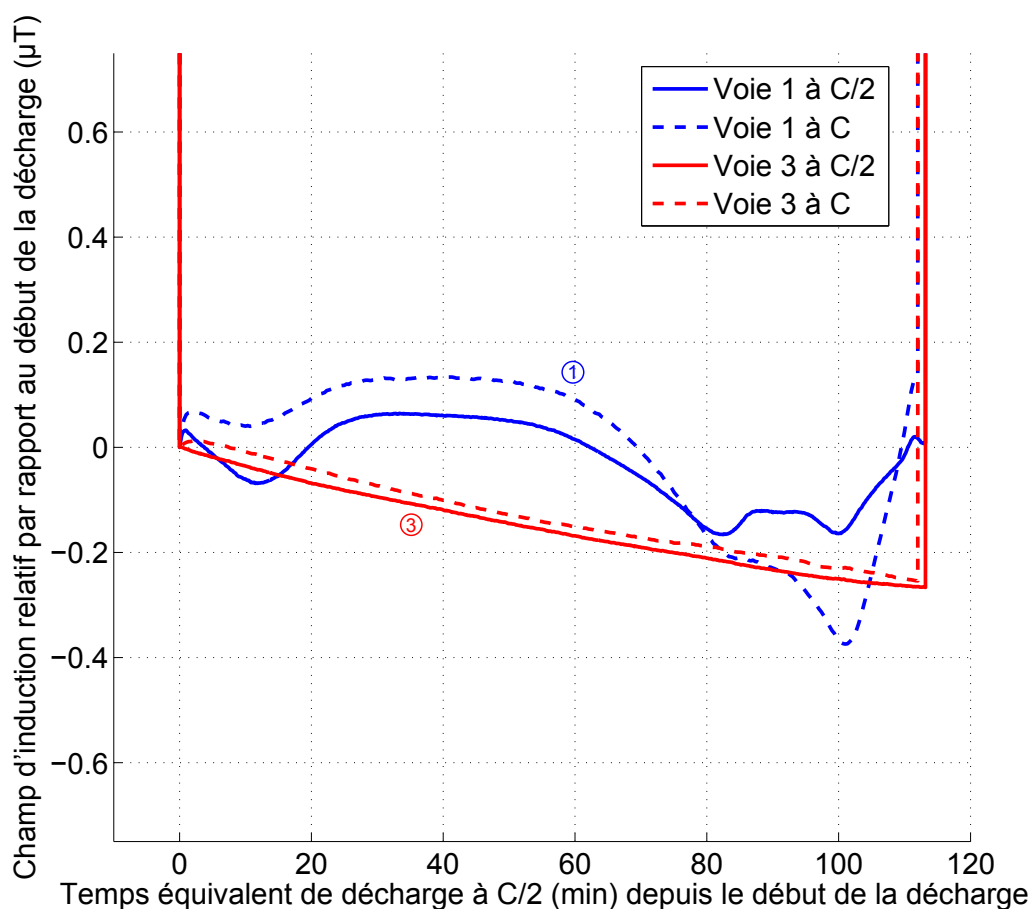


FIGURE 10.19 – Champ magnétique observé sur les voies n°1 et n°3 lors d’une décharge à $C/2$ (traits pleins) et à C (traits pointillés). L’abscisse a été adaptée afin que les deux décharges aient la même largeur sur la figure

10.5.1 Exploitation de ces résultats

Nous avons vu à la section précédente que les variations de champ magnétique constatées expérimentalement au niveau des capteurs lors des charges et des décharges avaient pour cause une évolution de l’aimantation de l’accumulateur avec l’état de charge. Nous avons vu que sur certaines voies (voie n°1) cette aimantation dépend également de l’intensité électrique de façon non linéaire. En revanche, sur d’autres voies (voie n°3) ce terme d’aimantation semble être indépendant de l’intensité électrique.

Sur la voie n°3 où le terme d’aimantation est indépendant de l’intensité électrique, il apparaît intéressant d’estimer ce terme afin de pouvoir estimer l’état de charge. D’après notre modèle, le champ d’induction au niveau du capteur est donné par :

$$B_3 = f_3 \cdot I + g_3 (SOC) + B_3^{ext} \quad (10.13)$$

Le terme que nous cherchons à estimer est g_3 car c'est celui qui dépend du SOC. Pour cela nous devons connaître les termes suivants :

- B_3 : Cette valeur est estimée par le capteur. C'est cette valeur que nous utiliserons.
- I : Cette valeur est donnée par le cycleur.
- f_3 : D'après notre modèle, lorsque le courant à travers l'accumulateur passe brusquement de 0 à $I \neq 0$, la variation brutale sur le champ magnétique est égale à $f_3 \cdot I$. On peut donc estimer f_3 en mesurant la valeur des sauts de champ magnétique lors de ces sauts de courants.
- B_3^{ext} : Ce terme du champ magnétique en l'absence de l'accumulateur n'est pas possible à estimer directement car il n'est pas possible d'enlever l'accumulateur sans déplacer le capteur. On peut s'affranchir de l'estimation de ce terme si l'on considère qu'il est constant dans le temps. En effet, nous ne nous intéressons qu'aux variations relatives du champ magnétique. Ce terme est constant si le système accumulateur + capteur est fixe par rapport au champ magnétique terrestre, ce qui est le cas dans notre expérimentation.

En mesurant la valeur des sauts de champ magnétique lors de l'instauration soudaine d'un courant électrique, on trouve une valeur estimée de $f_3 = 2.77 \mu T/A$. Une fois cette valeur estimée, on peut donc calculer un terme qui ne dépend (selon notre modèle) que de l'état de charge :

$$g_3(SOC) + B_3^{ext} = B_3 - f_3 \cdot I \quad (10.14)$$

La figure 10.20 présente le terme $g_3(SOC) + B_3^{ext}$ en fonction du temps au cours de deux cycles et de deux cycles avec pauses (sur le même intervalle de temps que la figure 10.12). D'après nos hypothèses, cette courbe doit représenter une grandeur qui ne dépend que de l'état de charge de la batterie. En observant cette courbe, on retrouve en effet les deux charges et décharges successives ainsi que les cycles avec interruptions.

Toutefois on voit toute la difficulté de cette approche pour estimer l'état de charge de l'accumulateur à partir des mesures magnétiques. Cette figure montre les conséquences de la non-répétabilité parfaite du champ magnétique pour deux états de charges identiques. Elle montre aussi les limitations du modèle utilisé qui consiste à dire que l'intensité électrique n'a aucune influence. On constate en effet que lors des zones de charge à tension constante, c'est-à-dire les zones où l'intensité passe de 5 A à 200 mA, la courbe de la figure 10.20 donne des valeurs incohérentes.

En réalité, les valeurs incohérentes données par la figure 10.20 sont dues à la faible sensibilité du champ magnétique avec l'état de charge (seulement 0.25 μT de différence entre l'état chargé et déchargé). Cette faible sensibilité rend l'estimation de l'état de charge par les mesures magnétiques très difficile. Une faible erreur de mesure sur le capteur génère des incohérences importantes sur l'estimation du terme d'aimantation. De même, une mauvaise estimation de f_3 ou une imprécision, même très faible, sur la valeur de I donnée par le cycleur engendrent une forte erreur sur la valeur du terme d'aimantation.

Ce terme d'aimantation étant mal estimé, il n'est pas possible d'en déduire une estimation de l'état de charge.

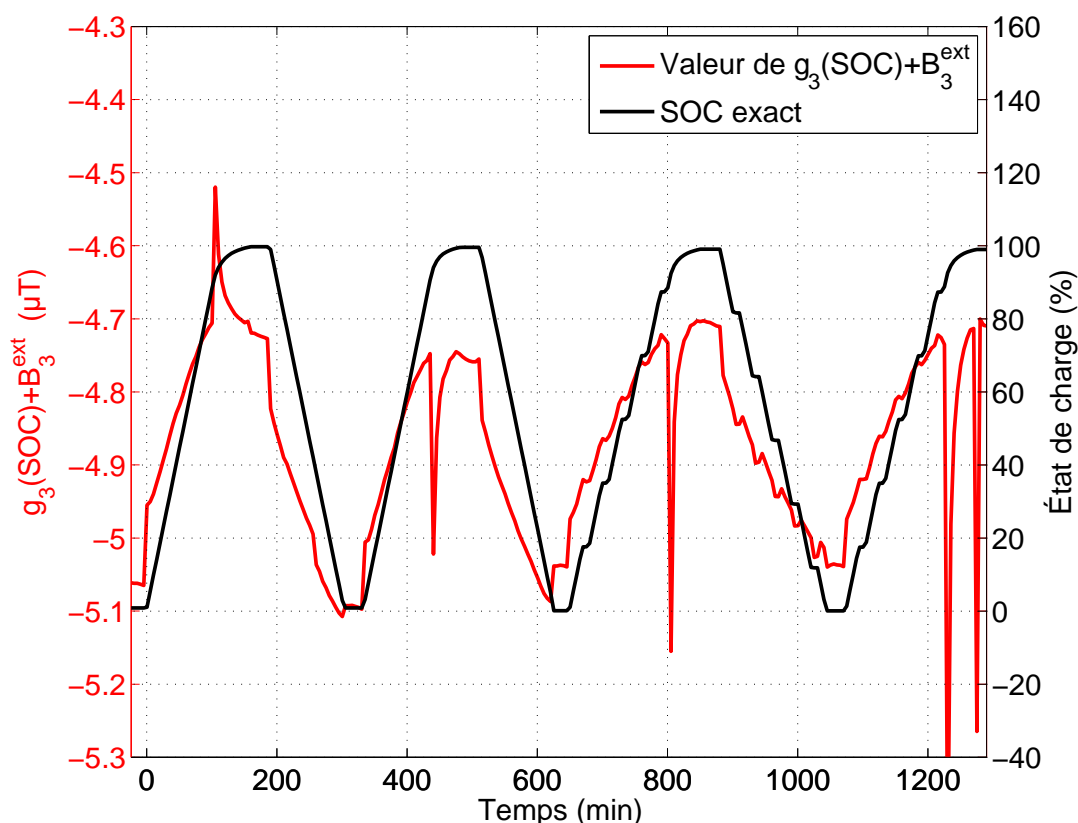


FIGURE 10.20 – $g_3(SOC) + B_3^{ext}$ en fonction du temps. Cette figure a été obtenue en retranchant la composante magnétique estimée des courants électriques au champ magnétique mesuré.

10.5.2 Conclusions et discussions

Dans les sections précédentes, nous avons présenté, analysé, et tenté d'exploiter le champ magnétique et ses variations à proximité d'un accumulateur soumis à des cycles de charge et de décharge.

En plaçant des capteurs de manière ortho-radiale sur un accumulateur, on peut mesurer le champ magnétique émis par celui-ci. Lorsque l'accumulateur se charge ou se décharge, il génère des variations sur le champ magnétique mesuré par les capteurs. Ces variations se produisent également alors que l'intensité électrique traversant l'accumulateur est constante. Ces variations faibles ($1 \mu T$ maximum) sont liées à des modifications électrochimiques au sein de l'accumulateur.

Ces modifications électrochimiques génèrent une modification de l'aimantation globale de l'accumulateur qui génère les variations observées. D'après cette étude, il ne semble pas qu'une modification de la distribution de courant électrique soit responsable de ces variations.

En l'état ces variations d'aimantation ont un impact trop faible sur le champ magnétique pour être exploitées. En effet, ces variations sont trop faibles par rapport aux erreurs de mesure ou aux erreurs du modèle pour pouvoir extraire une information utile.

Les résultats obtenus sont toutefois encourageants. Ils montrent que le champ magnétique est sensible à l'état de charge, ce qui est prometteur. Afin de tirer profit de ce constat, il serait nécessaire de pousser plus loin l'étude de l'aimantation des accumulateurs afin de mesurer des variations de champ magnétique plus importantes.

Pour aller plus loin il pourrait être utile de regarder ce qui se passe pour d'autres types de batteries (autre géométrie, autre chimie). Il est possible en effet que certaines chimies d'accumulateurs génèrent de plus fortes variations de champ magnétique que les accumulateurs au phosphate de fer traités ici.

Cinquième partie

CONCLUSION GÉNÉRALE

EN guise de conclusion, faisons un bilan de ce travail et synthétisons, en quelques lignes les études réalisées ainsi que les résultats obtenus. Cette thèse est originale de part le très vaste sujet couvert, à savoir l'étude des centaines de sources de champ magnétique présents dans une automobile. Cette thèse n'avait pas la prétention d'étudier chacune de ces sources mais plutôt d'explorer celles qui peuvent être porteuses d'informations.

Cette thèse est également nouvelle de part son domaine de recherche. Si de nombreux travaux existent sur l'utilisation des champs magnétiques faibles pour la localisation de pièces ferromagnétiques ou pour le diagnostic, et même si ces publications nous ont apporté une aide irremplaçable elles ne sont pas transposables directement au cas d'une automobile.

Cette thèse repose donc sur une démarche exploratoire et expérimentale, elle est le fruit de nombreuses expérimentations effectuées au cours de ces 3 années. Elles ont en effet permis d'explorer les possibilités offertes par le champ magnétique en termes de contrôle ou de diagnostic. Ces expérimentations ont permis d'étudier les possibilités offertes par le champ magnétiques dans 4 zones du véhicule. Pour chacune de ces zones nous avons réalisé des premières mesures afin d'appréhender les signaux, de mesurer leurs amplitudes, leurs perturbations etc... Puis nous avons essayé de comprendre l'origine des signaux enregistrés, nous avons réalisé les traitements nécessaires afin d'isoler les contributions des différentes sources et enfin nous avons tenté d'exploiter ces signaux pour le diagnostic.

Dans le cas de l'étude des roues, la bonne répétabilité des signaux à chaque tour, ainsi que leur grande amplitude qui leur confère un bon rapport de signal à bruit sont des caractéristiques intéressantes en traitement du signal. La littérature présente une application exploitant le champ magnétique rayonné par la roue afin de mesurer sa vitesse de rotation. La mécanique et la géométrie du système nous ont permis d'aller plus loin en exploitant ces signaux pour réaliser deux applications qui sont une estimation du débattement des roues au cours du temps, ainsi qu'une estimation de la déformation des pneumatiques par la charge et la pression. L'estimation du débattement donne des résultats cohérents. Il aurait été intéressant d'utiliser une référence exacte du débattement afin de quantifier les résultats obtenus. Il convient de préciser que cette estimation du débattement n'est possible que lorsque la roue est en rotation. Elle ne permet pas l'estimation de la charge sur les suspensions au repos par exemple.

Dans le cas de l'estimation de la déformation des pneumatiques, cette étude a montré le lien entre la flèche des pneumatiques et le champ magnétique qu'ils rayonnent. Avec cette méthode, il est nécessaire que la roue ait effectué quelques centaines de mètres afin d'évaluer l'amplitude de sa signature magnétique précisément. Cette estimation ne concerne que la flèche du pneumatique et non pas la pression. Bien que la flèche soit physiquement le paramètre le plus intéressant, les constructeurs cherchent à estimer la pression car la pression ne dépend pas de la charge au premier ordre et que c'est un paramètre plus parlant pour l'utilisateur final. Afin de remonter à la pression à partir de la flèche estimée, il est nécessaire de connaître la charge sur le pneumatique.

Dans le cas de l'étude des signaux magnétiques enregistrés à proximité du moteur, l'amplitude des signaux est nettement moindre que les signaux obtenus à proximité des roues et le rapport signal à bruit souvent inférieur à 1. Il faut donc utiliser des algorithmes de soustraction de bruit afin de s'en affranchir. Nous avons montré que l'on peut ainsi isoler la contribution de l'arbre à cames ainsi que celle du vilebrequin. Dans ce mémoire, ces contributions ne font pas l'objet d'applications mais elles sont toutefois intéressantes car elles montrent que les mesures magnétiques permettent de suivre le mouvement de ces pièces mécaniques.

Le champ magnétique étant également sensible aux courants électriques, nous nous sommes

intéressés aux courants dus au fonctionnement des ampoules dans le véhicule. Les contributions magnétiques des courants alimentant les ampoules sont perturbées par l'environnement extérieur et ce champ extérieur varie lors de l'allumage des ampoules en raison de l'important champ magnétique produit par cet allumage qui suffit à aimanter la matière à proximité. Il faut donc s'intéresser aux sauts de champ magnétique plutôt qu'à la valeur absolue du champ. Il est donc nécessaire de mesurer des sauts dans le signal. Ce signal étant bruité par le fonctionnement de l'alternateur notamment, la mesure des sauts est imprécise. Nous utilisons une approche probabiliste afin de tenir compte de ces imprécisions. Enfin, nous corrigeons l'effet des variations de tension de la batterie en intégrant une mesure de tension dans le système. Nous avons montré ainsi la possibilité de contrôler le fonctionnement des feux électriques avec un petit nombre de capteurs magnétiques.

La dernière partie abordée concerne le cas des véhicules électriques afin d'ouvrir notre sujet à ces nouveaux véhicules. Les problématiques d'un tel véhicule sont différentes et les champs magnétiques sont probablement différents du fait de la présence de courants électriques forts et d'un moteur électrique. Nous savons que le contrôle des batteries dans les véhicules électriques est un axe important de recherche aujourd'hui. Nous avons donc exploré les possibilités offertes par le champ magnétique dans ce domaine. Nous avons réalisé pour cela des mesures sur un accumulateur au lithium-phosphate de fer en laboratoire. Ces mesures font apparaître une sensibilité du champ magnétique avec l'état de charge. Cette sensibilité est actuellement trop faible pour envisager une application et nous avons du mal à l'expliquer correctement mais ces travaux sont prometteurs car ils montrent le lien physique entre l'état de charge d'un accumulateur et le champ magnétique qu'il génère.

Annexe A

Méthode de détection des chutes de courant.

La détection de sauts dans un signal en présence de bruit, c'est à dire des ruptures dans ce signal n'est pas un sujet de recherche nouveau. Dans le cadre de cette thèse, nous nous intéressons à la détection de ces ruptures ainsi qu'à l'estimation de la valeur du saut effectué par le signal. Nous cherchons donc un opérateur dont la réponse à un échelon soit égale à la valeur de cet échelon.

Nous présentons ici l'algorithme utilisé et les résultats obtenus sur une série de tests afin de quantifier la précision de cet algorithme en présence d'un bruit réaliste.

A.1 Définition d'un échelon

Nous allons tester notre algorithme sur différents échelons en présence de différents bruits. Il convient de préciser tout d'abord la définition des échelons que l'on souhaite détecter. Nous présentons d'abord un échelon idéal, simple d'un point de vue mathématique, mais qui n'a pas de sens physique puisque cela correspond à une puissance infinie. Il s'agit d'un saut élémentaire de hauteur 1 qui apparaît à l'instant $t = 0$:

$$s_1(t) = u(t) = \begin{cases} 0 & \text{pour } t \leq 0 \\ 1 & \text{pour } t > 0 \end{cases} \quad (\text{A.1})$$

Ce signal n'a pas de réalité physique car, pour des raisons énergétiques, les transitions que l'on rencontre dans la pratique ont une largeur finie de durée d non nulle. On pourra donc utiliser

le signal plus réaliste suivant :

$$s_2(t) \begin{cases} 0 & \text{pour } t \leq \frac{d}{2} \\ \frac{t}{d} + \frac{1}{2} & \text{pour } -\frac{d}{2} \leq t \leq \frac{d}{2} \\ 1 & \text{pour } t > \frac{d}{2} \end{cases} \quad (\text{A.2})$$

A.2 Modélisation du problème

Notre problème consiste à mesurer les ruptures sur un signal issu d'un magnétomètre mesurant le champ magnétique d'un véhicule en fonctionnement. Dans le cadre de la détection de saut, le signal magnétique issu du fonctionnement du moteur est considéré comme un bruit et le saut que l'on cherche à mesurer correspond au signal utile. Il est facile de modéliser le signal :

$$x(t) = n(t) + s(t) \quad (\text{A.3})$$

où $n(t)$ correspond au bruit généré par le fonctionnement du véhicule et $s(t)$ correspond au saut.

A.3 L'algorithme de Deriche

L'algorithme de Deriche ([33] et [22]) est un algorithme qui est principalement utilisé dans le traitement d'images 2D pour la détection de contours. Cet algorithme est néanmoins particulièrement adapté à nos besoins car les contours en traitement d'image représentent également des ruptures du signal.

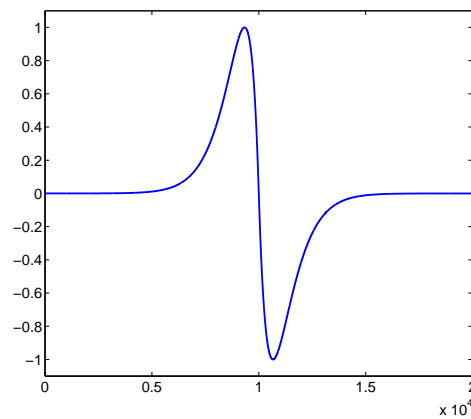
La réponse de l'opérateur de Deriche à l'instant t_0 à un signal x quelconque est donnée par l'équation A.4 [46] :

$$\theta(t_0) = \int_{-\infty}^{+\infty} x(t)g(t - t_0)dt \quad (\text{A.4})$$

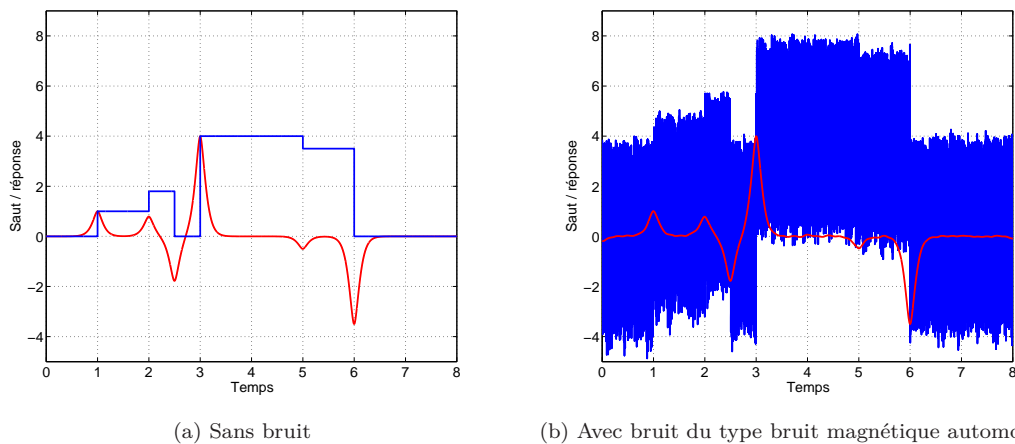
$$\text{où } g(t) = s.t.e^{-\alpha|t|} \text{ avec } s = -\frac{(1 - e^{-\alpha})^2}{e^{-\alpha}} \quad (\text{A.5})$$

L'opérateur de Deriche consiste à convoluer le signal bruité contenant les ruptures par la fonction g , représentée sur la figure A.1.

La largeur temporelle de cette fonction dépend du choix de la grandeur α . Plus la largeur de cette fonction est importante (c'est à dire plus α est petit), meilleure est la précision de la détection de sauts car le moyennage est effectué sur une durée plus importante. En revanche, si cette fonction est trop large, elle échoue pour détecter deux sauts trop rapprochés.

FIGURE A.1 – La fonction g

L'opérateur de Deriche est une fonction du temps, de forme impulsionnelle dont les impulsions correspondent à des ruptures du signal. L'amplitude de ces impulsions est proportionnelle à la valeur du saut dans le signal que l'on cherche à analyser. Cet algorithme est intéressant car il permet de détecter avec précision des sauts dans un signal avec un faible rapport signal à bruit. La figure A.2 montre la réponse de l'opérateur de Deriche dans le cas idéal non bruité et dans le cas bruité.



(a) Sans bruit

(b) Avec bruit du type bruit magnétique automobile

FIGURE A.2 – Réponse de l'opérateur de Deriche (en rouge) à un signal comportant plusieurs ruptures (en bleu) dans deux cas : sans bruit (à gauche) et avec bruit (à droite)

La figure A.3 montre les performances de l'algorithme en fonction du rapport signal à bruit. Cette figure a été obtenue en calculant l'erreur relative de l'opérateur de Deriche :

$$err = \frac{\sqrt{\mathbb{E}[(s - \hat{s})^2]}}{s} \quad (\text{A.6})$$

Où s est la valeur exacte d'une rupture et \hat{s} est la valeur estimée de cette rupture par l'algorithme de Deriche.

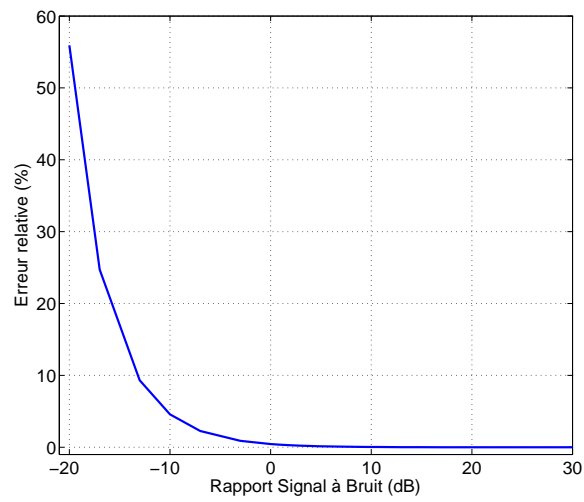


FIGURE A.3 – Erreur de détection de saut en fonction du RSB

Annexe B

Approche probabiliste pour l'inversion de problème

LE but de cette section est de présenter l'approche probabiliste pour l'inversion de problème telle que proposée par Tarantola dans [67]. Le but du problème est de remonter à un jeu de paramètres à partir de mesures. Pour résoudre ce problème, le problème direct est supposé connu. Cela signifie que pour un jeu de paramètres nous sommes capables de calculer les mesures issues des capteurs par un modèle physique. Nous verrons que cette approche permet de tenir compte de l'inexactitude du modèle physique (en raison d'hypothèses simplificatrices ou de linéarisation par exemple) et des erreurs de mesure données par les capteurs.

B.1 Notations

Tarantola utilise deux espaces pour modéliser les problèmes inverses. Le premier espace, noté M est l'espace de modèle. C'est l'espace des paramètres du problème que l'on cherche à inverser. La dimension de cet espace est égale au nombre de paramètres. Il permet de ranger les paramètres dans un vecteur de paramètres, noté \mathbf{m} . Le vecteur \mathbf{m} appartient à l'espace M . Chacun des éléments de \mathbf{m} correspond à un paramètre et à une dimension de M .

Le deuxième espace, noté D est l'espace des paramètres observables. La dimension de cet espace est égale au nombre de paramètres observables, c'est à dire au nombre de capteurs (réels ou fictifs) utilisés. Les données observées sont rangées dans un vecteur \mathbf{d} appartenant à D . Chaque élément de \mathbf{d} correspond à un paramètre observable et à une dimension de D .

Le modèle direct est une fonction permettant de passer de M à D . C'est la fonction qui permet, à partir des paramètres du modèle \mathbf{m} de calculer la valeur des paramètres observables \mathbf{d} . Il n'est pas nécessairement exact, du fait d'hypothèses erronées ou de simplifications trop importantes. Il est noté g et est ainsi défini :

$$g : \begin{cases} M & \longmapsto D \\ \mathbf{m} & \longmapsto \mathbf{d}_{calc} = g(\mathbf{m}) \end{cases} \quad (\text{B.1})$$

On note \mathbf{d}_{calc} le vecteur d'observables calculé par le modèle direct :

$$\mathbf{d}_{calc} = g(\mathbf{m}) \quad (\text{B.2})$$

et dans le cas linéaire, g est une matrice :

$$\mathbf{d}_{calc} = g\mathbf{m} \quad (\text{B.3})$$

B.2 Méthodologie

B.2.1 Le problème direct

Tarantola estime que la manière la plus générale pour décrire n'importe quel état d'information est de définir une fonction de densité de probabilité. On décrit ainsi le modèle physique et ses incertitudes par une densité de probabilité conditionnelle notée $\theta(\mathbf{d}|\mathbf{m})$. Elle correspond à la densité de probabilité de la variable aléatoire $\mathbf{d} - g(\mathbf{m})$. Dans le cas où le modèle physique est parfait, cela signifie que le problème direct donne l'exacte valeur de \mathbf{d} , ce qui se traduit mathématiquement par :

$$\theta(\mathbf{d}|\mathbf{m}) = \delta(\mathbf{d} - g(\mathbf{m})) \quad (\text{B.4})$$

La densité de probabilité conjointe sur l'espace $D \times M$ est donnée par :

$$\theta(\mathbf{d}, \mathbf{m}) = \theta(\mathbf{d}|\mathbf{m})\mu_M(\mathbf{m}) \quad (\text{B.5})$$

Où $\mu_M(\mathbf{m})$ est la fonction de non-information sur \mathbf{m} . C'est une constante.

B.2.2 L'information de mesure

De même, la mesure de paramètres observables par des capteurs apporte un certain niveau d'information. Cette information n'est pas nécessairement exacte, en raison des erreurs de mesure. Plutôt que de décrire cette information uniquement par le vecteur de valeurs \mathbf{d}_{obs} , on préfère la décrire par une densité de probabilité. On note $\nu(\mathbf{d}_{obs}|\mathbf{d})$ la densité de probabilité conditionnelle propre aux capteurs qui traduit l'incertitude du capteur. Si on décrit la relation entre \mathbf{d} et \mathbf{d}_{obs} par $\mathbf{d} = \mathbf{d}_{obs} + \varepsilon_D$ où ε_D est une variable aléatoire de densité de probabilité $f_D(\varepsilon_D)$, on a :

$$\nu(\mathbf{d}_{obs}|\mathbf{d}) = f_D(\varepsilon_D) \quad (\text{B.6})$$

Le cas d'un capteur parfait est donné par

$$\nu(\mathbf{d}_{obs}|\mathbf{d}) = \delta(\mathbf{d} - \mathbf{d}_{obs}) \quad (\text{B.7})$$

Le résultat de l'expérience, noté $\rho_D(\mathbf{d})$ est une densité de probabilité de la valeur de \mathbf{d} , en fonction des mesures effectuées. On la nomme information *a priori* sur les mesures. On montre

[67] que cette fonction est donnée par :

$$\rho_D(\mathbf{d}) = \frac{\nu(\mathbf{d}_{obs}|\mathbf{d})\mu_D(\mathbf{d})}{\int_D d\mathbf{d}\nu(\mathbf{d}_{obs}|\mathbf{d})\mu_D(\mathbf{d})} \quad (\text{B.8})$$

ou $\mu_D(\mathbf{d})$ est l'état de non-information sur la valeur de \mathbf{d} . C'est une constante dans la plupart des cas. Le dénominateur dans l'équation B.8 sert uniquement à normaliser.

B.2.3 L'information *a priori*

On utilise également l'information *a priori* sur la valeur du paramètre \mathbf{m} . Cette information est là encore traduite par une densité de probabilité. Dans le cas où l'on ne dispose d'aucune information sur la valeur de \mathbf{m} , on note :

$$\rho_M(\mathbf{m}) = \mu_M(\mathbf{m}). \quad (\text{B.9})$$

Dans la pratique, on dispose souvent d'information *a priori* sur la valeur de \mathbf{m} . Par exemple, si le paramètre \mathbf{m} que l'on recherche correspond aux coordonnées d'un joueur sur un terrain de football, on sait que \mathbf{m} est borné dans l'hypothèse où celui ci ne peut sortir du terrain. Dans ce cas, la représentation à une dimension de $\rho_M(\mathbf{m})$ en fonction de \mathbf{m} est une porte. On peut également utiliser la répartition statistique de \mathbf{m} comme information *a priori*. Par exemple si on cherche la densité d'un matériau à la surface de la Terre, on peut utiliser l'histogramme de la densité de différents matériaux à la surface de la Terre. Cela permet de donner plus de poids aux valeurs retrouvées le plus fréquemment statistiquement.

Enfin, dans le cas discret où \mathbf{m} ne peut prendre qu'un nombre fini X de valeurs, la fonction $\rho_M(\mathbf{m})$ s'écrit :

$$\rho_M(\mathbf{m}) = \sum_{z=1}^X \delta(\mathbf{d} - \mathbf{d}_z) \quad (\text{B.10})$$

Une fois que ces 2 fonctions ont été calculées, l'état d'information sur les paramètres \mathbf{m} et \mathbf{d} est donné par la fonction $\rho(\mathbf{d}, \mathbf{m})$, nommée densité de probabilité *a priori*. On a :

$$\rho(\mathbf{d}, \mathbf{m}) = \rho_D(\mathbf{d})\rho_M(\mathbf{m}) \quad (\text{B.11})$$

La fonction $\rho(\mathbf{d}, \mathbf{m})$ contient toute l'information issue de la connaissance des valeurs possibles (ou probables) de m ainsi que l'information issue des capteurs, en tenant compte de leurs incertitudes. Cette fonction est indépendante du modèle utilisé.

B.2.4 Combinaison de l'information *a priori* et du modèle théorique

On montre que la densité de probabilité *a posteriori*, c'est à dire la densité de probabilité conjointe des paramètres \mathbf{d} et \mathbf{m} , en tenant compte du modèle physique est donnée par :

$$\sigma(\mathbf{d}, \mathbf{m}) = \frac{\rho(\mathbf{d}, \mathbf{m})\theta(\mathbf{d}, \mathbf{m})}{\mu(\mathbf{d}, \mathbf{m})} \quad (\text{B.12})$$

Où $\mu(\mathbf{d}, \mathbf{m})$ traduit l'état de non-information sur \mathbf{d} et \mathbf{m} .

Si l'on veut connaître la densité de probabilité d'un paramètre en particulier, il suffit d'intégrer par rapport à l'autre :

$$\sigma_D(\mathbf{d}) = \int_M d\mathbf{m} \sigma(\mathbf{d}, \mathbf{m}) \quad (\text{B.13})$$

$$\sigma_M(\mathbf{m}) = \int_D d\mathbf{d} \sigma(\mathbf{d}, \mathbf{m}) \quad (\text{B.14})$$

$$= \rho_M(\mathbf{m}) \int_D d\mathbf{d} \frac{\rho_D(\mathbf{d})\theta(\mathbf{d}|\mathbf{m})}{\mu_D(\mathbf{d})} \quad (\text{B.15})$$

Rappelons que l'objectif initial du problème inverse est de remonter à la valeur de \mathbf{m} ayant engendré les observations \mathbf{d}_{obs} . L'équation B.15 donne une densité de probabilité *a posteriori* de la valeur de \mathbf{m} . Cela représente toute l'information dont l'on dispose sur \mathbf{m} après l'inversion. Si l'on veut obtenir une seule valeur pour \mathbf{m} , on peut par exemple prendre celle qui correspond au maximum de cette fonction en espérant que cette fonction soit le moins étalée possible et que ce maximum se distingue le mieux possible des autres maximums locaux éventuels (Le cas idéal est celui où cette fonction est un Dirac).

La figure B.1 présente un exemple où cette méthode d'inversion de problème est utilisée.

B.3 Application au diagnostic d'ampoules

Après cette partie théorique, nous allons voir comment appliquer cette méthodologie à notre problème.

B.3.1 Le problème direct

Le problème direct est donné par l'équation 9.9 :

$$\Delta \mathbf{y}_{chute} = -\mathbf{B}\delta \quad (\text{B.16})$$

Ce modèle n'est pas parfait et il peut y avoir des différences entre ce modèle et la réalité. En effet, ce modèle est issu d'un apprentissage (la matrice \mathbf{B}). Or cet apprentissage est lui-même

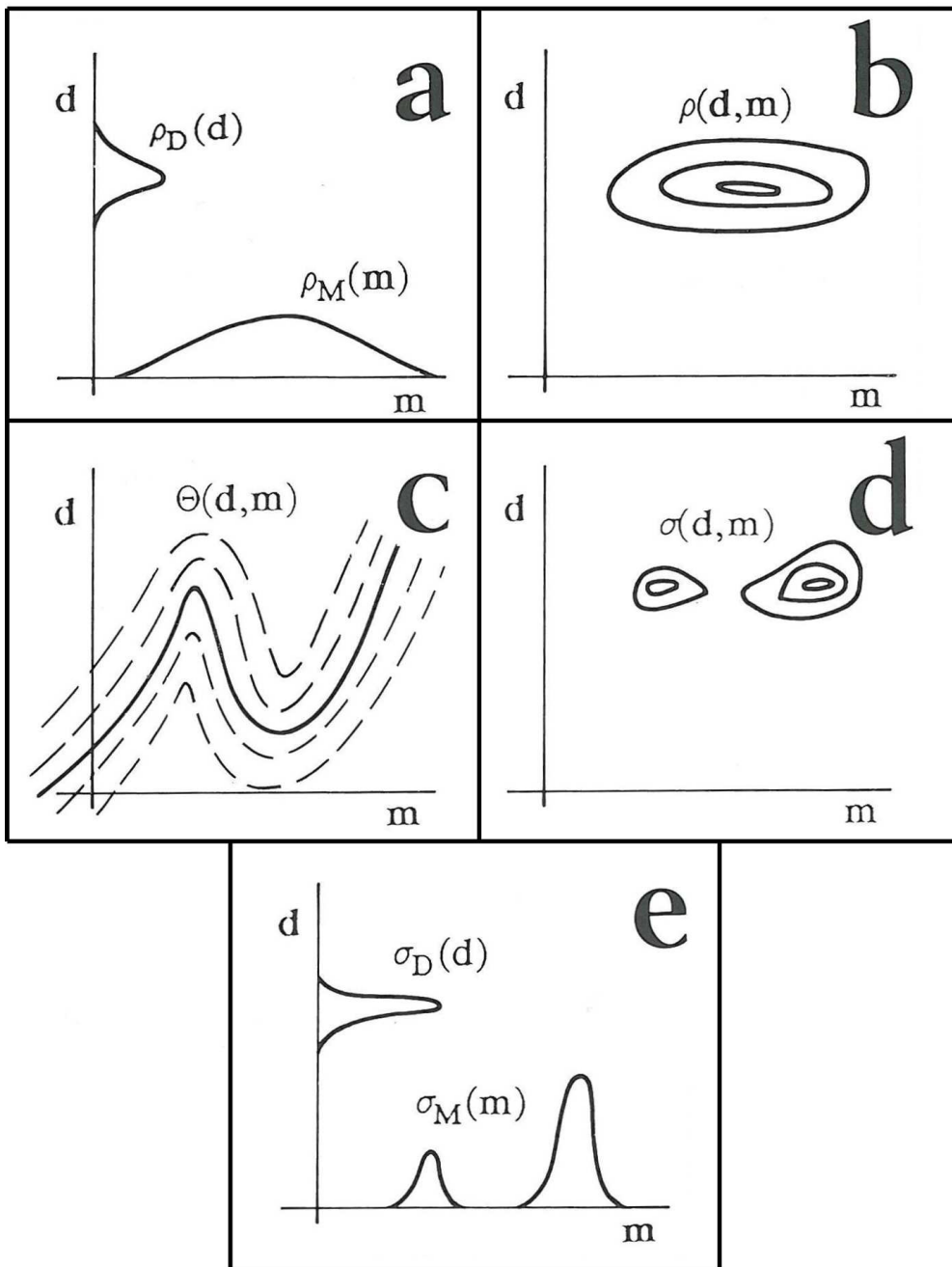


FIGURE B.1 – Exemple d'inversion de problème (issue de [67]) : Le graphe *a* présente l'information *a priori* sur les paramètres $\rho_M(\mathbf{m})$, l'information issue des mesures $\rho_D(\mathbf{d})$. Le graphe *b* présente la densité de probabilité *a priori*. Le graphe *c* correspond au problème direct et à son erreur. Le graphe *d* est la densité de probabilité *a posteriori*. Le graphe *e* correspond aux intégrales selon \mathbf{d} et \mathbf{m} de la densité *a posteriori*. La fonction $\sigma_M(\mathbf{m})$ permet de conclure sur la valeur des paramètres \mathbf{m}

issu de mesures qui sont nécessairement bruitées. La matrice de mélange peut donc contenir des erreurs. Afin de pouvoir tenir compte de ces erreurs, nous modélisons les incertitudes dues au modèle sur chacune des voies i par une variable aléatoire gaussienne ε_{modele}^i centrée en 0 (on suppose que les erreurs sont centrées) et d'écart-type σ_{modele}^i (on suppose que toutes les voies n'ont pas la même erreur de modèle). L'exposant i utilisé dans la suite se rapporte à la voie n° i . On peut écrire :

$$\mathbf{d}^i = g(\mathbf{m})^i + \varepsilon_{modele}^i \quad (\text{B.17})$$

$$\text{Soit } \theta(\mathbf{m}|\mathbf{d}) = \text{Norm}(0, \sigma_{modele}^i) \quad (\text{B.18})$$

$$\text{D'où } \theta(\mathbf{m}, \mathbf{d}) = \text{const} \exp \left(-\frac{1}{2} \sum_{i=1}^P \left(\frac{g(\mathbf{m})^i - \mathbf{d}^i}{\sigma_{modele}^i} \right)^2 \right) \quad (\text{B.19})$$

La notation *Norm* signifie Loi Normale.

B.3.2 L'information *a priori*

Notre problème est un problème discret. Nous souhaitons savoir quelles ampoules ont été éteintes lors de la variation brutale de champ magnétique. Notre vecteur de paramètres est donc constitué uniquement de 0 et de 1. Il existe un nombre fini 2^N de valeurs possibles pour \mathbf{m} , nommées \mathbf{m}_z . On sait que \mathbf{m} ne peut prendre d'autres valeurs que \mathbf{m}_z . L'information *a priori* sur \mathbf{m} est donc :

$$\rho_M(\mathbf{m}) = \sum_{z=1}^{2^N} \delta(\mathbf{m} - \mathbf{m}_z) \quad (\text{B.20})$$

B.3.3 L'information de mesure

Dans notre problème, les paramètres que l'on observe sont des ruptures dans un signal. L'estimation de ces sauts (Annexe A) est imprécise. Cette imprécision provient de l'imprécision du capteur mais également de la présence de bruit sur le signal avant et après la rupture. Nous modélisons là aussi l'erreur de mesure par une variable aléatoire ε_{saut}^i gaussienne centrée sur la valeur exacte et d'écart type σ_{saut}^i

$$\mathbf{d}_{obs}^i = \mathbf{d}^i + \varepsilon_{saut}^i \quad (\text{B.21})$$

$$\text{Soit } \nu(\mathbf{d}_{obs}|\mathbf{d}) = \text{Norm}(0, \sigma_{saut}^i) \quad (\text{B.22})$$

$$\text{D'où } \rho_D(\mathbf{d}) = \text{const} \exp \left(-\frac{1}{2} \sum_{i=1}^P \left(\frac{\mathbf{d}_{obs}^i - \mathbf{d}^i}{\sigma_{saut}^i} \right)^2 \right) \quad (\text{B.23})$$

B.3.4 Calcul de l'information *a posteriori* :

Appliquons maintenant l'équation de l'information *a posteriori* sur les paramètres (équation B.15)

$$\sigma_M(\mathbf{m}) = \rho_M(\mathbf{m}) \int_D d\mathbf{d} \frac{\rho_D(\mathbf{d})\theta(\mathbf{d}|\mathbf{m})}{\mu_D(\mathbf{d})} \quad (\text{B.24})$$

$$= \sum_{z=1}^{2^N} \delta(\mathbf{d} - \mathbf{d}_z) \int_D d\mathbf{d} \text{const} \exp\left(-\frac{1}{2} \sum_{i=1}^P \left(\frac{\mathbf{d}_{obs}^i - \mathbf{d}^i}{\sigma_{saut}^i}\right)^2\right) \exp\left(-\frac{1}{2} \sum_{i=1}^P \left(\frac{g(\mathbf{m})^i - \mathbf{d}^i}{\sigma_{modele}^i}\right)^2\right) \quad (\text{B.25})$$

Tarantola montre que, dans le cas où toutes les incertitudes sont gaussiennes, l'intégrale se simplifie :

$$\sigma_M(\mathbf{m}) = \sum_{z=1}^{2^N} \delta(\mathbf{d} - \mathbf{d}_z) \text{const} \exp\left(-\frac{1}{2} \sum_{i=1}^P \left(\frac{g(\mathbf{m})^i - \mathbf{d}_{obs}^i}{\sigma^i}\right)^2\right) \quad (\text{B.26})$$

$$\text{avec } \sigma^i = \sigma_{modele}^i + \sigma_{saut}^i \quad (\text{B.27})$$

Cela signifie que l'on peut sommer les incertitudes entre elles. En fait, tout se passe comme si le modèle du problème direct était parfait (aucune incertitude) et que les incertitudes sur la mesure étaient décrites par une grandeur gaussienne dont l'écart-type vaut σ^i .

Le premier facteur de l'équation B.26 nous apprend que $\sigma_M(\mathbf{m})$ n'est non nulle qu'en certaines valeurs (les \mathbf{m}_z). On peut donc écrire plus simplement :

$$\sigma_M(\mathbf{m}) = \begin{cases} 0 & \text{si } \mathbf{m} \text{ différent de } \mathbf{m}_z \\ \text{const.} \exp\left(-\frac{1}{2} \sum_{i=1}^P \left(\frac{g(\mathbf{m})^i - \mathbf{d}_{obs}^i}{\sigma^i}\right)^2\right) & \text{sinon} \end{cases} \quad (\text{B.28})$$

Soit, en remplaçant par les notations du problème :

$$\sigma_M(\delta) = \begin{cases} 0 & \text{si } \delta \text{ différent de } \delta_z \\ \text{const.} \exp\left(-\frac{1}{2} \sum_{i=1}^P \left(\frac{(-\mathbf{B}\delta)^i - \Delta\mathbf{y}_{chute}^i}{\sigma^i}\right)^2\right) & \text{sinon} \end{cases} \quad (\text{B.29})$$

Nous avons remplacé dans cette dernière équation \mathbf{d}_{obs} par sa valeur : $\Delta\mathbf{y}_{chute}$, $g(\mathbf{m})$ par $-\mathbf{B}\delta$, \mathbf{m} par δ et \mathbf{m}_z par δ_z . Nous avons ainsi montré le calcul de l'équation 9.14

Annexe C

Fonctionnement des batteries au lithium

CETTE annexe a pour but d'aider le lecteur à comprendre le fonctionnement de ces batteries.

C.1 Fonctionnement chimique d'une batterie au lithium

Les batteries au lithium, comme toutes les batteries, sont constituées d'une électrode négative (appelée anode lors d'une décharge), d'une électrode positive (appelée cathode lors d'une décharge) séparées par un électrolyte (figure C.1).

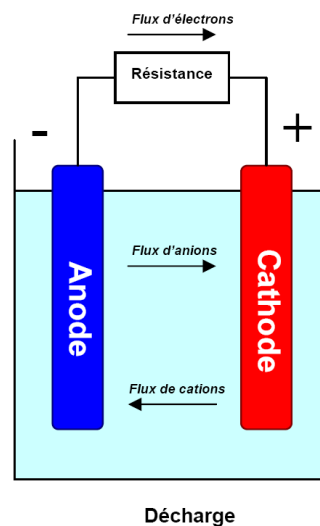


FIGURE C.1 – Schéma de fonctionnement d'une batterie (d'après [53])

Les batteries dites lithium-ion sont des batteries constituées d'éléments de lithium sous forme ionique (ion Li^+). Les ions lithium peuvent circuler librement à l'intérieur de l'électrolyte qui est un liquide conducteur ionique. Il existe généralement un séparateur, c'est à dire une membrane située entre les deux électrodes, dans l'électrolyte, qui isole électriquement les deux électrodes pour éviter un court-circuit. Cette membrane est toutefois perméable aux ions lithium.

Comme nous allons le voir, il existe différentes électrodes possibles parmi les accumulateurs au lithium. Cependant, le principe chimique reste le même pour tous : les électrodes sont des composés d'insertion pour les ions lithium. Les ions lithium peuvent s'insérer et se désinsérer librement dans les électrodes et se déplacent au sein de l'électrolyte pour aller d'une électrode à l'autre.

La figure C.2 illustre le mouvement des ions lithium d'une électrode à l'autre en charge et en décharge.

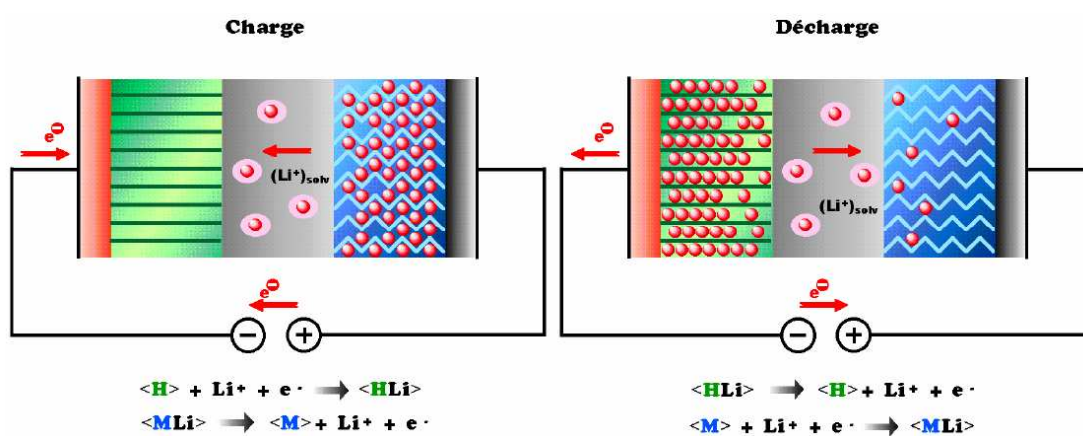


FIGURE C.2 – Schéma de fonctionnement d'une batterie (d'après [53])

Cette figure montre la migration des ions lithium entre l'électrode négative et positive. Lors de la décharge, les ions lithium migrent vers l'électrode positive où ils s'insèrent dans la matrice hôte. Lors de la charge, c'est le phénomène inverse qui se produit : Les ions lithium quittent la matrice hôte, traversent l'électrolyte et s'insèrent sur l'électrode négative.

Lorsqu'un ion lithium quitte l'électrode positive (charge), il libère un électron, afin que la réaction soit neutre électriquement. À l'inverse, lorsqu'un ion lithium s'insère dans l'électrode positive (décharge), il récupère un électron pour pouvoir s'insérer. C'est le phénomène inverse qui se produit sur l'électrode négative : à la décharge, les ions quittent l'électrode négative en libérant un électron et à la charge, les ions s'insèrent dans cette électrode en réagissant avec un électron.

C.2 Les différentes électrodes existantes

Parmi les accumulateurs au lithium ionique, il existe différentes chimies connues et utilisées pour les électrodes négative et positive. Nous ne citons ici que les plus connues ou les plus utilisées.

Précisons avant de poursuivre que les caractéristiques d'un accumulateur dépendent du couple utilisé et non pas de la somme des caractéristiques de chaque électrode. Il aurait donc été plus pertinent de traiter chaque couple d'électrodes séparément, mais le but de cet exposé n'est pas de faire un état de l'art de toutes les chimies utilisées pour les accumulateurs au lithium.

C.2.1 Les électrodes positives

Les électrodes au dioxyde de cobalt

Le dioxyde de cobalt fut historiquement le premier utilisé commercialement sur des accumulateurs au lithium, par Sony en 1991. Le principal avantage de ces électrodes est leur capacité électrique élevée (140 mAh/g). Le dioxyde de cobalt a un potentiel électrique de 3.7V . La tension nominale aux bornes d'un accumulateur est la différence entre les potentiels électriques de l'électrode positive et de l'électrode négative. La réaction chimique qui a lieu sur cette électrode lors d'une insertion ou une désinsertion est la suivante :



Où x est un coefficient appelé taux d'insertion, et compris entre 0 et 1.

Les électrodes à l'oxyde de manganèse

L'oxyde de manganèse est la chimie la plus utilisée actuellement pour l'électrode positive. Sa principale qualité est son prix et son fort potentiel électrique. L'oxyde de manganèse a un potentiel électrique de 4.0 V . La réaction chimique qui a lieu sur cette électrode lors d'une insertion ou une désinsertion est la suivante :



Les électrodes au phosphate de fer

Depuis quelques années, les électrodes au phosphate de fer commencent à faire leur apparition sur le marché. Ces électrodes permettent de meilleures performances en terme de capacité (150 mAh/g), de conductivité, et de durée de vie. Leur potentiel électrique est de 3.3 V . Pour le moment, ces électrodes demeurent trop coûteuses pour un usage massif, mais dans le cas d'une baisse des coûts ces électrodes sont prometteuses. Citons l'arrivée sur le marché des marques LiFeBatt et A123System qui commercialisent des accumulateurs équipés de cette électrode.

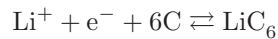
La réaction chimique sur cette électrode est la suivante :



C.2.2 Les électrodes négatives

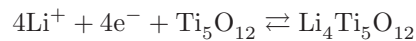
Les électrodes en graphite

Les électrodes en graphite constituent la grande majorité des batteries commercialisées aujourd'hui. Le principal intérêt de ces batteries est leur coût et leur non-dangerosité. Ces électrodes ont un potentiel électrique d'environ 0.1 V La demi-réaction qui a lieu au niveau de ces électrodes est la suivante :



Les électrodes en titanate

Depuis 2008, les électrodes en titanate ont fait leur apparition. Ces électrodes ont une surface de contact 30 fois supérieure aux électrodes en graphite pour une même masse d'élément actif. Ceci permet de charger les batteries très rapidement (en 5 minutes typiquement) ou de fournir une puissance plus importante que les batteries équipées d'une électrode en graphite. La demi-réaction ayant lieu lors de l'insertion d'un ion lithium est la suivante :



C.3 Les différents assemblages d'accumulateur

Dans les accumulateurs au lithium, les éléments actifs se présentent sous forme de feuillets, afin de maximiser le rapport surface sur volume. Ces deux feuillets sont séparés entre eux par un feuillet de séparateur. Chaque feuillet d'élément actif est disposé sur un feuillet conducteur métallique appelé collecteur de courant chargé de transmettre les courants entre les éléments actifs et l'extérieur de la batterie.

L'ensemble de ces feuillets baigne dans l'électrolyte.

Cette disposition en multiples feuillets est commune à tous les accumulateurs. Ce qui diffère d'une technologie à l'autre est la méthode pour assembler ces feuillets ensemble. Nous présentons ici les deux techniques les plus utilisées : l'assemblage cylindrique et l'assemblage prismatique.

Le choix d'une technologie d'assemblage plutôt qu'une autre est dictée par des choix complexes : efficacité électrochimique, coût, encombrement spatial lors de la disposition en pack. Ce choix relève souvent des équipements disponibles pour la production de ces batteries. Dans notre cas, ce choix a une importance car il est déterminant pour la distribution de courants dans l'accumulateur.

C.3.1 L'assemblage cylindrique

La figure C.3 présente schématiquement l'assemblage cylindrique. Dans l'assemblage cylindrique, les deux électrodes sont disposées en feuillets constitués du collecteur de courant et de la matière active (figure C.3a). Les deux feuillets sont enroulés de façon à former un cylindre (figure C.3b). Les deux feuillets sont légèrement décalés selon l'axe du cylindre de sorte que les disques collecteurs de courant placés aux deux extrémités du cylindre (figure C.3c) ne soient en contact qu'avec une seule électrode.

C.3.2 L'assemblage prismatique

L'assemblage prismatique est proche de l'assemblage cylindrique. Les électrodes sous forme de feuillets sont, dans le cas de l'assemblage prismatique enroulées de manière à former un parallélépipède (figure C.4). Dans cet assemblage, les feuillets se présentent comme un empilement. De même que dans le cas de l'assemblage cylindrique, deux collecteurs de courants sont placés aux deux extrémités du parallélépipède afin de relier électriquement les électrodes à l'extérieur de l'accumulateur.

C.3.3 Le cas des batteries bipolaires

Nous avons vu jusqu'ici le cas où les électrodes se présentent sous la forme de deux feuillets, chaque feuillet étant constitué du collecteur de courant d'un côté et de la matière active de l'autre, comme sur la figure C.3a. Ceci constitue le cas des électrodes unipolaires.

Dans la pratique, il est très fréquent de voir des électrodes dites bipolaires. Les électrodes bipolaires sont constituées d'un collecteur de courant métallique pris en sandwich entre deux épaisseurs de matière active. L'intérêt d'utiliser des électrodes bipolaires est que cela maximise la surface d'interaction entre les électrodes, en raison de l'enroulement qui permet aux deux faces des électrodes d'être face à l'électrode de signe opposé. On obtient ainsi une capacité presque doublée par rapport au cas mono-face. La figure C.5 montre un schéma d'accumulateur bipolaire.

Les électrodes bipolaires concernent les deux types de géométrie (cylindrique et prismatique).

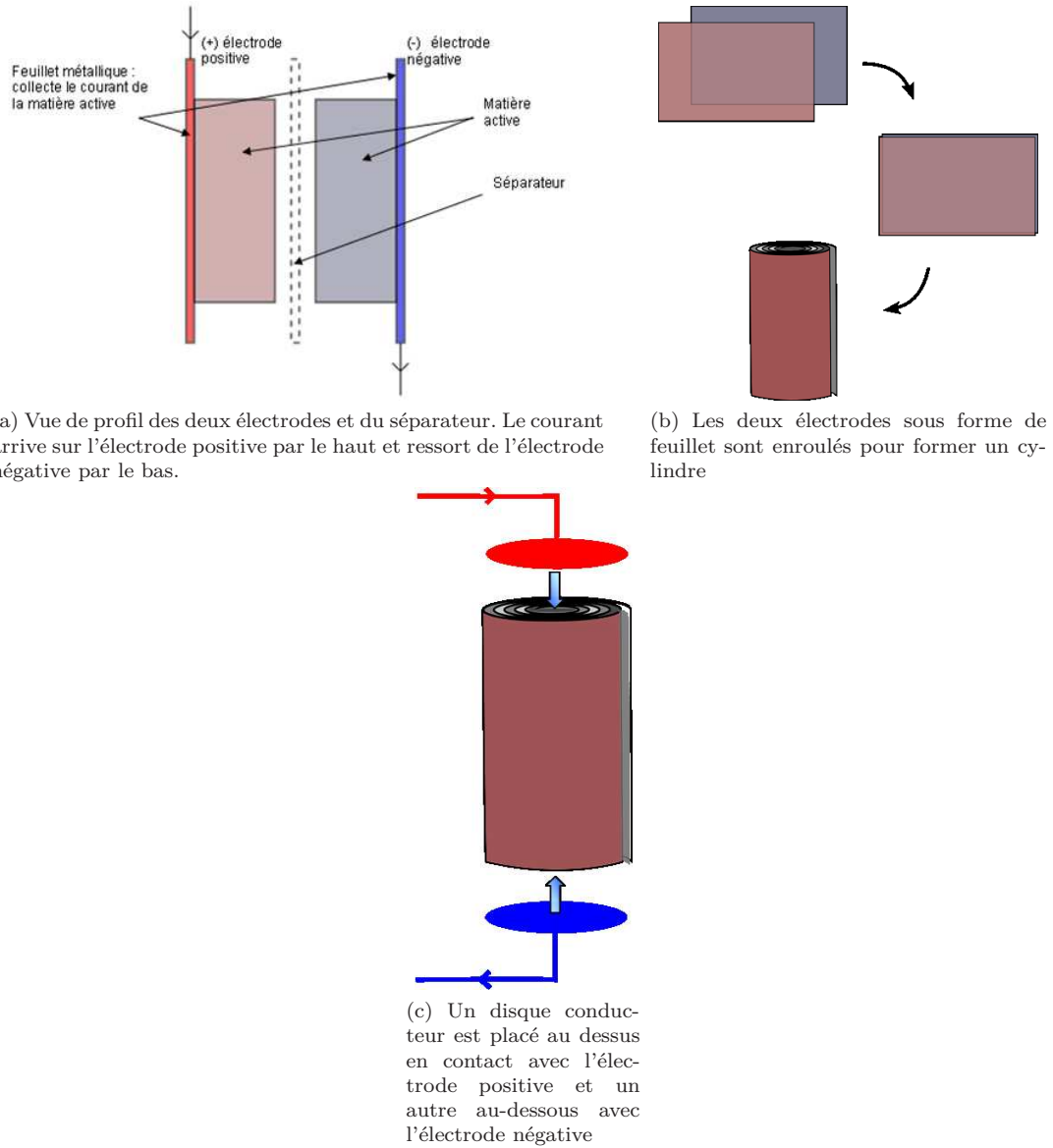


FIGURE C.3 – Schéma d'assemblage d'un accumulateur cylindrique

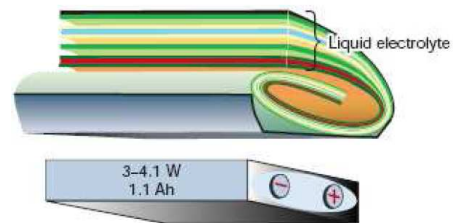


FIGURE C.4 – Schéma d'enroulement prismatique

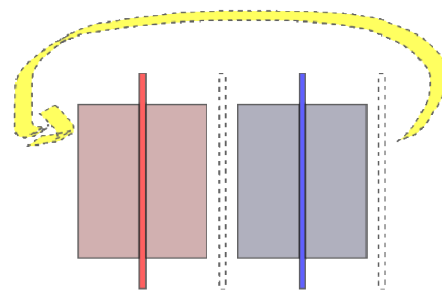


FIGURE C.5 – Schéma d'un accumulateur bipolaire (d'après [19])

Annexe D

Calcul du champ rayonné par les courants dans un accumulateur

DANS cette annexe, nous nous intéressons au champ magnétique rayonné par un accumulateur cylindrique de type LiFeBatt. Nous modélisons pour cela son enroulement, la distribution des courants et enfin nous calculons le champ magnétique à l'aide des données numériques des accumulateurs LiFeBatt.

Afin de pouvoir calculer la contribution magnétique des courants dans un accumulateur au lithium à géométrie cylindrique, nous modélisons ici le trajet emprunté par les électrons et les ions. Afin de bien se représenter ces trajectoires complexes, il est nécessaire de voir ces trajectoires dans le cas d'un accumulateur fictif où les feuillets sont complètement déroulés.

D.1 Cas simplifié d'un accumulateur plan fictif

Dans cette configuration, les trajectoires sont plus simples à conceptualiser. La figure D.1 montre 3 trajectoires de courants différentes dans le cas d'une géométrie plane. On fait l'hypothèse d'une charge.

Dans le cas d'une charge, les électrons fournis par le chargeur arrivent par l'électrode négative et ressortent par la positive. Afin que ce circuit électrique soit fermé, cela signifie qu'un ion lithium chargé positivement traverse l'électrolyte de l'électrode positive vers l'électrode négative.

Ces trajectoires dans le cas d'une charge sont représentées sur la figure C.2 page 164.

Cette figure montre que les électrons arrivent par le disque collecteur de courant négatif, se déplacent le long de l'électrode négative et réagissent avec un ion lithium. De l'autre côté, c'est un ion lithium qui se désinsère de l'électrode et libère ainsi un électron qui se déplace le long de l'électrode et rejoint le disque collecteur de courant positif.

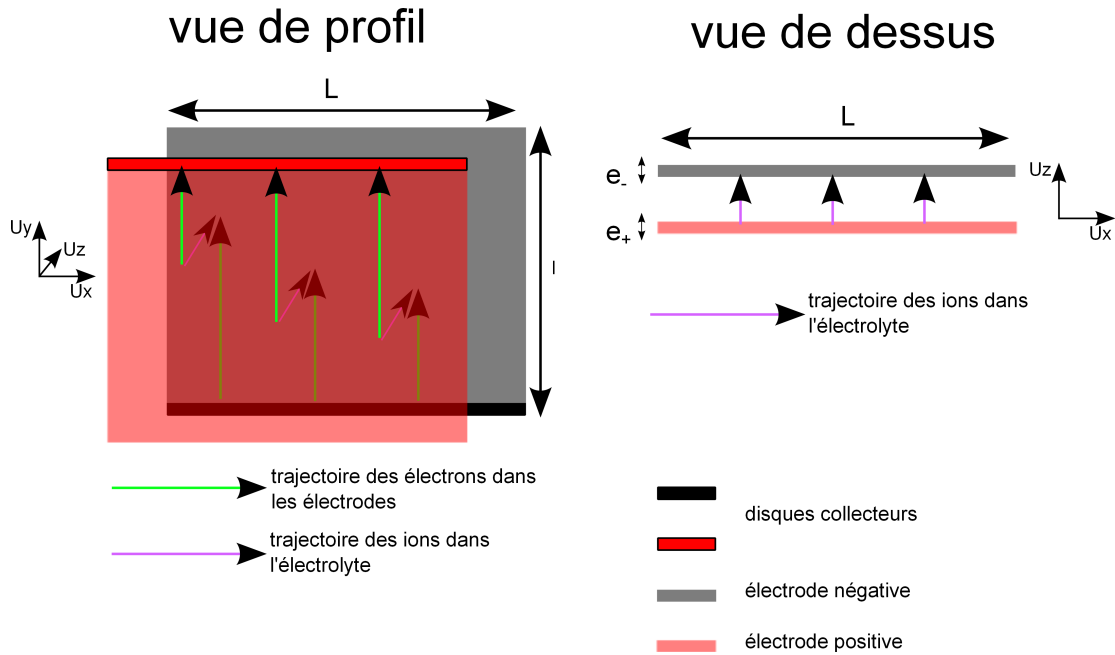


FIGURE D.1 – Trajectoire des ions et des électrons dans un accumulateur plan. Le séparateur n'est ici pas représenté

Les emplacements où ont lieu les deux réactions avec l'ion lithium ne sont pas déterminés et peuvent se produire sur toute la surface des électrodes. L'emplacement de ces réactions suit une loi aléatoire déterminée par la valeur de la conductivité électronique et ionique. Dans le cas où ces conductivités sont homogènes dans l'espace, on peut faire l'hypothèse que l'emplacement de ces réactions suit une variable aléatoire uniforme.

Afin de représenter la trajectoire des ions et des électrons nous traitons le cas d'un accumulateur plan. Cet accumulateur est représenté sur la figure D.1.

Bien que le disque collecteur de courant soit en contact avec toute l'extrémité de l'électrode, les électrons peuvent se déplacer selon \vec{U}_x . La densité de courant dans l'électrode est donnée par la loi d'Ohm et celle-ci doit être résolue par élément finis. Toutefois nous pouvons, pour simplifier faire l'hypothèse que le vecteur densité de courant sur les électrodes est uniquement dirigé selon \vec{U}_y .

Concernant le transfert des ions dans l'électrolyte, ceux-ci suivent une trajectoire qui est une loi aléatoire déterminée par la conductivité ionique dans l'électrolyte. Ils peuvent donc suivre des trajectoires complexes. Toutefois, pour simplifier, nous faisons l'hypothèse que tous les ions suivent la trajectoire la plus courte pour aller d'une électrode à l'autre. Cela revient à dire que les ions se déplacent uniquement selon \vec{U}_z .

D'un point de vue magnétique, le déplacement d'un ion qui est chargé positivement dans une direction est équivalent au déplacement d'un électron dans la direction opposée. Tout se passe donc comme si les électrons arrivaient en se déplaçant verticalement le long de l'électrode selon $+\vec{U}_y$ jusqu'à un point quelconque, puis traversent l'électrolyte suivant $-\vec{U}_z$ puis longent l'autre

électrode selon $+\vec{U}_y$.

Calculons maintenant, à l'aide des hypothèses ci-dessus les densités volumiques de courant correspondantes. Soit I_0 le courant électrique qui traverse l'accumulateur. Par convention nous comptons le courant électrique positivement dans le cas d'une charge et négativement dans le cas d'une décharge.

Les électrons se déplacent dans le sens opposé du courant. Une charge correspond donc à la situation où le courant arrive par l'électrode positive et sort par l'électrode négative. C'est le cas que nous traitons ici pour $I_0 > 0$. Les résultats obtenus sont généralisable pour les courants de décharge en inversant le signe des résultats trouvés. Nous supposons que les feuillets ont une longueur L , une largeur l et une épaisseur e_+ (pour le collecteur positif) ou e_- (pour le collecteur négatif), comme indiqué sur la figure D.1 où l'accumulateur déroulé est représenté.

Pour l'électrode positive, nous savons que le courant est dirigé selon $-\vec{U}_y$ (sens opposé aux électrons). Nous savons aussi que la partie supérieure de l'électrode contient tout le flux électrique I alors que la partie inférieure n'est traversée par aucun courant. Entre les deux, le flux électrique varie de façon linéaire. Le disque collecteur de courant de l'électrode positive est situé à $y = l$. Ce flux est donc donné par :

$$I_+(y) = I_0 \frac{y}{l} \quad (\text{D.1})$$

Connaissant le flux, nous pouvons facilement calculer la densité volumique j_+ à travers l'électrode positive :

$$I_+(y) = j_+(y) \cdot L \cdot e \quad (\text{D.2})$$

soit :

$$j_+(y) = I_0 \frac{y}{l \cdot L \cdot e_+} \quad (\text{D.3})$$

En appliquant le même raisonnement sur l'électrode négative on a :

$$j_-(y) = I_0 \frac{L - y}{l \cdot L \cdot e_-} \quad (\text{D.4})$$

Calculons maintenant la densité volumique de courant j_{ion} dans l'électrolyte dû au transfert d'ions lithium entre les électrodes. Nous savons que celle-ci est homogène et dirigée selon $+\vec{U}_z$. Nous savons aussi que son flux est égal à I_0 . On a donc :

$$I_0 = j_{ion} \cdot L \cdot l \quad (\text{D.5})$$

soit :

$$j_{ion} = \frac{I_0}{l \cdot L} \quad (\text{D.6})$$

Connaissant le vecteur densité de courant à l'intérieur de l'accumulateur, il est possible de calculer le champ magnétique rayonné par l'accumulateur seul en fonction du courant, dans tout l'espace, en utilisant la loi de Biot et Savart (équation (2.9)). Cela a toutefois peu d'intérêt car l'accumulateur est en réalité enroulé de façon cylindrique et cette géométrie plane ne correspond pas à la réalité. En effet, nous n'avons pas encore tenu compte du fait que les feuillets sont des feuillets bipolaires (section C.3.3 page 167)

D.2 Cas réaliste d'un accumulateur enroulé

Voyons maintenant le cas plus réaliste où l'accumulateur est enroulé sous forme cylindrique. La figure D.2 schématise cet enroulement pour 3 tours de feuillets en spirale. Pour des raisons de lisibilité, nous n'avons représenté les feuillets que pour 3 tours, mais en réalité le nombre de tours dans une batterie est plutôt de l'ordre de 20.

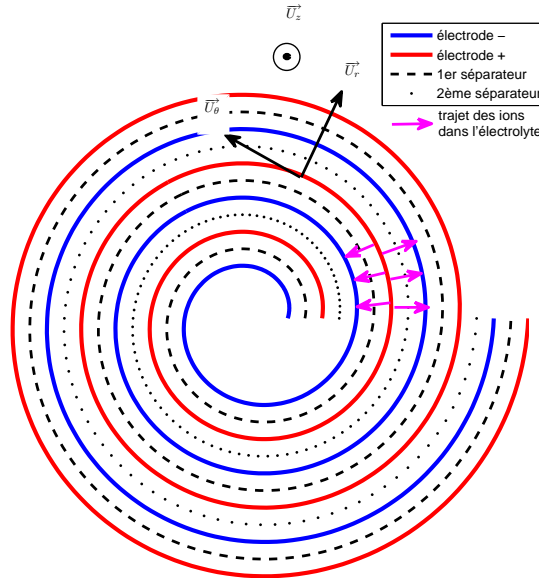


FIGURE D.2 – accumulateur enroulé vu du dessus. Les flèches illustrent la trajectoire des ions dans l'électrolyte. Échelles non respectées.

Cette figure montre schématiquement l'enroulement de deux électrodes bifaces (accumulateur bipolaire) ainsi que les deux séparateurs ioniques présents. Sur cette figure, l'électrolyte dans lequel baignent ces électrodes et le séparateur n'est pas représenté.

Nous prenons, à nouveau, le cas d'une charge où les électrons arrivent par l'électrode négative et ressortent par l'électrode positive. Cela signifie que les ions se déplacent de l'électrode positive vers l'électrode négative. Sur la figure ont été représentées les trajectoire de 6 ions entre les électrodes à titre d'exemple.

Dans cette nouvelle géométrie, nous avons défini un repère de coordonnées cylindriques (r, θ, y) . Il est nécessaire de généraliser les résultats obtenus avec l'accumulateur plan à la géométrie cylindrique. Les dimensions des feuillets restent les mêmes $(L, l, \text{ et } e)$. Nous supposons à nouveau que le courant arrive sur le disque collecteur positif par le haut de l'accumulateur $(y = l)$ et ressort par le disque négatif en $y = 0$.

Le vecteur de densité de courant volumique dans les électrodes reste le même que dans le cas de la géométrie plane car l'enroulement en spirale ne modifie que les coordonnées \vec{U}_x et \vec{U}_z .

On a donc toujours sur les électrodes :

sur l'électrode positive : (D.7)

$$\vec{j}_+(y) = -I_0 \frac{y}{l \cdot L \cdot e_+} \vec{U}_y \quad (D.8)$$

sur l'électrode négative : (D.9)

$$\vec{j}_-(y) = -I_0 \frac{L - y}{l \cdot L \cdot e_-} \vec{U}_y \quad (D.10)$$

Pour ce qui est du vecteur de densité de courant volumique pour les transferts d'ions, l'enroulement engendre plusieurs modifications. La première est que ce vecteur n'est plus orienté selon \vec{U}_z mais selon \vec{U}_θ . La seconde conséquence est que l'enroulement permet d'exploiter les deux faces des électrodes. La surface de contact entre ces deux électrodes est donc doublée pour un même flux I_0 . Cela signifie que la densité volumique de courant est diminuée de moitié :

$$\vec{j}_{ion} \begin{cases} \frac{I_0}{2 \cdot l \cdot L} \vec{U}_\theta & \text{pour les transferts d'ions vers l'intérieur} \\ - \frac{I_0}{2 \cdot l \cdot L} \vec{U}_\theta & \text{pour les transferts d'ions vers l'extérieur} \end{cases} \quad (D.11)$$

Le calcul de ces densités de courants appelle deux remarques :

- La densité de courant due aux mouvements des ions lithium prend deux sens différents en raison du caractère bipolaire de l'accumulateur. Cet effet est illustré sur la figure D.2. Magnétiquement, cela signifie que le champ magnétique rayonné par les courants vers l'intérieur et les courants vers l'extérieur sont en sens opposés et donc se compensent. On peut donc dire que le champ magnétique dû aux courants radiaux dans l'accumulateur est nul.
- Les deux électrodes étant proches, on peut, pour simplifier considérer que d'un point de vue électrique, ces deux électrodes ne forment qu'un seul conducteur traversé par I_0 . Le vecteur densité de courant volumique y a une valeur constante pour toutes les valeurs de y .

D.3 calcul sur un exemple précis

Nous calculons ici le champ magnétique rayonné par un accumulateur de type LiFeBatt (figure D.3) d'une capacité de 10 A.h que nous utilisons par la suite expérimentalement. Il s'agit d'un accumulateur cylindrique dont l'électrode négative est constituée de graphite et l'électrode positive de phosphate de fer.

Les données dont nous disposons sur cet accumulateur sont données sur le tableau D.1.

Modélisation de l'enroulement L'enroulement des électrodes forme une spirale. Pour modéliser cet enroulement, nous utilisons une spirale dont l'équation paramétrée est la suivante :

$$\rho = k \cdot \theta \quad (D.12)$$



FIGURE D.3 – Accumulateur LiFeBatt

Électrode négative		Électrode positive	
Épaisseur collecteur Cu (μm)	10	Épaisseur collecteur Al (μm)	20
Épaisseur graphite 1 face (μm)	35	Épaisseur FePO4 1 face (μm)	79
Longueur (cm)	319	Longueur (cm)	319
Largeur (cm)	12.1	Largeur (cm)	12.1
Masse électrode (g)	75.8	Masse électrode (g)	123.4
Rayon de l'enroulement (mm)	20		

TABLE D.1 – Données mesurées sur l'accumulateur LiFeBatt

Où θ est l'angle paramétré et ρ est le rayon de la spirale en fonction de θ . θ est compris entre 0 et θ_{max} . k et θ_{max} sont des paramètres inconnus. Afin de trouver ces deux paramètres inconnus, nous disposons de deux informations données par le tableau D.1 :

- la longueur déroulée de la spirale est égale à L (319 cm)
- le rayon maximum de cette spirale est égal à ρ_{max} (20 mm)

Ces deux informations peuvent s'écrire sous la forme d'un système à deux équations et deux

inconnues :

$$\begin{cases} \int_{\theta=0}^{\theta_{max}} \rho d\theta & = L \\ \rho_{max} & = k\theta_{max} \end{cases} \quad (D.13)$$

soit :

$$\begin{cases} \frac{1}{2}k \cdot \theta_{max}^2 & = L \\ \rho_{max} & = k\theta_{max} \end{cases} \quad (D.14)$$

soit :

$$\begin{cases} \theta_{max} & = 319 \text{ rad} \simeq 100 \text{ tours} \\ k & = 6.3 \cdot 10^{-5} \text{ m} \end{cases} \quad (D.15)$$

Connaissant désormais l'emplacement dans l'espace du conducteur enroulé et la densité de courant qui le traverse, on peut calculer le champ magnétique rayonné par celui-ci.

Rappelons que nous faisons l'approximation selon laquelle les deux électrodes sont modélisées par un seul conducteur traversé par un courant électrique orienté uniquement selon $-\vec{U}_y$. Le collecteur équivalent est un feuillet de longueur L , de hauteur h , et d'épaisseur e' (la somme des deux collecteurs de cuivre et d'aluminium). La densité de courant traversant ce feuillet, pour un courant I_0 est donné par :

$$\vec{j} = -\frac{I_0}{Le'} \vec{U}_y \quad (D.16)$$

Afin de calculer le champ magnétique rayonné par ce système, nous devons discrétiser spatialement cette spirale en éléments infinitésimaux. Nous choisissons de la découper en éléments de hauteur dy , de longueur $\rho d\theta$ et d'épaisseur e' (figure D.4). Nous allons calculer le champ magnétique créé par un tel élément et intégrer θ entre 0 et θ_{max} et y entre 0 et l .

La contribution d'un tel élément situé au point M en un point quelconque P de l'espace est donnée par la loi de Biot-Savart :

$$d\vec{B}(P) = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{\vec{j} \wedge \overrightarrow{MP}}{|\overrightarrow{MP}|^3} dV \quad (D.17)$$

$$= -\frac{\mu_0 I}{4\pi L e'} \frac{\vec{U}_y \wedge \overrightarrow{MP}}{|\overrightarrow{MP}|^3} \rho e' d\theta dy \quad (D.18)$$

$$= -\frac{\mu_0 I}{4\pi L} \frac{\vec{U}_y \wedge \overrightarrow{MP}}{|\overrightarrow{MP}|^3} k\theta d\theta dy \quad (D.19)$$

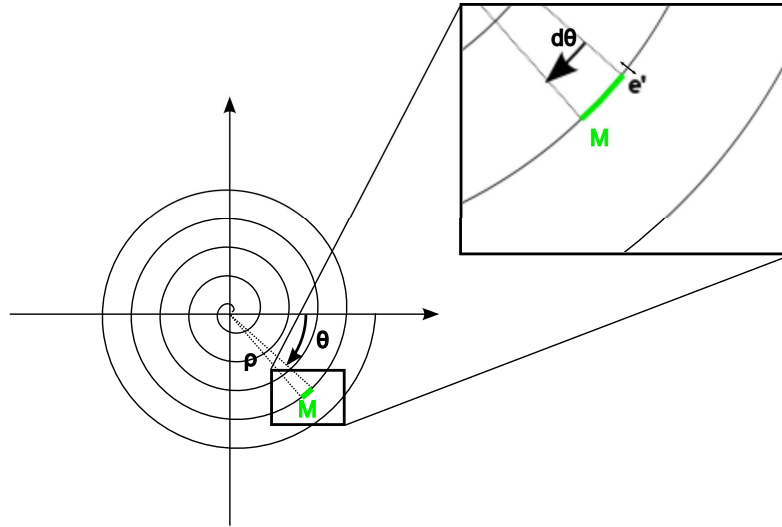


FIGURE D.4 – Découpage de la spirale en éléments infinitésimaux

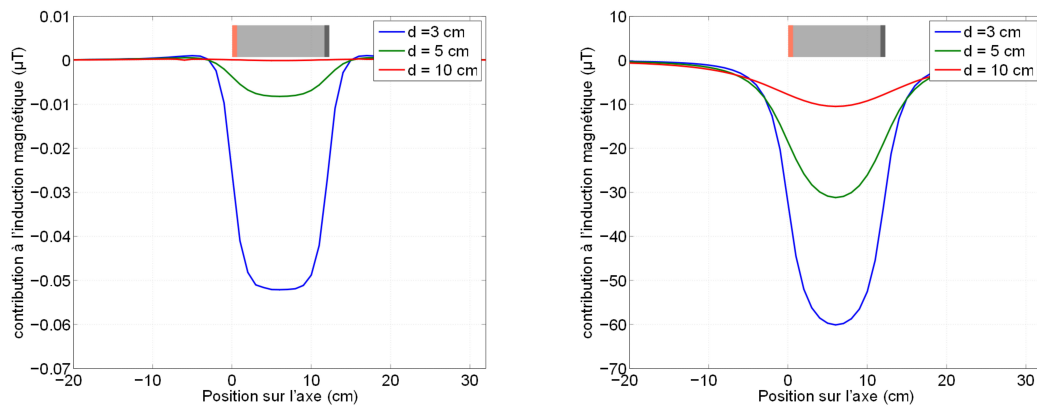
D'où l'expression du champ d'induction magnétique créé par la spirale conductrice en P :

$$\vec{B}(P) = \int_{\theta=0}^{\theta_{max}} \int_{y=0}^l -\frac{\mu_0 I \vec{U}_y \wedge \vec{MP}}{4\pi L |\vec{MP}|^3} k\theta d\theta dy \quad (D.20)$$

L'équation D.20 nous permet désormais de calculer la contribution du champ magnétique dûe aux courants électriques dans la spirale en n'importe quel point de l'espace. La résolution de cette équation n'est pas possible de façon analytique. En revanche, on peut approximer le résultat de cette double intégrale à l'aide d'un calculateur numérique.

Nous avons réalisé ce calcul numérique pour 30 positions différentes de P (de $y = -20 \text{ cm}$ à $y = l/2$), toutes situées sur un axe parallèle à celui de l'accumulateur, décalé de $d = 3 \text{ cm}$ par rapport à celui-ci. Ces positions correspondent à des positions possibles pour un capteur magnétique. Pour chaque position, nous calculons les 3 composantes du champ d'induction. Par symétrie on connaît également le champ d'induction pour les valeurs de y entre $l/2$ et $l + 20 \text{ cm}$. On répète la même opération pour d'autres valeurs de d (5 et 10 cm). Ceci nous permet de tracer les courbes de la figure D.5.

Sur ces figures, la composante axiale du champ d'induction n'a pas été représentée. En effet nous savons que celle-ci est nulle en tout point de l'espace car d'après nos hypothèses le courant est orienté selon ce même axe. Elle est donc nulle d'après la loi de Biot et Savart.



(a) Composante radiale de l'induction magnétique générée par la spirale pour différentes positions

(b) Composante ortho-radiale de l'induction magnétique générée par la spirale pour différentes positions

FIGURE D.5 – Induction magnétique générée par l'accumulateur cylindrique traversé par un courant de charge $I_0 = 10$ A. Attention, les échelles sont différentes entre les figures. L'emplacement de l'accumulateur sur l'axe est représenté par transparence.

Bibliographie

- [1] A. AIT-SALAH, J. DODD, A. MAUGER, R. YAZAMI, F. GENDRON et C.M. JULIEN : Structural and magnetic properties of LiFePO₄ and lithium extraction effects. *Zeitschrift für anorganische und allgemeine Chemie*, 632(8-9):1598–1605, 2006.
- [2] J. ANTONI : *Apports de l'échantillonnage angulaire et de la cyclostationnarité au diagnostic par analyse vibratoire des moteurs thermiques*. Thèse de doctorat, INPG, 2003.
- [3] D. ARČON, A. ZORKO, R. DOMINKO et Z. JAGLIČIČ : A comparative study of magnetic properties of LiFePO₄ and LiMnPO₄. *Journal of Physics : Condensed Matter*, 16:5531, 2004.
- [4] J.H AYLOR, A. THIEME et B.W JOHNSTON : A battery state-of-charge indicator for electric wheelchairs. *IEEE transactions on industrial electronics*, 39(5):398–409, 1992.
- [5] M.E. BADAOU, F. GUILLET et J. DANIÈRE : New applications of the real cepstrum to gear signals, including definition of a robust fault indicator. *Mechanical Systems and Signal Processing*, 18(5):1031–1046, 2004. cited By (since 1996) 7.
- [6] D. BAUDOIS et A. SILVENT : Application du corrélofiltre à l'élimination de raies en présence de bruit stationnaire. 1979.
- [7] R. BLANPAIN : *Traitement en temps réel du signal issu d'une sonde magnétométrique pour la détection d'anomalies magnétiques*. Thèse de doctorat, INPG, 1979.
- [8] F. BONNARDOT : *Comparaison entre les analyses angulaire et temporelle des signaux vibratoires de machines tournantes. Étude du concept de cyclostationnarité floue*. Thèse de doctorat, INPG, 2004.
- [9] F. BONNARDOT, M. EL BADAOU, R.B. RANDALL, J. DANIÈRE et F. GUILLET : Use of the acceleration signal of a gearbox in order to perform angular resampling (with limited speed fluctuation). *Mechanical Systems and Signal Processing*, 19(4):766–785, 2005.
- [10] R. BRANDWEIN et M.L. GUPTA : Nickel-cadmium battery monitor. US Patent No 3940679, 1974.
- [11] S. BRAUN : *Mechanical signature analysis*. Academic Press, 1986.
- [12] J.P BROSSARD : *Dynamique du véhicule, Modélisation des systèmes complexes*. Presses polytechniques et universitaires romandes, 2006.
- [13] Y. CARITU : *Système de détection/localisation de mobile ferromagnétique par un réseau de magnétomètres haute sensibilité*. Thèse de doctorat, INPG, 1996.

- [14] V. CATTIN et S. DAUVÉ : High-performance speed sensor for formula 1 applications. *ATZ-Autotechnology*, 8(1):56–59, 2008.
- [15] V. CATTIN et S. DAUVÉ : Sensorik : Hochleistungs-Geschwindigkeitssensor für Formel-1-Anwendungen. *ATZ-Automobiltechnische Zeitschrift*, 110(5):440–445, 2008.
- [16] O. CHADEBEC : *Modélisation du champ magnétique induit par des tôles - Identification de l'aimantation*. Thèse de doctorat, INPG, 2001.
- [17] O. CHADEBEC, J.L. COULOMB, J.P. BONGIRAUD, G. CAUFFET et P. Le THIEC : Recent improvements for solving inverse magnetostatic problem applied to thin shells. *IEEE transactions on magnetics*, 38(2), 2002.
- [18] R. CLARKE : Magnetic properties of materials. <http://info.ee.surrey.ac.uk/Workshop/advice/coils/mu>, 2008.
- [19] F. CLAVERT : Étude de faisabilité d'un contrôle des batteries électriques au lithium par le magnétisme, 2010.
- [20] B. CROWELL : *Simple Nature*. Creative Commons, 2007.
- [21] C. de BOOR : *Spline Toolbox for use with MATLAB User's Guide*. 3.1.1 edition, 2002.
- [22] R. DERICHE : Fast algorithms for low-level vision. *IEEE Transactions on pattern analysis and machine intelligence*, 12(1):78–87, 1990.
- [23] R. DIXON : Silicon magnetic sensors head for big time. *Small Times*, 2010.
- [24] E. DOWGIALLO : Method for determining battery state of charge by measuring a.c. electrical phase angle change. US Patent No. 3984762, 1975.
- [25] E. du Trémolet de LACHEISSERIE : *Magnétisme - Fondements*. Presses universitaires de Grenoble, 1999.
- [26] E. DURAND : *Magnétostatique*. masson, 1968.
- [27] ELECTROPAEDIA : State of charge (soc) determination. <http://www.mpoweruk.com/soc.htm>, 2008.
- [28] F. FIORILLO et F. MAZALEYRAT : *Principes et production des champs magnétiques*. Numéro D 1 504. Techniques de l'Ingénieur, 2000.
- [29] B. FLAMENT : *Système de réduction de bruit pour réseau de magnétomètres haute sensibilité*. Thèse de doctorat, INPG, décembre 1992.
- [30] W.A. GARDNER et C.M. SPOONER : The cumulant theory of cyclostationary time-series, part 1 : Foundation. *IEEE Trans. on SP*, 42(12):3387–3408, 1994.
- [31] W.A. GARDNER et C.M. SPOONER : The cumulant theory of cyclostationary time-series, part 2 : Development and applications. *IEEE Trans. on SP*, 42(12):3409–3429, 1994.
- [32] T.J. GOEDKEN : Method and apparatus for detecting the state of charge of a battery. US Patent No. 5185566, 1991.
- [33] Gretsni-Nice. *Détection optimale de contours avec une mise en oeuvre récursive*, 1987.
- [34] I.R. HILL et E.E. ANDRUKAITIS : Non-intrusive measurement of the state-of-charge of lead-acid batteries using wire-wound coils. *Journal of Power Sources*, 103(1):98–112, 2001.

- [35] I.R. HILL et E.E. ANDRUKAITIS : State-of-charge determination of lead-acid batteries using wire-wound coils. *Journal of Power Sources*, 162(2):870 – 877, 2006.
- [36] F. HUET : A review of impedance measurements for determination of the state-of-charge or state-of-health of secondary batteries. *Journal of Power Sources*, 70(1):59 – 69, 1998.
- [37] H. IGARASHI, T. HONMA et A. KOST : Inverse inference of magnetization distribution in cylindrical permanent magnets. *IEEE Transactions on Magnetics*, 36(4 I):1168–1171, 2000.
- [38] T. JAGER : État de l'art micro-capteurs magnétiques, 2007.
- [39] A.K.S. JARDINE, D. LIN et D. BANJEVIC : A review on machinery diagnostics and prognostics implementing condition-based maintenance. *Mechanical Systems and Signal Processing*, 20(7):1483–1510, 2006.
- [40] Y.-W. KIM, G. RIZZONI et V.I. UTKIN : Developing a fault tolerant power-train control system by integrating design of control and diagnostics. *International Journal of Robust and Nonlinear Control*, 11(11):1095–1114, 2001.
- [41] G. KOMANDI : The determination of the deflection, contact area, dimensions, and load carrying capacity for driven pneumatic tires operating on concrete pavement. *journal of Terramechanics*, 13(1):15–20, 1976.
- [42] F. KOUTNY : Load deflection curves for radial tyres. *Applied Mathematical Modelling*, 5(6):422–427, 1981.
- [43] F. KOUTNY : A model for tire wear. *Rubber chemistry and technology*, 64(5):683–695, 1991.
- [44] Amblard P.O. Comon P. LACOUME, J.L. : *Statistiques d'Ordre Supérieur pour le traitement du signal*. 1997.
- [45] J.P.R. LETOUZEY : *Détermination de la position, de l'immersion de la vitesse et du cap d'un corps magnétique*, 1976-1977.
- [46] W.Y. LIU, I.E. MANGIN et G. GIMENEZ : A new operator for the detection of transitions in noisy signals. *TS. Traitement du signal*, 12(3):225–236, 1995.
- [47] P. LOANE EDWARD : Speed and depth effects in magnetic anomaly detection advanced naval vehicle concept evaluation study. Office of the Chief of Naval Operations (OP. 96 V), 1976.
- [48] M.I. LYASKO : The determination of deflection and contact characteristics of a pneumatic tire on a rigid surface. *journal of Terramechanics*, 31(4):215–263, 1994.
- [49] J. MA et J.C. LI : Detection of localised defects in rolling element bearings via composite hypothesis test. *Mechanical Systems and Signal Processing*, 9(1):63–75, 1995.
- [50] V. MAGORI, V.R. MAGORI et N. SEITZ : On-line determination of tyre deformation, a novel sensor principle. 1998.
- [51] K. MASAHIRO : Method and apparatus for detecting tire revolution using magnetic field. US Patent No 6246226, 2001.
- [52] Ryosuke MATSUZAKI et Akira TODOROKI : Intelligent tires based on measurement of tire deformation. *Journal of solid mechanics and Materials engineering*, 2(2):269–280, 2008.
- [53] F. MATTERA : L'électrochimie des batteries. 2006.

- [54] N. MELINAT : Method and Device for the Determination of the Road Clearance of a Vehicle. US Patent No 309325, 2008.
- [55] J.S. MITCHELL : *Machinery Analysis and Monitoring*. 1981.
- [56] G. NICHOLS : Rotational position and velocity sensing apparatus. US Patent No 4373486, 1983.
- [57] A.V. OPPENHEIM et R.W. SCHAFER : Discrete-time signal processing. *International edition*. Prentice-Hall, New Jersey, pages 713–718, 1989.
- [58] M. OTAKA : Lamp disconnection detecting device for identifying a specific lamp which has become disconnected. US Patent No 5744961, 1997.
- [59] B.A. PAYA, I.I. ESAT et M.N.M. BADI : Artificial neural network based fault diagnostics of rotating machinery using wavelet transforms as a preprocessor. *Mechanical Systems and Signal Processing*, 11(5):751–765, 1997.
- [60] V. POP, H.J. BERGVELD, P.H.L. NOTTEN et P.P.L. REGTIEN : State-of-the-art of battery state-of-charge determination. *Measurement Science and Technology*, 16(12):R93, 2005.
- [61] R.B. RANDALL : Gearbox fault diagnosis using cepstrum analysis. *World Congress on the Theory of Mach and Mech, 4th*, pages 169–174, 1975. cited By (since 1996) 3.
- [62] G. RIZZONI : Diagnosis of individual cylinder misfires by signature analysis of crankshaft speed fluctuations. SAE Paper N° 890884, 1989.
- [63] B. SAMANTA et K.R. AL-BALUSHI : Artificial neural network based fault diagnostics of rolling element bearings using time-domain features. *Mechanical Systems and Signal Processing*, 17(2):317–328, 2003.
- [64] L.A. SCHMERBER : *Identification et caractérisation de sources électromagnétiques. Application à la discrétion des moteurs de propulsion navale*. Thèse de doctorat, INPG, 2006.
- [65] H. SOHN, K. WORDEN et C.R. FARRAR : Statistical damage classification under changing environmental and operational conditions. *Journal of Intelligent Material Systems and Structures*, 13(9):561–574, 2002.
- [66] R.M. TALLAM, T.G. HABETLER et R.G. HARLEY : Self-commissioning training algorithms for neural networks with applications to electric machine fault diagnostics. *IEEE Transactions on Power Electronics*, 17(6):1089–1095, 2002.
- [67] A. TARANTOLA : *Inverse problem theory*. Elsevier, 1987.
- [68] A. TIKHONOV et V. ARSÉNINE : *Méthode de résolution des problèmes mal posés*. Éditions Mir, 1976.
- [69] N. TOSHIHARU, O. NOBUYOSHI et T. TAKEYASU : Tire air pressure estimating apparatus. US Patent No 6385553, 2002.
- [70] M. UNSER : Splines a perfect fit for signal and image processing. *IEEE Signal processing magazine*, 16(6):22–38, 1999.
- [71] Y. VUILLERMET : *Immunsation en boucle fermée - Application au sous-marion double coque*. Thèse de doctorat, INPG, 2008.
- [72] V. WOWK : *Machinery Vibration*. 1991.
- [73] J. WRIGHT : Magnetic automotive lamp current sensor. US Patent No 5041761, 1991.

- [74] D.M. YANG, A.F. STRONACH, P. MACCONNELL et J. PENMAN : Third-order spectral techniques for the diagnosis of motor bearing condition using artificial neural networks. *Mechanical Systems and Signal Processing*, 16(2-3):391–411, 2002.
- [75] K. ZAGHIB, N. RAVET, M. GAUTHIER, F. GENDRON, A. MAUGER, J.B. GOODENOUGH et C.M. JULIEN : Optimized electrochemical performance of LiFePO₄ at 60 C with purity controlled by SQUID magnetometry. *Journal of Power Sources*, 163(1):560–566, 2006.
- [76] E. ZAUGG : Process and apparatus for determining the state of charge of a battery. US Patent No. 4433295, 1982.

**Contrôle et diagnostic par un réseau de capteurs magnétiques en automobile.
Résumé**

CETTE thèse présente les différentes sources de champ magnétique dans un véhicule automobile à moteur thermique. Le but de ce travail est d'exploiter la mesure du champ magnétique dans une automobile afin d'extraire des données utiles pour caractériser le fonctionnement ou le dysfonctionnement des éléments du véhicule. Les expérimentations que nous avons conduites nous ont permis de mesurer, identifier, caractériser et modéliser les différentes sources de champ magnétique en automobile. Les circuits électriques, l'alternateur électrique, mais également le déplacement des pièces ferromagnétiques engendrent des champs d'induction. Toutes ces sources se mélangent sur le réseau de capteurs magnétiques installé dans le véhicule. Nous avons mis en œuvre des algorithmes de séparation de sources et de soustraction de bruit permettant de récupérer les signaux utiles pour la surveillance. L'analyse vibratoire déjà utilisée pour le diagnostic des automobiles permet d'étudier les accélérations et chocs des éléments à surveiller. L'analyse magnétique que nous présentons ici permet d'étudier d'autres caractéristiques comme le déplacement de ces pièces ou les courants électriques présents dans le système. Nous montrons que les mesures magnétiques, sont un nouvel outil de diagnostic qui peut être utilisé pour le contrôle automobile, en complément de l'analyse vibratoire. Diverses applications industrielles potentielles utilisant des capteurs à bas coût, sur le contrôle des roues, du moteur et des feux électriques sont développées. Enfin, nous ouvrons une réflexion sur la généralisation de ces résultats aux véhicules électriques en présentant les problématiques et les besoins spécifiques en particulier dans l'étude du comportement magnétique des accumulateurs électriques utilisés pour stocker l'énergie.

Mots-clés : *Magnétisme, Automobile, Capteur, Diagnostic, Batterie*

**Monitoring and diagnosis in automobile with a magnetic sensor network.
Abstract**

IN this thesis the various sources of magnetic field in an automobile with heat engine are presented. The aim of this work is to make use of the measures on the magnetic field in an automobile in order to extract useful information for monitoring or diagnosis of the vehicle. The experiments we made led us to measure, to identify, to characterize and to model the various sources of magnetic field in an automobile. The electric circuits, the electric generator, and also the displacements of ferromagnetic pieces can create magnetic field. All those sources are mixed on the sensor network. We have developed source separation algorithms and noise removing techniques, in order to get useful signals. Vibration analysis has already been used for diagnosis in automobile and allows to study the accelerations and shocks of the elements to monitor. The magnetic analysis allows to study other parameters such as pieces displacements or the electric currents in the system. We show that magnetic analysis is a new diagnosis tool that could be used as additional information. Several concrete potential applications on wheel and engine monitoring, and electric bulb diagnosis are presented. Finally, we give an angle of reflection about generalizing those results to electric vehicles by presenting the specific problems and needs for those vehicles. In particular, the study of the magnetic behavior of the electric Lithium batteries is presented.

Keywords: *Magnetism, Automobile, Sensor, Diagnosis, Battery*



MINATEC, Commissariat à l'Énergie Atomique et aux Énergies Alternatives
17 rue des Martyrs – 38054 Grenoble CEDEX 9 – France