



HAL
open science

Magnétomètre atomique tout-optique pour applications géophysiques, spatiales et médicales

Gaëtan Lieb

► **To cite this version:**

Gaëtan Lieb. Magnétomètre atomique tout-optique pour applications géophysiques, spatiales et médicales. Physique [physics]. Normandie Université, 2019. Français. NNT: 2019NORMC252. tel-02518404

HAL Id: tel-02518404

<https://theses.hal.science/tel-02518404>

Submitted on 25 Mar 2020

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.



Normandie Université

THÈSE

Pour obtenir le diplôme de doctorat

Spécialité PHYSIQUE

Préparée au sein de l'Université de Caen Normandie

Magnétomètre atomique tout-optique pour applications géophysiques, spatiales et médicales

**Présentée et soutenue par
Gaetan LIEB**

**Thèse soutenue publiquement le 06/11/2019
devant le jury composé de**

M. RODOLPHE BOUDOT	Chargé de recherche HDR, ENSMM - Besancon	Rapporteur du jury
Mme FABIENNE GOLDFARB	Maître de conférences HDR, Laboratoire Aimé Cotton	Rapporteur du jury
M. GAUTHIER HULOT	Directeur de recherche, INSTITUT DE PHYSIQUE DU GLOBE	Président du jury

Thèse dirigée par HERVE GILLES, Centre de recherche sur les ions, les matériaux et la photonique (Caen)



UNIVERSITÉ
CAEN
NORMANDIE



Remerciements

Je tiens à remercier Matthieu Le Prado et Antoine Viana de m'avoir accueilli au Laboratoire des Capteurs Hautes Performances du CEA-Leti de Grenoble.

Je tiens aussi à remercier Agustin Palacios-Laloy et Thomas Jager pour leur aide et leur soutien pendant ma thèse et leur relecture assidue de mon manuscrit.

Je remercie aussi Hervé Gilles d'avoir accepté d'être mon directeur de thèse malgré la distance et pour le temps qu'il a consacré au suivi de ma thèse et à la correction de mon manuscrit.

Merci à Fabienne Goldfarb, Rodolphe Boudot et Gauthier Hulot d'avoir accepté de faire partie de mon jury de thèse.

Je remercie William Fourcault, François Beato, Rafael Garces-Malonda, Gwenael Le Gal, Cyril Gobbo, Tobias Millet, Sophie Morales, François Bertrand, Axel Boness, François Alcouffe, Etienne Labyt et Jean-Michel Léger pour leur aide ou leur contribution à ce travail.

Enfin, je remercie ma famille pour leur aide et leur soutien. Je remercie ma femme pour sa bonne humeur son aide et sa présence pendant ma thèse et notre fils Bérenger qui m'a apporté une bouffée d'air pendant ma rédaction.

Table des matières

I.	Introduction.....	1
1.	Mesure du champ magnétique et applications : problématique.....	1
a.	Magnétométrie pour la mesure du champ terrestre.....	1
b.	Cartographie des champs magnétiques émis par le cœur et le cerveau	2
2.	Les magnétomètres à pompage optique.....	3
a.	Mesure scalaire isotrope du champ magnétique	6
b.	Mesure vectorielle d'un champ magnétique de très faible amplitude	7
3.	Structure de ce manuscrit de thèse	10
II.	L'hélium-4 pour la magnétométrie	13
1.	Les niveaux d'énergie de l'hélium-4	13
2.	Pompage optique de l'hélium-4 métastable.....	15
a.	Section efficace d'absorption.....	15
b.	Pompage optique sur la transition D_0	19
3.	Description mathématique de l'ensemble atomique utilisé pour la mesure et de son évolution	21
a.	Décomposition multipolaire.....	21
b.	Description de l'évolution de l'état du gaz atomique : modèle en trois étapes	23
4.	Conclusion	25
III.	Magnétomètres scalaires à hélium-4 pour la mesure du champ terrestre.....	29
1.	Résonance magnétique induite par un champ radiofréquence	29
a.	Dépendance des signaux de résonance avec l'orientation du champ magnétique	30
b.	Magnétomètre scalaire isotrope du CEA-Leti	35
2.	Résonance magnétique excitée par un champ RF fictif	38
a.	Le Vector Light-Shift.....	39
b.	Amplitudes de champ RF atteignables en utilisant le VLS	41
c.	Mesure du champ magnétique fictif créé par un faisceau de VLS	42
d.	Résonance magnétique excitée par un champ RF fictif : étude de l'anisotropie d'amplitude	48
3.	Résonance magnétique induite par modulation d'intensité du faisceau de pompage	51
a.	Modulation de l'intensité du faisceau de pompe à la fréquence de Larmor	52
b.	Modulation de l'intensité du faisceau de pompe au double de la fréquence de Larmor	54
4.	Magnétomètres à triple résonance	56

a.	Combinaison d'une modulation de l'intensité lumineuse à ω et à 2ω	57
b.	Triple résonance induite par la combinaison d'une modulation d'intensité à 2ω et d'une RF à ω	60
5.	Conclusion et perspectives	71
IV.	Magnétomètre vectoriel pour la mesure de champ de très faible amplitude.....	75
1.	Architectures existantes de magnétomètres vectoriels pour des mesures de champs très faibles	75
a.	Magnétomètres basés sur l'effet Hanle sur un ensemble atomique orienté	75
b.	Magnétomètre à résonance paramétrique basé sur un milieu atomique orienté	79
c.	Magnétomètres vectoriels en champ nul basés sur un milieu atomique aligné	82
2.	Etude d'un magnétomètre Hanle multi-faisceaux basé sur un milieu atomique aligné	87
a.	Etude de la direction de polarisation des faisceaux de sonde	87
b.	Etude des directions de propagation des faisceaux de sonde pour optimiser la compacité	89
c.	Mesures expérimentales avec un magnétomètre Hanle biaxe basé sur l'alignement atomique.....	91
d.	Réalisation d'un capteur de champ magnétique bi-axe	95
e.	Mesure de la troisième composante du champ magnétique par l'utilisation d'un faisceau de pompe avec une polarisation linéaire partielle.....	95
3.	Conclusions et perspectives.....	98
V.	Conclusion.....	101
VI.	Bibliographie.....	1

I. Introduction

I. Introduction

1. Mesure du champ magnétique et applications : problématique

De l'invention de la boussole (XII^e siècle) à nos jours, la mesure du champ magnétique a trouvé de nombreuses applications, par exemple pour la navigation, la physique fondamentale (dans des expériences telles que la mesure du moment dipolaire électrique du neutron^{1,2}), la détection d'anomalies magnétiques (détection de sous-marins, détection de mines) ou encore la détection magnétique appliquée au domaine médical.

Certaines applications telles que la compréhension du magnétisme terrestre ou la détection des champs biomagnétiques requièrent des magnétomètres avec d'excellents niveaux de justesse et/ou de résolution. Parmi les magnétomètres habituellement mis en œuvre, on peut citer les magnétomètres fluxgate, les SQUIDS (Superconducting QUantum Interference Device), les magnétomètres à résonance magnétique nucléaire (RMN)³⁻⁵. Les magnétomètres à pompage optique sont également bien adaptés pour ce type d'applications.

Dans ce travail de thèse, nous nous intéressons aux magnétomètres à pompage optique de l'hélium-4. En particulier, nous présentons de nouvelles architectures, appelées « tout-optique » qui pourront faciliter la mise en œuvre de ces dispositifs notamment dans les deux domaines d'application citées ci-dessus.

a. Magnéto-métrie pour la mesure du champ terrestre

La mesure précise du champ magnétique à l'échelle de la planète permet de réaliser des cartographies magnétiques locales de la croûte terrestre^{6,7} utiles pour l'étude de la composition des sols ou pour la prospection minière. La connaissance du champ magnétique permet également d'étudier la magnétosphère⁸ qui nous protège des particules chargées émises par le rayonnement solaire ainsi que la dynamique du noyau terrestre⁹ pour actualiser la position du nord magnétique et maintenir à jour les instruments de navigation.

L'étude du champ magnétique terrestre et de ses variations a été réalisée pendant de longues années majoritairement à partir des données extraites de stations de mesure¹⁰ situées au sol. Toutefois, compte tenu du nombre limité de stations, ces études restaient partielles et incomplètes. Ainsi, la mesure du champ magnétique terrestre depuis l'espace, à bord de satellites, prend tout son sens. En effet, ces mesures en orbite offrent la possibilité d'obtenir une étude du champ sur l'ensemble de la surface du globe plutôt qu'en des points fixes et en nombre limité, et de pouvoir discrétiser dans le temps les différentes contributions au champ total telles que le champ ionosphérique, le champ de la lithosphère ou celui des marées^{11,12}. Il est aussi possible, grâce à des mesures réalisées sur différentes orbites, de reconstituer une cartographie mettant en évidence les différents phénomènes qui contribuent au champ magnétique en fonction de l'altitude à laquelle on se trouve¹³.

Cependant réaliser des mesures à bord d'un satellite impose plusieurs contraintes¹⁴ :

- les dimensions des satellites, ainsi que les sources d'alimentation électriques sont limitées,

- le champ magnétique à mesurer varie continuellement en amplitude et en orientation, ce qui impose aux magnétomètres embarqués d'avoir une excellente précision, garante de la qualité des modèles scientifiques dérivés de leurs mesures. Notamment ils doivent pouvoir assurer une mesure du champ quelle que soit son orientation. De plus, comme il n'est pas possible de re-calibrer les magnétomètres en vol, ils doivent être stables dans le temps et leurs erreurs statiques doivent être préalablement connues pour ensuite être corrigées,

I. Introduction

- les magnétomètres doivent être opérés dans un environnement très inhospitalier (vide, changements rapides et extrêmes de températures, fortes radiations),
- il faut aussi prendre en compte les perturbations générées par le satellite lui-même.

Le lancement de satellites étant très coûteux, il y a actuellement une tendance à multiplier leur nombre en réduisant leur taille et poids : on parle ainsi de cube-sats ou nano-satellites. Cette tendance pourrait permettre d'alléger les contraintes sur la résistance à l'environnement des satellites car la perte d'un satellite serait alors compensée soit par le grand nombre ayant été mis en orbite initialement soit par l'envoi de satellites miniatures supplémentaires en tant que passager(s) auxiliaire(s) sur un prochain lancement conventionnel.

Toutefois, la miniaturisation des satellites entraîne des contraintes supplémentaires sur les magnétomètres. En plus de nécessiter une intégration plus poussée des instruments, elle rapproche le magnétomètre du corps du satellite. Celui-ci n'étant pas amagnétique, il induit des perturbations dans la mesure du champ. Une solution à ce problème serait d'utiliser une architecture gradiométrique pour pouvoir soustraire cette perturbation. Dans le cas de ces mesures différentielles, les sondes doivent être disposées très proches les unes des autres sans se perturber mutuellement. Il est donc important d'avoir des magnétomètres que l'on peut rapprocher les uns des autres sans avoir de diaphonie entre eux. Par contre, la solution à ce problème ne doit pas compromettre la robustesse et la compacité des capteurs.

La même problématique se retrouve dans des applications mobiles terrestres (forage, prospection des sols, détection au sol, en vol...) où le magnétomètre peut être associé à une structure en mouvement (avion en déplacement, tête de forage...) et l'arrivée de nombreux câbles peut rendre le capteur encombrant et fragile dans un environnement où les disponibilités de volume sont très faibles.

b. Cartographie des champs magnétiques émis par le cœur et le cerveau

L'électrocardiographie et l'électroencéphalographie sont des techniques médicales bien connues qui permettent de caractériser respectivement les activités du cœur et du cerveau par une mesure des potentiels électriques que celles-ci génèrent à la surface du corps. Toutefois ces mesures souffrent de perturbations liées à l'anisotropie de conductivité électrique des tissus traversés, qui dégradent très fortement leur résolution spatiale. Les anisotropies de perméabilité magnétique sont nettement plus faibles, ce qui permet d'avoir une meilleure reconstruction des sources de champ à partir d'une mesure du champ magnétique à la surface du corps¹⁵.

La mesure des champs magnétiques générés par l'activité électrique du cœur et du cerveau permet d'améliorer les méthodes de diagnostic en complément des techniques classiques d'électro-cardio/encéphalo-gramme¹⁶, ceci sans avoir recours à des méthodes invasives^{17,18}, ce qui permet d'améliorer le diagnostic et/ou les connaissances de certaines pathologies.

La mesure du champ magnétique généré par l'activité électrique du cœur est la MagnétoCardioGraphie (MCG). Les champs détectés sont de l'ordre de 100 pT à la surface du corps dans un domaine de fréquence s'étendant de 0 à 100 Hz¹⁹. La MCG fournit par exemple des informations sur des problèmes d'arythmie^{20,21}, de maladies coronariennes²² ou intervient encore comme une aide à la détection des cardiomyopathies^{23,24} et des anomalies fonctionnelles myocardiques^{25,26}.

La mesure du champ magnétique généré par l'activité électrique du cerveau, la MagnétoEncephaloGraphie (MEG) (amplitude de champ de l'ordre de 100 fT à 1 pT à la surface du corps, de 0 à 300 Hz¹⁹) peut quant à elle fournir des informations dans les domaines cognitifs, avec l'étude de zones spécifiques^{27,28}, et permet de localiser des foyers épileptiques²⁹⁻³¹ ou des tumeurs difficiles à détecter par IRM³². La MEG pourrait aussi contribuer au

I. Introduction

diagnostic de la démence (notamment de la maladie d'Alzheimer)³³⁻³⁵, de la maladie de Parkinson^{36,37}, de lésions traumatiques^{38,39} et de la sclérose multiple^{40,41}.

Ces méthodes sont basées sur une mesure du champ magnétique en de nombreux points à la surface du corps, puis sur des algorithmes de reconstruction des sources qui ont pu les générer¹⁹. Jusqu'à présent il est possible de réaliser ces mesures MCG et MEG grâce à des capteurs SQUID avec des boucles de mesure de taille centimétrique¹⁹. Ces capteurs, ayant une sensibilité de 1 à 15 fT/ $\sqrt{\text{Hz}}$ sur une bande de fréquence du continu à quelques kHz, ont l'inconvénient de devoir être refroidis à la température de l'hélium-4 liquide (4 K) pour pouvoir fonctionner. Cela nécessite l'utilisation d'un dewar qui augmente considérablement la taille de l'appareil et son coût d'entretien (environ 3 M€ sur 7 ans⁴²). Par ailleurs il est nécessaire de travailler dans une salle blindée pour s'affranchir du champ magnétique terrestre et des différents bruits ambiants: ces salles blindées doivent être très grandes pour accueillir le dewar ce qui augmente leur coût, et, avec un poids de plusieurs tonnes impose même une prise en compte lors de la conception du bâtiment. L'ensemble de ces contraintes a favorisé l'étude d'autres types de capteurs qui pourraient fonctionner sans cryogénie.

Les magnétomètres nécessaires à ces applications doivent avoir une excellente résolution de mesure (inférieure à 50 fT/ $\sqrt{\text{Hz}}$), mais également être compacts et pouvoir être disposés très proches les uns des autres (de l'ordre du cm) pour réaliser une imagerie avec une résolution spatiale satisfaisante. Cette proximité entre capteurs doit être possible sans induire de problèmes de couplage entre eux, qui compromettraient la qualité de la mesure.

Dans les domaines d'application décrits brièvement dans les deux paragraphes précédents, on retrouve la même problématique : celle de disposer des sondes de champ magnétique très proches les unes des autres pour réaliser une mesure gradiométrique ou une cartographie magnétique. Il en résulte la nécessité d'imaginer des architectures sans couplage entre les différentes sondes constituant le capteur.

2. Les magnétomètres à pompage optique

Parmi les magnétomètres présentant les meilleurs niveaux de justesse et de résolution il existe –outre les SQUIDS– les magnétomètres basés sur la dynamique d'ensemble de spins électroniques ou nucléaires. L'utilisation de la précession d'un ensemble de spins pour mesurer un champ magnétique présente un avantage en termes de justesse car le rapport entre la fréquence de Larmor (la fréquence de cette précession) et le champ magnétique est invariable : c'est le rapport gyromagnétique (par exemple pour l'électron $\gamma = -2\pi * 28,04 \text{ GHz/T}$). Les premiers magnétomètres basés sur ce principe sont les magnétomètres à RMN réalisés par Felix Bloch dès 1946⁴³.

En parallèle, les travaux sur le pompage optique⁴⁴ ont ouvert la possibilité de préparer optiquement un gaz atomique dans des états très hors équilibre, avec des taux de polarisation sans commune mesure avec ceux obtenus en RMN. En 1949 Bitter⁴⁵ démontrait qu'il était également possible de mesurer optiquement la résonance magnétique, ce qui ouvrait la voie aux premiers magnétomètres à pompage optique (en anglais *Optically Pumped Magnetometers*, OPM). Ces magnétomètres, bien qu'utilisant un gaz à la place d'un liquide, présentaient une sensibilité du signal de résonance supérieure grâce à la forte polarisation. Parmi leurs autres avantages, une bande passante plus large, un bruit plus faible et une meilleure compatibilité électromagnétique^{46,47} ont favorisé leur utilisation.

En plus de ces avantages, le pompage optique permet de réaliser des configurations de magnétomètres où la polarisation des spins est très différente de celle observée dans l'état d'équilibre thermique. Il est possible par exemple de préparer le système dans un état polarisé

I. Introduction

dans une direction transverse au champ magnétique local. Cette configuration à pompage transverse est à la base de deux schémas particulièrement significatifs dans le cadre de cette thèse : l'effet Hanle⁴⁸ et le magnétomètre scalaire avec modulation de l'intensité de la lumière de pompage modulé tel que réalisé par Bell et Bloom⁴⁹ qui permettent tous les deux de réaliser une mesure du champ magnétique avec une architecture tout-optique.

Différentes espèces atomiques peuvent être utilisées dans les OPM. De nombreux travaux des années 1960-70 ont porté sur des gaz de mercure-199. Cependant la transition nécessaire au pompage optique se situe dans le domaine spectral ultra-violet (UV), et ce n'est que très récemment que des lasers émettant à ces longueurs d'onde ont été réalisés. Avec la popularisation des lasers, la plupart des équipes de recherche se sont donc concentrées sur les alcalins (notamment rubidium-85 et 87, ainsi que le césium-133), qu'il est nécessaire de chauffer à des températures comprises entre 40 °C et 200 °C pour obtenir des densités atomiques suffisantes dans la phase gazeuse.

L'état métastable de l'hélium-4 constitue une alternative intéressante car il ne requiert pas de chauffage et présente une transition permettant le pompage optique dans le proche infrarouge. Il nécessite cependant la mise en œuvre d'une décharge plasma pour porter les atomes du niveau fondamental, insensible au champ magnétique, vers le niveau métastable qui est sensible au champ magnétique ambiant. Les premiers travaux ayant utilisé l'état métastable de l'atome hélium-4 pour des applications de magnéto-métrie ont été réalisés chez Texas Instruments par Colegrove et Franken^{50,51} et Schearer^{52,53} pour mesurer le champ magnétique terrestre. Très longtemps, des lampes spectrales ont été utilisées pour réaliser le pompage optique. Par exemple l'hélium-4 peut être pompé avec des lampes d'hélium-3⁵³. L'arrivée des lasers a apporté plusieurs avantages à ces magnétomètres. En effet, la finesse spectrale et la forte densité de puissance optique des sources laser ont permis d'obtenir un pompage optique plus sélectif⁵⁴, donc plus efficace, et ont ouvert la possibilité d'architectures plus simples et plus compactes.

Le CEA-Leti, qui était précédemment actif dans le développement de magnétomètres RMN, a initié une activité sur les OPM hélium-4 suite à l'apparition de lasers LNA⁵⁵. Ces travaux ont débuté avec la thèse de J.M. Léger⁵⁶, qui a démontré l'intérêt de réaliser un pompage en alignement grâce à une lumière polarisée rectilignement comme montré sur la Figure I-1.b. Ceci permet de s'affranchir de certains effets parasites comme le Vector Light-Shift (VLS, déplacement des sous niveaux d'énergie Zeeman se traduisant comme un champ magnétique parasite fictif) qui crée une erreur dans la mesure de champ lorsqu'on pompe avec une lumière polarisée circulairement et légèrement désaccordée par rapport à la transition optique du pompage envisagé. Ce type de pompage avec une lumière polarisée circulairement créé une orientation atomique comme présenté sur la Figure I-1.a.

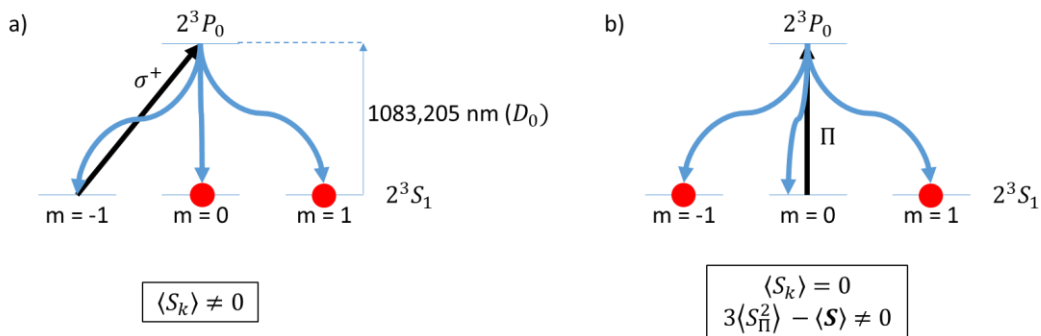


Figure I-1: Cycle de pompage optique (en régime permanent) sur la transition $2^3S_1 \rightarrow 2^3P_0$ des atomes de ^4He ; a) pompage en orientation; b) pompage en alignement.

I. Introduction

De nombreuses évolutions se sont succédées depuis ces premiers travaux : une architecture isotrope, permettant de mesurer le module du champ magnétique quelle que soit l'orientation du capteur dans l'espace, a été identifiée⁵⁷. L'impact des lasers sur les performances des magnétomètres a été évalué⁵⁴, puis une solution pour réaliser une mesure vectorielle faible bande passante à partir de la mesure scalaire a été démontrée⁵⁸. Ces travaux ont permis de proposer un capteur basé sur le pompage optique de l'hélium-4 au CNES et à l'ESA pour la mission spatiale Swarm. Avec le soutien du CNES, le CEA-Leti s'est alors occupé du développement et de la qualification de ce capteur jusqu'au lancement de la mission en 2013⁵⁹⁻⁶¹. Ces magnétomètres embarqués sur 3 satellites permettent de mesurer les variations du champ magnétique terrestre⁶²⁻⁶⁴ depuis l'espace. Une première version miniature de ces instruments a été réalisée⁶⁵ pour préparer des futures missions.

Dans ce travail de thèse, nous nous sommes intéressés aux architectures permettant de réaliser la mise en réseau de magnétomètres à pompage optique de l'hélium-4 pour les deux applications décrites précédemment. Nous verrons que ces applications sont grandement facilitées si on dispose de magnétomètres tout-optique. En effet, comme nous l'avons évoqué brièvement au paragraphe précédent, ces applications nécessitent de disposer les sondes très proches les unes des autres, soit pour obtenir une cartographie du champ magnétique avec une bonne résolution spatiale, soit pour réaliser une mesure gradiométrique. Dans le cas des magnétomètres à pompage optique, comme ceux étudiés jusqu'à présent au sein de notre équipe, la présence de bobines créant le champ radiofréquence disposées autour de la cellule empêche de placer les sondes très proches les unes des autres, à cause du couplage entre ces bobines qui peut créer des diaphonies entre les sondes. Une solution pour s'affranchir de ces problèmes de couplage est de mettre en œuvre des magnétomètres tout-optiques. Ces magnétomètres tout-optiques seront abordés dans deux configurations : la première pour la mesure scalaire du champ terrestre et la deuxième pour la mesure vectorielle de champs magnétiques de faible amplitude.

En effet, de façon générale on différencie deux types de magnétomètres à pompage optique en fonction du module du champ magnétique à mesurer (B). Pour cela il faut comparer la fréquence de Larmor associée au champ magnétique ($\omega = \gamma B$) avec le taux de relaxation de l'état atomique utilisé pour réaliser la mesure (τ^{-1} avec τ le temps de relaxation des atomes).

Dans le cas du champ terrestre, la fréquence de Larmor est très grande devant le taux de relaxation des atomes. Pour réaliser la mesure du champ, on utilise alors une résonance magnétique induite par un champ RadioFréquence (RF) de fréquence ω . Ce schéma de fonctionnement est présenté sur la Figure I-2.a. La résonance magnétique provoque un accroissement de l'absorption du faisceau de pompage lorsque la fréquence du champ RF appliqué est égale à la fréquence de Larmor. La mesure de cette fréquence permet d'obtenir le module du champ ambiant : le magnétomètre est donc dit scalaire.

Dans le cas où le champ magnétique est de très faible amplitude ($\gamma B \ll \tau^{-1}$), on ne peut plus utiliser la résonance magnétique. Il est alors possible de mesurer ce champ grâce à l'effet Hanle^{48,66} dont le principe est présenté Figure I-2.c. Dans ce cas, les spins polarisés initient une précession qui est tellement lente qu'elle est amortie avant de faire un tour. Si le champ magnétique est non-nul la moyenne vectorielle des spins est alors désalignée par rapport à la direction dans laquelle ils sont préparés par le pompage optique. Le faisceau de pompage est donc absorbé plus fortement pour réaligner les atomes. Lorsque le champ magnétique s'annule, les atomes ne présentent pas de désalignement avec la direction donnée par le pompage optique : les atomes absorbent alors moins de lumière. Ainsi l'absorption de la pompe présente une dépendance résonante (présentant une symétrie paire par rapport au champ magnétique nul) avec le champ magnétique.

I. Introduction

Nous verrons dans le chapitre IV que l'ajout de faisceaux supplémentaires dans cette configuration permet de disposer de signaux dispersifs (présentant une symétrie impaire par rapport au champ magnétique nul) plus appropriés pour la mesure du champ.

Un schéma dérivé de l'effet Hanle est la résonance paramétrique^{67,68} qui grâce à ses avantages pratiques (notamment la possibilité d'utiliser un seul accès optique et l'immunité au bruit basse fréquence des lasers par l'usage de champ magnétique RF permettant de porter les signaux à plus haute fréquence) est utilisé dans la plupart des OPM dédiés à l'imagerie médicale. Ce schéma sera présenté en section IV.1.b.

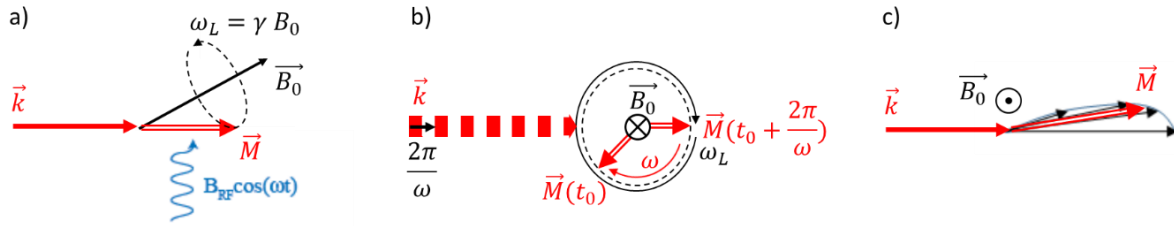


Figure I-2: Différents schémas de magnétomètres avec un pompage en orientation de direction de propagation \vec{k} créant un moment magnétique \vec{M} qui va précesser autour de \vec{B}_0 (le champ magnétique ambiant): a) magnétomètre scalaire à double résonance avec un champ magnétique radiofréquence ; b) magnétomètre de type Bell-Bloom, l'intensité de la lumière est modulée en intensité à une fréquence ω ; c) magnétomètre Hanle avec le moment magnétique moyen \vec{M} qui se désaligne de la direction de pompage \vec{k} sous l'effet du champ magnétique \vec{B}_0 .

a. Mesure scalaire isotrope du champ magnétique

Une des caractéristiques importantes pour les magnétomètres dédiés aux applications mobiles est l'invariance de la mesure en fonction de l'orientation du magnétomètre par rapport au champ. Malheureusement, la plupart des OPM présentent des zones d'ombres, c'est-à-dire des orientations du champ par rapport au capteur pour lesquelles l'ensemble des signaux de résonance sont nuls. De plus, l'amplitude des signaux de résonance n'est généralement pas constante avec cette orientation : c'est ce que l'on appelle l'anisotropie d'amplitude. Pour s'affranchir de ce problème, les magnétomètres du CEA-Leti développés pour la mission Swarm sont opérés dans une configuration géométrique asservie de manière à rester invariante avec l'orientation du champ ambiant de sorte à ce qu'il soit toujours possible de mesurer le champ magnétique. Plus d'explications sur l'anisotropie d'amplitude et l'architecture retenue par le CEA-Leti seront données dans le chapitre III.

Cependant, cette solution utilise la résonance magnétique induite par des bobines de champ radiofréquence. Comme évoqué précédemment ces bobines peuvent induire une diaphonie sur l'architecture gradiométrique, c'est pour cela qu'une architecture tout-optique est recherchée. La résonance magnétique est alors créée soit par le faisceau de pompage lui-même, soit par un faisceau secondaire. Dans ce cas, les différentes sondes sont indépendantes et peuvent fonctionner sans interactions avec leurs voisins.

Les magnétomètres tout-optique ont déjà été étudiés dans le passé. Bell et Bloom⁴⁹ ont été les premiers à démontrer qu'il était possible d'exciter une résonance magnétique sans champ RF mais en modulant la lumière de pompage. Ce schéma de magnétomètre est présenté en Figure I-2.b : il consiste en un faisceau de pompage en polarisation circulaire se propageant dans une direction transverse au champ ambiant et dont l'intensité est modulée. Lorsque la fréquence de modulation est différente de la fréquence de Larmor, la précession des spins est désynchronisée du pompage ; il en résulte une distribution spatiale isotrope des moments magnétiques et aucun effet de résonance n'est observé sur l'absorption. Lorsque la fréquence de modulation de l'intensité du faisceau de pompage correspond à la fréquence de Larmor (ou

I. Introduction

certaines de ses multiples), les atomes sont pompés en phase avec leur période de précession ; dans ce cas, on crée un moment magnétique macroscopique ce qui entraîne une augmentation de l'absorption du faisceau de pompage par les atomes.

Ces travaux ont été approfondis au laboratoire CIMAP à Caen notamment dans le cadre des thèses de A. Cassimi, H. Gilles et E. Noel⁶⁹⁻⁷² qui ont montré qu'il était possible de réaliser une mesure du champ magnétique grâce à la modulation de différents paramètres de la lumière de pompage: l'intensité lumineuse⁶⁹, la longueur d'onde⁷⁰, ou la polarisation^{71,72}. Toutefois ces différentes architectures ne permettent pas la transposition du schéma d'asservissement du CEA-Leti pour assurer une mesure isotrope du champ magnétique.

Une toute autre voie pour réaliser un magnétomètre tout-optique destiné à la mesure du champ terrestre est l'usage de champ magnétique RF virtuel généré par la modulation de l'effet de Vector Light-Shift (VLS) : la démonstration de cette possibilité a été réalisée par plusieurs équipes, dont récemment celle de D. Budker⁷³. Or cette possibilité appliquée à l'hélium-4 pompé en alignement demanderait l'usage de trois accès optiques, ce qui complique considérablement le capteur et augmente son encombrement.

Les travaux qui sont présentés dans le chapitre III se basent sur la combinaison des deux voies décrites ci-dessus. En effet il m'est apparu que la combinaison d'une modulation de la lumière et d'un champ magnétique RF virtuel généré par VLS modulé, le tout sur le même accès optique, permet d'aboutir à un magnétomètre scalaire isotrope et sans bobines.

b. Mesure vectorielle d'un champ magnétique de très faible amplitude

Les OPM sont des bons candidats pour la mesure de champ magnétique de très faible amplitude, comme ceux apparaissant dans les applications médicales décrites précédemment. Dans ce cas, la mesure étant réalisée dans un blindage magnétique, le capteur est en présence de champs magnétiques très faibles (en dessous du nT). Pour ce type de mesure, les OPM peuvent être directement comparés aux magnétomètres SQUIDS.

Outre le fait que les OPM ne nécessitent pas de refroidissement cryogénique, ce qui permet de réduire considérablement la taille des pièces blindées, la réduction de la distance capteur-crâne due à l'absence de la couche d'isolant thermique permet non seulement d'obtenir un gain de signal⁴², mais donne aussi accès à de meilleures résolutions spatiales que celles des SQUIDS⁷⁴. Les avancées récentes sur les OPM ont également permis d'atteindre des niveaux de bruit capables de concurrencer les SQUID. Ainsi grâce à l'effet d'échange de spin sans relaxation (effet SERF de l'anglais Spin Exchange Relaxation Free)⁷⁵ des magnétomètres à base d'alcalins ont atteint des niveaux de bruit inférieurs au fT/Hz^{1/2}. Après ces travaux, menés notamment par M.V. Romalis⁷⁶, différentes équipes se sont intéressées aux capteurs pour applications médicales : l'équipe de A. Weis⁷⁷⁻⁷⁹ a enregistré des signaux cardiaques avec un réseau de 19 magnétomètres de 32 mm de côté répartis dans un hexagone avec 3 capteurs par côté et dont la partie sensible est une sphère de 3 cm de diamètre, l'équipe de M.V. Romalis⁸⁰ a réalisé les premiers enregistrements de signaux MEG avec des OPM.

Aujourd'hui QuSpin⁸¹, une entreprise issue du NIST, commercialise un dispositif avec des niveaux de bruit de 15 fT/√Hz avec un capteur dont l'empreinte est de 1 x 2 centimètres. Ces magnétomètres ont récemment servi à enregistrer des signaux MEG induits par des activités naturelles telles que boire ou jouer avec une balle⁸².

Avec des capteurs basés sur un principe légèrement différent, l'équipe de T. Walker⁸³ a quant à elle réussi à mesurer le signal magnétique généré par l'activité cardiaque du fœtus.

Cependant tous ces capteurs souffrent de la nécessité de chauffer les alcalins pour réaliser une mesure. Or, comme il est nécessaire de disposer de nombreux capteurs pour disposer d'une bonne cartographie, le dégagement de chaleur accumulé compromet le confort du patient au-delà de quelques minutes d'examen.

I. Introduction

L'hélium-4 ne présente pas cet inconvénient, et bénéficie également d'une bande passante de mesure plus importante. Ces dernières années le CEA-Leti a réalisé des preuves de concept d'enregistrement MCG et MEG avec un capteur hélium-4 basé sur la résonance paramétrique^{67,84} induite par l'intermédiaire de bobines et présentant un bruit intrinsèque de $210 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$ ^{42,85}. Des travaux d'amélioration ont permis de réduire ce bruit à moins de $50 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$. Le schéma du magnétomètre en résonance paramétrique utilisé pour ces études est présenté sur la Figure I-3.a.

La résonance paramétrique apparaît lorsqu'on applique un champ RF de fréquence plus rapide que le taux de relaxation des atomes. Il apparaît alors dans le signal de photo-détection, à la fréquence du champ RF, un signal sensiblement équivalent à celui observé avec l'effet Hanle, proportionnel au champ magnétique orienté selon l'axe du champ RF appliqué. En appliquant un deuxième champ RF perpendiculaire au premier et de fréquence différente de tout multiple du premier champ RF, on peut obtenir une mesure de la deuxième composante du champ magnétique colinéaire à ce second champ RF. L'ajout de cette deuxième composante de champ RF permet aussi de réaliser la mesure de la troisième composante du champ magnétique comme décrit par J. Dupont-Roc⁸⁶. Il est alors possible d'appliquer un champ magnétique de compensation $\vec{B}_c = -\vec{B}_0$ avec trois bobines orthogonales ce qui permet d'opérer en champ strictement nul, un point qui a l'avantage de présenter une sensibilité minimale aux variations de certains paramètres de mesure (intensité de la lumière de pompe, amplitude des champs RF...)

Toutefois, l'utilisation de bobines pour induire les résonances paramétriques peut être source de perturbations lorsque plusieurs capteurs sont situés à proximité les uns des autres, ce qui est indispensable dans le cas de l'imagerie. Notamment, même s'ils sont synchronisés, les champs RF générés au sein d'une matrice non plane de capteurs induisent des changements de direction des axes de mesure en fonction de la position de chaque capteur par rapport aux autres. Pouvoir s'affranchir de l'usage de champs RF générés par des bobines serait donc un avantage pour la mise en réseau des capteurs.

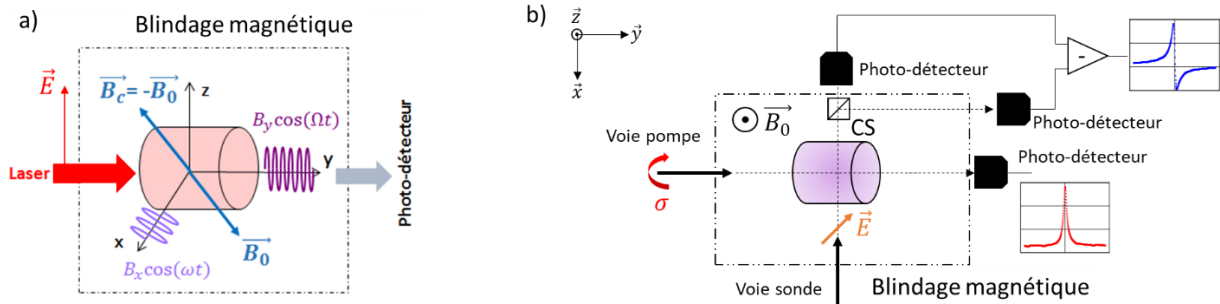


Figure I-3: Schéma de magnétométrie pour champ faible; a) magnétomètre à résonance paramétrique, un faisceau pompe/ sonde polarisé rectilignement selon \vec{E} traverse une cellule de gaz puis est photodéfecté. Deux champs RF sont également appliqués : ils peuvent être générés par des bobines ou un champ RF fictif. Un champ de compensation \vec{B}_c est appliqué en opposition à \vec{B}_0 ; b) magnétomètre à effet Hanle avec un faisceau de pompe polarisé circulairement pour orienter les atomes, CS est un cube séparateur, et un faisceau sonde polarisé rectilignement selon la direction \vec{E} pour avoir un signal dispersif. Le blindage magnétique permet de s'affranchir du champ extérieur.

Des travaux réalisés par J. Dupont-Roc à l'ENS⁸⁷ puis par R. Jiménez au NIST⁸⁸ ont montré qu'il était possible de générer des résonances paramétriques en utilisant un champ magnétique RF virtuel généré par la modulation de VLS. Dans ce cas, le champ magnétique RF « virtuel » est créé uniquement dans le volume du faisceau lumineux de VLS et ne rayonne pas dans l'environnement extérieur de la cellule. Pour une mise en réseau de capteurs, chaque sonde aurait son champ RF virtuel sans apporter de perturbations aux cellules voisines.

I. Introduction

L'inconvénient de cette méthode, appliquée à l'hélium-4, concerne l'aspect vectoriel de la mesure. En effet, dans ce cas, il est nécessaire de disposer d'au moins un accès optique supplémentaire placé à 90° du faisceau de pompage pour obtenir deux champs magnétiques RF virtuels. Cela rend l'architecture encombrante et compromet la densité spatiale du réseau des capteurs.

Un autre schéma de mesure en champ faible est basé sur l'effet Hanle⁴⁸ que nous avons introduit plus haut et qui sera expliqué en détail dans le chapitre IV. Pour réaliser des mesures de champ magnétique, il est préférable d'avoir un signal dispersif et non résonant : cela est rendu possible par l'ajout d'un faisceau supplémentaire qui a le rôle de faisceau sonde⁸⁹. Ce schéma, présenté sur la Figure I-3.b, a été largement utilisé dans les magnétomètres qui instrumentent l'effet SERF des alcalins, notamment dans l'équipe de M.V. Romalis⁷⁶. Dans cette architecture, un faisceau de pompage polarisé circulairement oriente les atomes le long de l'axe de propagation et un deuxième faisceau, perpendiculaire au premier, permet de mesurer l'état des atomes. La valeur de la composante du champ magnétique perpendiculaire aux deux faisceaux est proportionnelle à la rotation de la polarisation linéaire de la sonde si le faisceau est désaccordé (effet Faraday) ou à l'absorption de sa polarisation circulaire si le faisceau est accordé (mesure en absorption). Il est possible de mesurer une deuxième composante du champ en ajoutant un deuxième faisceau sonde perpendiculaire aux deux premiers, ce qui malheureusement augmente l'encombrement et la complexité du capteur.

Mes travaux de thèse se sont intéressés à rompre ce compromis entre complexité et mesure multi-axes sans utiliser de résonance paramétrique et donc de champ RF. Pour cela, je me suis intéressé à l'effet Hanle sur des atomes alignés. En effet lorsqu'on pompe des atomes en alignement avec une polarisation linéaire, la direction propre de la polarisation atomique est celle du champ électrique de la lumière de pompage. Si on considère le cas où le faisceau lumineux sonde les atomes au lieu de les pomper, ceci suggère par analogie qu'il pourrait être possible de réaliser une mesure sur deux axes à partir d'un seul accès optique.

J'ai donc exploré les directions de polarisation de la sonde qui permettent d'obtenir un signal dispersif en fonction du champ magnétique. On montrera qu'il est bien possible d'obtenir une mesure de deux composantes de champ sur les polarisations accessibles à partir d'une même direction de propagation. De façon peu intuitive nous avons montré que l'angle entre ces deux polarisations qui portent de l'information sur des composantes orthogonales du champ est de 60° . Afin de séparer l'information de ces deux polarisations qui sont co-propagatives et donc logiquement photodétectées sur une même photodiode, il est possible de les moduler en intensité pour pouvoir les découpler par filtrage électrique. Cette modulation permet d'augmenter le rapport signal-à-bruit en plus de sortir du bruit basse fréquence des lasers.

Ce schéma peut être rendu particulièrement compact en réduisant au maximum l'angle entre le faisceau de pompe et les faisceaux de sonde comme montré sur la Figure I-4. Les mesures qui seront présentées dans le chapitre IV montrent qu'un magnétomètre selon cette architecture permet bien de mesurer deux composantes d'un champ magnétique faible.

Il est même possible d'étendre ce schéma de mesure pour obtenir la troisième composante du champ magnétique en utilisant une lumière de pompage partiellement dépolarisée et un troisième faisceau de sonde. Malheureusement cette troisième sonde requiert un accès optique supplémentaire.

I. Introduction

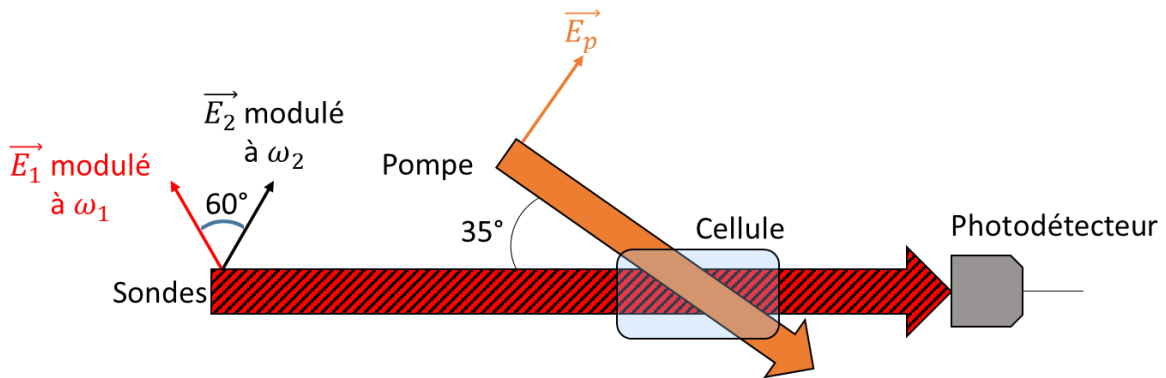


Figure I-4: Schéma optique de l'architecture compacte pour la mesure de deux composantes du champ magnétique pour les applications médicales.

3. Structure de ce manuscrit de thèse

L'ensemble des travaux présentés dans ce manuscrit a pour but d'identifier des architectures de magnétomètres tout-optique pour répondre aux problématiques de diaphonie et d'intégration, autant sur la mesure du champ magnétique ambiant que pour des champs magnétiques faibles.

Nous introduirons dans le chapitre II les bases de la mesure magnétique avec de l'hélium-4 : nous présenterons la structure des niveaux d'énergie de cet élément et son interaction avec le champ magnétique et la lumière. Dans le chapitre III, nous rappellerons l'architecture des magnétomètres du CEA-Leti développés pour la mission Swarm pour définir et illustrer les conditions nécessaires pour assurer l'isotropie de la mesure scalaire du champ ambiant et nous présenterons les différents schémas étudiés dans le but d'aboutir à un magnétomètre tout-optique scalaire isotrope. Enfin dans le chapitre IV, les résultats théoriques et expérimentaux menant à un magnétomètre vectoriel champ nul tout-optique seront détaillés.

Notons ici que les chapitres III et IV sont indépendants l'un de l'autre et peuvent être lus séparément. De fait chacun de ces deux chapitres possède une conclusion propre à la fin de ce chapitre.

II. L'hélium-4 pour la magnétoétrie

Ce travail de thèse porte sur les magnétoétries à pompage optique de l'hélium-4. Ce chapitre présente les prérequis nécessaires pour décrire la mesure d'un champ magnétique avec l'hélium-4 gazeux comme élément sensible.

Dans un premier temps, nous rappellerons les propriétés des niveaux d'énergie de l'hélium-4 mis en jeu dans la mesure de champ magnétique. Afin d'obtenir une mesure du champ magnétique, il est nécessaire de créer une aimantation anisotrope dans le gaz d'hélium : cela est possible grâce au pompage optique sélectif. Nous décrivons donc l'interaction entre la lumière de pompage et le gaz atomique qui permet de mettre en œuvre ce procédé. Ensuite, nous introduisons le formalisme qui sera utilisé pour décrire l'évolution de l'état atomique de l'hélium-4 dans les différentes configurations de magnétoétries qui seront introduites dans les chapitres suivants. Pour finir nous décrivons de quelle manière l'étude des propriétés optiques du faisceau de pompage (ou d'un faisceau sonde supplémentaire) permet de caractériser l'état du gaz atomique et ainsi d'obtenir la mesure du champ magnétique.

1. Les niveaux d'énergie de l'hélium-4

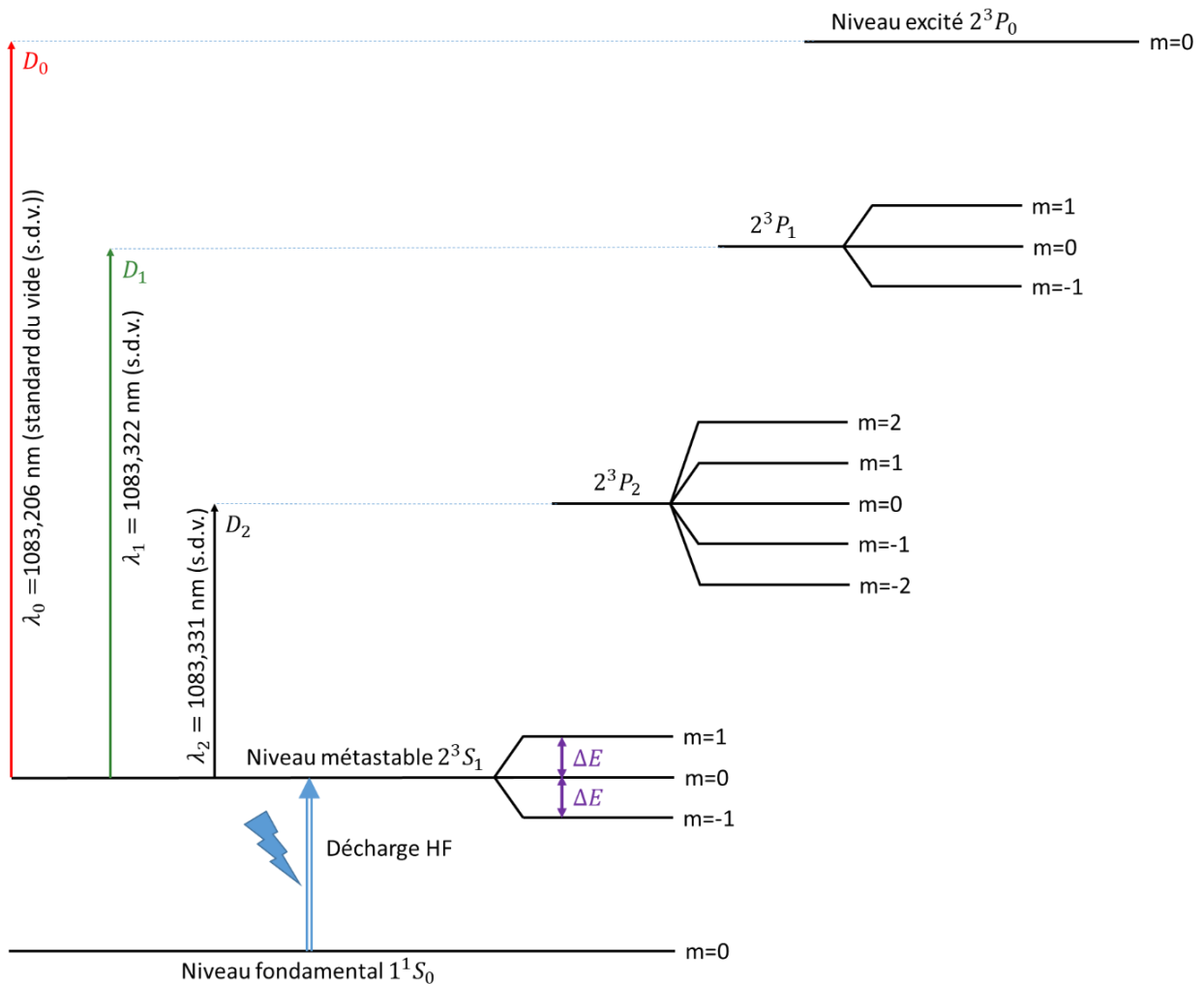


Figure II-1: Diagramme des principaux niveaux d'énergie de l'hélium-4 utilisés en magnétoétrie à pompage optique (l'écart entre les niveaux n'est pas à l'échelle).

II. L'hélium-4 pour la magnétométrie

Les principaux niveaux d'énergie mis en jeu dans les magnétomètres à base d'hélium-4 sont présentés sur le diagramme d'énergie de la Figure II-1. Le gaz d'hélium-4 extrêmement pur est préalablement préparé et hermétiquement isolé dans une cellule de pyrex.

Le niveau fondamental 1^1S_0 de l'hélium-4 présente un moment magnétique nul et est donc insensible au champ magnétique. Le niveau 2^3S_1 est sensible au champ magnétique par l'intermédiaire de l'effet Zeeman : en présence d'un champ non-nul, la dégénérescence en énergie entre les sous-niveaux correspondant aux différentes projections possibles du spin est levée et l'écart énergétique ΔE entre ces sous-niveaux varie linéairement avec le champ magnétique B_0 :

$$\Delta E = |\gamma| \hbar B_0 \quad (1)$$

Dans cette expression, γ est le rapport gyromagnétique électronique ($\gamma = -2\pi \times 28,04 \text{ GHz/T}$) et \hbar la constante de Planck réduite ($\hbar = 1,054 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$). Une mesure de cet écart d'énergie permet donc théoriquement de mesurer l'intensité du champ magnétique ambiant.

Le niveau 2^3S_1 , dit métastable, possède une durée de vie plus longue que les autres niveaux excités, car la désexcitation radiative vers l'état fondamental est doublement interdite. La désexcitation intervient donc du fait des collisions des atomes dans l'état métastable avec les parois de la cellule, avec les électrons du plasma, ou avec d'autres atomes. La durée de vie résultante est de l'ordre de la milliseconde dans un gaz à quelques Torr de pression, alors que la plupart des autres états excités relaxent en 10^{-9} à 10^{-7} secondes.

Pour pouvoir mesurer ΔE et donc B_0 , il faut préalablement s'assurer que suffisamment d'atomes peuplent le niveau 2^3S_1 . Pour cela, nous utilisons une décharge haute fréquence (HF). Celle-ci excite les atomes dans des états d'énergie élevés puis les atomes relaxent par cascade radiative : la population de chaque niveau devient alors dépendante de son temps de vie. Le temps de vie particulièrement long du métastable lui permet d'acquérir une population significative (avec des densités de l'ordre de 10^{11} cm^{-3} à 30 Torr). En champ ambiant et à l'équilibre thermique, les trois sous-niveaux Zeeman sont peuplés de manière équivalente comme montré sur la Figure II-2.

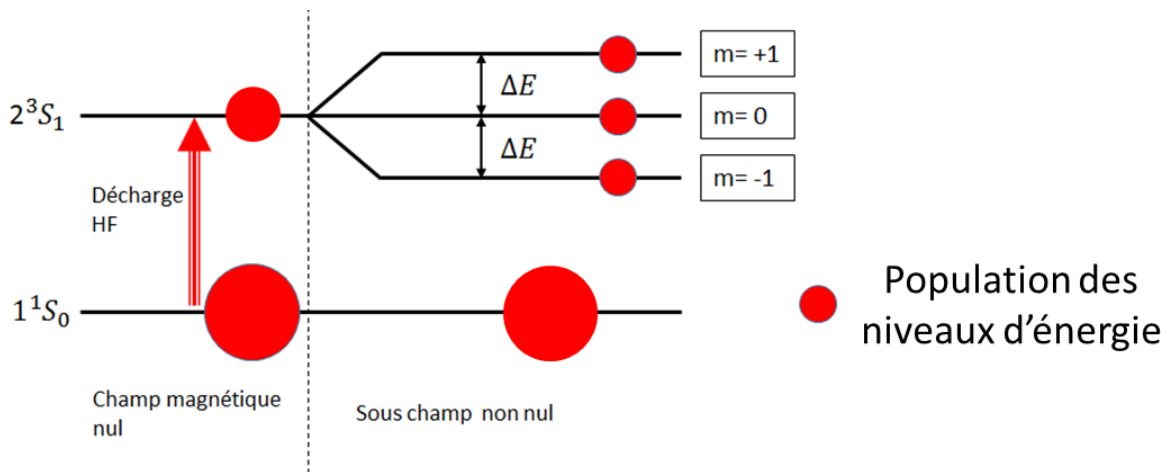


Figure II-2: Diagramme d'énergie avec la représentation schématique des populations des sous-niveaux (les écarts entre les différents niveaux énergétiques ne sont pas à l'échelle).

Pour réaliser une mesure du champ magnétique il est nécessaire que les atomes métastables situés dans la cellule présentent une aimantation anisotrope. Cette anisotropie peut

II. L'hélium-4 pour la magnétométrie

être obtenue en dissymétrisant les populations des sous-niveaux Zeeman du métastable grâce à un procédé appelé pompage optique.

2. Pompage optique de l'hélium-4 métastable

Dès les années 1950, les travaux de A. Kastler^{44,90} ont démontré la possibilité de créer une aimantation anisotrope dans un gaz atomique grâce à l'interaction des atomes avec la lumière. Ce procédé, appelé pompage optique sélectif, consiste à préparer l'état d'un gaz atomique en le faisant interagir avec un faisceau lumineux dont l'état de polarisation est bien choisi. En effet, du fait des règles de sélection (qui résultent de la conservation du moment cinétique), certains états de polarisation de la lumière interagissent uniquement avec certains des sous-niveaux Zeeman d'un état atomique. Ainsi, par un choix approprié de la polarisation, il est possible de vider certains sous-niveaux Zeeman, et de préparer un état atomique avec un moment magnétique anisotrope. Un faisceau de pompage, dont la longueur d'onde, la puissance lumineuse et la polarisation ont été adaptées à la transition étudiée, peut donc modifier la répartition des populations, par exemple entre les 3 sous-niveaux Zeeman de la Figure II-2,.

Comme nous le verrons par la suite, la combinaison de ce procédé de pompage optique avec des techniques de résonance magnétique, permet de réaliser des mesures de champ magnétique. Commençons par décrire le processus d'absorption de la lumière par un gaz d'atomes d'hélium-4 dans le niveau métastable. Pour étudier le profil d'absorption de l'hélium-4 en fonction de la longueur d'onde, nous décrivons dans un premier temps l'absorption puis nous appliquons cela aux transitions présentées sur la Figure II-1.

a. Section efficace d'absorption

Dans une cellule de gaz d'hélium-4 avec une densité n d'atomes dans l'état métastable, la variation spatiale de l'intensité I lumineuse d'un faisceau de fréquence ν proche de la fréquence de résonance ν_t d'une transition t , se propageant selon l'axe \vec{x} , est définie à partir de l'équation différentielle suivante :

$$\frac{dI(x)}{dx} = -n \sigma(\nu) I(x) \quad (2)$$

Dans cette expression le terme $\sigma(\nu)$ est la section efficace d'absorption des atomes à la fréquence ν des photons incidents. La transition t présente une probabilité d'absorption autour de la fréquence centrale ν_t qui présente un profil lorentzien en fonction de la longueur d'onde avec une largeur naturelle Γ_{nat} de l'ordre de 10 MHz. Toutefois, la transition est élargie par deux effets :

- les collisions entre les atomes
- l'effet Doppler résultant de la distribution thermique des vitesses atomiques.

i. Elargissement naturel et par collisions

Dans le gaz, les atomes vont entrer en collision les uns avec les autres. Ces collisions ont pour effet d'élargir la raie d'absorption par rapport à la largeur naturelle. La section efficace d'absorption correspondante s'exprime alors sous la forme suivante⁹¹ :

$$\sigma(\nu) = \pi r_e c f_t \mathcal{L}(\nu - \nu_t) \quad (3)$$

II. L'hélium-4 pour la magnétométrie

avec, $r_e = 2,82 \cdot 10^{-15}$ m le rayon classique de l'électron, $c = 3 \cdot 10^8$ m/s la vitesse de la lumière dans le vide, f_t la force d'oscillateur (qui est la probabilité de transition) de la transition optique t . La fonction de Lorentz $\mathcal{L}(v - v_t)$, centrée sur la fréquence de la transition optique v_t s'écrit :

$$\mathcal{L}(v - v_t) = \frac{1}{2\pi} \frac{\Gamma_L + \Gamma_{nat}}{(v - v_t)^2 + \left(\frac{\Gamma_L + \Gamma_{nat}}{2}\right)^2} \quad (4)$$

Dans cette expression Γ_L est le taux d'élargissement par collisions entre les atomes dans la cellule ; pour l'hélium-4, Γ_L est de l'ordre de 450 MHz pour une pression de 30 Torr (le taux d'élargissement dû aux collisions par unité de pression est de l'ordre de 12 à 20 MHz/Torr^{92,93}).

ii. *Elargissement par effet Doppler*

A cause de l'agitation thermique, les atomes du gaz possèdent une vitesse quadratique moyenne $v_{th} = \sqrt{3 k_B T / M_a}$, avec k_B la constante de Boltzmann, M_a la masse atomique et T la température du gaz. Ce mouvement isotrope va conférer à une partie des atomes une vitesse v_x non nulle selon l'axe de propagation du faisceau lumineux. La probabilité $P(v_x)$ qu'un atome ait une vitesse v_x peut être représentée par une distribution maxwellienne :

$$P(v_x)dv_x = \sqrt{\frac{M_a}{2\pi k_B T}} \exp\left(\frac{-M_a v_x^2}{2k_B T}\right) dv_x \quad (5)$$

Pour les atomes présentant une vitesse v_x non nulle, la fréquence apparente du faisceau lumineux est modifiée par effet Doppler, et vaut :

$$v' = v \left(1 - \frac{v_x}{c}\right) \quad (6)$$

En considérant que chaque atome présente un profil d'absorption Lorentzien $\mathcal{L}(v' - v_t)$, on peut alors écrire que la section efficace d'absorption de la raie est la section efficace moyennée sur la distribution des vitesses :

$$\sigma(v) = \pi r_e c f_t \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{L}(v'(v_x) - v_t) P(v_x) dv_x \quad (7)$$

Pour calculer cette moyenne pondérée, on remplace v_x par son expression en fonction de v' , et on fait l'approximation $v' \approx v_t$. On obtient alors :

$$\sigma(v) = \pi r_e c f_t \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{L}(v' - v_t) \sqrt{\frac{M_a}{2\pi k_B T}} \exp\left(\frac{-M_a c^2 (v - v')^2}{2k_B T v_t^2}\right) \frac{c}{v'} dv' \quad (8)$$

Dans le cas d'une Lorentzienne très fine (proche d'une fonction delta de Dirac) $\mathcal{L}(v) \approx \delta(v)$, on obtient une section efficace dont l'évolution avec la fréquence est de forme gaussienne :

II. L'hélium-4 pour la magnétoétrie

$$\sigma(\nu) = \pi r_e c f_t \mathcal{G}(\nu - \nu_t) = \pi r_e c f_t \frac{2\sqrt{\ln(2)/\pi}}{\Gamma_G} \exp\left(\frac{-4 \ln(2) (\nu - \nu_t)^2}{\Gamma_G^2}\right) \quad (9)$$

Dans cette expression, Γ_G est l'élargissement par effet Doppler (décrit comme la largeur à mi-hauteur de la distribution gaussienne) et s'écrit :

$$\Gamma_G = 2 \frac{\nu_t}{c} \sqrt{\frac{2 k_B T}{M_a} \ln(2)} \quad (10)$$

A température ambiante, pour la transition optique à 1083,206 nm pour l'hélium-4, l'élargissement Γ_G est de l'ordre de 1,7 GHz (soit un élargissement de 6,6 pm). Nous constatons que l'élargissement lié à l'effet Doppler est prépondérant devant l'élargissement de la raie par les collisions.

iii. *Élargissement global*

Dans le cas où on ne néglige pas l'élargissement lié aux collisions devant l'élargissement Doppler, la section efficace d'absorption est exprimée comme dans (8), et peut s'écrire sous la forme d'un produit de convolution :

$$\sigma(\nu) = \pi r_e c f_t \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{L}(\nu - \nu') \mathcal{G}(\nu' - \nu_t) d\nu' \quad (11)$$

Le produit de convolution entre une fonction lorentzienne et une gaussienne reçoit le nom de fonction de Voigt, notée $\mathcal{V}(\nu - \nu_t)$. Il est souvent utile d'écrire la fonction de Voigt dans sa forme complexe (dont la partie réelle correspond à la convolution donnée plus haut) telle que définie par exemple par Happer et Mathur⁹⁴:

$$\mathcal{V}(\nu - \nu_t) = \frac{2\sqrt{\ln(2)/\pi}}{\Gamma_G} \mathcal{w}\left(\frac{2 \ln(2) [(\nu - \nu_t) + i \Gamma_L/2]}{\Gamma_G}\right) \quad (12)$$

où la fonction $\mathcal{w}(x)$ est la fonction de Faddeeva définie avec la fonction erreur $\text{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-t^2) dt$:

$$\mathcal{w}(x) = e^{-x^2} (1 - \text{erf}(-ix)) \quad (13)$$

La section efficace d'absorption s'écrit alors avec la partie réelle \mathcal{R} de la fonction $\mathcal{V}(\nu - \nu_t)$:

$$\sigma(\nu) = \pi r_e c f_t \mathcal{R}(\mathcal{V}(\nu - \nu_t)) \quad (14)$$

La Figure II-3 représente, en rouge, l'allure normalisée d'une courbe lorentzienne correspondant à un élargissement dû aux collisions égal à $\Gamma_L = 0,48$ GHz (correspondant à une pression de 30 Torr d'hélium-4), en bleu l'allure normalisée d'une fonction gaussienne correspondant à un élargissement par effet Doppler de 1,7 GHz et en vert celle du profil de la fonction $(\nu - \nu_t)$. On peut observer sur ces courbes que la principale contribution à l'élargissement de la section efficace d'absorption est due à l'élargissement par effet Doppler comme le laissait supposer le fait que $\Gamma_G \gg \Gamma_L$.

II. L'hélium-4 pour la magnéto-métrie

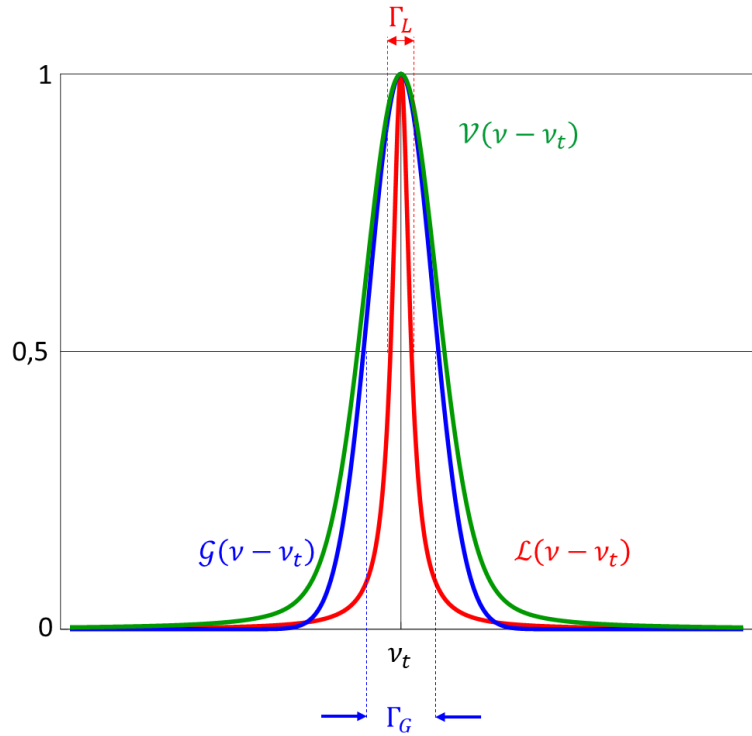


Figure II-3: Différentes contributions à l'élargissement de la section efficace d'absorption. En rouge l'élargissement par collisions ; en bleu l'élargissement par effet Doppler ; en vert l'élargissement global.

iv. Absorption optique des atomes du niveau métastable de l'hélium-4

Revenons au cas de l'hélium-4 et des niveaux d'énergie de la Figure II-1. Sur ce diagramme sont présentés trois niveaux d'énergie accessibles par transitions optiques depuis le niveau 2^3S_1 : 2^3P_0 , 2^3P_1 et 2^3P_2 . Les longueurs d'ondes correspondant à ces trois transitions (appelées D_0 , D_1 et D_2) sont données sur la Figure II-1 dans le standard du vide. Chacune de ces transitions possède sa propre force d'oscillateur, qui correspond à la probabilité d'absorption de la transition et qui selon W.L. Wiese⁹⁵ vaut :

f_{D_0}	f_{D_1}	f_{D_2}
0,06	0,1797	0,2994

Tableau 1 : Tableau des forces d'oscillateurs de D_0 , D_1 et D_2 .

Sur la Figure II-4 on trace l'évolution de l'absorption optique définie comme :

$$Abs = \frac{I_0 - I}{I_0} = 1 - e^{-n\sigma d} \quad (15)$$

Avec I_0 l'intensité lumineuse, n la densité d'atomes dans l'état métastable et d l'épaisseur d'hélium-4 traversée par le faisceau incident.

II. L'hélium-4 pour la magnéto

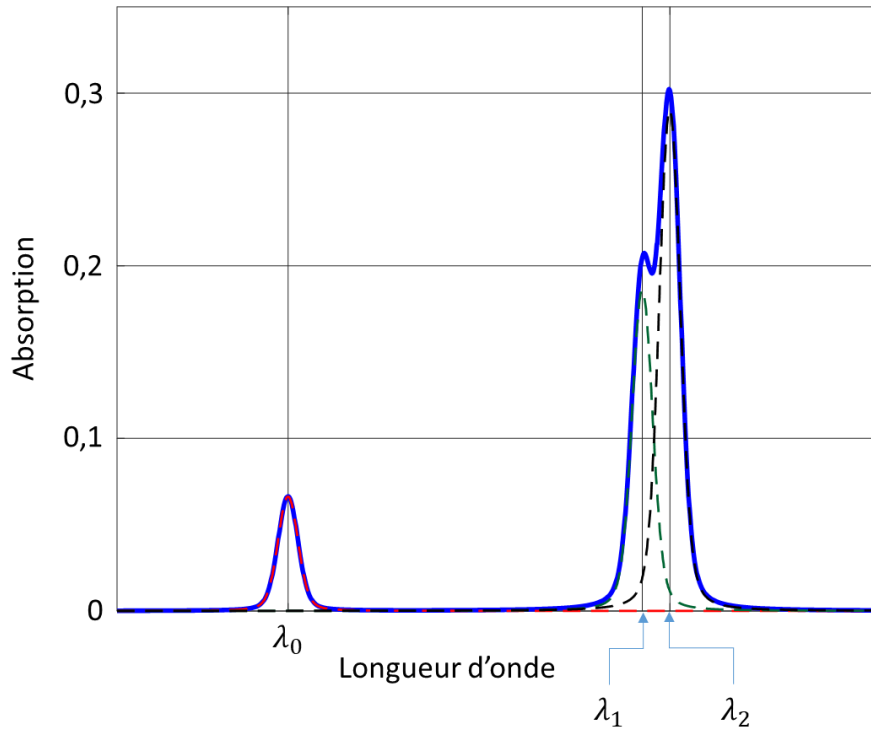


Figure II-4: Spectre d'absorption du niveau métastable de l'hélium-4 avec en traits pointillés les absorptions de chaque transition individuelle, en trait plein l'absorption totale, pour une densité n d'atomes dans l'état métastable⁹⁶ de 10^{11} atome/cm³ correspondant à la densité habituelle à 30 Torr.

Dans la gamme de longueur d'onde de 1083,170 nm à 1083,340 nm, le spectre d'absorption de l'hélium-4 est la superposition des raies d'absorption D_0, D_1 et D_2 . On représente sur la Figure II-4 l'absorption pour une cellule de longueur 1 cm et de pression 30 Torr. .

Pour décrire les différents effets du pompage optique sur les populations des sous niveaux $m = -1, 0, 1$ du niveau 2^3S_1 , nous nous intéressons par la suite à la transition optique D_0 qui permet un pompage optique plus efficace⁹⁷ comparé au pompage sur les transitions D_1 et D_2 .

b. Pompage optique sur la transition D_0

Comme présenté précédemment, dans le but de réaliser une mesure du champ magnétique il est nécessaire de créer un état atomique présentant une aimantation anisotrope.

Cet état peut être préparé par pompage optique, procédé consistant à faire interagir le gaz avec une lumière de polarisation bien choisie. Nous présenterons donc l'effet sur les états atomiques induits par deux types de faisceaux lumineux : faisceau de pompage avec une polarisation linéaire (caractérisée par un champ électrique de la lumière oscillant dans une direction fixe, perpendiculaire à la direction de propagation) et faisceau de pompage avec une polarisation circulaire (caractérisée par un champ électrique de la lumière tournant dans le plan perpendiculaire à la propagation). Toute autre polarisation peut être décrite comme une combinaison de celles-ci.

i. Pompage par une lumière polarisée circulairement

Considérons en premier lieu le cas où le gaz atomique interagit avec une lumière polarisée circulairement, comme présenté sur la Figure II-5.a. Les photons ont un moment

II. L'hélium-4 pour la magnéto-métrie

cinétique de valeur -1 (en unités de \hbar) si la polarisation est circulaire gauche (notée σ^-) et de valeur $+1$ si la polarisation est circulaire droite (notée σ^+). Lorsque cette lumière est absorbée par des atomes dans l'état métastable, il y a à la fois transfert d'énergie (qui permet aux atomes de passer du niveau 2^3S_1 vers le niveau 2^3P_0) et de moment cinétique. De par la conservation du moment cinétique, la lumière polarisée σ^+ peut uniquement exciter les atomes du sous-niveau $m = -1$ de 2^3S_1 vers le seul niveau ($m = 0$) de 2^3P_0 comme montré sur la Figure II-5.b. Le temps de vie des atomes dans l'état 2^3P_0 étant très court, les atomes se désexcitent vers le niveau métastable en repeuplant de manière équiprobable chacun de ses sous-niveaux. Le cycle de pompage étant continu, la polarisation σ^+ va contribuer à diminuer la population du sous-niveau $m = -1$ par rapport aux populations des sous-niveaux $m = 0$ et $m = 1$. De même, si la lumière est polarisée σ^- , elle contribuera à diminuer la population du sous-niveau $m = 1$ par rapport à celle des deux autres sous-niveaux.

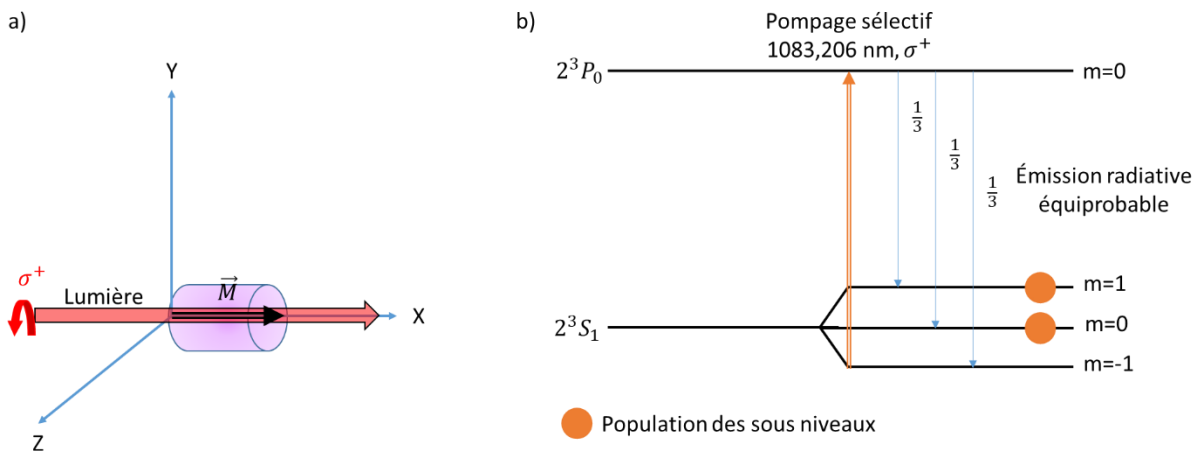


Figure II-5: Schéma du pompage avec faisceau polarisé circulairement aboutissant à un état atomique orienté; a) géométrie du pompage; b) diagramme d'énergie et transitions mises en œuvre dans le cas d'une polarisation σ^+ .

Ainsi le pompage avec un faisceau polarisé circulairement crée un moment magnétique colinéaire à l'axe de propagation \vec{k} du faisceau de pompage optique car il induit une valeur moyenne non nulle de la projection du spin selon cette direction $\langle S_k \rangle \neq 0$. Dans ce cas on dit que les atomes sont « orientés ».

ii. Pompage par une lumière polarisée rectilignement

Dans le cas où la lumière est polarisée rectilignement comme présenté sur la Figure II-6.a., les photons ont un moment cinétique nul. Dans ce cas, la conservation du moment cinétique n'autorise que la transition du sous-niveau $m = 0$ du niveau 2^3S_1 vers le niveau $m = 0$ de 2^3P_0 comme schématisé sur la Figure II-6.b. Comme décrit précédemment, les atomes se désexcitent vers l'état métastable de manière équiprobable et le sous-niveau $m = 0$ de 2^3S_1 acquiert une population plus faible que les autres.

II. L'hélium-4 pour la magnétométrie

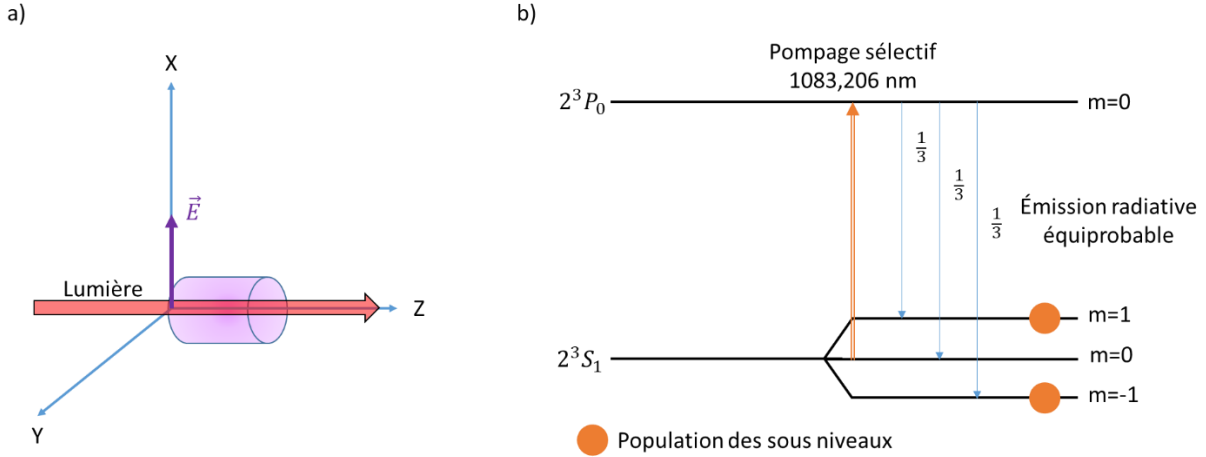


Figure II-6: Schéma du pompage avec un faisceau polarisé linéairement, aboutissant à un état atomique aligné; a) géométrie du pompage; b) diagramme d'énergie et transitions mises en œuvre.

Dans ce cas, il n'y a pas d'aimantation macroscopique car $\langle S_k \rangle = 0$. Toutefois il existe un moment de deuxième ordre tel que $3 \langle \widehat{S}_E^2 \rangle - \langle \widehat{S}^2 \rangle \neq 0$ avec $\langle \widehat{S}_E \rangle$ l'opérateur de spin selon l'axe défini par la polarisation de la lumière \vec{E} . On dit alors que les atomes sont « alignés ». Il est à noter que seules les espèces atomiques ayant un spin supérieur ou égal à 1 peuvent être alignées.

Maintenant que les différents moyens de créer un déséquilibre de population par pompage optique ont été décrits qualitativement, nous allons introduire le formalisme mathématique qui permet de décrire formellement les états atomiques résultants, ainsi que leur évolution lorsqu'ils sont soumis à l'action d'un champ magnétique.

3. Description mathématique de l'ensemble atomique utilisé pour la mesure et de son évolution

a. Décomposition multipolaire

Afin de décrire formellement l'état des atomes dans le niveau d'énergie métastable 2^3S_1 , nous allons utiliser le formalisme de la matrice densité⁹⁸ $\hat{\rho}$.

Lorsqu'aucun pompage n'est réalisé, les populations sont équilibrées sur les trois états $m = -1, 0, 1$ du niveau métastable et il n'existe aucune cohérence entre les 3 états :

$$\hat{\rho} = \frac{1}{3} |-1\rangle\langle -1| + \frac{1}{3} |0\rangle\langle 0| + \frac{1}{3} |1\rangle\langle 1| \quad (16)$$

Cet état est isotrope. Or, pour obtenir une mesure du champ magnétique, il est nécessaire de préparer un état anisotrope par pompage optique. Voyons de quelle manière ces états peuvent être décrits.

La mesure magnétique étant basée sur des précessions de moments magnétiques, il est approprié de décomposer la matrice densité sur une base sphérique. Il s'agit de la base des opérateurs tensoriels irréductibles tels que décrits par A. Omont⁹⁹ qui, appliquée à l'hélium-4, donne pour l'expression de $\hat{\rho}$:

II. L'hélium-4 pour la magnétométrie

$$\hat{\rho} = \sum_{k=0}^2 \sum_{q=-k}^k m_q^{(k)} \hat{T}_q^{(k)\dagger} = \sum_{k=0}^2 \sum_{q=-k}^k m_q^{(k)} (-1)^q \hat{T}_{-q}^{(k)} \quad (17)$$

Dans cette expression $m_q^{(k)} = Tr(\hat{\rho} \hat{T}_q^{(k)})$ sont les moments multipolaires permettant de décrire la polarisation de l'ensemble des atomes et pour chaque rang k , les $\hat{T}_q^{(k)}$ forment la base des $2k + 1$ Opérateurs Tensoriels Irréductibles (OTI). Pour le niveau 2^3S_1 de l'hélium-4, il y a trois rangs pertinents : $k = 0, 1, 2$.

i. Rang $k = 0$

Le rang zéro permet de décrire la population totale du niveau 2^3S_1 .

ii. Rang $k = 1$: orientation

Le rang $k = 1$ permet de décrire les états présentant une aimantation macroscopique moyenne non nulle. C'est le cas par exemple des atomes pompés avec un faisceau en polarisation circulaire comme présenté sur la Figure II-5.b. En prenant comme axe de quantification l'axe de propagation de la lumière, on a

$$(m_{-1}^{(1)}, m_0^{(1)}, m_1^{(1)}) = (\langle \hat{S}_- \rangle / 2, \langle \hat{S}_x \rangle / \sqrt{2}, -\langle \hat{S}_+ \rangle / 2) \quad (18)$$

avec $S_{\pm} = S_y \pm iS_z$.

iii. Rang $k = 2$: alignement

L'ordre 2 des OTI permet de décrire l'état du niveau 2^3S_1 lorsqu'on pompe les atomes avec une lumière polarisée rectilignement, comme présenté sur le diagramme d'énergie de la Figure II-6.b. Le moment magnétique obtenu est alors une grandeur tensorielle représentée par une matrice colonne M de cinq composantes $m_{-2}^{(2)}, m_{-1}^{(2)}, m_0^{(2)}, m_1^{(2)}, m_2^{(2)}$ tel que :

$$\begin{aligned} m_0^{(2)} &= \frac{3 \langle \hat{S}_x^2 \rangle - \langle \hat{S}^2 \rangle}{\sqrt{6}} \\ m_{\pm 1}^{(2)} &= \mp \frac{\langle \hat{S}_{\pm} \rangle \langle \hat{S}_x \rangle + \langle \hat{S}_x \rangle \langle \hat{S}_{\pm} \rangle}{2} \\ m_{\pm 2}^{(2)} &= \frac{\langle \hat{S}_y \rangle \langle \hat{S}_{\pm} \rangle \mp i \langle \hat{S}_z \rangle \langle \hat{S}_{\pm} \rangle}{2} \end{aligned} \quad (19)$$

Dans le cas de la Figure II-6.a., selon l'axe de quantification \vec{E} , on a $M = m_p(0, 0, 1/\sqrt{6}, 0, 0)^t$ avec m_p dépendant de la puissance lumineuse du faisceau de pompage et du taux de relaxation de l'état métastable. Dans le cas où le faisceau de pompage est de faible intensité (c'est-à-dire quand Γ_e , le taux de relaxation de l'état métastable, est très supérieur au taux de pompage Γ_p qui dépende de la puissance optique de la lumière⁶⁷), on a $m_p = \Gamma_p / (\Gamma_p + \Gamma_e)$.

II. L'hélium-4 pour la magnétométrie

Nous verrons plus loin qu'il est préférable de réaliser le pompage optique avec un faisceau de pompage polarisé rectilignement. Les deux raisons de privilégier l'alignement atomique par rapport à l'orientation pour la mesure magnétique seront expliquées dans le développement du chapitre III.

b. Description de l'évolution de l'état du gaz atomique : modèle en trois étapes

La description de la dynamique atomique va nous permettre de calculer l'allure des signaux exploitables pour la mesure du champ magnétique. Cette dynamique intervient de façon continue, mais il est possible (sous des hypothèses qui seront précisées plus bas) de la modéliser comme si elle avait lieu en trois étapes successives et indépendantes : premièrement la préparation de l'état de l'ensemble atomique par pompage optique, deuxièmement l'évolution de cet état notamment sous l'effet du champ magnétique, puis, troisièmement, la mesure optique de l'état atomique.

Cette description introduite par Kanorsky et Weis¹⁰⁰⁻¹⁰² reste correcte tant que l'intensité du faisceau de pompage (et celle des éventuels faisceaux de sonde) sont suffisamment faibles pour que l'état stationnaire résultant du pompage optique soit indépendant du champ magnétique, c'est-à-dire lorsqu'on a $\Gamma_e \gg \Gamma_p$.

i. Etape 1 : pompage optique

Comme décrit dans la section II.2.b.ii., un état dit « aligné » peut être créé par un pompage optique avec une lumière polarisée rectilignement. En l'absence de champ magnétique, le pompage optique établit un état stationnaire correspondant à l'équilibre entre le pompage et la relaxation, qui correspond à un alignement M_{ss} de la forme :

$$M_{ss} = m_p(0, 0, 1/\sqrt{6}, 0, 0)^t \quad (20)$$

Cet état stationnaire dû au pompage évolue ensuite sous l'action du champ magnétique.

ii. Etape 2 : évolution de l'état

Dans la deuxième étape, l'évolution des atomes métastables dans un champ magnétique est décrite par l'équation d'évolution de la matrice densité sous l'effet conjugué de l'hamiltonien \hat{H} dépendant du champ magnétique et des phénomènes qui ne conservent pas l'énergie (dans notre cas le pompage et la relaxation). Cette équation, appelée équation de Liouville, s'écrit:

$$\frac{d\hat{\rho}}{dt} = -i [\hat{H}(\vec{B}_T), \hat{\rho}(t)] + \Gamma [\hat{\rho}_{ss} - \hat{\rho}(t)] \quad (21)$$

Dans cette équation $\hat{\rho}_{ss}$ est la matrice densité de l'état stationnaire de pompage (l'état d'équilibre en l'absence de champ magnétique), $\hat{H}(\vec{B}_T) = -\gamma \vec{B}_T(t) \cdot \vec{S}$ est l'hamiltonien Zeeman dans lequel $\vec{B}_T(t) = B_{Tx}(t)\vec{x} + B_{Ty}(t)\vec{y} + B_{Tz}(t)\vec{z}$ est le champ magnétique total et $\Gamma = \Gamma_e + \Gamma_p$.

L'écriture de cette équation dans les différents rangs de la décomposition multipolaire de $\hat{\rho}$ se base sur les relations de commutation suivantes entre les OTI et les opérateurs de spin¹⁰³ :

II. L'hélium-4 pour la magnétométrie

$$\begin{aligned} [\widehat{S}_z, \widehat{T}_q^{(k)}] &= q \widehat{T}_q^{(k)} \\ [\widehat{S}_\pm, \widehat{T}_q^{(k)}] &= \sqrt{(k \mp 1)(k \pm q + 1)} \widehat{T}_{q\pm 1}^{(k)} \end{aligned} \quad (22)$$

Ainsi on observe que les OTI de rangs différents ne sont pas couplés entre eux par l'action du champ magnétique. Cela nous permet de les étudier indépendamment les uns des autres. Rappelons que cela est vrai lorsque l'intensité de la lumière est faible ; à forte intensité, un décalage en longueur d'onde de la lumière pourrait induire un couplage entre les différents ordres par l'effet du light-shift tensoriel¹⁰⁴. Il est aussi à noter qu'une intensité de pompage trop forte entraîne un phénomène de saturation. Dans ce cas, il n'existe alors plus d'état d'équilibre ρ_{ss} , et l'approximation en trois étapes ne décrit plus l'évolution du système de manière appropriée.

Ainsi pour un pompage en polarisation linéaire, il sera uniquement nécessaire d'étudier l'évolution des OTI de rang 2. Si on reprend la décomposition multipolaire (17), on peut réécrire l'équation (21) comme :

$$\left[\frac{d}{dt} - H(\vec{B}_T) + \Gamma \right] M = \Gamma M_{ss} \quad (23)$$

avec M_{ss} l'état stationnaire de l'alignement dont les composantes vont s'écrire $M_{ss} = Tr(\widehat{\rho}_{ss} \widehat{T}_q^{(2)})$. Si on utilise les règles de commutation (22), on peut écrire la matrice $\widehat{H}(\vec{B}_T)$ en fonction de $B_\pm = B_x \pm iB_y$ et B_z :

$$H(\vec{B}_T) = -i\gamma \begin{pmatrix} -2B_z & B_- & 0 & 0 & 0 \\ B_+ & -B_z & \sqrt{3/2} B_- & 0 & 0 \\ 0 & \sqrt{3/2} B_+ & 0 & \sqrt{3/2} B_- & 0 \\ 0 & 0 & \sqrt{3/2} B_+ & B_z & B_- \\ 0 & 0 & 0 & B_+ & 2B_z \end{pmatrix} \quad (24)$$

Cette équation devient particulièrement simple dans le cas où cette matrice est diagonale. Ainsi, la description de l'évolution du système peut être simplifiée par un choix judicieux de l'axe de quantification :

- si le champ magnétique domine la dynamique du système ($\gamma B \gg \tau^{-1}$), l'axe du champ magnétique est un bon choix d'axe de quantification (ici τ est le temps de relaxation des atomes du niveau d'énergie métastable vers le niveau fondamental),
- si la dynamique est dominée par le pompage et/ou la relaxation ($\gamma B \ll \tau^{-1}$), la direction propre au pompage est un bon choix d'axe de quantification.

L'évolution du système étant alors décrite par ces équations, il nous reste à savoir de quelle manière les propriétés optiques du gaz atomique sont impactées.

iii. Etape 3 : mesure optique de l'état atomique

Dans nos travaux, la mesure de l'état atomique est réalisée à partir de l'étude des variations d'absorption du faisceau de pompage optique accordé sur la raie D_0 par les atomes d'hélium. L'intensité lumineuse photo-détectée après la traversée du gaz fournit l'information sur les états de l'ensemble atomique, et de façon indirecte, sur le champ magnétique.

II. L'hélium-4 pour la magnétométrie

Pour rappel, lorsqu'un faisceau lumineux d'intensité I_0 traverse un milieu présentant une absorption homogène, l'intensité I à la sortie s'écrit :

$$I = I_0 e^{-\kappa d} \quad (25)$$

où κ est le coefficient d'absorption (proportionnel à la section efficace d'absorption et à la densité d'atomes dans l'état métastable comme détaillé dans (2)) et d l'épaisseur du milieu traversé par le faisceau.

Lorsque le milieu traversé est un gaz atomique aligné et que la lumière incidente est polarisée linéairement, Laloë et al.¹⁰⁵ ont montré que :

$$\kappa \propto \frac{m_0^{(0)}}{\sqrt{3}} + \frac{m_0^{(2)}}{\sqrt{6}} - \Re(m_2^{(2)}) \quad (26)$$

où les composantes multipolaires sont définies selon un axe de quantification correspondant à la direction de propagation de la lumière. L'ordre 0 des OTI ne varie pas avec le champ magnétique, $m_0^{(0)}$ est donc une constante. Les deux autres composantes de cette expression permettent d'obtenir une information sur l'état atomique, et donc sur le champ magnétique.

En choisissant l'axe de la polarisation de la lumière comme axe de quantification, la dépendance (26) devient :

$$\kappa \propto \frac{m_0^{(0)}}{\sqrt{3}} - \sqrt{\frac{2}{3}} m_0^{(2)} \quad (27)$$

De manière équivalente, lorsque le milieu traversé est un gaz atomique orienté et que la lumière incidente est polarisée circulairement à droite (respectivement à gauche), le coefficient d'absorption du milieu s'exprime de la manière suivante :

$$\kappa \propto \frac{m_0^{(0)}}{\sqrt{3}} + \frac{m_0^{(2)}}{\sqrt{6}} \mp \frac{m_0^{(1)}}{\sqrt{2}} \quad (28)$$

en prenant l'axe de propagation de la lumière comme axe de quantification.

4. Conclusion

Ce chapitre a permis de présenter les mécanismes permettant de préparer les atomes dans un état sensible au champ magnétique ainsi que le formalisme dans lequel il est le possible de décrire leur évolution.

Dans les chapitres suivants, nous décrirons les diverses méthodes de mesure d'un champ magnétique, dans le cas de la mesure d'un champ dont l'amplitude est celle du champ terrestre (c.à.d. entre 15 et 65 μT à la surface du globe) puis dans le cas de champ d'amplitude faible (de l'ordre de quelques centaines de nT).

Dans le chapitre III, nous commencerons par décrire l'architecture du capteur scalaire isotrope développé au CEA-Leti pour la mesure du champ terrestre. Le formalisme que nous venons de décrire sera utilisé pour prédire les signaux caractéristiques de cette architecture isotrope puis sera adapté pour décrire théoriquement plusieurs architectures dites « tout-optique ». Les expressions des signaux permettant la mesure du champ seront calculées puis comparées aux expressions de référence de l'architecture scalaire isotrope mise en œuvre dans

II. L'hélium-4 pour la magnétométrie

les magnétomètres du CEA-Leti. Les modèles théoriques seront ensuite confrontés aux résultats expérimentaux.

Dans le chapitre IV, nous nous intéresserons à la mesure vectorielle en champ nul. Nous commençons par décrire les techniques de mesure en champ nul les plus connues. Le formalisme que nous venons d'introduire sera ensuite utilisé pour décrire, là encore, les solutions « tout-optique » identifiées au cours de mon travail de thèse.

III. Magnétomètres scalaires à hélium-4 pour la mesure du champ terrestre

Dans ce travail de thèse, nous étudions principalement deux types de magnétomètres à pompage optique de l'hélium-4 : des magnétomètres pour la mesure de champ magnétique de l'ordre de quelques dizaines de μT et des magnétomètres pour la mesure de champ de très faible amplitude. Ce chapitre est dédié aux magnétomètres permettant la mesure du champ magnétique terrestre (c.à.d. un champ dont l'intensité varie entre 15 et 65 μT à la surface du globe) : dans ces conditions la fréquence de Larmor est bien plus grande que le taux de relaxation des atomes d'hélium-4 dans l'état métastable. On peut dans ce cas utiliser la résonance magnétique, excitée par un champ radiofréquence ou par une modulation de l'intensité de la lumière, pour mesurer ce champ.

Ces différentes techniques de résonance magnétique vont faire apparaître, sur la lumière traversant la cellule, des signaux à différents multiples de la fréquence d'excitation lorsque cette fréquence est proche de la fréquence de Larmor. Pour un pompage optique réalisé avec un faisceau polarisé rectilignement, l'amplitude des signaux de résonance dépend de l'angle entre la polarisation de la lumière et le champ magnétique, ainsi que de l'angle entre le champ RF et le champ magnétique: c'est ce qu'on appelle l'anisotropie d'amplitude. Cette propriété est très importante pour caractériser le capteur car il existe des angles morts pour lesquels l'amplitude des signaux de résonance s'annule ce qui empêche la mesure du champ magnétique.

En fonction de l'orientation relative du champ magnétique avec les différents éléments d'excitation et de pompage (polarisation, champ RF, ...), il peut aussi exister des décalages entre la fréquence de résonance magnétique et la fréquence de Larmor. Ces décalages influent directement sur la justesse de la mesure: c'est ce qu'on appelle l'anisotropie de fréquence.

Dans ce chapitre nous détaillerons ces caractéristiques d'anisotropie pour différentes configurations de magnétomètres scalaires. Tout d'abord nous présenterons le cas bien connu d'une résonance magnétique excitée par un champ RF. Puis nous détaillerons différentes modulations optiques permettant d'induire des résonances magnétiques. Finalement nous présenterons une architecture permettant d'aboutir à un magnétomètre scalaire tout-optique isotrope.

1. Résonance magnétique induite par un champ radiofréquence

De la même manière qu'en RMN, il est possible d'induire des transitions entre les sous niveaux Zeeman du niveau métastable 2^3S_1 en utilisant un champ radiofréquence (RF) accordé à la fréquence de Larmor correspondante. Lorsque ces transitions de résonance magnétique sont excitées, l'absorption optique du milieu s'accroît. La fréquence de Larmor peut ainsi être identifiée, en recherchant précisément la fréquence du champ RF pour laquelle l'absorption est maximale. L'amplitude du champ magnétique peut alors être déduite de la fréquence de Larmor grâce au rapport gyromagnétique γ .

III. Magnétomètres scalaires à hélium-4 pour la mesure du champ terrestre

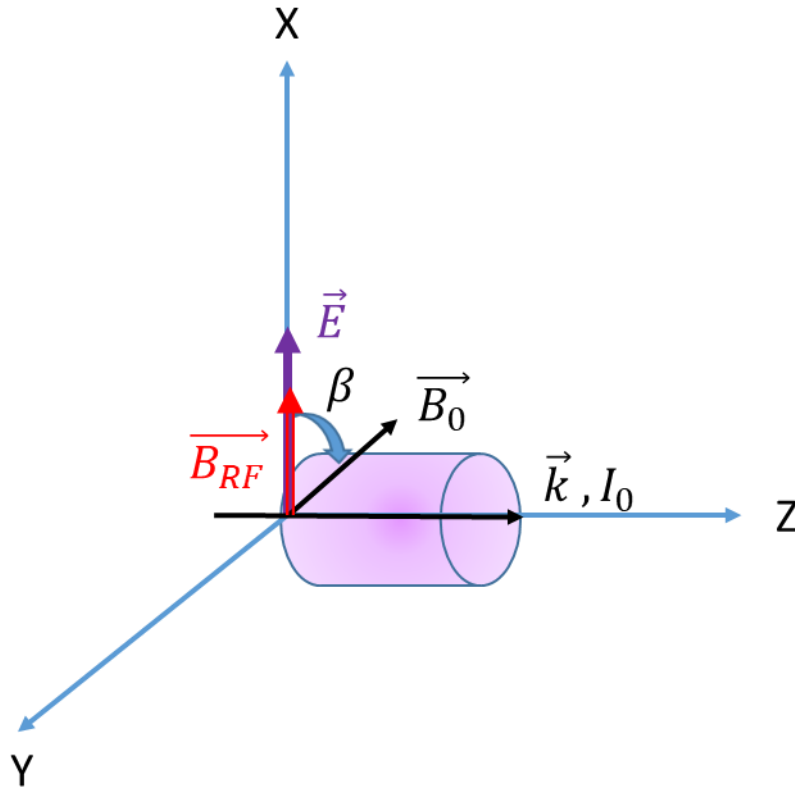


Figure III-1: Schéma de magnétométrie scalaire basée sur la résonance magnétique d'un ensemble d'atomes alignés par la lumière de pompage d'intensité I_0 , direction de propagation \vec{k} et polarisation linéaire \vec{E} , cette dernière formant un angle β avec le champ magnétique à mesurer \vec{B}_0 . La résonance magnétique est excitée par un champ RF \vec{B}_{RF} .

Nous calculerons tout d'abord l'anisotropie d'amplitude des signaux obtenus à partir de la configuration de pompage et d'excitation illustrée sur la Figure III-1. Dans cette configuration le faisceau de pompage se propage suivant l'axe Z et est polarisé linéairement avec un champ électrique \vec{E} parallèle à l'axe X. La cellule d'hélium est placée dans le champ \vec{B}_0 dont l'orientation est quelconque. Le champ d'excitation \vec{B}_{RF} est colinéaire avec la polarisation \vec{E} . Ainsi l'ensemble des configurations spatiales possibles peut être décrit uniquement en considérant l'angle β entre \vec{E} et \vec{B}_0 .

Ce type de magnétomètre scalaire est souvent dénommé magnétomètre à double résonance car, à résonance, la longueur d'onde du faisceau de pompage est accordée sur une transition optique (D_0 dans notre cas), et la fréquence du champ radiofréquence est accordée à la fréquence de Larmor.

a. Dépendance des signaux de résonance avec l'orientation du champ magnétique

i. Anisotropie d'amplitude

Les calculs présentés dans cette section sont proches de ceux réalisés par A. Weis et al.¹⁰⁶, et leurs solutions analytiques peuvent être obtenues avec un logiciel de calcul symbolique tel que Mathematica.

Nous considérons une lumière d'intensité I_0 , polarisée rectilignement selon l'axe X et se propageant selon l'axe Z d'un repère orthonormé comme schématisé sur la Figure III-1. Un champ magnétique \vec{B}_0 orienté arbitrairement forme un angle β variable avec la polarisation \vec{E}

III. Magnétomètres scalaires à hélium-4 pour la mesure du champ terrestre

de la lumière. Un champ RF oscillant $\vec{B}_{RF}(t) = B_{RF} \cos(\omega t) \vec{x}$ est généré selon l'axe X, colinéaire à la polarisation de la lumière. Le champ magnétique total est donc $\vec{B}_T(t) = \vec{B}_0 + B_{RF} \cos(\omega t) \vec{x}$. Avec l'axe de quantification selon X (polarisation de la lumière), l'état stationnaire de pompage M_{SS} vaut $M_{SS} = m_{SS} \begin{pmatrix} 0 & 0 & \sqrt{1/6} & 0 & 0 \end{pmatrix}^t$ où m_{SS} est une constante dépendant de l'intensité de la lumière de pompage et du taux de relaxation des atomes.

Comme énoncé dans le chapitre précédent, il est avantageux de changer de repère en choisissant l'axe de quantification parallèle au champ magnétique. Cela correspond ici à une rotation d'un angle β . Mathématiquement cela revient à pré-multiplier le vecteur M par la matrice D de Wigner $\mathcal{D}^2(0, \beta, 0)$. On obtient alors :

$$M_{SS} = m_{SS} \begin{pmatrix} \frac{1}{4} \sin^2(\beta), -\frac{1}{4} \sin(2\beta), \frac{1 + 3 \cos(2\beta)}{4\sqrt{6}}, \frac{1}{4} \sin(2\beta), \frac{1}{4} \sin^2(\beta) \end{pmatrix}^t \quad (29)$$

Comme il est habituel en résonance magnétique, les équations d'évolution du système deviennent notablement plus simples lorsqu'elles sont exprimées dans le référentiel tournant à la fréquence ω autour de l'axe du champ magnétique. Le champ RF oscillant se décompose en deux champs tournant en sens opposés. Lors du passage dans le référentiel tournant, le terme qui tourne dans le sens du référentiel devient constant. Celui qui tourne en sens opposé donne lieu à un terme à la fréquence 2ω , que nous négligerons car il est très loin de la fréquence de résonance magnétique (située autour de la fréquence nulle dans le référentiel tournant) : il s'agit de l'approximation séculaire. Nous verrons plus loin que ce terme négligé induit un décalage de la fréquence de résonance magnétique par rapport à la fréquence de Larmor (décalage Bloch-Siegert), qui peut causer des erreurs de mesure.

Dans le référentiel tournant, l'évolution des alignements s'écrit :

$$\frac{d}{dt} M' = -i \begin{pmatrix} -2\delta & \omega_1 & 0 & 0 & 0 \\ \omega_1 & -\delta & \sqrt{3/2} \omega_1 & 0 & 0 \\ 0 & \sqrt{3/2} \omega_1 & 0 & \sqrt{3/2} \omega_1 & 0 \\ 0 & 0 & \sqrt{3/2} \omega_1 & \delta & \omega_1 \\ 0 & 0 & 0 & \omega_1 & 2\delta \end{pmatrix} M' + \Gamma(M'_{SS} - M') \quad (30)$$

où $\delta = \omega - \omega_0$ est le décalage entre la fréquence du champ RF et la fréquence de Larmor, et $\omega_1 = \gamma B_{RF}$ la fréquence de Rabi du champ RF. L'état stationnaire de pompage se transforme selon $M'_{SS} = \mathcal{D}^2(0,0, -\omega t) M_{SS}$, ce qui aboutit à :

$$M'_{SS} = m_{SS} \begin{pmatrix} \frac{1}{4} \sin^2(\beta) e^{2i\omega t} \\ -\frac{1}{4} \sin(2\beta) e^{i\omega t} \\ \frac{1 + 3 \cos(2\beta)}{4\sqrt{6}} \\ \frac{1}{4} \sin(2\beta) e^{-i\omega t} \\ \frac{1}{4} \sin^2(\beta) e^{-2i\omega t} \end{pmatrix} \quad (31)$$

III. Magnétomètres scalaires à hélium-4 pour la mesure du champ terrestre

Pour ce terme aussi, dans le cadre de l'approximation séculaire, nous négligeons l'ensemble des composantes dépendantes du temps, car, lorsqu'on étudie la dynamique proche de la fréquence nulle seule intervient leur moyenne, qui se trouve être nulle. Il reste donc uniquement la composante centrale de M_{ss}' . L'ensemble des termes de l'équation (30) sont alors indépendants du temps, la solution stationnaire peut donc être trouvée comme solution de l'équation algébrique $dM'/dt = 0$.

Pour faciliter le calcul des signaux optiques, cette solution est exprimée dans le référentiel de la polarisation de la lumière (car c'est dans celui-ci que les signaux d'absorption peuvent être exprimés de façon simple selon l'équation (27)). Nous trouvons alors que le signal lumineux photo-déecté présente des signaux de résonance modulés autour de plusieurs fréquences : le continu (c.à.d. sur la fréquence nulle), la fréquence du champ RF et le double de la fréquence du champ RF. Ces signaux s'écrivent respectivement :

$$h_0(t) = S_0^{RF}(\beta)A_0(x) \quad (32)$$

$$h_\omega(t) = S_\omega^{RF}(\beta)[D_\omega(x)\cos(\omega t) - A_\omega(x)\sin(\omega t)] \quad (33)$$

$$h_{2\omega}(t) = S_{2\omega}^{RF}(\beta)[-A_{2\omega}(x)\cos(2\omega t) - D_{2\omega}(x)\sin(2\omega t)] \quad (34)$$

avec $A_0(x)$, $A_\omega(x)$, $D_\omega(x)$, $A_{2\omega}(x)$ et $D_{2\omega}(x)$ les signaux de résonance en fonction du désaccord $x = (\omega - \omega_0)/\Gamma$. Les expressions de ces signaux de résonance sont :

$$A_0(x) = \frac{1 + (-2x^2 + S_{rf})^2 + 5x^2 + 2S_{rf}}{(1 + x^2 + S_{rf})(1 + 4S_{rf} + 4x^2)} \quad (35)$$

$$A_\omega(x) = \frac{(1 + 4x^2 + S_{rf})\sqrt{S_{rf}}}{(1 + x^2 + S_{rf})(1 + 4S_{rf} + 4x^2)} ; D_\omega(x) = \frac{x(1 + 4x^2 - 2S_{rf})\sqrt{S_{rf}}}{(1 + x^2 + S_{rf})(1 + 4S_{rf} + 4x^2)} \quad (36)$$

$$A_{2\omega}(x) = \frac{(1 - 2x^2 + S_{rf})S_{rf}}{(1 + x^2 + S_{rf})(1 + 4S_{rf} + 4x^2)} ; D_{2\omega}(x) = \frac{3xS_{rf}}{(1 + x^2 + S_{rf})(1 + 4S_{rf} + 4x^2)} \quad (37)$$

Dans ces différentes expressions, $S_{rf} = (\omega_1/\Gamma)^2$ représente l'intensité normalisée du champ RF. Il est intéressant de noter :

1. que les termes $A_{0,\omega,2\omega}$ sont des fonctions symétriques, présentant un maximum par rapport à la résonance $x=0$ alors que les fonctions $D_{0,\omega,2\omega}$ sont des fonctions de forme dispersive qui s'annulent et changent de signe à la résonance $x=0$. Les fonctions de forme dispersive sont celles utilisées pour déterminer la valeur du champ magnétique
2. que les signaux de résonance au double de la fréquence du champ RF varient avec le carré de l'amplitude du champ RF tandis que ceux à la fréquence du champ RF présentent une dépendance linéaire avec cette amplitude.
3. qu'une amplitude élevée du champ RF par rapport à Γ provoque un élargissement des signaux de résonance, et une déformation de $A_\omega(x)$ et $D_\omega(x)$ (A. Weis et al. ¹⁰⁶). L'optimum pour l'amplitude du champ RF est de 50 nT pour le magnétomètre scalaire du CEA-Leti développé pour la mission Swarm. Ce choix résulte d'un compromis entre largeur et amplitude des signaux de résonance A_0 .

III. Magnétomètres scalaires à hélium-4 pour la mesure du champ terrestre

Les Figure III-2.a, b et c. présentent l'allure des signaux de résonance pour $S_{rf} = 0,05$ ($\omega_1 = 50 \text{ nT} \times \gamma$; $\Gamma = 2\pi \times 7 \text{ kHz}$), respectivement à la fréquence nulle, à la fréquence ω et à 2ω en fonction de x (c'est-à-dire en fonction de la fréquence du champ RF).

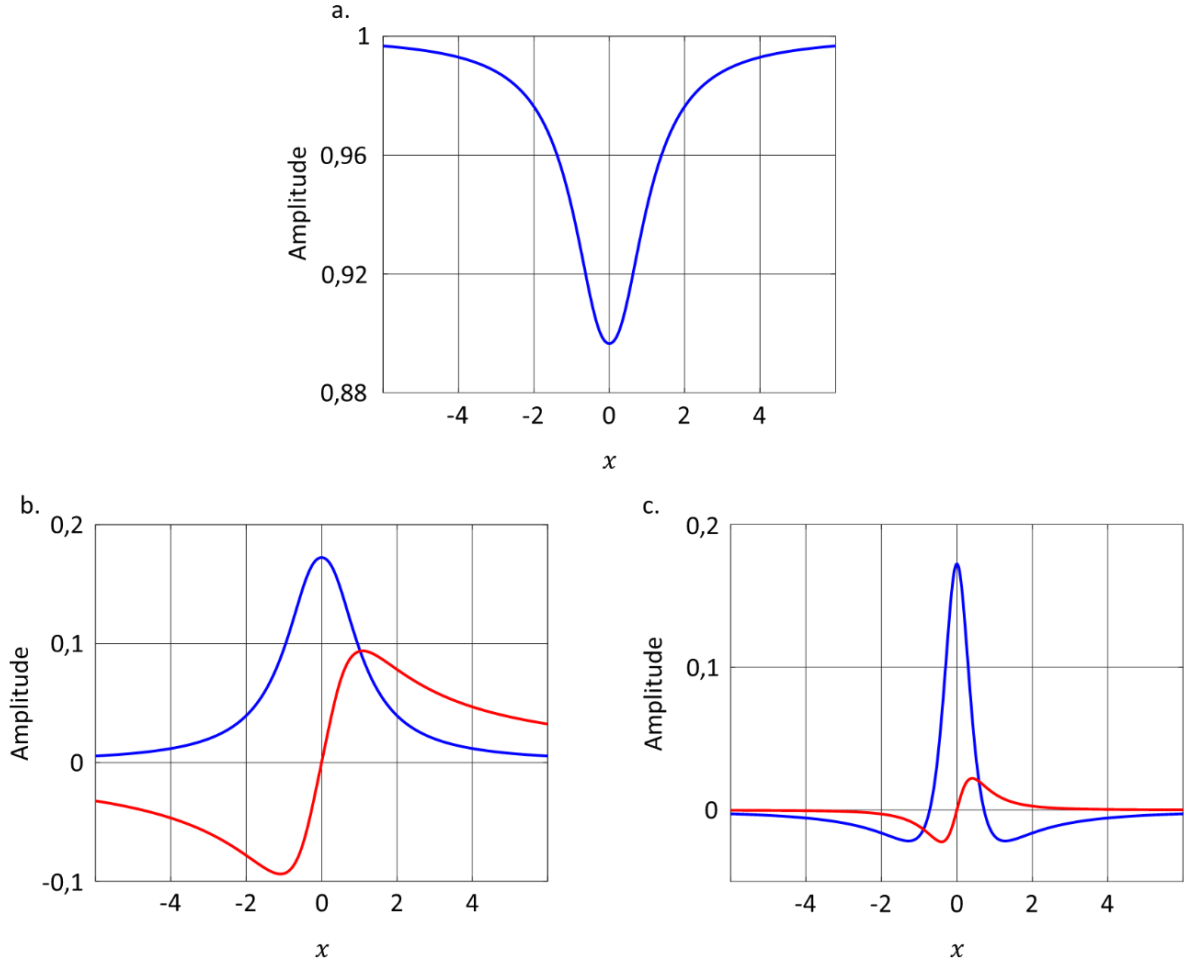


Figure III-2 :Evolution des signaux de résonance avec x et pour $S_{rf} = 0,05$; a. $A_0(x)$ b. en bleu $A_\omega(x)$ en rouge $D_\omega(x)$; c. en bleu $A_{2\omega}(x)$ en rouge $D_{2\omega}(x)$.

Dans les équations (32), (33) et (34), $S_0^{RF}(\beta)$, $S_\omega^{RF}(\beta)$ et $S_{2\omega}^{RF}(\beta)$ représentent la dépendance de l'amplitude des signaux de résonance avec l'angle β de la manière suivante :

$$S_0^{RF}(\beta) = (3 \cos(\beta)^2 - 1)^2 \quad (38)$$

$$S_\omega^{RF}(\beta) = \frac{3}{2} \sin(\beta) \cos(\beta) (3 \cos^2(\beta) - 1) \quad (39)$$

$$S_{2\omega}^{RF}(\beta) = \frac{3}{4} \sin^2(\beta) (1 - 3 \cos^2(\beta)) \quad (40)$$

Ces dépendances angulaires sont présentées en Figure III-3.

III. Magnétomètres scalaires à hélium-4 pour la mesure du champ terrestre

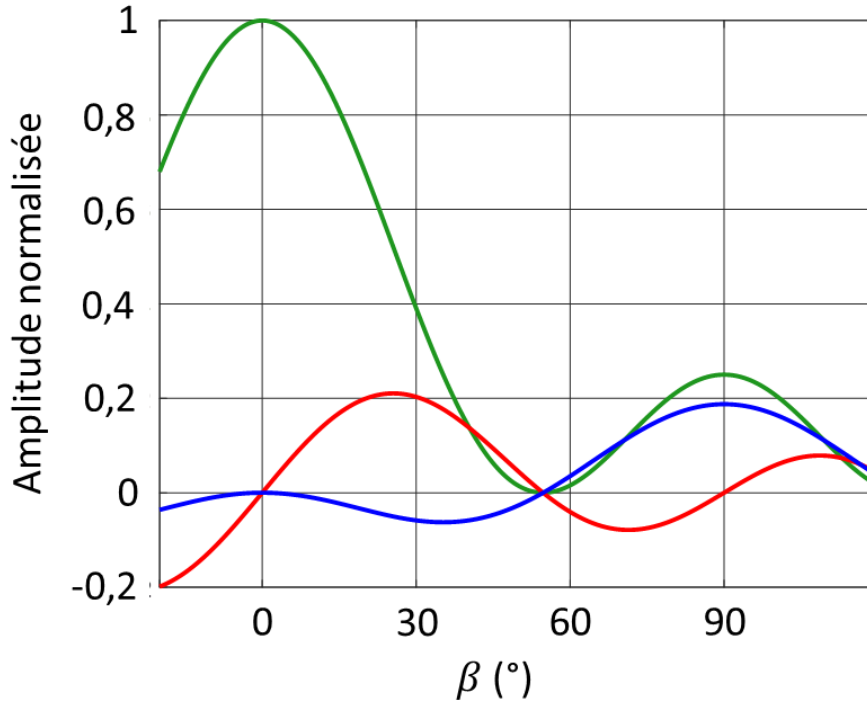


Figure III-3: Amplitudes des signaux de résonance en fonction de β : (vert) S_0^{RF} , (rouge) S_{ω}^{RF} , (bleu) $S_{2\omega}^{RF}$. Les amplitudes sont toutes normalisées par rapport au maximum de S_0^{RF} .

Sur cette figure, on voit que pour $\beta = 54.7^\circ$ tous les signaux s'annulent. Pour cette orientation particulière, il n'est pas possible de mesurer le champ magnétique : il s'agit d'une zone d'ombre. Cette anisotropie d'amplitude présentant une zone d'ombre est la problématique principale à résoudre si on veut implémenter un OPM dans des applications où l'orientation du champ par rapport à l'OPM n'est pas fixe.

Comme énoncé dans l'introduction de ce chapitre, l'anisotropie d'amplitude n'est pas le seul type d'anisotropie qui peut provoquer des difficultés de mesure de champ magnétique : il y a également l'anisotropie de fréquence.

ii. *Anisotropie de fréquence*

L'anisotropie de fréquence crée une erreur sur la mesure du champ magnétique. Parmi les effets qui peuvent induire de l'anisotropie de fréquence, on peut citer l'effet Bloch-Siegert¹⁰⁷ ou le décalage de fréquence lié au VLS (l'effet sera détaillé dans la section 2 de ce chapitre).

L'effet Bloch-Siegert est lié aux termes non séculaires que nous avons négligés plus haut. Ceux-ci induisent un décalage ΔB de la fréquence de résonance magnétique qui s'exprime en termes de champ magnétique équivalent de la manière¹⁰⁸ suivante, avec les éléments géométriques de la Figure III-4:

$$\Delta B = \frac{B_{RF}^{\perp 2}}{4B_0} \quad (41)$$

III. Magnétomètres scalaires à hélium-4 pour la mesure du champ terrestre

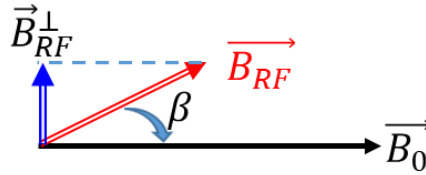


Figure III-4: Schéma des éléments géométriques intervenant dans le décalage Bloch-Siegert.

Dans cette expression B_{RF}^\perp est la composante du champ RF orthogonale au champ magnétique.

Dans des applications de mesure du champ magnétique terrestre à la surface du globe, celui-ci varie entre $15 \mu\text{T}$ et $55 \mu\text{T}$. Avec un champ magnétique RF d'amplitude 50 nT (qui correspond à un optimal de l'amplitude du champ RF dans le magnétomètre du CEA-Leti) l'effet Bloch-Siegert induit des décalages de fréquence correspondant à des écarts de champ magnétique⁶¹ compris respectivement entre 42 pT et 11 pT . Dans ce cas le champ RF ayant un angle fixe, il n'est plus question d'anisotropie mais d'un effet systématique du décalage Bloch-Siegert qui peut être corrigé.

b. Magnétomètre scalaire isotrope du CEA-Leti

i. Principe de fonctionnement

Dans les années 1990 le CEA-Leti a imaginé une solution au problème d'anisotropie d'amplitude, ainsi qu'à l'anisotropie de fréquence provenant du décalage Bloch-Siegert. Cette solution est notamment présentée dans la thèse de C. Guttin¹⁰⁹.

Cette solution consiste à asservir la direction de polarisation du faisceau de pompage, ainsi que celle du champ RF de manière à maintenir l'angle β constant par rapport au champ magnétique local. L'orientation du champ magnétique étant arbitraire, le seul angle β qui puisse être toujours maintenu constant par une rotation de la polarisation et du champ RF autour de l'axe optique est $\beta = 90^\circ$. Sur la Figure III-5 nous constatons que cet angle $\beta = 90^\circ$ répond également à une double condition :

- les signaux de résonance à la fréquence du champ RF S_ω^{RF} s'annulent et changent de signe à cet angle ; ils peuvent donc être utilisés comme signal d'erreur pour asservir l'angle β à 90°
- les signaux de résonance à fréquence nulle S_0^{RF} et au double de la fréquence $S_{2\omega}^{\text{RF}}$ du champ RF sont non nuls et permettent donc une mesure du champ magnétique.

Dans l'architecture de magnétomètre décrite par C. Guttin, le polariseur et les bobines générant le champ RF sont rendus solidaires de sorte que le vecteur de polarisation \vec{E} de la lumière soit toujours colinéaire au champ magnétique RF \vec{B}_{RF} et la rotation commune de la polarisation et du champ RF est assurée par un moteur piézoélectrique. Ce magnétomètre dans sa version développée pour la mission ESA Swarm est présenté sur la photo de la Figure III-6 et un schéma de son architecture est donné sur la Figure III-7.a.

Notons aussi que la stabilisation de cet angle $\beta = 90^\circ$ permet de rendre isotrope le décalage Bloch-Siegert : la seule dépendance restante de ce décalage est celle avec la valeur du champ ambiant qu'il est possible de corriger lors du traitement des mesures.

III. Magnétomètres scalaires à hélium-4 pour la mesure du champ terrestre

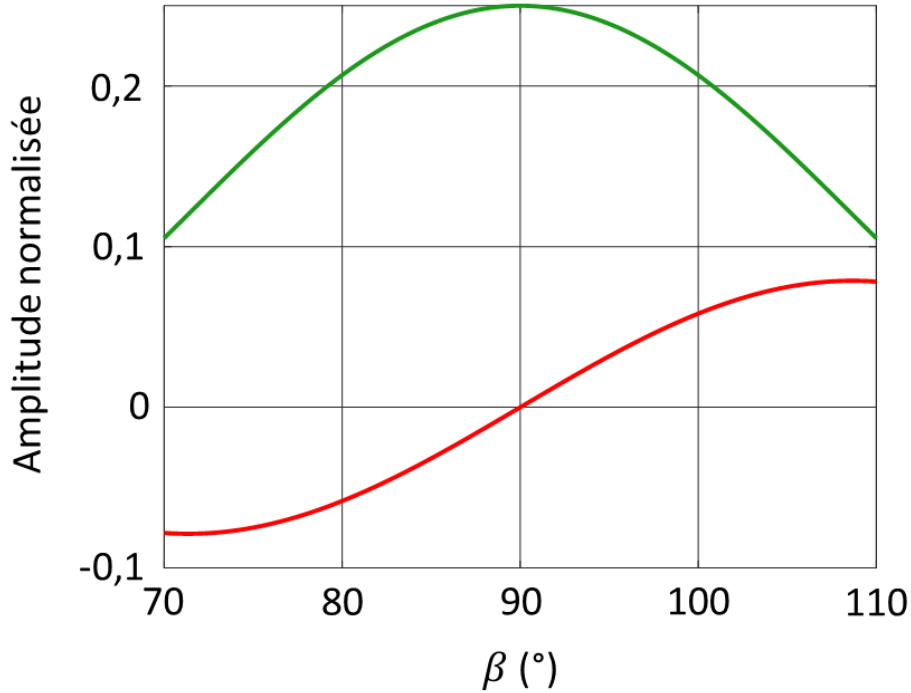


Figure III-5: Amplitudes des signaux de résonance autour de $\beta = 90^\circ$: $S_0(\beta)$ en vert et $S_\omega(\beta)$ en rouge.

Cette configuration est donc apparue idéale car elle présente deux signaux, le premier S_0 pour la mesure du champ magnétique et le second S_ω pour assurer l'asservissement de l'angle β et rendre le magnétomètre isotrope. Cette solution est aussi techniquement réalisable avec l'intérêt de nécessiter un seul accès optique.

Il serait également envisageable de réaliser un asservissement de la polarisation autour de l'orientation $\beta=90^\circ$ en réalisant l'asservissement sur un maximum de signal plutôt que sur un passage par zéro. Le signal S_0 (ou $S_{2\omega}$) serait par exemple utilisé à la fois pour la mesure du champ magnétique et pour l'asservissement de l'angle β . Cependant pour réaliser ce type d'asservissement sur β , il faudrait avoir recours à une modulation supplémentaire de la polarisation. Ce type de solution rendrait l'architecture plus complexe que celle mise en œuvre dans la solution « Swarm ». Nous préférons donc une architecture dans laquelle des signaux changent de signe à 90° pour s'asservir sur leur passage à 0.

ii. Performances constatées et évolutions envisagées

Notons ici l'intérêt du pompage optique avec un faisceau polarisé rectilignement pour développer un schéma de magnétomètre scalaire isotrope. En effet la direction caractéristique du pompage est alors celle de la polarisation de la lumière, qui peut être aisément contrôlée. Si nous essayions de réaliser un schéma semblable avec un faisceau de pompage en polarisation circulaire, il serait nécessaire de modifier la direction de propagation, ce qui est beaucoup plus complexe à mettre en œuvre.

Les magnétomètres isotropes du CEA-Leti développés pour la mission Swarm^{61,62} sont basés sur un schéma de pompage en polarisation linéaire. Ils atteignent une résolution de $1 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ sur une bande passante de 0 à 100 Hz et une précision de 50 pT à 1σ .

Dans ses travaux de thèse, J. Rutkowski^{65,96} a démontré la possibilité d'utiliser un rotateur à cristaux liquides pour remplacer le moteur piézo-électrique. Ceci permet de réduire grandement la taille et la complexité du magnétomètre comme on peut le voir en Figure III-6. Afin d'assurer la colinéarité entre \vec{E} et \vec{B}_{RF} , deux bobines orientées à 90° l'une par rapport à

III. Magnétomètres scalaires à hélium-4 pour la mesure du champ terrestre

l'autre et à 90° de l'axe de propagation de la lumière sont placées autour de la cellule d'hélium et permettent d'obtenir un champ magnétique RF de direction contrôlée colinéaire avec la polarisation de la lumière. Un schéma de cette architecture est présenté en Figure III-7.b.

Cette architecture, bien que plus compacte, ne répond pas au besoin de capteurs insensibles à la diaphonie de RF pour réaliser une mesure gradiométrique en base courte. La suite de ce chapitre a pour but d'identifier une architecture permettant d'obtenir un magnétomètre tout-optique isotrope pour répondre à ce problème.

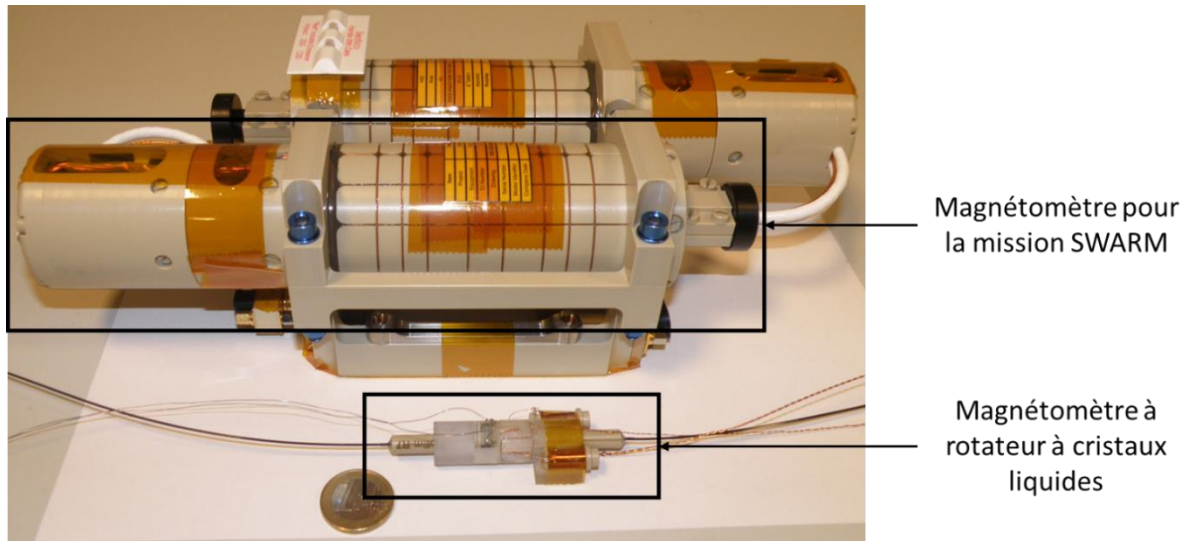
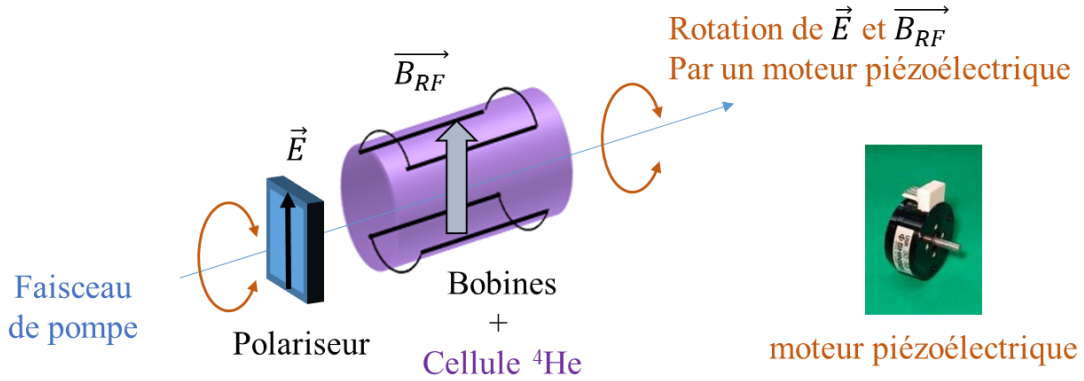


Figure III-6: Photo de magnétomètre développés par le CEA-Leti pour la mission Swarm et du magnétomètre développé par J. Rutkowski lors de sa thèse avec un rotateur à cristaux liquides.

III. Magnétomètres scalaires à hélium-4 pour la mesure du champ terrestre

a.



b.

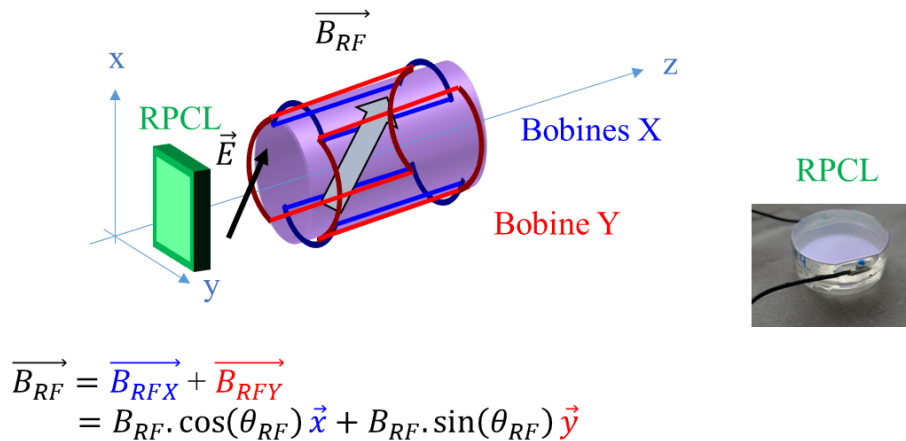


Figure III-7: Comparaison des architectures scalaires du CEA-Leti; a. magnétomètre scalaire du CEA-Leti pour la mission Swarm avec un moteur piézoélectrique; b. Solution alternative proposée dans la thèse de J. Rutkowski avec un rotateur de polarisation à cristaux liquides (RPCL) et des bobines à 90°.

2. Résonance magnétique excitée par un champ RF fictif

Dans l'architecture de magnétomètre isotrope développée par le CEA-Leti, le champ magnétique RF est généré par des bobines. Nous présentons maintenant une configuration tout-optique testée récemment dans l'équipe de D. Budker¹¹⁰.

Cette architecture utilise le césium-133 comme élément sensible et un schéma du montage est donné sur la Figure III-8. Le champ RF est généré par l'effet de Vector Light-Shift (VLS). Pour cela un faisceau polarisé circulairement et légèrement décalé par rapport à la transition D_2 du césium-133 est modulé en intensité par un modulateur acousto-optique à la fréquence de Larmor des atomes. Un champ RF fictif est alors créé dans la direction de propagation de ce faisceau. Le pompage optique est réalisé par un autre faisceau polarisé circulairement et accordé sur la transition D_1 du césium-133. La mesure est réalisée par un faisceau de sonde polarisé rectilignement se propageant selon l'axe \hat{y} dont la polarisation va tourner par effet Faraday. C'est par l'intermédiaire de cette rotation qu'il est possible de remonter à la valeur du champ.

III. Magnétomètres scalaires à hélium-4 pour la mesure du champ terrestre

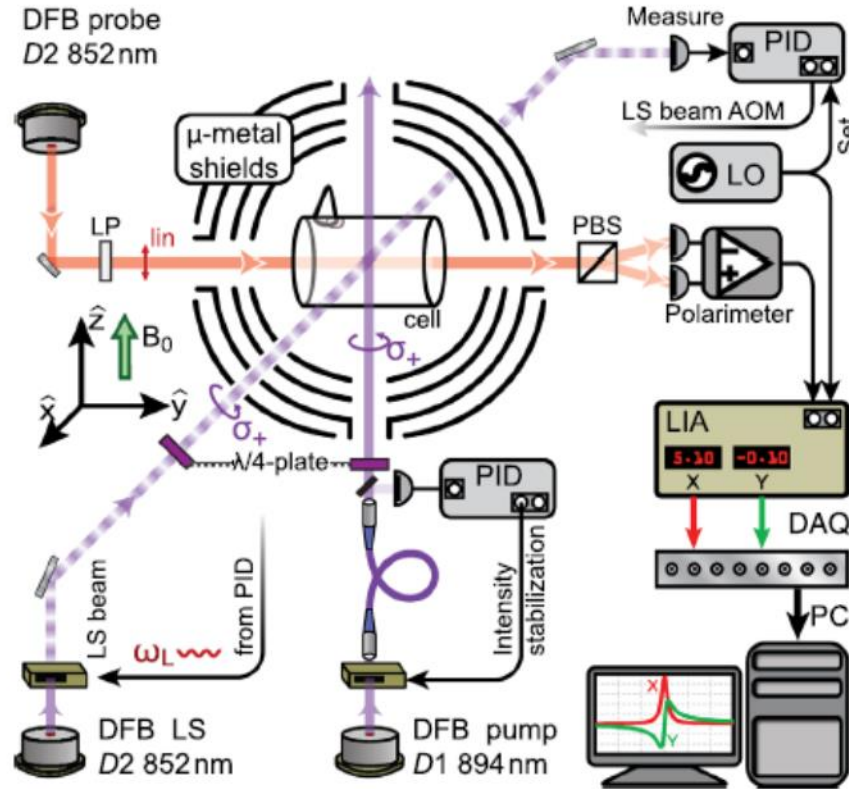


Figure III-8: Schéma du magnétomètre tout-optique réalisé dans l'équipe de D. Budker. Les droits d'image appartiennent à l'American Institute of Physics.

Bien que non isotrope, cette configuration est intéressante car la résonance magnétique est excitée par voie purement optique. Le VLS est souvent décrit comme une source d'erreur dans les OPM car il introduit un décalage de la fréquence de résonance magnétique. Toutefois il est ici utilisé avantageusement.

Nous nous sommes donc interrogés sur la possibilité de générer un champ RF de cette manière dans le cas d'un magnétomètre à hélium-4 pompé en alignement. En particulier, nous avons étudié les conditions à remplir pour obtenir un champ RF fictif dont l'amplitude serait voisine de 50 nT, correspondant à l'amplitude de champ RF optimale dans l'architecture décrite au paragraphe précédent.

Dans un premier temps nous allons revenir sur l'effet de Vector Light-Shift puis nous nous intéresserons à la possibilité de créer un champ RF grâce à cet effet pour l'implémenter dans une architecture tout-optique.

a. Le Vector Light-Shift

L'effet de VLS a été décrit par J.P. Barrat et C. Cohen-Tannoudji¹¹¹⁻¹¹³ puis W. Happer et B.S. Mathur^{94,114} qui l'ont intégré dans un formalisme mathématique élégant. Cet effet apparaît lorsqu'un atome est soumis à un faisceau de lumière polarisé circulairement et dont la fréquence est désaccordée de la fréquence ν_t de la transition optique. Cette lumière induit un décalage en énergie δE des sous-niveaux Zeeman qui est en tout point équivalent à celui qui résulterait de l'action d'un champ magnétique.

Il est donc possible de modéliser cet effet par un champ magnétique fictif que l'on notera \vec{B}_{LS} par commodité. Le champ est qualifié de *fictif* car il ne s'agit pas d'un vrai champ

III. Magnétomètres scalaires à hélium-4 pour la mesure du champ terrestre

magnétique mesurable par un magnétomètre d'un autre type, et car ce champ n'existe que là où la lumière interagit avec les atomes dans l'état métastable.

Pour un faisceau lumineux de puissance optique P et de section A , de fréquence ν (ou de longueur d'onde λ), se propageant dans une direction \vec{s} et polarisé circulairement, ce champ vaut :

$$\vec{B}_{LS} = - \underbrace{\frac{3|E_0|^2}{16 \hbar |\gamma|} \frac{\lambda^2 e^2 f_t}{8 \pi^2 m_e c^2}}_{T1} \pi \nu \Im(\mathcal{V}(\nu - \nu_t)) \frac{J_e(J_e + 1) - J_g(J_g + 1) - 2}{J_g + 1} \epsilon \vec{s} \quad (42)$$

Dans cette expression on a :

- E_0 le module du champ électrique de la lumière
- ϵ dépend de la polarisation de la lumière et vaut +1 (-1) si la lumière est polarisée circulairement droite (gauche) et 0 si elle est polarisée rectilignement
- f_t la force d'oscillateur de la transition
- $J_g=1$ est le moment cinétique du niveau métastable
- J_e est le moment cinétique du niveau excité et pour l'hélium-4 vaut 0 pour la transition D_0 , 1 pour D_1 et 2 pour D_2
- m_e la masse de l'électron et e sa charge
- $\Im(\mathcal{V}(\nu - \nu_t))$ la partie imaginaire de la fonction de Voigt (12) définie au paragraphe II.2.a.iii.

En utilisant les différentes relations entre la densité volumique d'énergie électromagnétique U et le flux de photons Φ , on peut donner une expression du module du champ électrique de la lumière :

$$|E_0|^2 = \frac{2\Phi h \nu}{c \epsilon_0} = \frac{2 P}{c \epsilon_0 A} \quad (43)$$

Si on introduit le rayon classique de l'électron $r_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2}$ on obtient :

$$T1 = - \frac{3 r_e \lambda f_t}{8 h A |\gamma|} P \quad (44)$$

En sommant les contributions liées à chacune des transitions, on trouve :

$$\vec{B}_{LS} = \frac{3 \pi r_e \lambda}{8 h |\gamma| A} P \Im[2 f_{D_0} \mathcal{V}(\nu - \nu_0) + f_{D_1} \mathcal{V}(\nu - \nu_1) - f_{D_2} \mathcal{V}(\nu - \nu_2)] \epsilon \vec{s} \quad (45)$$

Sur la Figure III-9 on trace l'évolution de l'amplitude du champ Virtuel de Light-Shift par unité de puissance optique en fonction de la longueur d'onde pour un faisceau de 12 mm de diamètre (correspondant à nos conditions expérimentales). On peut voir que cet effet sera très important à proximité des raies d'absorption de l'hélium-4, avec des maxima à mi-hauteur des raies.

III. Magnétomètres scalaires à hélium-4 pour la mesure du champ terrestre

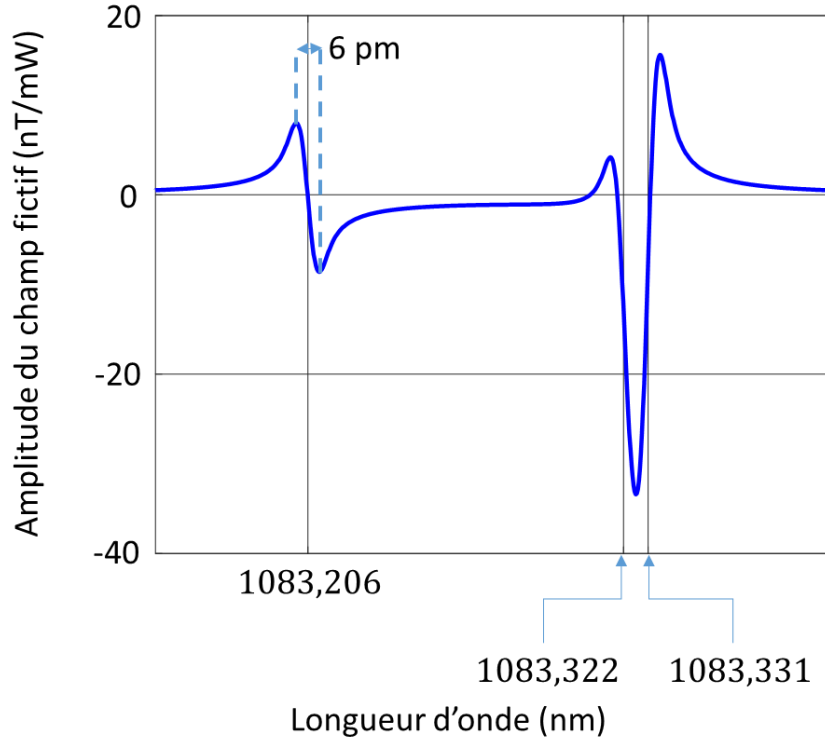


Figure III-9: Champ magnétique fictif par unité de puissance optique créé par une polarisation circulaire droite sur un ensemble d'atomes d'hélium-4 métastable, en fonction de la longueur d'onde et pour un faisceau de 12 mm de diamètre.

Les principaux points à étudier pour pouvoir générer un champ RF avec un VLS sont :

- l'amplitude maximale de champ atteignable en fonction de la puissance optique du faisceau
- la longueur d'onde optimale du faisceau créant le VLS.

b. Amplitudes de champ RF atteignables en utilisant le VLS

Dans le but d'exciter la résonance magnétique à l'aide d'un faisceau VLS modulé, il est nécessaire d'obtenir une amplitude de champ magnétique fictif de l'ordre de 50 nT, qui correspond à l'optimal d'amplitude du champ RF. La puissance du faisceau créant le VLS ne doit pas être trop élevée : en effet même si il n'est pas centré sur D_0 ce faisceau peut provoquer un pompage parasite (l'absorption est de 10^{-5} à 1083,250 nm Figure II-4).

Nous allons donc chercher des conditions optimales {puissance optique ; longueur d'onde} permettant de générer un champ RF fictif d'amplitude 50 nT tout en limitant le pompage résiduel.

Dans un premier temps nous cherchons quelle puissance optique du faisceau de VLS serait à même de concurrencer le pompage optique. Rappelons que l'élargissement des signaux de résonance par le pompage optique pour un magnétomètre scalaire s'écrit :

$$\Gamma' = \Gamma \sqrt{1 + \frac{P}{P_s}} \quad (46)$$

avec $P_s = 116 \mu\text{W}$ qui est la puissance de saturation pour notre faisceau de 12 mm de diamètre. Les signaux de résonance auront une largeur doublée pour $P = 3P_s = 348 \mu\text{W}$. Pour limiter

III. Magnétomètres scalaires à hélium-4 pour la mesure du champ terrestre

l'élargissement nous choisirons donc de travailler avec un faisceau de pompage dont la puissance optique sera de l'ordre de $190 \mu\text{W}$.

Ainsi pour évaluer la puissance maximale du faisceau de VLS, nous calculons la puissance nécessaire, à chaque longueur d'onde, pour avoir une absorption constante et égale à celle d'un faisceau de pompage de $190 \mu\text{W}$ centré sur D_0 (à $1083,205 \text{ nm}$).

La Figure III-10.a. présente, en fonction de la longueur d'onde, la puissance optique du faisceau de VLS qui donne lieu aux mêmes élargissements que ceux provoqués par un faisceau de pompage de puissance égale à $190 \mu\text{W}$. La Figure III-10.b. présente, également en fonction de la longueur d'onde, le champ magnétique fictif généré par un faisceau de VLS avec cette même puissance.

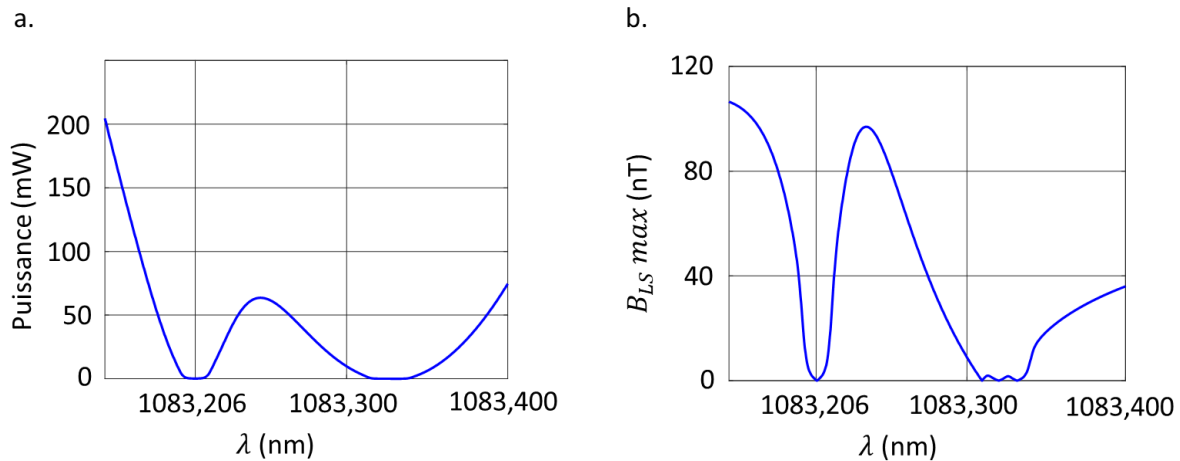


Figure III-10: Limites de puissance optique du faisceau de VLS (à gauche) et de champ magnétique fictif (à droite) qu'il est possible d'atteindre en réalisant un pompage résiduel fixé à une limite maximale correspondant à un faisceau accordé sur D_0 de $190 \mu\text{W}$.

Pour générer un champ magnétique RF oscillant en utilisant l'effet de VLS, il faut réaliser une modulation soit de la longueur d'onde soit de la puissance du faisceau de VLS. Pour qu'une modulation de la longueur d'onde génère un champ magnétique RF d'amplitude suffisante, il serait nécessaire qu'elle soit centrée autour d'une des raies d'absorption. Mais dans ce cas-là le pompage résiduel du faisceau de VLS entre en compétition avec le pompage optique car la longueur d'onde est proche d'une transition : les signaux de résonance seront donc fortement élargis. Nous avons donc préféré une modulation de l'intensité du faisceau de VLS pour réaliser un champ RF fictif.

La Figure III-10 montre qu'il est plus favorable de se placer aux alentours de $1083,250 \text{ nm}$ pour générer un champ magnétique RF fictif. En effet, à cette longueur d'onde, l'amplitude du champ peut atteindre jusqu'à 100 nT tout en demandant moins de puissance optique que si on se plaçait à $1083,150 \text{ nm}$. Il reste maintenant à s'assurer qu'il est expérimentalement possible de réaliser un champ RF de cette amplitude.

c. Mesure du champ magnétique fictif créé par un faisceau de VLS

Afin de vérifier qu'il est bien possible de générer un champ RF d'une amplitude atteignant 50 nT , nous réalisons une mesure du champ fictif statique B_{LS} créé par un VLS non modulé. Cette caractérisation d'un champ statique permet d'évaluer l'amplitude qu'il sera possible d'atteindre lorsqu'on modulera l'intensité du champ fictif.

III. Magnétomètres scalaires à hélium-4 pour la mesure du champ terrestre

Cette mesure est réalisée selon la configuration présentée en Figure III-11 : il s'agit d'une expérience de résonance magnétique avec un champ magnétique RF créé par des bobines. Le faisceau de pompage optique est orienté selon l'axe X. Les atomes sont placés dans un champ magnétique \vec{B}_0 , orienté selon l'axe Z, d'amplitude constante. Le champ \vec{B}_{LS} est induit par un second faisceau se propageant selon l'axe Z. Le faisceau « VLS » crée donc un champ fictif parallèle à l'axe Z, venant s'ajouter au champ directeur \vec{B}_0 . Le champ total selon l'axe Z devient donc égal à $\vec{B}_0 \pm \vec{B}_{LS}$, selon le choix d'une polarisation circulaire gauche ou droite pour le faisceau VLS. Les deux faisceaux recouvrant complètement le volume de la cellule, nous supposons que le même champ constant est appliqué à tous les atomes d'hélium.

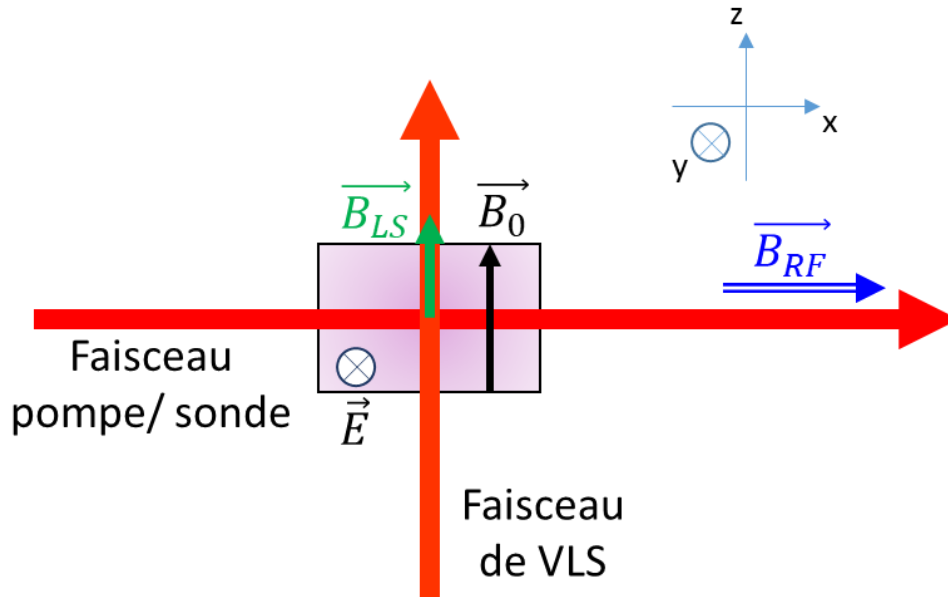


Figure III-11: Schéma du montage pour la mesure du champ magnétique fictif. Les dimensions des faisceaux ne sont pas à l'échelle par rapport à la cellule de gaz.

Dans la pratique cette mesure est réalisée avec le montage présenté en Figure III-12. Pour s'affranchir du champ magnétique ambiant du laboratoire, la cellule et les bobines qui l'entourent sont placées dans un blindage magnétique. Le champ statique \vec{B}_0 est appliqué par une bobine. Le faisceau de pompe, généré par une diode laser DFB de QD Laser accordée sur D_0 , polarisé rectilignement selon Y traverse la cellule selon l'axe X. Perpendiculairement à ce faisceau, un faisceau polarisé circulairement se propageant selon Z sert à créer le VLS : nous ferons varier sa longueur d'onde de 1083,170 nm à 1083,248 nm. Ces variations de longueur d'onde sont effectuées en modifiant le courant de pompe de la diode laser.

Pour mesurer correctement le champ total $\vec{B}_0 + \vec{B}_{LS}$ il est important que l'ensemble des atomes sondés soient soumis au même champ magnétique. Si le faisceau de VLS ne couvrait que la moitié de la cellule, seule la moitié des atomes verrait un champ magnétique d'intensité B_0 et l'autre moitié verrait un champ magnétique d'intensité $B_0 + B_{LS}$. Cela se traduirait sur les signaux de résonance observés en sortie de cellule, par une superposition de contributions résonantes distinctes autour de B_0 et autour de $B_0 + B_{LS}$. Etant donné que les décalages sont faibles (de l'ordre du nT) par rapport aux largeurs de signaux (de l'ordre de 500 nT), l'analyse du signal résultant ne permettrait pas de retrouver simplement l'amplitude du champ fictif. Nous choisissons donc un faisceau de VLS de diamètre $A = 12$ mm qui couvre l'ensemble de la cellule longue de 10 mm. Les collimateurs correspondants (cylindres noirs) sont visibles sur la photo de la Figure III-14.

III. Magnétomètres scalaires à hélium-4 pour la mesure du champ terrestre

Pour ces mesures (et pour les mesures de la section suivante), il est nécessaire que toutes les faces optiques de la cellule d'hélium-4 soient accessibles optiquement. Or, la technique communément utilisée pour porter les atomes dans l'état d'énergie métastable est une décharge HF couplée au gaz par des électrodes en scotch cuivre. Ces électrodes, placées sur les faces cylindriques de la cellule, occultent des accès optiques comme le présente la Figure III-13.a. Afin d'avoir un accès optique supplémentaire à la cellule, nous avons choisi de remplacer ces électrodes : nous avons choisi d'utiliser des électrodes réalisées en ITO (oxyde d'indium-étain) qui est conducteur, relativement transparent à 1083,205 nm et amagnétique.

Pour vérifier que de telles électrodes permettent de porter les atomes dans l'état d'énergie métastable, nous avons déposé par pulvérisation une couche de 100 nm d'ITO sur des plaques de verre. Contrairement aux tests réalisés avec des épaisseurs plus fines pour lesquelles la conductivité est plus faible, il est alors possible d'allumer le plasma (Figure III-13.b). A cette épaisseur, l'ITO absorbe 20 % de la lumière, mais il est possible de compenser cela en augmentant la puissance optique du faisceau traversant ces faces (ici le faisceau de pompe). Ce faisceau sert aussi de sonde : pour limiter l'impact de cette absorption sur le signal-à-bruit du capteur il sera donc préférable pour un véritable capteur de déposer l'ITO sur la partie cylindrique de la cellule. Ici, s'agissant d'une expérience de compréhension sans contraintes fortes en termes de signal-à-bruit, le choix a été fait de déposer ces électrodes de 100 nm d'ITO directement sur les faces planes de la cellule ce qui est plus simple dans la pratique.

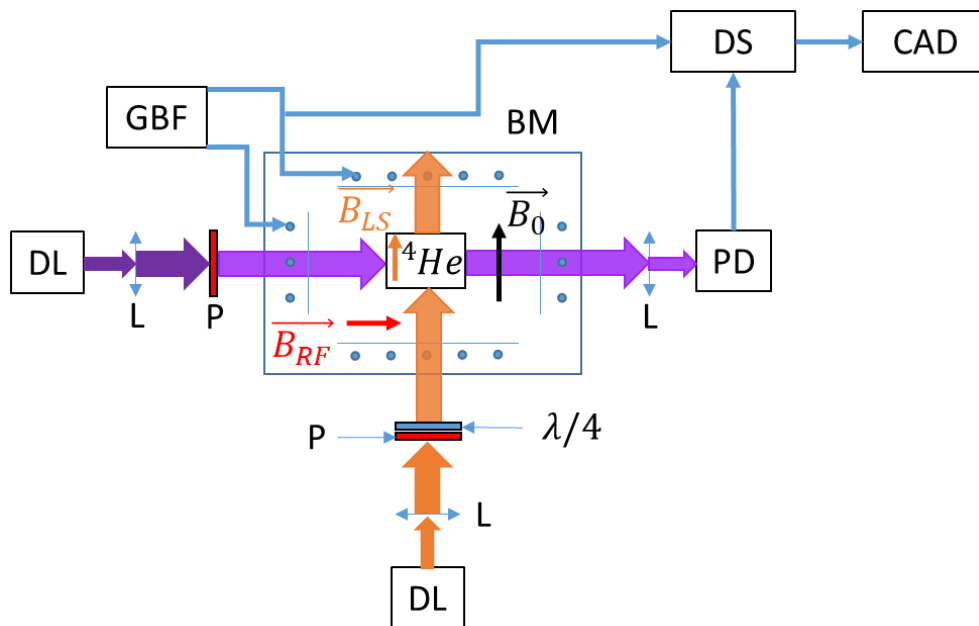


Figure III-12: Schéma du montage pour la mesure du décalage de fréquence induit par le VLS. En violet : faisceau de pompe/sonde. En orange : faisceau induisant le VLS. DL: diode laser; L: lentille; GBF: générateur basse fréquence; P : polariseur ; $\lambda/4$: lame quart d'onde ; BM : blindage magnétique ; PD : photodiode ; DS : détection synchrone ; CAD : chaîne d'acquisition de données.

III. Magnétomètres scalaires à hélium-4 pour la mesure du champ terrestre

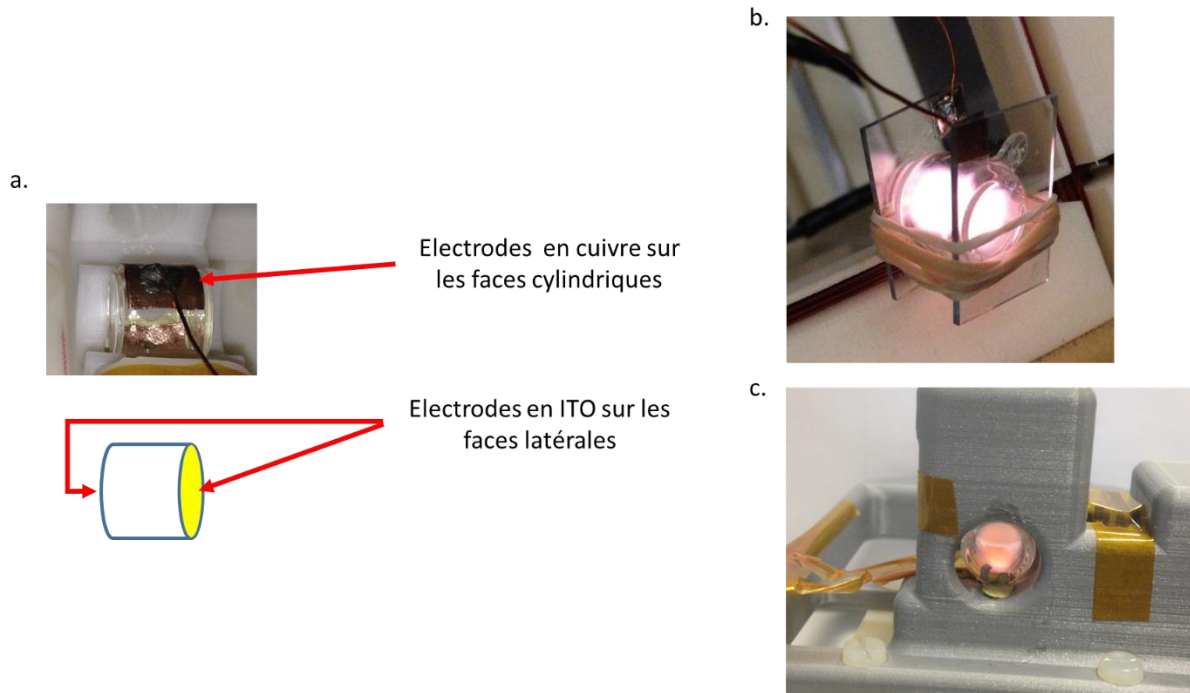


Figure III-13: Electrodes HF en ITO pour l'allumage de la décharge; a. photo des électrodes en cuivre et schéma de la position qu'auront celles en ITO; b. photo du test d'allumage avec de l'ITO déposé sur des plaques de verre; c. photo de la cellule avec le plasma allumé par des électrodes en ITO déposé directement sur ses faces latérales.

Un champ RF fixe généré par des bobines est appliqué à l'ensemble du système: la fréquence du champ RF a été choisie à 140 kHz de sorte qu'elle corresponde à la fréquence de Larmor du champ statique $B_0 = 5 \mu\text{T}$ appliqué. Pour des raisons pratiques, l'amplitude du champ magnétique est choisie dans un rapport 10 avec l'amplitude moyenne du champ terrestre, tout en respectant la condition $\gg \Gamma$. L'amplitude du champ RF est choisie à 10 nT ce qui permet de ne pas élargir excessivement les signaux de résonances que l'on mesurera ainsi que de limiter l'apparition de résonances paramétrique¹¹⁵.

Pour observer les signaux de résonance magnétique une rampe de champ de $\pm 300 \text{ nT}$ est appliquée autour de la valeur B_0 . Le signal optique du faisceau de pompe est détecté par un photodétecteur (TTI, TIA 525I) et démodulé par une détection synchrone (SR865A de Stanford Research) dont le signal de référence est choisi pour correspondre à l'harmonique 2 de la fréquence du champ magnétique RF. Le faisceau créant le champ \vec{B}_{LS} présente une puissance de 5,5 mW. Sa longueur d'onde est contrôlée par un lambda-mètre (WA-1000 de Burleigh). Avec cette puissance optique, on s'attend à avoir un champ magnétique fictif de 10 nT si la longueur d'onde est choisie égale à 1083,250 nm. La mesure de l'amplitude du champ fictif est réalisée à partir du signal obtenu en sortie de détection synchrone en pointant la valeur du champ B_0 correspondant à la résonance.

III. Magnétomètres scalaires à hélium-4 pour la mesure du champ terrestre

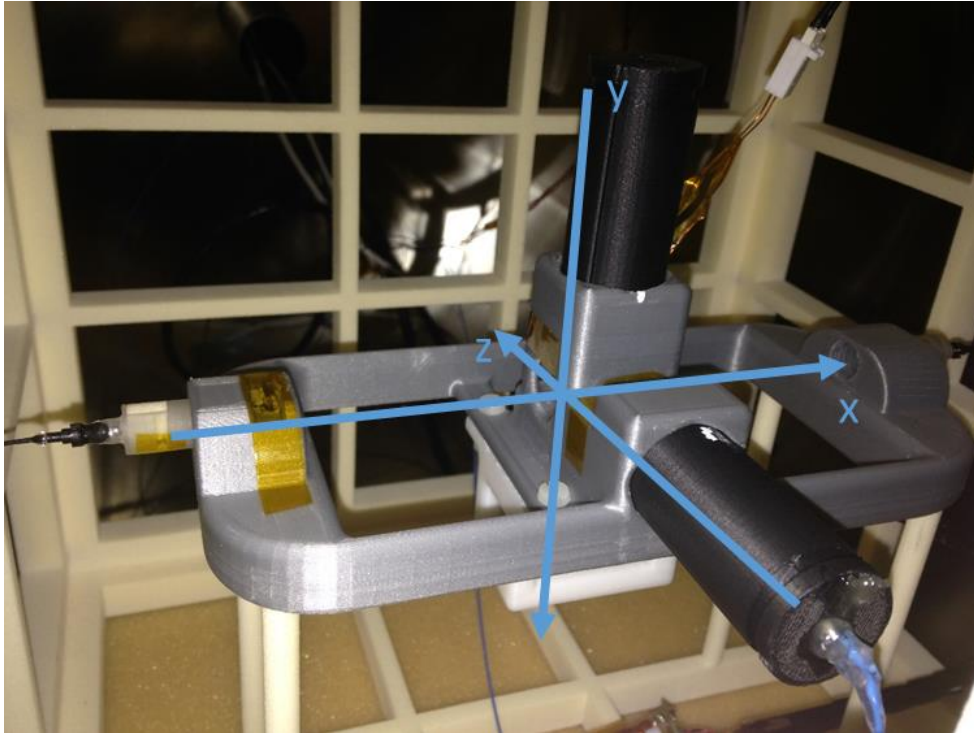


Figure III-14: Photo du montage expérimental dans le blindage avec les collimateurs de 12 mm en noirs. La structure blanche visible est celle des bobines.

Les données sont traitées via Matlab. Pour évaluer la valeur du champ à la résonance, une opération d'optimisation est réalisée pour faire coïncider au mieux chaque courbe empirique avec le modèle théorique. L'ajustement est fait par la minimisation du résidu à l'aide de la méthode des « moindres carrés ». Un modèle lorentzien est utilisé dont les paramètres d'ajustement sont l'amplitude de la courbe, le champ auquel il y a résonance, la largeur de la résonance. Sur la Figure III-15.a. une courbe de résonance et son ajustement sont tracés pour un faisceau de VLS à 1083,170 nm et sur la Figure III-15.b. une courbe et son modèle sont tracés pour un faisceau de VLS à 1083,205 nm. Notons que la méthode d'ajustement fonctionne bien pour des longueurs d'ondes loin de D_0 . Toutefois, proche de D_0 les ajustements sont moins aisés car il y a des élargissements liés à la compétition entre le pompage par le faisceau de pompe et le faisceau de VLS. Ces élargissements ne sont pas pris en compte dans le modèle et rendent l'ajustement moins performant mais l'accord reste bon à proximité immédiate du champ magnétique de résonance.

III. Magnétomètres scalaires à hélium-4 pour la mesure du champ terrestre

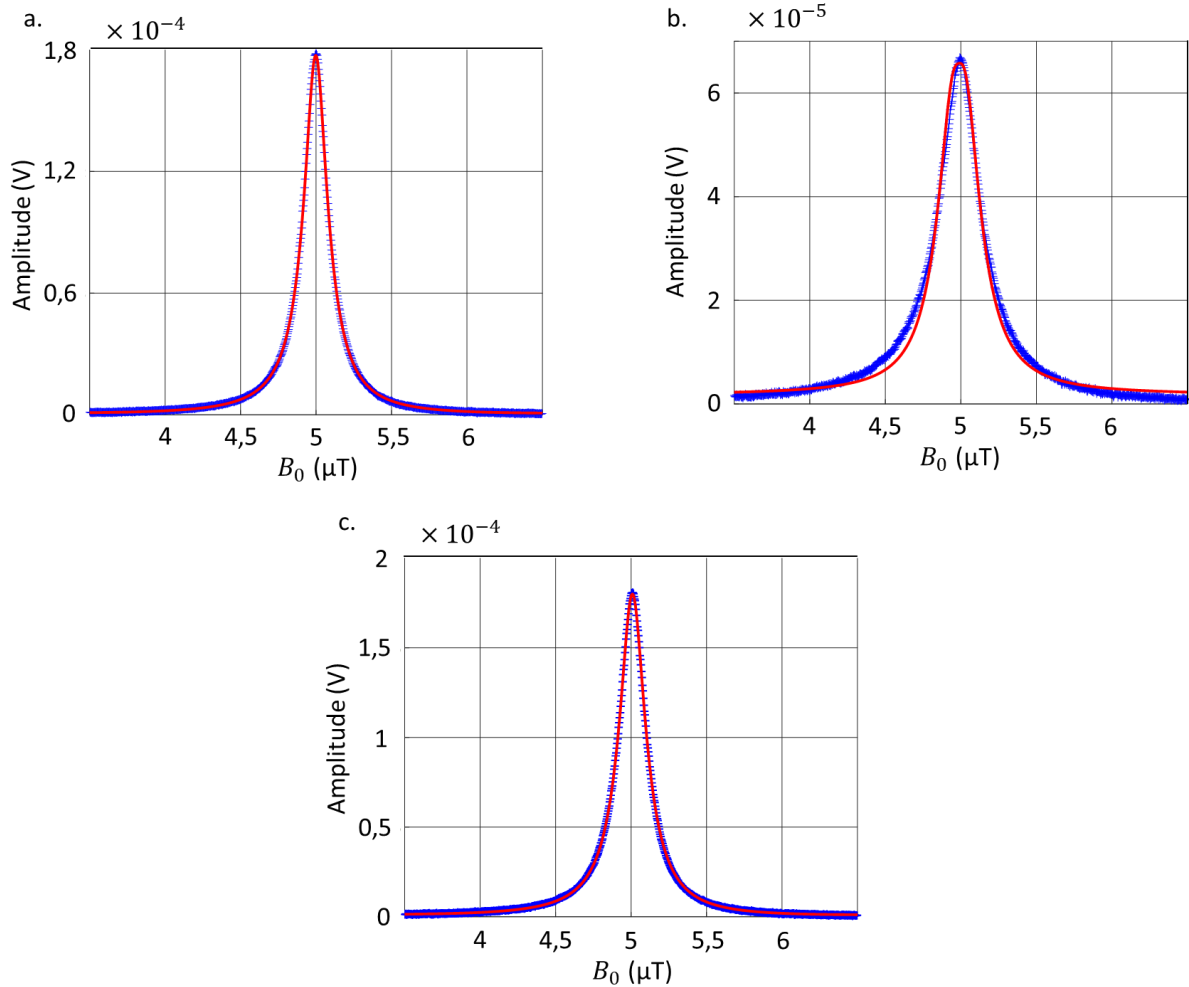


Figure III-15: Courbes de résonance (croix bleues) et leur ajustements (en rouge); a. Courbe de résonance pour un faisceau de VLS à la longueur d'onde 1083,170 nm ; b. Courbe de résonance pour un faisceau de VLS à résonance avec D_0 ; c. Courbe de résonance pour un faisceau de VLS à la longueur d'onde 1083,250 nm .

Les résultats présentés en Figure III-16 sont en bon accord avec la théorie. Les légers désaccords au voisinage de D_0 sont probablement liés à l'élargissement des signaux de résonance rendant la méthode d'ajustement moins performante. L'amplitude du champ magnétique fictif est bien autour de 10 nT lorsqu'on s'approche de 1083,250 nm pour un faisceau de puissance 5,5 mW

III. Magnétomètres scalaires à hélium-4 pour la mesure du champ terrestre

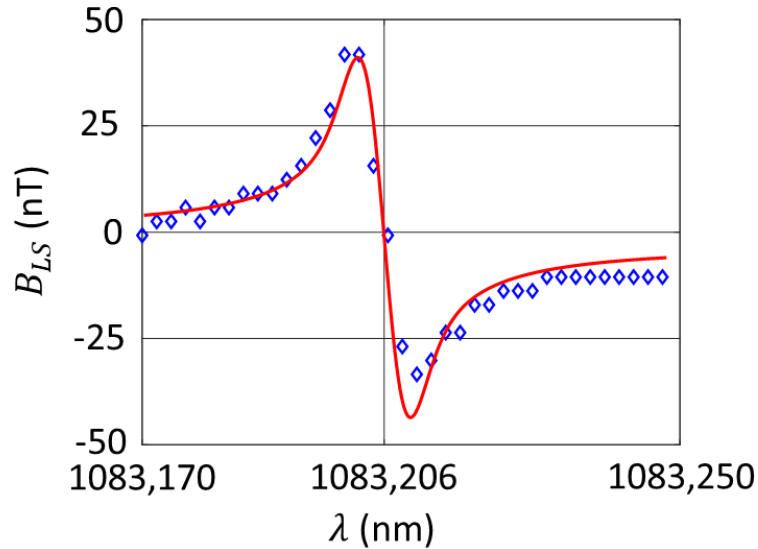


Figure III-16: Evolution du champ magnétique fictif avec la longueur d'onde du laser de VLS pour une puissance optique de 5,5 mW. En rouge la courbe théorique, en losange bleu les points de mesures.

Ces premières mesures permettent de conclure qu'il est possible de réaliser un champ RF fictif de 50 nT d'amplitude en utilisant un faisceau de VLS ayant une puissance optique de 55 mW (ce qui peut représenter une consommation importante pour certaines applications). Il est donc envisageable de se servir d'un champ RF créé par VLS pour réaliser un magnétomètre tout-optique avec de l'hélium. Toutefois comme le présente la Figure III-10.a. cette puissance optique est à la limite où le pompage résiduel de ce faisceau concurrence celui du faisceau de pompage. Pour limiter cet effet on pourra choisir d'augmenter la puissance du faisceau de pompage qui avait été choisie plus faible que la puissance doublant la largeur des signaux de résonances.

d. Résonance magnétique excitée par un champ RF fictif : étude de l'anisotropie d'amplitude

Nous cherchons maintenant à déterminer expérimentalement les dépendances angulaires des amplitudes des signaux de résonance dans le cas d'un magnétomètre scalaire où le champ RF est créé par la modulation d'un VLS.

La Figure III-17 présente l'architecture utilisée pour étudier les signaux de résonance magnétique lorsqu'on remplace le champ magnétique RF généré par des bobines par un champ généré par l'effet de VLS modulé en amplitude. Un modulateur acousto-optique est utilisé pour moduler l'intensité du faisceau de LS à une fréquence correspondant à la fréquence de Larmor des atomes placés dans le champ magnétique statique \vec{B}_0 . Le faisceau conserve un diamètre égal à 12 mm pour que l'ensemble des atomes dans le niveau d'énergie métastable voient le champ magnétique RF.

III. Magnétomètres scalaires à hélium-4 pour la mesure du champ terrestre

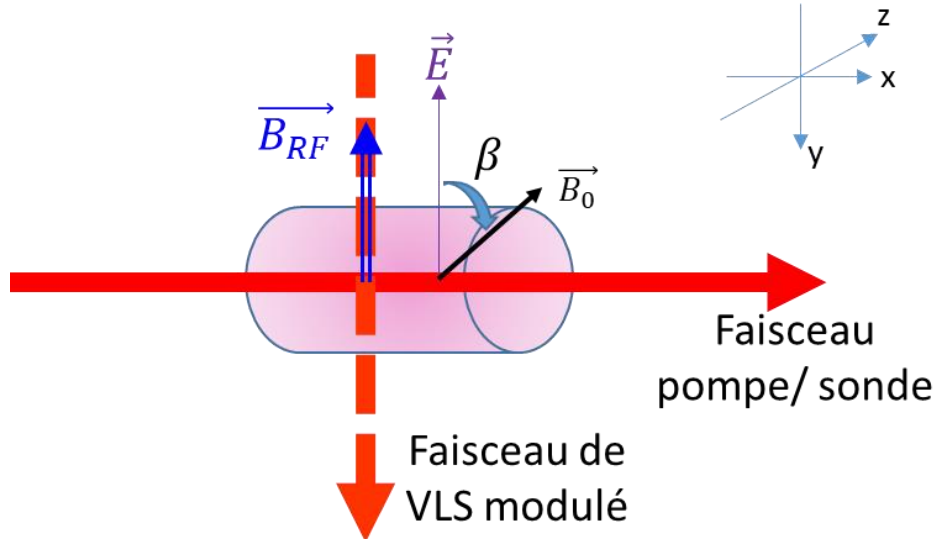


Figure III-17: Schéma du magnétomètre avec un champ magnétique RF généré par VLS modulé en intensité. Le diamètre du faisceau de VLS n'est pas à l'échelle par rapport à la cellule.

Le dispositif expérimental associé à la configuration de la Figure III-17 est présenté sur la Figure III-18. Les atomes d'hélium sont soumis à un champ directeur \vec{B}_0 d'intensité égale à $5 \mu\text{T}$. Les signaux de résonance magnétique sont obtenus en balayant le champ statique de $\pm 300 \text{ nT}$ autour de B_0 . Le faisceau de VLS, polarisé circulairement par la combinaison d'un polariseur rectiligne avec une lame quart d'onde dont l'axe rapide est disposé à 45° de la direction de polarisation, est ajusté en longueur d'onde à $1083,250 \text{ nm}$ (consignes en courant de pompage et en température de la diode fixées) et son intensité est modulée entre 0 et 6 mW à 140 kHz avec un modulateur acousto-optique (modulateur de AA Opto-electronic, MT110-IR20-FIO). En modulant l'intensité comme décrit précédemment, un champ magnétique fictif selon Y dont l'amplitude varie sinusoïdalement entre 0 et 12 nT est généré. Le faisceau de pompe est détecté par un photodétecteur (TTI, TIA 525I) et le signal est traité par une détection synchrone (SR865A de Stanford) démodulant à la fréquence du modulateur acousto-optique ou au double de celle-ci.

La Figure III-19.a. représente les modules des signaux de résonance à 2ω pour $\beta = 90^\circ$ dans le cas d'un champ RF d'amplitude 6 nT généré par des bobines ou par l'effet de VLS modulé. Nous pouvons observer que les signaux de résonance ont la même allure et qu'ils ne sont pas significativement élargis par le faisceau de VLS. La Figure III-19.b. présente les amplitudes des signaux de résonance en fonction de l'orientation du champ magnétique statique. Sur cette même figure, sont représentés les courbes théoriques $S_{\omega}^{RF}(\beta)$ et $S_{2\omega}^{RF}(\beta)$. Nous constatons qu'il existe un accord raisonnablement bon entre les courbes théoriques et les résultats expérimentaux. Ceci nous permet de conclure que l'usage d'un champ magnétique RF généré par VLS modulé en intensité est très semblable à celui d'une RF générée par des bobines.

III. Magnétomètres scalaires à hélium-4 pour la mesure du champ terrestre

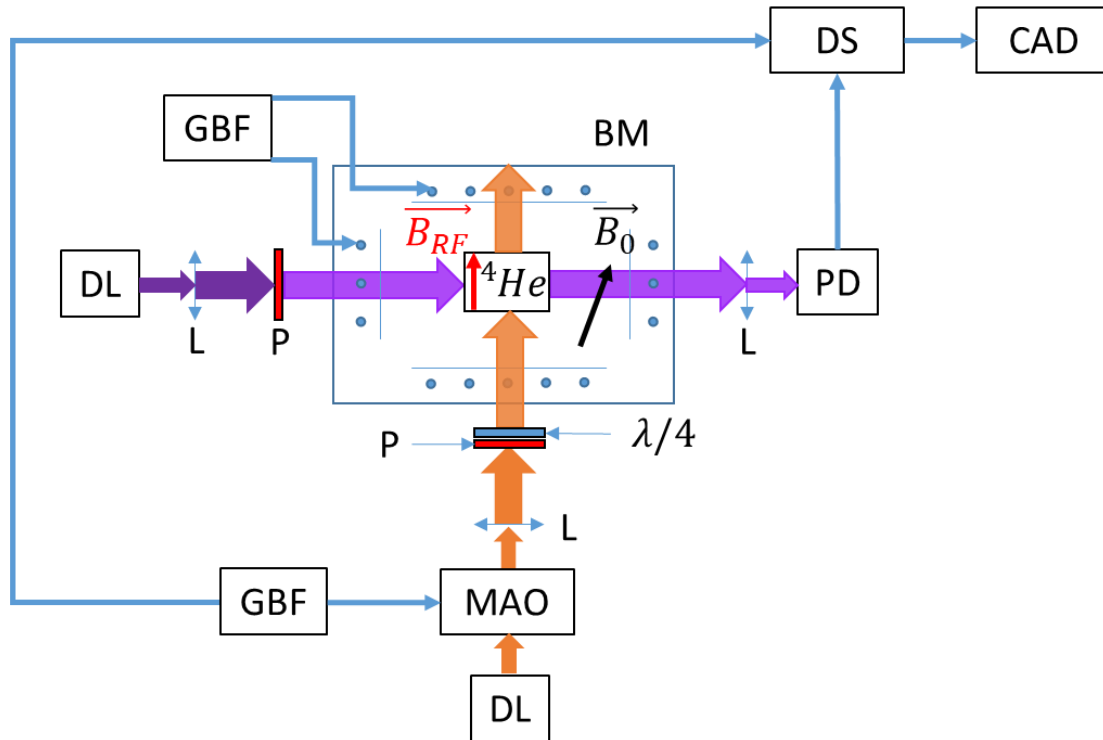


Figure III-18: Schéma du montage pour la mesure des courbes d'anisotropies d'amplitude pour un champ magnétique RF induit par modulation de l'effet de VLS. En violet : faisceau de pompe/sonde. En orange : faisceau de VLS. DL: diode laser; MAO: modulateur acousto-optique; L: lentille; GBF: générateur basse fréquence; P: polariseur; $\lambda/4$: lame quart d'onde; BM: blindage magnétique; PD: photodiode; DS: détection synchrone; CAD: chaîne d'acquisition de données

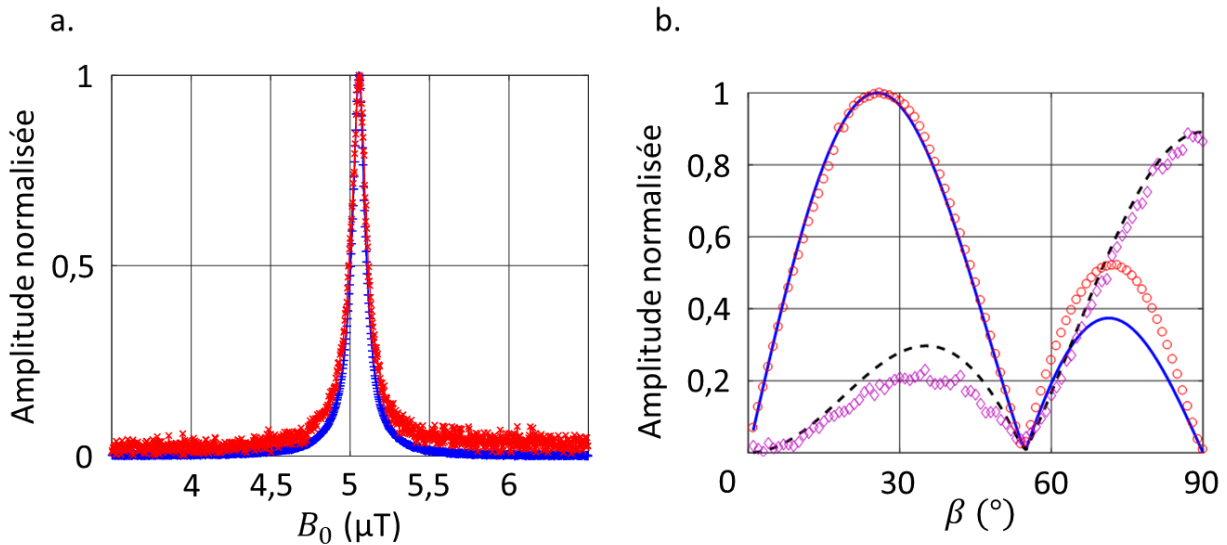


Figure III-19: Résultats des mesures de résonance magnétique générée par un champ RF fictif; a. Comparaison du module des courbes de résonances à 2ω pour $\beta = 90^\circ$ obtenue pour un champ RF généré par des bobines (en bleu) ou par l'effet de VLS modulé (en rouge) b. Anisotropie d'amplitude du magnétomètre avec un champ magnétique RF généré par modulation en intensité de l'effet de VLS. En bleu : calcul théorique de $S_\omega^{RF}(\beta)$, en tirets noirs : calcul théorique de $S_{2\omega}^{RF}(\beta)$, en ronds rouges les mesures obtenues à fréquence ω et en losanges violets les mesures obtenues à fréquence 2ω .

Toutefois, cette configuration présente un inconvénient important. Le champ magnétique RF est fixé dans l'axe de propagation de la lumière et ne peut donc pas tourner de manière à rester parallèle à la polarisation de la lumière comme dans l'architecture scalaire isotrope du CEA-Leti. Il serait possible de pallier ce problème en ajoutant un troisième accès optique perpendiculaire au deux autres par lequel un deuxième faisceau de VLS serait envoyé.

III. Magnétomètres scalaires à hélium-4 pour la mesure du champ terrestre

On pourrait ainsi jouer sur l'amplitude relative des signaux sur les deux faisceaux de VLS pour créer un champ magnétique RF dans la direction voulue par une combinaison linéaire appropriée. Toutefois ce montage a l'inconvénient de présenter un encombrement important du fait des trois accès optiques nécessaires.

Nous avons donc étudié d'autres solutions pour obtenir un magnétomètre tout-optique isotrope sans utiliser d'accès optiques supplémentaires.

3. Résonance magnétique induite par modulation d'intensité du faisceau de pompage

Pour poursuivre notre exploration des architectures de magnétomètres tout-optique isotrope, nous allons nous intéresser à des configurations où la résonance magnétique est obtenue en modulant le faisceau de pompage lui-même. Les travaux sur le sujet ont été initiés sur des gaz atomiques orientés par Bell et Bloom⁴⁹ et étendus au cas de l'alignement atomique par H. Gilles⁶⁹. Dans les deux cas, il a été montré que la résonance magnétique pouvait être excitée en faisant varier le taux de pompage de façon périodique. Cette variation peut être obtenue, par exemple, en modulant l'intensité du faisceau de pompe. Nous verrons par la suite que pour exciter la résonance magnétique, cette modulation est réalisée soit autour de la fréquence de Larmor, soit autour du double de la fréquence de Larmor.

Dans la pratique il est possible de moduler l'intensité d'un faisceau par l'intermédiaire de dispositifs externes comme des modulateurs acousto-optiques ou électro-optiques. Le choix du type de modulateur dépend de contraintes telles que la gamme de fréquence de la modulation, les pertes d'insertion ou la consommation électrique.

Nous étudierons théoriquement différents schémas de magnétomètres basés sur la modulation d'intensité du pompage, avec comme objectif de statuer sur la possibilité de combiner ces schémas avec l'asservissement de la polarisation de la pompe pour obtenir une architecture de magnétomètre tout-optique isotrope.

Dans l'ensemble de cette partie, les éléments du magnétomètre sont ceux représentés en Figure III-20. L'intensité du faisceau de pompe se propageant selon l'axe Z est notée $I(t)$. Ce faisceau est polarisé rectilignement selon l'axe X et le champ magnétique \vec{B}_0 forme un angle β avec la polarisation \vec{E} .

III. Magnétomètres scalaires à hélium-4 pour la mesure du champ terrestre

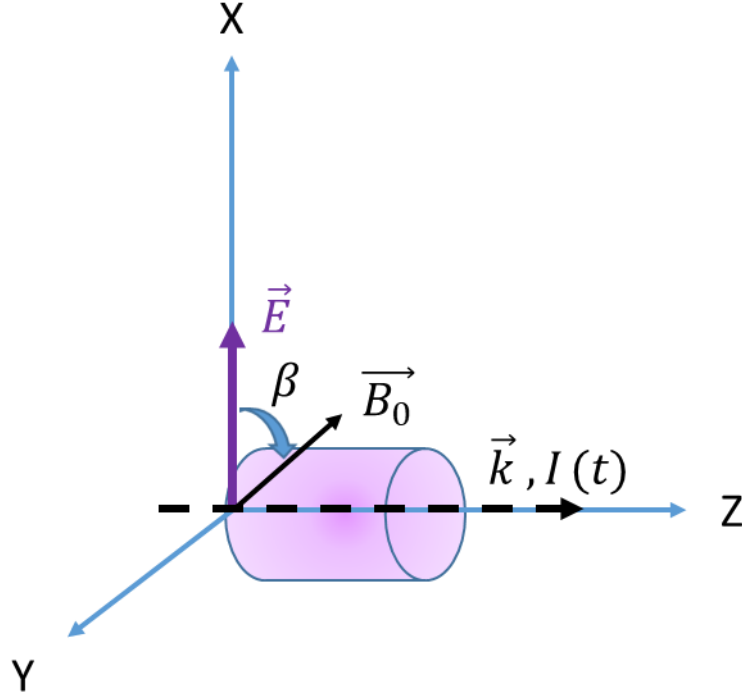


Figure III-20: Principaux éléments des architectures de magnétomètres basés sur la modulation d'intensité d'un faisceau de pompe à polarisation linéaire.

a. Modulation de l'intensité du faisceau de pompe à la fréquence de Larmor

Dans cette architecture, il n'y a plus de champ magnétique RF. Le champ magnétique total est donc uniquement le champ magnétique ambiant \vec{B}_0 .

Comme dans le paragraphe consacré à la résonance magnétique, nous allons étudier l'évolution de l'alignement : ces calculs peuvent être résolus analytiquement avec des logiciels tels que Mathematica. On peut ici repartir de l'équation (30) dans le référentiel tournant et pour laquelle les termes liés au champ magnétique RF sont maintenant nuls :

$$\frac{d}{dt} M' = -i \begin{pmatrix} -2\delta & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -\delta & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \delta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 2\delta \end{pmatrix} M' + \Gamma_0 (M'_{ss}(t) - M') \quad (47)$$

Pour rappel, dans le référentiel du champ, le terme de pompage s'écrit :

$$M_{ss}(t) = m_{ss}(t) \left(\frac{1}{4} \sin^2(\beta), -\frac{1}{4} \sin(2\beta), \frac{1 + 3 \cos(2\beta)}{4\sqrt{6}}, \frac{1}{4} \sin(2\beta), \frac{1}{4} \sin^2(\beta) \right)^t \quad (48)$$

Dans le référentiel tournant, ce terme de pompage devient:

III. Magnétomètres scalaires à hélium-4 pour la mesure du champ terrestre

$$M_{ss}'(t) = m_{ss}(t) \begin{pmatrix} \frac{1}{4} \sin^2(\beta) e^{2i\omega t} \\ -\frac{1}{4} \sin(2\beta) e^{i\omega t} \\ \frac{1 + 3 \cos(2\beta)}{4\sqrt{6}} \\ \frac{1}{4} \sin(2\beta) e^{-i\omega t} \\ \frac{1}{4} \sin^2(\beta) e^{-2i\omega t} \end{pmatrix} \quad (49)$$

L'intensité du faisceau de pompage est modulée sinusoïdalement : $I(t) = I_0(1 + \cos(\omega t))$ et aux faibles puissances optiques auxquelles nous travaillons $m_{ss}(t) \propto I(t)$. L'état stationnaire de l'alignement dans le référentiel tournant $M'_{ss}(t)$ s'écrit donc :

$$M_{ss}'(t) = m_{ss} \begin{pmatrix} \frac{1}{4} \sin^2(\beta) \left(e^{2i\omega t} + \frac{e^{3i\omega t} + e^{i\omega t}}{2} \right) \\ -\frac{1}{4} \sin(2\beta) \left(e^{i\omega t} + \frac{e^{2i\omega t} + 1}{2} \right) \\ \frac{1 + 3 \cos(2\beta)}{4\sqrt{6}} \left(1 + \frac{e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}}{2} \right) \\ \frac{1}{4} \sin(2\beta) \left(e^{-i\omega t} + \frac{e^{-2i\omega t} + 1}{2} \right) \\ \frac{1}{4} \sin^2(\beta) \left(e^{-2i\omega t} + \frac{e^{-3i\omega t} + e^{-i\omega t}}{2} \right) \end{pmatrix} \quad (50)$$

Dans le cadre de l'approximation séculaire, nous négligeons les termes dépendants du temps et M'_{ss} devient :

$$M'_{ss} = m_{ss} \left(0, -\frac{1}{8} \sin(2\beta), \frac{1 + 3 \cos(2\beta)}{4\sqrt{6}}, \frac{1}{8} \sin(2\beta), 0 \right)^t \quad (51)$$

La résolution de l'équation (47) dans le référentiel tournant aboutit à une solution M' .

Les signaux d'absorption optique sont obtenus en repassant dans le référentiel du laboratoire et en reprenant l'axe de la polarisation de la lumière comme axe de quantification. Il faut également noter que le faisceau de pompe, qui sert également de sonde, est modulé. Ainsi la modulation de la sonde doit être ajoutée à la dépendance temporelle des signaux de photo-détection, qui sont proportionnels à :

$$(1 + \cos(\omega t)) \mathcal{D}^2(0, -\beta, \omega t) M' \quad (52)$$

III. Magnétomètres scalaires à hélium-4 pour la mesure du champ terrestre

Les dépendances angulaires $S_0^{MI(\omega)}(\beta)$, $S_\omega^{MI(\omega)}(\beta)$ et $S_{2\omega}^{MI(\omega)}(\beta)$ (respectivement à la fréquence nulle, à la fréquence de la modulation et au double de la fréquence de modulation) s'écrivent :

$$S_0^{MI(\omega)}(\beta) = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{3}{2}} \cos^2(\beta) \sin^2(\beta) \quad (53)$$

$$S_\omega^{MI(\omega)}(\beta) = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{3}{2}} \cos^2(\beta) \sin^2(\beta) \quad (54)$$

$$S_{2\omega}^{MI(\omega)}(\beta) = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{3}{2}} \cos^2(\beta) \sin^2(\beta) \quad (55)$$

Ces dépendances angulaires sont les mêmes à un facteur 2 près. La Figure III-21 présente cette dépendance angulaire commune aux trois signaux.

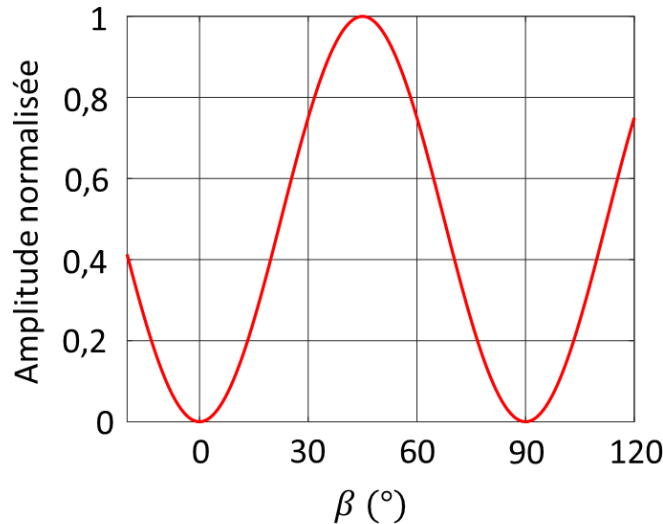


Figure III-21: Dépendance angulaire des signaux de résonance $S_0^{MI(\omega)}(\beta)$, $S_\omega^{MI(\omega)}(\beta)$ et $S_{2\omega}^{MI(\omega)}(\beta)$ pour un magnétomètre basé sur un milieu atomique aligné à pompe modulé dans le voisinage de la fréquence de Larmor.

Tous les signaux s'annulent pour 0° et 90° . Une des conditions nécessaires pour assurer une mesure isotrope (disposer d'au moins un signal de résonance non nul à 90°) n'est donc pas respectée : il n'est donc pas possible de mettre en œuvre ici une architecture isotrope semblable à celle développée par le CEA-Leti.

b. Modulation de l'intensité du faisceau de pompe au double de la fréquence de Larmor

De manière analogue au développement fait pour la modulation de l'intensité à la fréquence de Larmor, on repart ici de l'équation (47). Dans le cas d'une modulation au double de la fréquence de Larmor, $I(t) = I_0(1 + \cos(2\omega t))$. Pour résoudre l'équation de Liouville il est plus aisé de se placer dans le référentiel tournant. Or, la modulation de l'intensité du faisceau

III. Magnétomètres scalaires à hélium-4 pour la mesure du champ terrestre

étant réalisé à 2ω on peut se poser la question de la fréquence à choisir pour le référentiel tournant. Or le choix d'une fréquence ω s'impose pour que le champ statique disparaisse des équations. L'expression de $M'_{ss}(t)$ dans le référentiel tournant est donc :

$$M'_{ss}(t) = m_{ss} \begin{pmatrix} \frac{1}{4} \sin^2(\beta) \left(e^{2i\omega t} + \frac{e^{4i\omega t} + 1}{2} \right) \\ -\frac{1}{4} \sin(2\beta) \left(e^{i\omega t} + \frac{e^{3i\omega t} + e^{-i\omega t}}{2} \right) \\ \frac{1 + 3 \cos(2\beta)}{4\sqrt{6}} \left(1 + \frac{e^{2i\omega t} + e^{-2i\omega t}}{2} \right) \\ \frac{1}{4} \sin(2\beta) \left(e^{-i\omega t} + \frac{e^{i\omega t} + e^{-3i\omega t}}{2} \right) \\ \frac{1}{4} \sin^2(\beta) \left(e^{-2i\omega t} + \frac{1 + e^{-4i\omega t}}{2} \right) \end{pmatrix} \quad (56)$$

Qui, avec l'approximation séculaire, s'écrit :

$$M'_{ss} = m_{ss} \left(\frac{1}{8} \sin^2(\beta), 0, \frac{1 + 3 \cos(2\beta)}{4\sqrt{6}}, 0, \frac{1}{8} \sin^2(\beta) \right)^t \quad (57)$$

Dans ce cas, la résolution de l'équation (47) aboutit à des signaux à la fréquence nulle, au double de la fréquence de Larmor et au quadruple de la fréquence de Larmor. Les amplitudes de ces signaux sont respectivement :

$$S_0^{MI(2\omega)}(\beta) = \frac{1}{8} \sqrt{\frac{3}{2}} \sin^4(\beta) \quad (58)$$

$$S_{2\omega}^{MI(2\omega)}(\beta) = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{3}{2}} \sin^4(\beta) \quad (59)$$

$$S_{4\omega}^{MI(2\omega)}(\beta) = \frac{1}{8} \sqrt{\frac{3}{2}} \sin^4(\beta) \quad (60)$$

De manière semblable au cas précédent les signaux de résonance à 0, 2ω et 4ω présentent les mêmes dépendances angulaires à un facteur 2 près. La Figure III-22 présente la dépendance angulaire commune aux trois signaux.

III. Magnétomètres scalaires à hélium-4 pour la mesure du champ terrestre

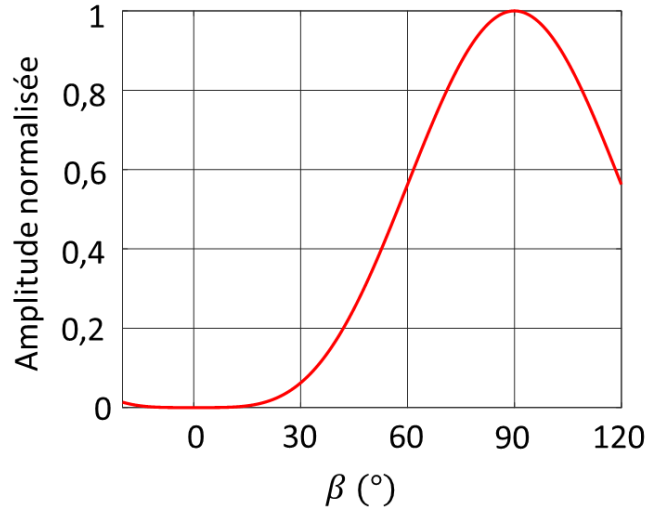


Figure III-22: Dépendance angulaire des signaux de résonance $S_0^{M1(2\omega)}(\beta)$, $S_{2\omega}^{M1(2\omega)}(\beta)$ et $S_{4\omega}^{M1(2\omega)}(\beta)$ pour un magnétomètre basé sur un milieu atomique aligné à pompage modulé dans le voisinage du double de la fréquence de Larmor.

Ces trois signaux s'annulent à 0° et sont maximums à 90° . Il n'existe donc pas de configuration semblable à celle présentée avec excitation par champ RF, qui présente, en $\beta=90^\circ$, les deux signaux nécessaires pour la mesure du champ et l'asservissement de la direction de la polarisation et du champ RF.

Toutefois, comme évoqué dans la section III.1.b.i., les signaux de résonance étant non nuls à $\beta = 90^\circ$, une mesure du champ magnétique reste possible. Il serait même envisageable, pour obtenir une architecture isotrope, de s'asservir sur le maximum des signaux à $\beta = 90^\circ$, en utilisant une modulation de la polarisation supplémentaire. Cette méthode, bien que plus complexe à réaliser permet d'obtenir un magnétomètre tout-optique isotrope, a été mise en œuvre par l'équipe de H. Guo¹¹⁶.

Notons que dans le cas d'une modulation de l'intensité du faisceau de pompe à 2ω , la pente théorique des signaux de résonance à 2ω pour $\beta = 90^\circ$ est 5,9 fois supérieure à la pente théorique obtenue à 0 Hz pour un magnétomètre avec un champ RF. En se basant sur la résolution du magnétomètre du CEA-Leti pour la mission Swarm il serait théoriquement possible d'obtenir une résolution de l'ordre de $170 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$.

4. Magnétomètres à triple résonance

Avec les méthodes présentées précédemment, il n'est malheureusement pas possible d'identifier une architecture simple de magnétomètre tout-optique isotrope, c'est-à-dire permettant d'obtenir autour de $\beta = 90^\circ$:

- un ensemble de signaux de résonance parmi lesquels certains changeraient de signe, permettant d'asservir l'angle de la polarisation du faisceau de pompe,
- d'autres qui seraient non nuls, voire présenteraient un maximum local et pourraient être utilisés pour réaliser la mesure du champ.

Nous allons donc chercher une autre technique qui permettrait d'obtenir des signaux de résonance répondants à ces critères.

Nous avons remarqué dans les résultats précédents que la modulation de l'intensité lumineuse à ω génère des signaux de résonance qui s'annulent à 90° mais sans changement de signe. Ceux que l'on obtient en modulant l'intensité lumineuse à 2ω sont eux maximum à 90° .

III. Magnétomètres scalaires à hélium-4 pour la mesure du champ terrestre

Nous nous sommes donc interrogés sur la possibilité d'obtenir une architecture répondant aux critères précédents en combinant ces deux moyens d'excitation¹¹⁷.

Ainsi nous avons dans un premier temps étudié la combinaison d'une modulation de l'intensité du faisceau de pompe à la fréquence de Larmor avec une modulation de ce même faisceau au double de la fréquence de Larmor. Nous avons aussi étudié la combinaison d'un champ RF généré par l'effet de VLS et d'une modulation de l'intensité du faisceau de pompage au double de la fréquence de Larmor.

Ces deux schémas partagent le fait de comporter deux moyens d'exciter la résonance magnétique. Ainsi, à résonance, ces deux éléments sont accordés à la fréquence Larmor (ou un multiple approprié de celle-ci) et la lumière est accordée à une transition atomique. Pour cette raison nous parlons de magnétomètres à *triple résonance*.

a. Combinaison d'une modulation de l'intensité lumineuse à ω et à 2ω

Comme il a été proposé dans la section précédente, il pourrait être intéressant de combiner une modulation de l'intensité du faisceau de pompage autour de la fréquence de Larmor à une autre autour du double de la fréquence de Larmor. Nous allons donc étudier les amplitudes des signaux de résonance lorsque l'intensité lumineuse est modulée selon:

$$I(t) = I (2 + \cos(\omega t) + \cos(2\omega t + \varphi)) \quad (61)$$

Dans cette expression I est l'intensité moyenne du faisceau (tel que le minimum de l'intensité soit toujours égale à 0) φ est la phase relative entre les modulations à ω et à 2ω . Dans le référentiel tournant à la vitesse ω correspondant à une fréquence proche du champ magnétique statique, $M'_{ss}(t)$ s'écrit maintenant:

$$M'_{ss}(t) = m_{ss} \begin{pmatrix} \frac{1}{4} \sin^2(\beta) \left(2e^{2i\omega t} + \frac{e^{3i\omega t} + e^{i\omega t}}{2} + \frac{e^{4i\omega t + i\varphi} + e^{-i\varphi}}{2} \right) \\ -\frac{1}{4} \sin(2\beta) \left(2e^{i\omega t} + \frac{e^{2i\omega t} + 1}{2} + \frac{e^{3i\omega t + i\varphi} + e^{-i\omega t - i\varphi}}{2} \right) \\ \frac{1 + 3 \cos(2\beta)}{4\sqrt{6}} \left(2 + \frac{e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}}{2} + \frac{e^{2i\omega t + i\varphi} + e^{-2i\omega t - i\varphi}}{2} \right) \\ \frac{1}{4} \sin(2\beta) \left(2e^{-i\omega t} + \frac{1 + e^{-2i\omega t}}{2} + \frac{e^{i\omega t + i\varphi} + e^{-3i\omega t - i\varphi}}{2} \right) \\ \frac{1}{4} \sin^2(\beta) \left(2e^{-2i\omega t} + \frac{e^{-i\omega t} + e^{-3i\omega t}}{2} + \frac{e^{i\varphi} + e^{-4i\omega t - i\varphi}}{2} \right) \end{pmatrix} \quad (62)$$

Avec l'approximation séculaire, on obtient :

$$M'_{ss} = m_{ss} \left(\frac{e^{-i\varphi}}{8} \sin^2(\beta), -\frac{1}{8} \sin(2\beta), \frac{1 + 3 \cos(2\beta)}{2\sqrt{6}}, \frac{1}{8} \sin(2\beta), \frac{e^{i\varphi}}{8} \sin^2(\beta) \right)^t \quad (63)$$

En résolvant l'équation (47) avec cette expression de M'_{ss} , on obtient des signaux de résonance à de nombreuses harmoniques de ω (notamment les harmoniques 3 et 4). Nous faisons ici le choix de limiter l'étude à la fréquence nulle, ω et à 2ω . Les dépendances angulaires de ces harmoniques s'écrivent :

III. Magnétomètres scalaires à hélium-4 pour la mesure du champ terrestre

$$S_0^{MI(\omega,2\omega)}(\beta, \varphi) = -\frac{1}{4} \sqrt{\frac{3}{2}} \cos(\varphi) \sin(\varphi) \sin(\beta)^4 \quad (64)$$

$$S_\omega^{MI(\omega,2\omega)}(\beta, \varphi) = \frac{1}{8} \sqrt{\frac{3}{2}} \sin^2(\beta) \cdot (-2 \cos(\beta)^2 [-4 + \cos(\varphi)] + \sin(\beta)^2 \cos(\varphi)) \quad (65)$$

$$S_{2\omega}^{MI(\omega,2\omega)}(\beta, \varphi) = \frac{1}{16} \sqrt{\frac{3}{2}} (8 \cos(\varphi) \sin^4(\beta) + \sin(2\beta)^2) \quad (66)$$

Notons que la dépendance en $\sin(\beta)^4$ de $S_0^{MI(\omega,2\omega)}(\beta, \varphi)$ est la même que celle présentée sur la Figure III-22 ; nous ne le représenterons donc pas dans la suite.

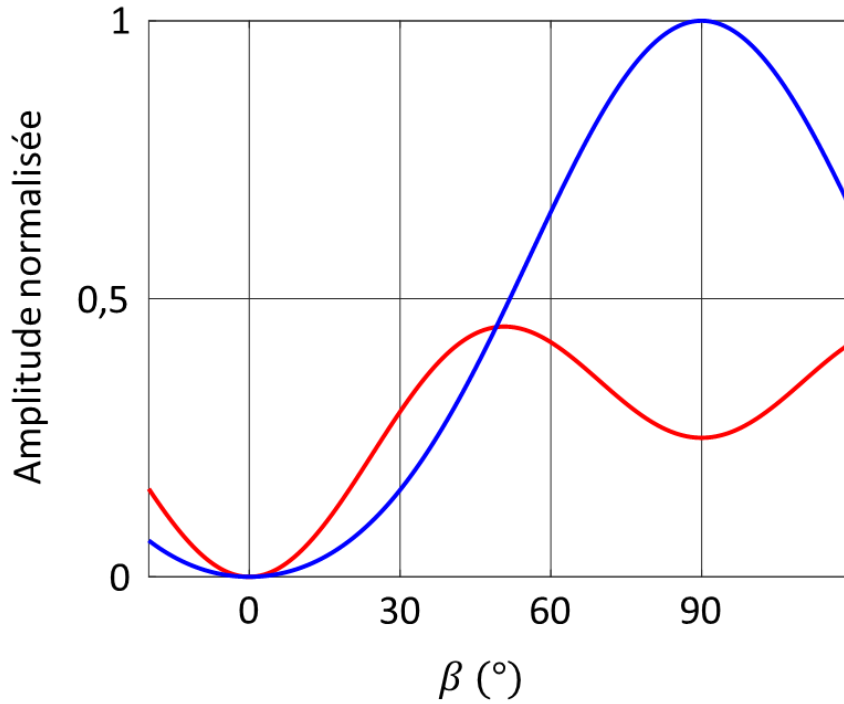


Figure III-23: Dépendances angulaires $S_\omega^{MI(\omega,2\omega)}(\beta)$ (en rouge) et $S_{2\omega}^{MI(\omega,2\omega)}(\beta)$ (en bleu) en fonction de l'angle β pour une phase relative entre les deux modulations = 0.

La Figure III-23 présente les dépendances angulaires $S_\omega^{MI(\omega,2\omega)}(\beta, 0)$ et de $S_{2\omega}^{MI(\omega,2\omega)}(\beta, 0)$. Celle des signaux de résonance à ω ne permet pas de répondre aux critères pour avoir un asservissement simple à $\beta = 90^\circ$. En effet, à la place d'un signal qui s'annule et change de signe à $\beta=90^\circ$, elle présente un signal qui est maximum et un autre non nul. Cette situation est donc semblable à celle d'une modulation simple de l'intensité du faisceau de pompage à 2ω . Un asservissement de la polarisation sur un maximum à 90° (ou sur le minimum de $S_\omega^{MI(\omega,2\omega)}$) serait envisageable mais entraînerait une forte complexité de l'architecture du magnétomètre et serait d'un intérêt questionnable par rapport au schéma de modulation d'intensité autour du double de la fréquence de Larmor.

III. Magnétomètres scalaires à hélium-4 pour la mesure du champ terrestre

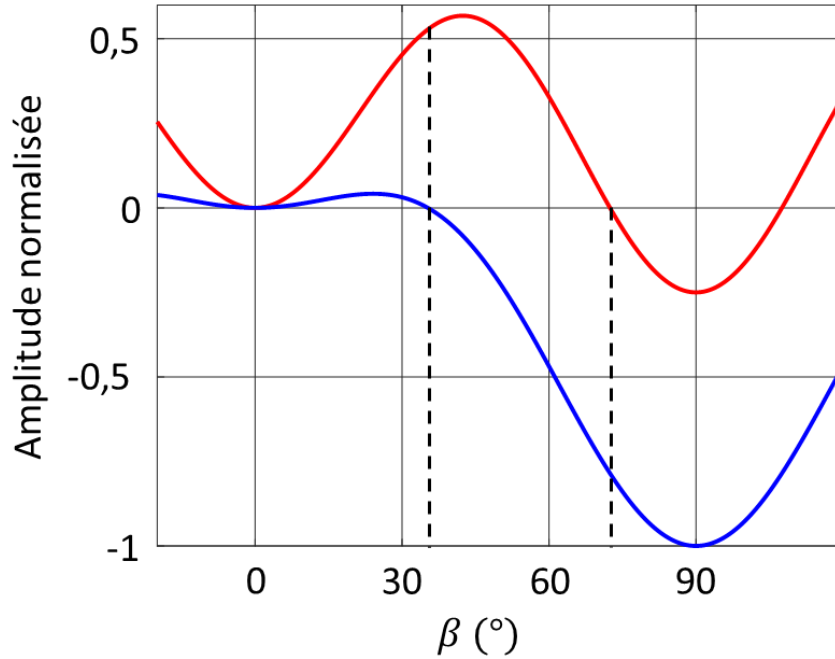


Figure III-24 Dépendances angulaires $S_{\omega}^{MI(\omega,2\omega)}(\beta)$ (en rouge) de $S_{2\omega}^{MI(\omega,2\omega)}(\beta)$ (en bleu) en fonction de l'angle β pour une phase relative entre les modulations $\varphi = \pi$.

Les dépendances angulaires $S_{\omega}^{MI(\omega,2\omega)}(\beta, \pi)$ et $S_{2\omega}^{MI(\omega,2\omega)}(\beta, \pi)$ sont représentées sur la Figure III-24 en fonction de β . Avec ce choix de phase, un signal change de signe à un angle donné où l'autre n'est pas nul. Toutefois ces changements de signe n'apparaissent qu'à des angles différents de 90° (représentés par des traits pointillés sur la Figure III-24). Or, comme nous l'avons indiqué précédemment, il n'est pas possible de réaliser l'asservissement sur un angle autre que $\beta = 90^\circ$ (notamment à cause du cas où le champ magnétique devient colinéaire à l'axe de propagation de la lumière).

La Figure III-25 présente les dépendances angulaires $S_{\omega}^{MI(\omega,2\omega)}(\beta)$ et de $S_{2\omega}^{MI(\omega,2\omega)}(\beta)$ pour différentes valeurs de la phase φ . Les deux points présentant des changements de signe sur les signaux de résonance à ω sont dépendants de la phase relative entre les deux modulations. Ils existent lorsque la phase est dans l'intervalle $]90^\circ ; 270^\circ[$. Toutefois, le signal ne change jamais de signe à $\beta = 90^\circ$: ainsi quel que soit le choix des paramètres cette configuration ne permet pas de satisfaire aux critères recherchés.

III. Magnétomètres scalaires à hélium-4 pour la mesure du champ terrestre

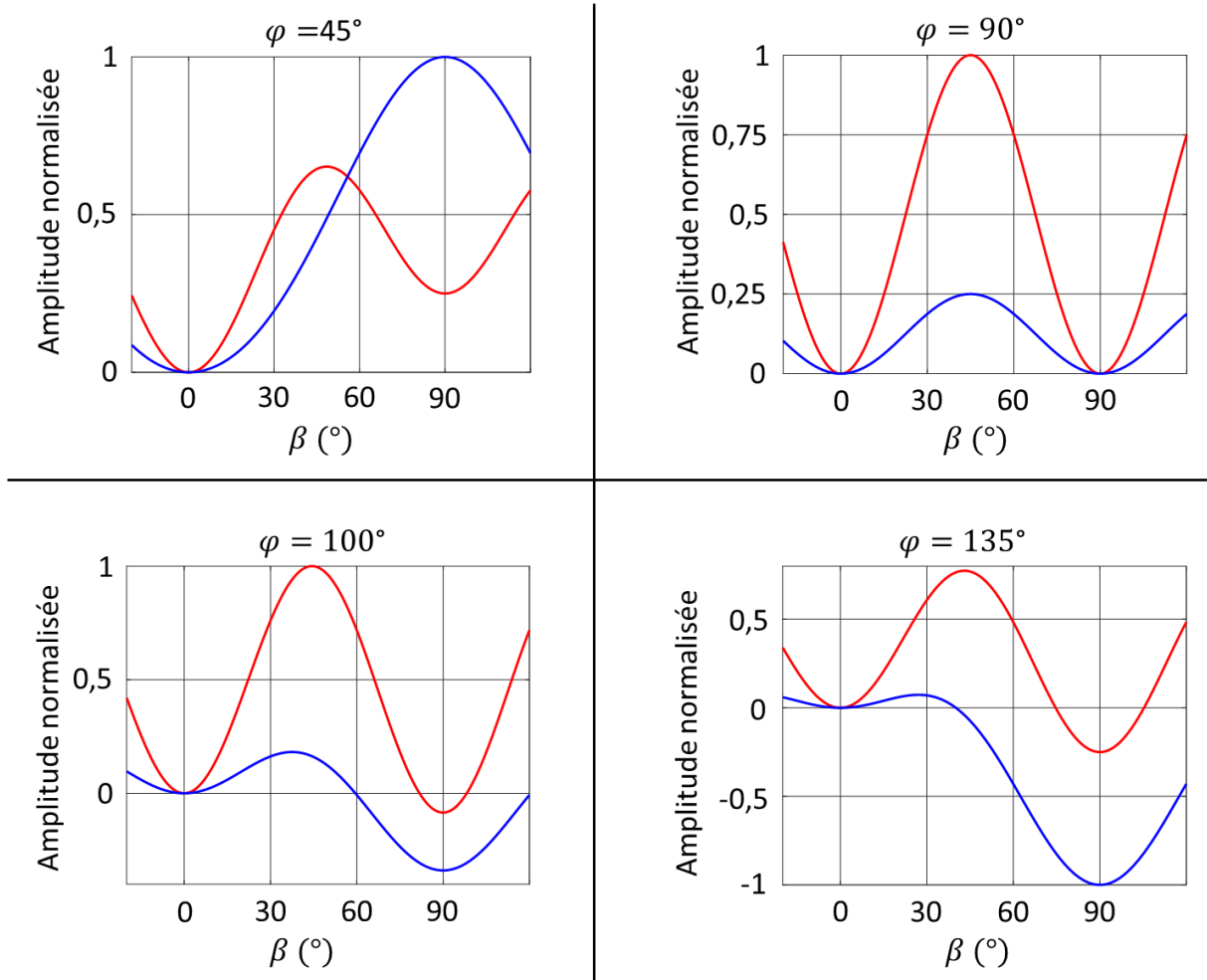


Figure III-25: Dépendances angulaires des différents signaux de résonance en fonction de la phase relative φ entre les deux modulations. En rouge : $S_{\omega}^{MI(\omega,2\omega)}(\beta)$; en bleu : $S_{2\omega}^{MI(\omega,2\omega)}(\beta)$.

Une solution alternative est donc nécessaire. Nous avons choisi d'étudier un schéma qui combine une modulation de la pompe au double de la fréquence de Larmor (paragraphe 3.b) et un champ RF généré par effet de VLS modulé (paragraphe 2.d).

En effet nous espérons ainsi que les signaux observés à ω présentent une dépendance angulaire semblable à celle de $S_{\omega}^{RF}(\beta)$ tandis que ceux observés à 2ω puissent suivre une tendance proche de celle de $S_{2\omega}^{MI(2\omega)}(\beta)$, ce qui permettrait de satisfaire aux critères nécessaires pour obtenir l'isotropie par un asservissement de la polarisation de la pompe.

b. Triple résonance induite par la combinaison d'une modulation d'intensité à 2ω et d'une RF à ω

Comme proposé dans le paragraphe précédent, nous étudions un schéma de magnétomètre résultant de la combinaison d'un champ magnétique RF fictif à une modulation de l'intensité du faisceau de pompe autour du double de la fréquence de Larmor.

Les longueurs d'onde du faisceau de pompage et du faisceau de VLS étant distinctes, il serait nécessaire d'utiliser deux sources laser. Pour répondre à la contrainte de compacité requise pour des applications embarquées, ces deux faisceaux seraient injectés par un même accès optique, comme illustré sur le schéma de principe de la Figure III-26. Un faisceau de pompage de polarisation rectiligne \vec{E} , modulé en intensité au double de la fréquence de Larmor

III. Magnétomètres scalaires à hélium-4 pour la mesure du champ terrestre

se propage selon l'axe Z avec une intensité $I(t)$. Un faisceau de VLS polarisé circulairement se propageant colinéairement au faisceau de pompage avec une intensité $I_{LS}(t)$ va créer un champ RF selon ce même axe. Un champ \vec{B}_0 d'orientation arbitraire dans l'espace forme un angle β avec la polarisation rectiligne du faisceau de pompe et sa projection dans le plan YOZ forme un angle α avec le vecteur de propagation \vec{k}_{LS} du faisceau de VLS.

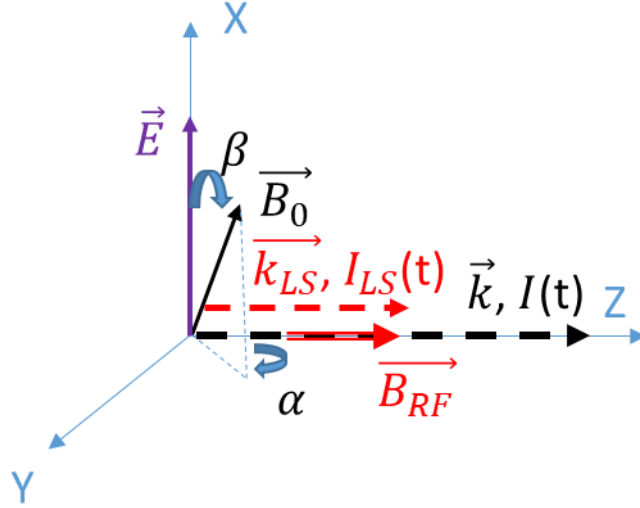


Figure III-26: Schéma présentant la géométrie des principaux éléments de l'architecture combinant un champ magnétique RF et une modulation de l'intensité lumineuse.

i. *Etude théorique de l'anisotropie d'amplitude*

Dans cette configuration il n'est plus possible de faire tourner le champ magnétique RF avec la polarisation comme dans l'architecture de magnétomètre scalaire isotrope du CEA-Leti pour la mission Swarm. Afin de réaliser l'étude complète des courbes d'anisotropie d'amplitude, il est donc nécessaire de prendre en compte un angle supplémentaire, l'angle α qui est l'angle entre \vec{B}_{RF} et la projection de \vec{B}_0 dans le plan YOZ. Le champ magnétique total dans ce cas s'écrit : $\vec{B}_T(t) = \vec{B}_0 + B_{RF} \cos(\omega t + \varphi) \vec{z}$, avec \vec{z} , vecteur unitaire de l'axe Z et φ la phase relative du champ magnétique RF par rapport à la modulation de l'intensité du faisceau de pompage $I(t) = I_0(1 + \cos(2\omega t))$.

Pour réaliser l'étude théorique de la combinaison d'un champ magnétique RF avec une modulation d'intensité au double de la fréquence de Larmor, nous repartons de l'équation (30) ; la matrice d'évolution magnétique s'écrit désormais :

$$\begin{pmatrix} -2\delta & \omega_1 e^{-i\varphi} & 0 & 0 & 0 \\ \omega_1 e^{i\varphi} & -\delta & \sqrt{3/2} \omega_1 e^{-i\varphi} & 0 & 0 \\ 0 & \sqrt{3/2} \omega_1 e^{i\varphi} & 0 & \sqrt{3/2} \omega_1 e^{-i\varphi} & 0 \\ 0 & 0 & \sqrt{3/2} \omega_1 e^{i\varphi} & \delta & \omega_1 e^{-i\varphi} \\ 0 & 0 & 0 & \omega_1 e^{i\varphi} & 2\delta \end{pmatrix} \quad (67)$$

avec $\omega_1 = \gamma B_{RF} \sqrt{1 - \cos(\alpha)^2 \sin(\beta)^2}$ est la fréquence de Rabi correspondant à la composante du champ RF transverse à \vec{B}_0 . L'intensité du faisceau de pompe étant modulée au

III. Magnétomètres scalaires à hélium-4 pour la mesure du champ terrestre

double de la fréquence de Larmor, on obtient une expression de M'_{ss} dans le référentiel tournant qui s'écrit dans le cadre de l'approximation séculaire :

$$M'_{ss} = m_{ss} \left(\frac{1}{8} \sin^2(\beta), 0, \frac{1 + 3 \cos(2\beta)}{4\sqrt{6}}, 0, \frac{1}{8} \sin^2(\beta) \right)^t \quad (68)$$

La solution de l'équation (30) contient des signaux oscillant autour de la fréquence de Larmor et autour du double de la fréquence de Larmor. L'amplitude de ces signaux dépend des angles α, β et de la phase φ . Tant que le choix de cette dernière n'a pas été effectué, les expressions des signaux de résonance à fréquence nulle $S_0^{MI+RF}(\alpha, \beta, \varphi)$ restent très lourdes. Nous commencerons donc par étudier les signaux de résonance à ω et à 2ω , respectivement $S_\omega^{MI+RF}(\alpha, \beta, \varphi)$ et $S_{2\omega}^{MI+RF}(\alpha, \beta, \varphi)$ (pour simplifier les expressions, ω_1 ne sera pas développé) :

$$S_\omega^{MI+RF}(\alpha, \beta, \varphi) = \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{13\omega_1}{12800 (1 + 5\omega_1^2 + 4\omega_1^4)} \times \quad (69)$$

$$\times \{ [-1 - 61\omega_1^2 - 9(-9 + 11\omega_1^2) \cos(2\beta)] \sin(2\beta) \sin(\varphi) + 84\omega_1^2 \cos(\beta) \sin(\beta)^3 \sin(3\varphi) \}$$

$$S_{2\omega}^{MI+RF}(\alpha, \beta, \varphi) = \frac{\sqrt{\frac{3}{2}} \sin(\beta)^2 \{ [-30\omega_1^2 (1 + 3 \cos(2\beta))] \cos(2\varphi) + 7(2 + 5\omega_1^2) \sin(\beta)^2 \}}{320 (1 + 5\omega_1^2 + 4\omega_1^4)} \quad (70)$$

Pour simplifier nous étudierons dans un premier temps les solutions obtenues pour $\alpha = 90^\circ$ ce qui nous permettra de faire un choix de phase φ .

Les dépendances $S_\omega^{MI+RF}(90, \beta, \varphi)$ et de $S_{2\omega}^{MI+RF}(90, \beta, \varphi)$ sont représentées sur la Figure III-27 en fonction de β pour plusieurs valeurs de la phase φ . Pour $\varphi = 0^\circ$, le signal de résonance à ω est toujours nul. Pour des valeurs de $\varphi \neq 0$ (ou 180°) les signaux obtenus à ω présentent toujours un changement de signe à $\beta = 90^\circ$. Nous constatons également que pour toute phase φ , les signaux de résonance à 2ω ne s'annulent pas et présentent même une amplitude maximum pour $\beta = 90^\circ$. Nous avons donc identifié une configuration comme celle recherchée, à condition d'avoir $\varphi \neq 0$ ou 180° .

III. Magnétomètres scalaires à hélium-4 pour la mesure du champ terrestre

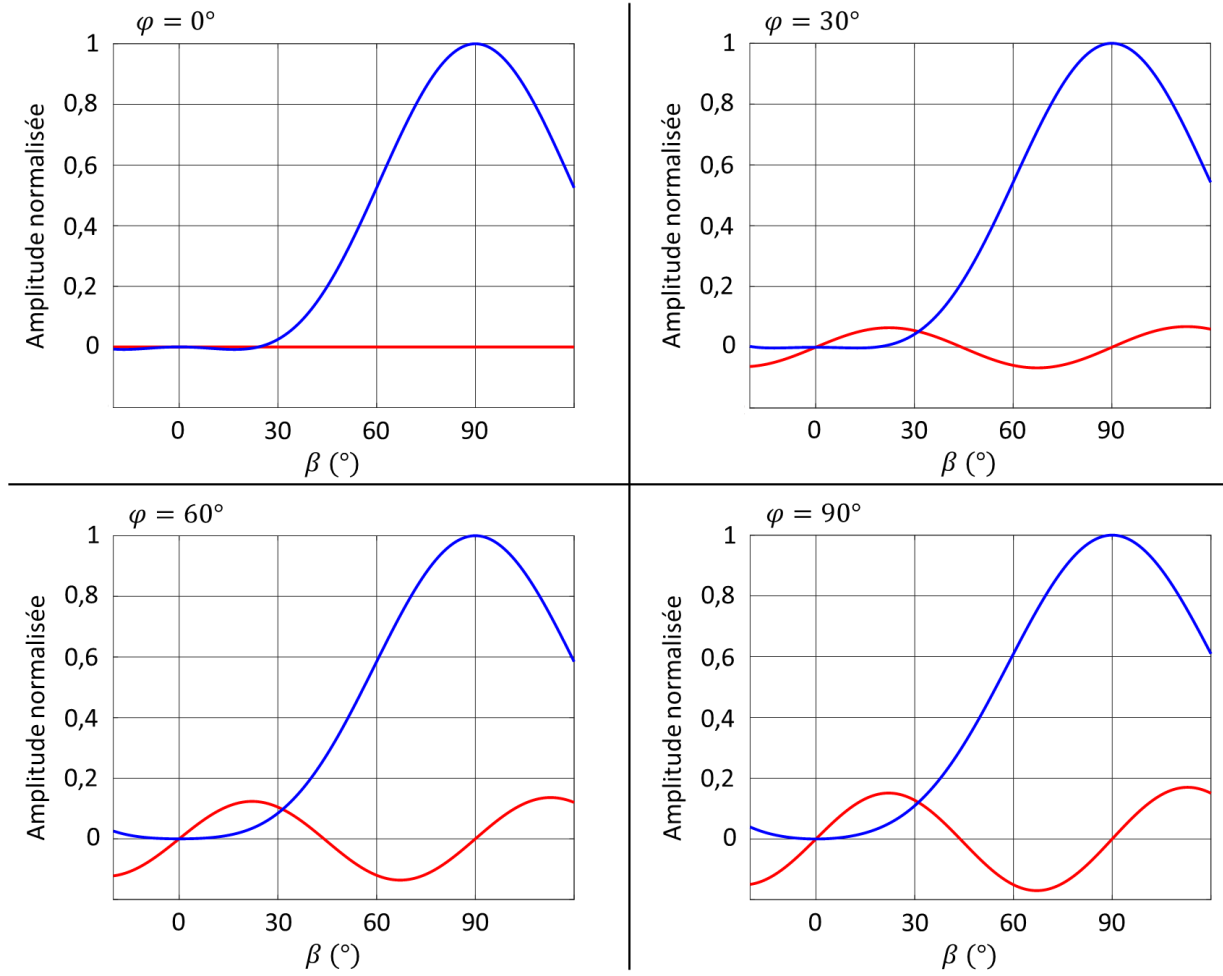


Figure III-27: Dépendance angulaire des différents signaux de résonance en fonction de la phase du champ magnétique RF : $S_{\omega}^{MI+RF}(90, \beta, \varphi)$ en rouge et $S_{2\omega}^{MI+RF}(90, \beta, \varphi)$ en bleu.

Fixons donc maintenant $\varphi = 90^\circ$ et intéressons-nous à l'anisotropie d'amplitude des différents signaux de résonance qui sont obtenus dans la solution à l'équation (30). Nous avons alors à fréquence nulle, autour de ω et autour de 2ω :

$$S_0^{MI+RF}(\alpha, \beta, 90^\circ) = \frac{1}{51200\sqrt{6}(1+4\omega_1^2)} \times [4841 + 4883\omega_1^2 + 156(27 + 41\omega_1^2) \cos(2\beta) + 3(1249 + 507\omega_1^2) \cos(4\beta)] \quad (71)$$

$$S_{\omega}^{MI+RF}(\alpha, \beta, 90^\circ) = \frac{13\sqrt{\frac{3}{2}}\omega_1 \cos(\beta) (1 + 82\omega_1^2 + [-81 + 78\omega_1^2] \cos(2\beta)) \sin(\beta)}{6400(1 + 5\omega_1^2 + 4\omega_1^4)} \quad (72)$$

$$S_{2\omega}^{MI+RF}(\alpha, \beta, 90^\circ) = \frac{\sqrt{\frac{3}{2}}(14 + 95\omega_1^2 - [14 - 145\omega_1^2] \cos(2\beta)) \sin(\beta)^2}{640(1 + 5\omega_1^2 + 4\omega_1^4)} \quad (73)$$

III. Magnétomètres scalaires à hélium-4 pour la mesure du champ terrestre

La Figure III-28 présente ces dépendances angulaires en β pour différentes valeurs de α . Pour plus de lisibilité ces courbes sont représentées en coordonnées polaires. Sur cette même figure $S_{\omega}^{MI+RF}(0, \beta, 90^{\circ})$ est également représentée dans un repère cartésien pour illustrer le changement de signe à $\beta = 90^{\circ}$ (en plus de la courbe de la Figure III-27).

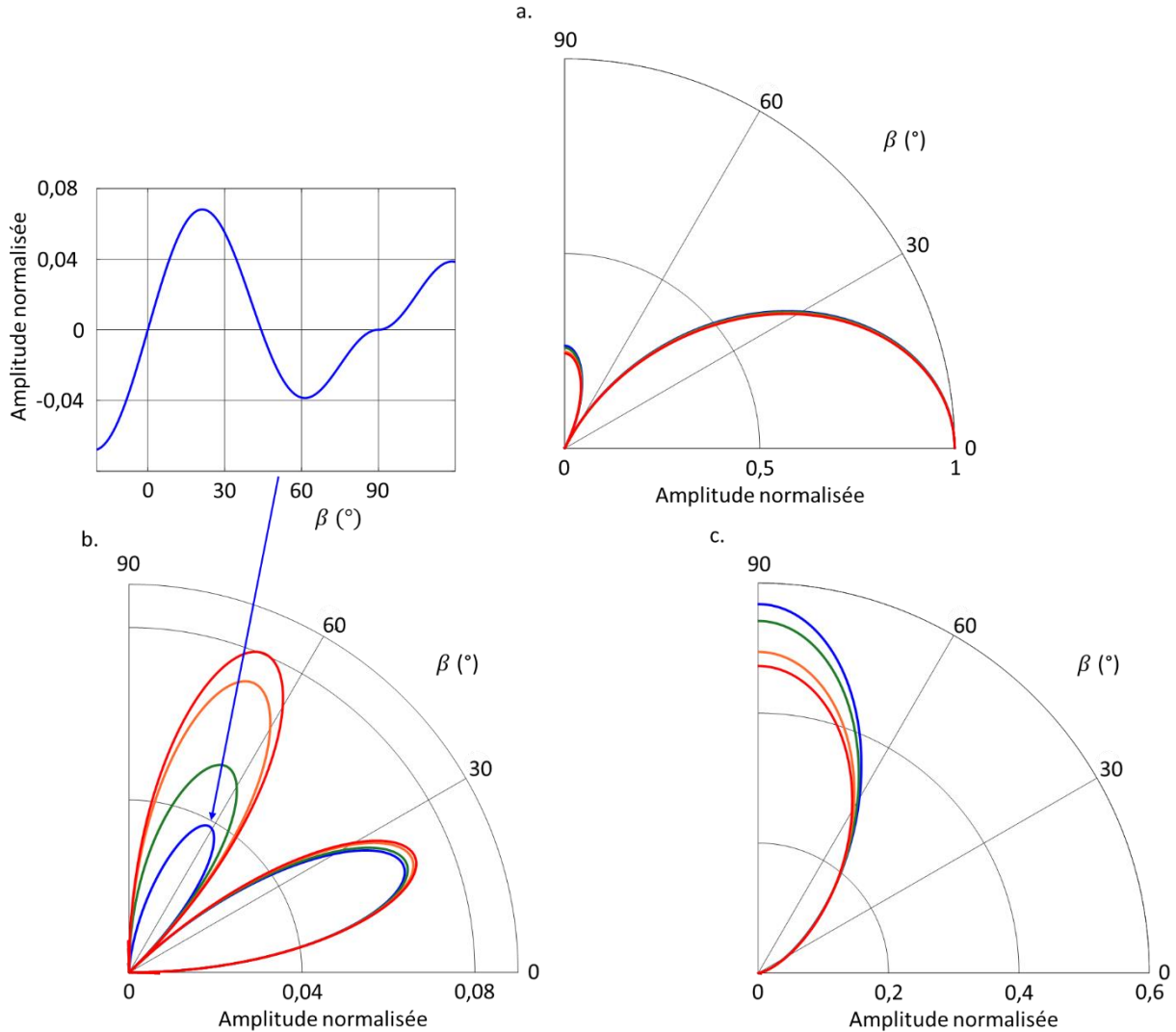


Figure III-28: Courbes d'anisotropie en fonction de β avec α comme paramètre. Toutes les amplitudes sont normalisées par rapport à $S_{\omega}^{MI+RF}(0, 0, 90^{\circ})$ qui est le maximum de $S_{\omega}^{MI+RF}(\alpha, \beta, 90^{\circ})$; a. Courbes de $S_{\omega}^{MI+RF}(\alpha, \beta, 90^{\circ})$; b. Courbes de $S_{\omega}^{MI+RF}(\alpha, \beta, 90^{\circ})$; c. Courbes de $S_{2\omega}^{MI+RF}(\alpha, \beta)$. En bleu $\alpha = 0^{\circ}$; en vert $\alpha = 30^{\circ}$; en orange $\alpha = 60^{\circ}$; en rouge $\alpha = 90^{\circ}$.

Comme le montre la Figure III-28, quelle que soit la valeur de l'angle α , il existe un changement de signe du signal à ω au passage de $\beta = 90^{\circ}$ (représenté uniquement pour $\alpha = 0^{\circ}$ en insert sur la Figure III-28 et aussi sur la Figure III-27 pour $\alpha = 90^{\circ}$). De plus, ce changement de signe correspond toujours à une amplitude non nulle des signaux de résonances à 2ω , celle-ci est même maximale, et permet donc une mesure du champ magnétique optimale du point de vue de sa résolution. Leur amplitude pour $\beta = 90^{\circ}$ étant plus faible, les signaux de résonance à fréquence nulle présentent moins d'intérêt que ceux à la fréquence 2ω pour la mesure du champ.

En réalisant une moyenne des pentes théoriques des signaux de résonances à 2ω pour α de 0° à 90° , il apparaît que cette architecture présente une pente théorique moyenne égale à celle du magnétomètre à champ RF. Il est donc possible d'espérer obtenir une résolution

III. Magnétomètres scalaires à hélium-4 pour la mesure du champ terrestre

équivalente à celle obtenue sur le magnétomètre du CEA-Leti pour la mission Swarm de $1 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ en opérant le magnétomètre dans des conditions équivalentes.

L'étude théorique ayant permis de conclure sur l'existence d'un point permettant d'assurer le fonctionnement isotrope du magnétomètre, nous avons décidé de réaliser une expérience sur cette architecture. Nous allons maintenant présenter les mesures réalisées sur celle-ci.

ii. Etude expérimentale de l'amplitude des signaux de résonance d'un magnétomètre à triple résonance

Dans le but de mesurer les courbes d'anisotropie dans la configuration triple résonance, nous avons réalisé le montage présenté sur la Figure III-29. Pour des raisons matérielles, il n'a pas été possible de générer le champ magnétique RF avec un VLS modulé. Le champ magnétique RF est donc généré par des bobines pour l'ensemble de ces mesures. Ces mesures ont été réalisées dans un blindage magnétique afin de s'affranchir de toutes les variations du champ magnétique ambiant et du bruit extérieur. Dans l'ensemble des mesures présentées nous conservons $\varphi = 90^\circ$.

Pour réaliser ces mesures, on utilise une cellule cylindrique de 1 cm de diamètre et 1 cm de longueur remplie d'hélium-4 à une pression de 30 Torr. Les atomes d'hélium sont portés dans leur état métastable grâce à une décharge HF à 6,7 MHz dissipant une puissance de 70 mW. Un faisceau généré par une diode laser DFB fibrée de QD Laser, de longueur d'onde 1083,206 nm est envoyé à travers un modulateur acousto-optique (modulateur de AA Opto-electronic, MT110-IR20-FIO). Nous choisissons d'avoir une puissance lumineuse moyenne de $200 \mu\text{W}$ en sortie du modulateur acousto-optique. Ce faisceau est collimaté en sortie de fibre pour obtenir un faisceau de diamètre de 12 mm. Un champ magnétique d'orientation contrôlable est généré avec des bobines d'Helmholtz présentant une homogénéité relative 10^{-3} et une erreur d'orthogonalité inférieure à 2 mrad. Notons que la fréquence de Larmor correspondant à un champ de $5 \mu\text{T}$ est de 140 kHz. Nous réaliserons donc une modulation de l'intensité lumineuse à 280 kHz.

Pour observer les signaux de résonance, il est possible de faire varier soit le champ magnétique soit la fréquence du champ RF. Or la fonction de transfert des bobines varie avec la fréquence, ce qui se traduit par des variations de l'amplitude du champ RF avec la fréquence. Pour s'affranchir de cet effet nous choisissons de fixer la fréquence du champ RF à 140 kHz. Son amplitude est quant à elle fixée à 11 nT pour que les signaux de résonance ne soient pas déformés par le champ RF. Afin d'observer des signaux de résonance, nous appliquons donc aux atomes une rampe de champ de $\pm 300 \text{ nT}$ autour de $5 \mu\text{T}$.

III. Magnétomètres scalaires à hélium-4 pour la mesure du champ terrestre

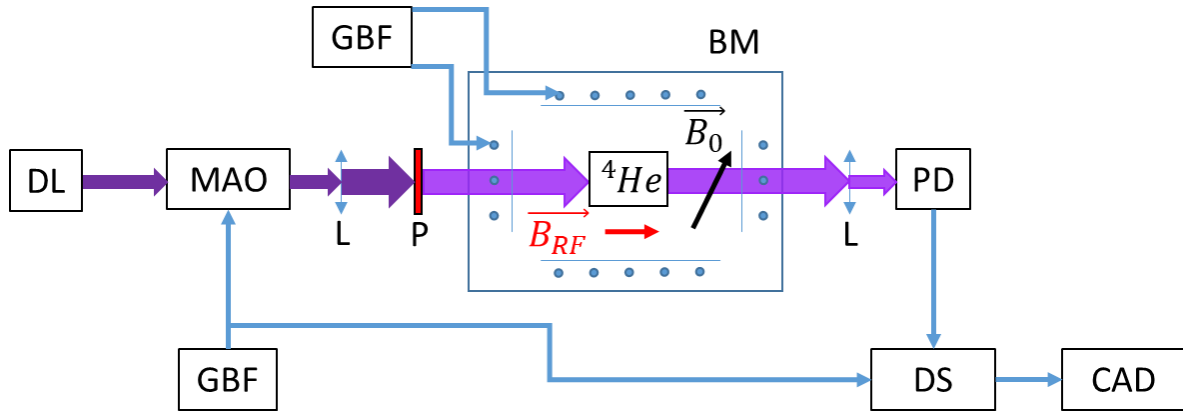


Figure III-29: Schéma du montage pour la mesure des courbes d'anisotropie du magnétomètre à triple résonance. DL: diode laser; MAO: modulateur acousto-optique; L: lentille; GBF: générateur basse fréquence; P : polariseur ; BM : blindage magnétique ; PD : photodiode ; DS : détection synchrone ; CAD : chaîne d'acquisition de données.

Le signal optique est détecté par une photodiode (TTI, TIA 525I) et démodulé par une détection synchrone (SR865A de Stanford), soit à la fréquence du champ magnétique RF (ω), soit à la fréquence de la modulation de l'intensité lumineuse (2ω). La mesure du signal de résonance à la fréquence nulle est complexe car il requiert une modulation supplémentaire (de la fréquence du champ RF par exemple) pour faire ressortir ce signal du bruit basse fréquence du laser et gagner ainsi en rapport signal à bruit. Par ailleurs, l'étude théorique ayant permis de conclure qu'il était de plus faible amplitude que le signal à 2ω , nous ne l'avons pas mesuré.

III. Magnétomètres scalaires à hélium-4 pour la mesure du champ terrestre

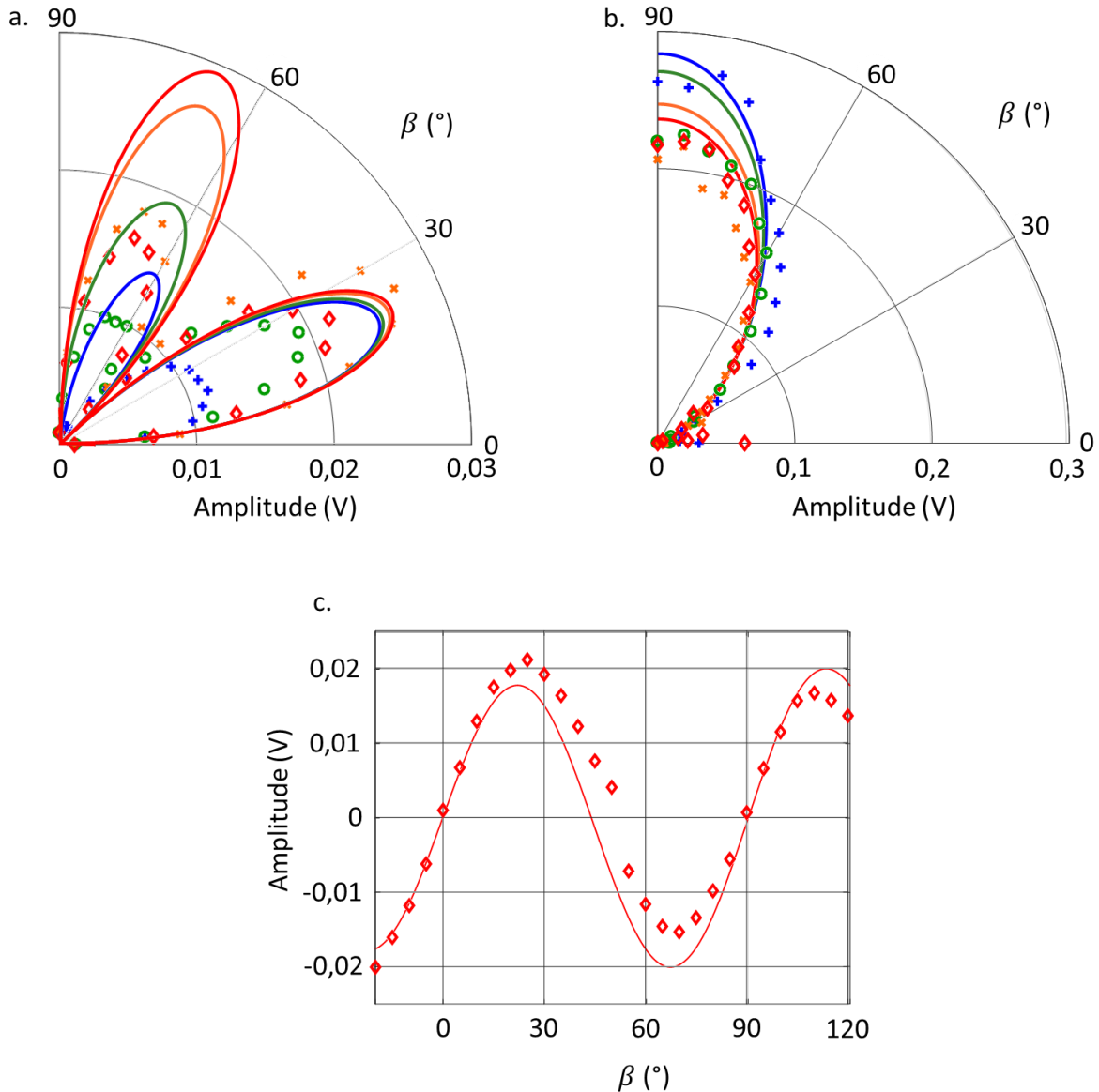


Figure III-30: Courbes expérimentales des anisotropies d'amplitudes du magnétomètre à triple résonance en fonction de l'angle β pour différentes valeurs de l'angle α (l'amplitude des courbes théorique est ramenée au maximum de $S_{2\omega}^{MI+RF}(\alpha, \beta)$); a. Courbes d'anisotropies des signaux de résonances à ω ; b. Courbes d'anisotropies des signaux de résonances à 2ω ; c. Illustration en cartésien du changement de signe des signaux à ω (ramené au maximum de cette courbe). En croix bleues $\alpha = 0^\circ$; en ronds verts $\alpha = 30^\circ$; en croix oranges $\alpha = 60^\circ$; en losanges rouges $\alpha = 90^\circ$. En traits pleins on trace les courbes théoriques obtenues dans la partie précédente.

Les résultats sont présentés sur la Figure III-30. Ces graphiques présentent l'amplitude en volt des signaux de résonance magnétique mesurés à la sortie de la détection synchrone (pour une puissance optique maximale en sortie du magnétomètre de $100 \mu\text{W}$) en fonction de l'orientation du champ magnétique \vec{B}_0 . La Figure III-30.a. présente les dépendances angulaires expérimentales des signaux de résonance à la fréquence du champ RF. L'amplitude des signaux théoriques sont normalisées par rapport au maximum des signaux de résonances à 2ω .

L'allure générale des courbes d'anisotropie d'amplitude mesurée est en bon accord avec la prédiction théorique, cependant l'amplitude théorique relative s'ajuste mal à celle des signaux mesurés. Parmi les aspects qui ont un impact sur les amplitudes des signaux il y a la profondeur de modulation du faisceau de pompage qui influe sur les amplitudes relatives des

III. Magnétomètres scalaires à hélium-4 pour la mesure du champ terrestre

deux lobes des signaux à ω . Notons que lors des calculs théoriques, les termes non séculaires ont été négligés, ce qui peut également contribuer aux discordances observées.

Comme illustré sur la Figure III-30.c, pour $\alpha = 90^\circ$, les signaux mesurés changent bien de signe au passage de $\beta = 90^\circ$. La Figure III-30.b représente l'anisotropie d'amplitude expérimentale des signaux à la fréquence de modulation de l'intensité du faisceau de pompe (2ω). Nous retrouvons bien sur ces signaux le fait que l'amplitude soit maximale à $\beta = 90^\circ$ comme le prévoyait la théorie. Les seules différences significatives entre la théorie et les mesures apparaissent pour $\alpha = 60^\circ$. Les courbes pour cet angle ont une amplitude supérieure (pour une détection à ω) à celles pour $\alpha = 90^\circ$ ou inférieure (pour une détection à 2ω), dans les deux cas en opposition à ce que prédisait l'étude théorique. L'origine de ce désaccord n'est pour l'instant pas connue.

Nous venons de montrer qu'il est possible de trouver un point de fonctionnement permettant de réaliser une architecture tout-optique isotrope. Les signaux sont toutefois différents de ceux obtenus dans la solution Swarm. En effet, dans la configuration tout-optique décrite dans ce paragraphe, nous disposons d'un signal s'annulant et changeant de signe en $\beta = 90^\circ$, permettant l'asservissement de l'angle entre la direction de polarisation du faisceau de pompage et le champ magnétique et d'un signal non nul pour la mesure du champ. Par contre, notre solution ne permet de maintenir la direction du champ RF toujours perpendiculaire au champ B_0 . Il en résulte une variation de la sensibilité de la mesure en fonction de α que nous allons maintenant détailler.

iii. Estimation de la résolution scalaire du magnétomètre

Estimons maintenant rapidement la résolution scalaire de ce schéma de magnétomètre dans l'hypothèse optimiste où le bruit de mesure sur les signaux à 280 kHz serait limité par le bruit de grenaille de la lumière (appelé communément shot noise ou bruit shot). En approximant le rendement de la photodiode à 1, la densité spectrale de puissance du bruit shot (qui est un bruit blanc) mesuré par la photodiode s'écrit :

$$b_{shot} = \sqrt{2Pvh} \quad (74)$$

Pour un faisceau à 1083,205 nm de puissance optique 100 μ W, on a donc $b_{shot} = 7,4$ pW/ $\sqrt{\text{Hz}}$. Les résultats expérimentaux donnent, dans les conditions précédentes, une pente des signaux de résonance à 280 kHz allant de 2,7 V/ μ T pour $\alpha = 0^\circ$ à 2,2 V/ μ T pour $\alpha = 90^\circ$ en sortie de détection synchrone, avec un gain de 200 sur la détection synchrone. La pente en sortie du photo-détecteur est donc de 1,1 mV/ μ T. Ce dernier ayant un gain de 1 V/mW cette pente peut être exprimée voisine de 1,1 nW/nT. Dans le cas où le bruit dominant est le bruit de photons, on estime une résolution de 0,68 pT/ $\sqrt{\text{Hz}}$.

Cette résolution correspond au cas optimal d'un bruit du laser au bruit shot ; pour connaître la résolution expérimentale il faudrait se placer dans des conditions réelles (champ terrestre, champ RF à l'amplitude optimale, profondeur de modulation du pompage optimisée, bruit d'intensité réelle du laser à 280 kHz ...). Toutefois ce résultat est meilleur que l'estimation théorique de 1 pT/ $\sqrt{\text{Hz}}$ réalisée dans la section 4.b.i. : cela laisse penser que l'architecture proposée pourrait être légèrement plus favorable en termes de bruit intrinsèque de ce que la théorie prédisait.

Maintenant que l'étude de l'anisotropie d'amplitude a permis de conclure qu'il est possible d'obtenir un point de fonctionnement permettant d'éliminer les zones aveugles du magnétomètre, nous allons nous intéresser à l'anisotropie de fréquence. Pour cette évaluation nous prendrons en compte que le champ RF sera finalement généré par l'effet de VLS modulé dans la configuration finale tout-optique du magnétomètre.

III. Magnétomètres scalaires à hélium-4 pour la mesure du champ terrestre

iv. Principales causes d'anisotropie de fréquence

Comme dans le cas du magnétomètre à double résonance, des anisotropies de fréquence peuvent exister dans le cas de la triple résonance. Nous étudierons ici deux des phénomènes physiques pouvant causer cette anisotropie : l'effet Bloch-Siegert et la valeur moyenne du champ magnétique RF fictif.

Dans la pratique, des sources d'erreurs externes comme les champs provenant de composants aimantés, des champs induits par l'électronique, etc. peuvent s'avérer prédominantes. De plus, n'ayant pas mené le développement d'un magnétomètre à triple résonance jusqu'à une réalisation complète et asservie, nous ne pouvons pas exclure la possibilité que d'autres phénomènes non identifiés actuellement puissent affecter l'anisotropie de fréquence au-delà de ce qui est exposé ici.

- Anisotropie provenant du décalage Bloch-Siegert

Comme décrit dans le paragraphe III.1.a.ii. de ce chapitre, le décalage Bloch-Siegert¹⁰⁷ est lié à l'utilisation d'un champ magnétique RF oscillant plutôt que tournant. Ce décalage est proportionnel au carré de l'amplitude de la composante du champ RF orthogonale au champ magnétique statique (Figure III-4) :

$$\Delta B_0 = \frac{B_{RF}^{\perp 2}}{4B_0} \quad (75)$$

Dans le cas du magnétomètre à triple résonance l'orientation du champ magnétique RF étant fixe, ce décalage ne sera plus fixe et va dépendre de l'orientation du champ magnétique par rapport au champ RF. Nous cherchons donc ici à caractériser ce décalage dans le cas le plus défavorable : le cas où $\alpha = 90^\circ$ qui correspond à un décalage Bloch-Siegert maximal. Pour cette valeur de l'angle α , nous faisons varier l'amplitude du champ magnétique RF pour mesurer le décalage en fréquence. Les résultats de cette mesure pour le magnétomètre à triple résonance combinant un champ RF et une modulation de l'intensité du faisceau de pompe sont présentés sur la Figure III-31. Il existe un bon accord entre la courbe théorique et les points mesurés. Pour un champ RF d'amplitude 5,5 nT avec un champ magnétique ambiant de 5 μ T, le décalage Bloch-Siegert sera de 1,5 pT.

Notons que si le magnétomètre à triple résonance était opéré en champ terrestre avec une amplitude du champ magnétique RF de 50 nT, les variations du champ ambiant allant de 15 μ T à 55 μ T, le décalage irait de 42 pT à 11 pT respectivement. Ce décalage évolue en fonction des angles α et β puisque $B_{RF}^{\perp} = B_{RF} \sqrt{1 - \cos(\alpha)^2 \sin(\beta)^2}$. Dans la pratique, l'asservissement fixera $\beta = 90^\circ$ ce qui aboutira à une dépendance du décalage avec α comme celle présentée sur la Figure III-32.

III. Magnétomètres scalaires à hélium-4 pour la mesure du champ terrestre

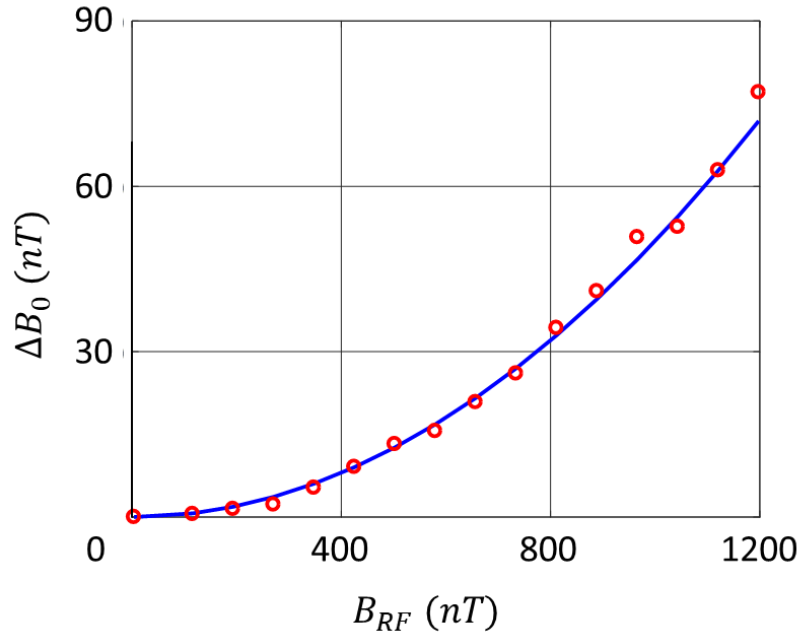


Figure III-31: Décalage Bloch-Siegert pour le magnétomètre à triple résonance pour $\alpha = 90^\circ$ et pour $B_0 = 5 \mu T$. En bleu la courbe théorique, en rond rouge les résultats de la mesure expérimentale. Pour les données expérimentales l'axe horizontal a été ajusté à la main, car il existe des incertitudes importantes sur la fonction de transfert des bobines à la fréquence considérée.

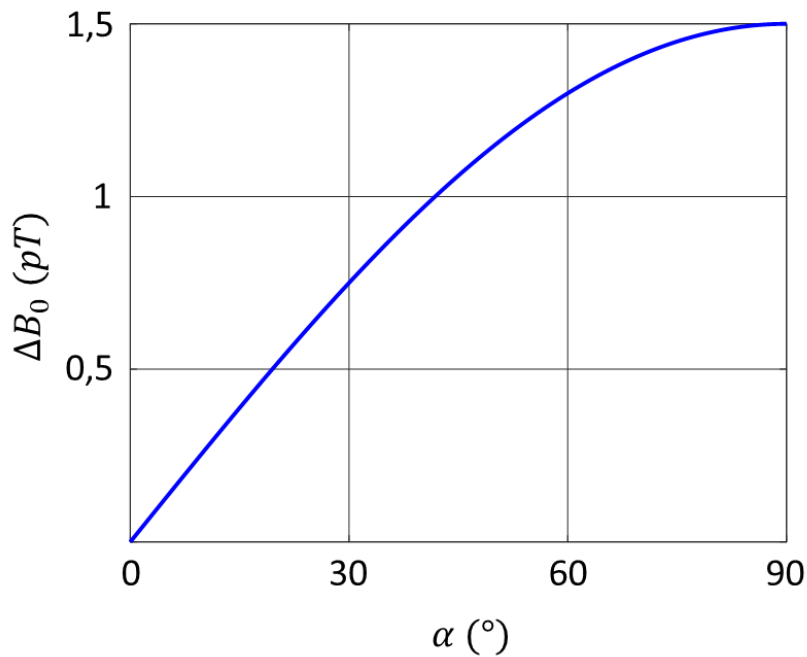


Figure III-32: Décalage Bloch-Siegert en fonction de l'angle α , pour $B_0 = 5 \mu T$ et $B_{RF} = 11 nT$.

L'erreur de mesure liée au décalage Bloch-Siegert devrait être semblable à celle du magnétomètre développé par le CEA-Leti pour la mission Swarm⁶¹. Toutefois cette valeur peut être amenée à varier avec α , contrairement au cas du magnétomètre de la mission Swarm où le champ RF reste toujours à 90° du champ magnétique. Notons que si on possède un moyen externe de mesurer l'orientation du champ magnétique avec une certaine précision (par l'intermédiaire d'un fluxgate par exemple) il sera possible de remonter à la valeur de α avec la

précision de la mesure de l'orientation et donc d'évaluer et de compenser en post-traitement ce décalage avec la précision de l'estimation précédente.

- Anisotropie provenant de la valeur moyenne du champ magnétique RF fictif

Un décalage en fréquence apparaît lorsque le champ magnétique RF est généré par un effet de VLS modulé. En effet, la modulation sinusoïdale d'intensité d'un faisceau avec une polarisation circulaire fixée, génère un champ magnétique fictif moyen non nul, à cause de son intensité moyenne $I_{moy} = I_{max} / 2$.

Par exemple, avec un faisceau dont on module l'intensité de 0 à 6 mW, il existe une intensité moyenne de 3 mW induisant un champ magnétique fictif de 6 nT (avec une longueur d'onde de 1083,250 nm). Ce décalage est maximal lorsque $\alpha = 0^\circ$ et $\beta = 90^\circ$ et varie en fonction de ces deux angles comme $\sin(\beta) \cos(\alpha)$.

Il serait possible de d'annuler cette source d'erreur en ayant recours à deux faisceaux dont l'un est polarisé σ^+ et l'autre σ^- . Cela nécessite de moduler l'intensité de chacune de ces deux polarisations à fréquence ω , en opposition de phase et avec la même intensité I_{max} . Cela permet de créer un champ magnétique RF fictif oscillant à ω dont la valeur moyenne est nulle. Ces signaux sont présentés en Figure III-33. Cette solution ne présente pas de difficulté particulière mis à part l'usage d'un modulateur supplémentaire du moment où il est possible d'assurer la symétrie entre les deux voies. La phase relative des signaux lumineux peut être contrôlée par l'usage de sources synchrones.

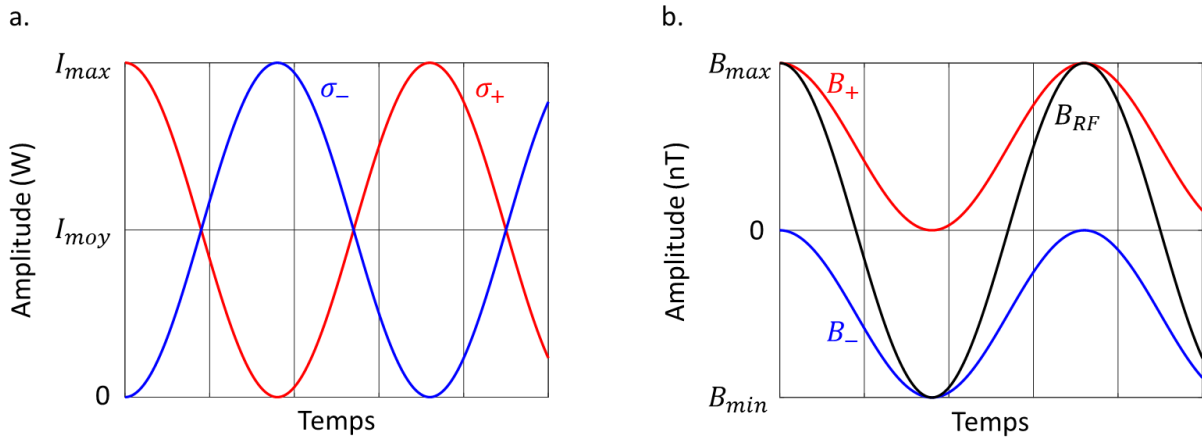


Figure III-33: Oscillogrammes des signaux utiles pour annuler la valeur moyenne du champ magnétique fictif; a. Oscillogramme des intensités lumineuses des deux polarisations circulaires; b. amplitude des champs magnétiques fictifs générés par les deux polarisations en rouge et en bleu et le champ magnétique RF total en noir.

5. Conclusion et perspectives

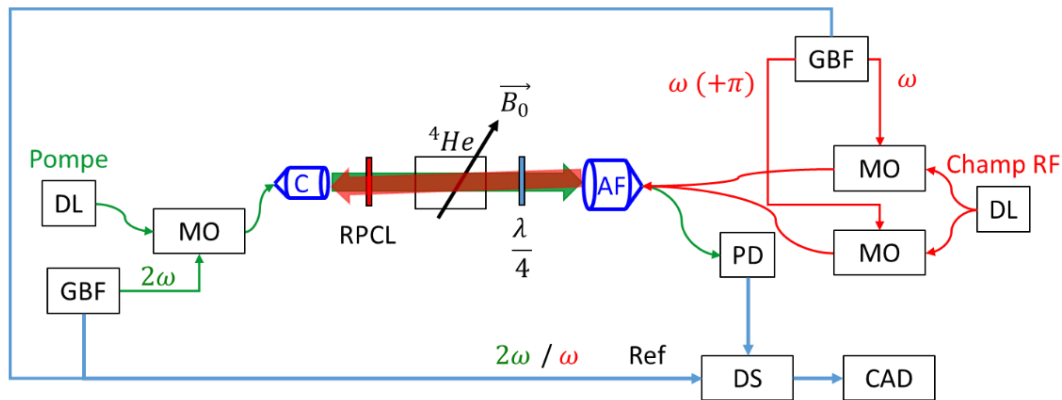
Un magnétomètre à triple résonance qui combine une modulation du faisceau de pompe à une fréquence proche du double de la fréquence de Larmor et un effet de VLS modulé à la fréquence Larmor, constitue une architecture de magnétomètre isotrope tout-optique. Les études théorique et expérimentale ont confirmé qu'à $\beta = 90^\circ$ il est possible :

- d'asservir la polarisation du faisceau de sonde grâce au changement de signe des signaux de résonance à ω autour de $\beta = 90^\circ$
- de mesurer le champ magnétique en utilisant les signaux de résonances à 2ω .

III. Magnétomètres scalaires à hélium-4 pour la mesure du champ terrestre

Cette architecture présente une résolution théorique dont la première estimation est de $0,68 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ pour une puissance optique de $100 \text{ }\mu\text{W}$ reçue sur le photodétecteur en bout de chaîne et une pente des signaux de résonance à 280 kHz de $1,1 \text{ nW/nT}$. La principale contribution sur l'erreur de mesure du champ devrait provenir du décalage Bloch-Siegert ce qui permet d'espérer pouvoir obtenir une précision meilleure que 100 pT à 1σ en considérant les sources d'erreurs identifiées sur les magnétomètres développés par le CEA Leti pour la mission Swarm (champ rémanent, électronique ...). Ces résultats ont fait l'objet d'une publication¹¹⁸

Pour poursuivre ces recherches il serait souhaitable de tester l'architecture tout-optique en générant le champ RF par l'effet de VLS au lieu d'utiliser une bobine comme actuellement. Or nous avons prédit que le faisceau permettant de générer ce champ aurait une intensité lumineuse de l'ordre de 50 mW . Si ce faisceau se propage par le même accès optique que le faisceau de pompe, il risque donc d'être photo-détecté et de noyer les signaux détectés à sa fréquence (détection sur fond clair). Pour répondre à ce problème l'architecture représentée en Figure III-34 a été imaginée. Dans cette configuration, le faisceau de VLS est injecté à contre sens du faisceau de pompage : ainsi il ne sera pas photo-détecté. Pour éviter qu'il soit récolté par le collimateur du faisceau de pompe, il est décalé d'un petit angle (de 1° à 3°) par rapport à ce dernier.



Assemblage de fibre (AF)

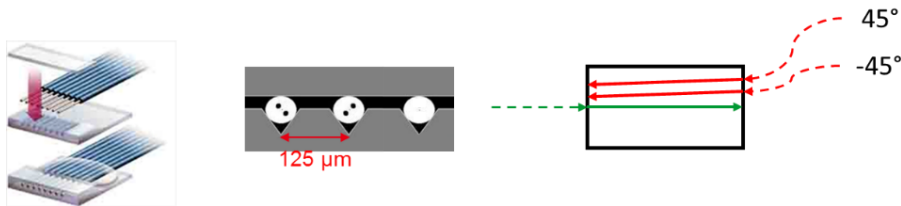


Figure III-34: Schéma du montage du magnétomètre à triple résonance à tester hors blindage. DL: diode laser; MO: modulateur optique; RPCL : rotateur de polarisation à cristaux liquides ; $\lambda/4$: lame quart d'onde ; GBF: générateur basse fréquence; PD : photodiode ; DS : détection synchrone ; CAD : chaîne d'acquisition de données; AF : assemblage de fibres. Dans l'assemblage de fibres, les fibres optiques sont glissées dans des rails en V et il est possible de choisir l'orientation de l'axe de polarisation des fibres à maintien de polarisation par rapport à l'axe de neutre de la lame quart d'onde. Dans ce schéma, deux fibres à maintien de polarisation forment des angles de $\pm 45^\circ$ avec l'axe neutre de la lame quart d'onde.

Notons que dans cette figure une solution pour annuler le VLS moyen est également présentée. Elle consiste à ce que les faisceaux de VLS soient envoyés dans un assemblage de fibres à maintien de polarisation dont les axes de polarisation sont à $\pm 45^\circ$ de l'axe neutre de la lame quart d'onde. Le faisceau de pompe est quant à lui récolté dans une fibre multimode. Une fois cette architecture réalisée, il faudrait commencer par étudier de manière systématique les optima des différents paramètres (amplitude du champ RF, profondeur de modulation).

III. Magnétomètres scalaires à hélium-4 pour la mesure du champ terrestre

Une fois ces paramètres choisis, la mesure du décalage Bloch-Siegert (ou d'autres mécanismes d'anisotropie de fréquence pas encore identifiés à ce stade) pourrait être réalisée. La mesure précise de ces décalages implique de se trouver dans un milieu le plus « propre » possible du point de vue magnétique. Il est également nécessaire d'avoir recours à des asservissements de la fréquence du champ RF sur la fréquence de Larmor, et de β à 90° comme ceux réalisés par le CEA-Leti pour la mission Swarm. La mesure de cette anisotropie de fréquence permettrait de conclure quant à l'intérêt de cette architecture à triple résonance et ouvrirait la voie à une nouvelle génération de magnétomètres compatibles avec les contraintes de miniaturisation.

III. Magnétomètres scalaires à hélium-4 pour la mesure du champ terrestre

IV. Magnétomètre vectoriel pour la mesure de champ de très faible amplitude

La mesure très résolue de champs magnétiques de faible amplitude présente un intérêt tout particulier pour des applications médicales. En effet les champs magnétiques générés par l'activité électrique du cœur et du cerveau sont porteurs d'informations utiles pour permettre de mieux comprendre le fonctionnement de ces organes, ainsi de diagnostiquer des maladies telles que des arythmies ou l'épilepsie sans avoir recours à des procédés invasifs. Ces champs magnétiques sont un million (pour le cœur) à un milliard (pour le cerveau) de fois plus faibles que le champ magnétique terrestre. La mesure de champs aussi ténus constitue donc un défi considérable.

Des magnétomètres atomiques permettant la mesure d'un champ aussi faible existent. Il s'agit de capteurs vectoriels qui mesurent des composantes du champ magnétique et non son module comme dans le cas du magnétomètre scalaire du chapitre III. La mise en réseau de plusieurs de ces magnétomètres pour réaliser une cartographie nécessite des capteurs suffisamment compacts pour obtenir un réseau dense, et donc une image avec une bonne résolution spatiale. Il faut donc que ces capteurs puissent fonctionner à proximité les uns des autres sans interférences. Ainsi les architectures tout-optique constituent une solution prometteuse, car une excitation optique peut être facilement isolée entre un magnétomètre et ses voisins.

Dans ce chapitre nous allons en premier lieu présenter les principales architectures connues pour mesurer les champs magnétiques de faible amplitude, notamment celles basées sur l'effet Hanle. A partir de celles-ci nous introduirons une architecture novatrice de magnétomètre tout-optique pompé en alignement permettant la mesure de deux composantes du champ magnétique dans une configuration particulièrement compacte.

1. Architectures existantes de magnétomètres vectoriels pour des mesures de champs très faibles

Du point de vue de la magnéto-métrie à pompage optique, un champ magnétique présente une faible amplitude si sa fréquence de Larmor γB est faible devant le taux de relaxation des atomes τ^{-1} : $\gamma B \ll \tau^{-1}$. Dans ce régime, la dynamique est dominée par les phénomènes de pompage et de relaxation. Il n'est donc plus possible de mesurer le champ par résonance magnétique comme dans le chapitre III. Etant donné le fort amortissement de la dynamique on ne parle plus de précession au sens propre du terme mais de désalignement de l'aimantation de l'ensemble atomique.

Parmi les principales méthodes pour mesurer les champs magnétiques de faible amplitude, on peut citer l'effet Hanle⁴⁸ et la résonance paramétrique^{68,119}. Ces méthodes sont bien connues et ont été largement développées de par le passé. Les premières sections de ce chapitre rappellent brièvement ces méthodes de mesure. Puis nous présenterons dans les sections suivantes, une configuration alternative à celles-ci.

a. Magnétomètres basés sur l'effet Hanle sur un ensemble atomique orienté

L'effet Hanle sur un milieu atomique orienté a été décrit notamment par C. Cohen-Tannoudji et al.⁶⁷. Cet effet consiste en un désalignement du moment magnétique moyen par rapport à son état d'équilibre créé par le pompage optique. Ce désalignement est créé par le champ magnétique transverse à l'orientation atomique. Nous décrirons maintenant cet effet en détail.

IV. Magnétomètre vectoriel pour la mesure de champ de très faible amplitude

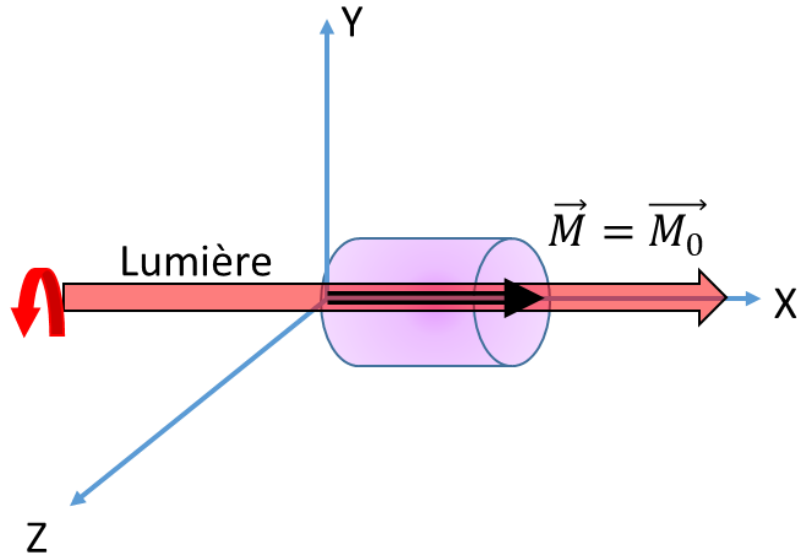


Figure IV-1: Schéma de la mesure de l'effet Hanle sur un milieu atomique orienté.

La situation de départ est présentée en Figure IV-1 : tant que le champ magnétique est nul, les atomes sont sujets uniquement à un faisceau de pompage polarisé circulairement. Sous l'effet de la lumière, les atomes tendent à acquérir une polarisation d'orientation, caractérisée par une aimantation \vec{M} correspondant à celle \vec{M}_0 de l'état stationnaire du pompage. Celle-ci est parallèle à l'axe X (axe de propagation de la lumière).

L'effet Hanle apparaît lorsque le champ magnétique transverse à cette direction devient non-nul, situation qui est schématisée en Figure IV-2. Lorsqu'un champ magnétique $\vec{B} = B_z \vec{z}$ est appliqué, l'évolution des composantes du vecteur \vec{M} s'écrit :

$$\frac{d}{dt} \vec{M} = \Gamma (\vec{M}'_0 - \vec{M}) + \gamma \vec{M} \wedge B_z \vec{z} \quad (76)$$

Avec $\vec{M}'_0 = \vec{M}_0 \Gamma_p / \Gamma$ et $\Gamma = \Gamma_e + \Gamma_p$. Dans le cas où le champ magnétique est statique la solution stationnaire de l'équation (76) en fonction du champ magnétique B_z est :

$$M_x = M'_0 \frac{1}{1 + \left(\frac{\gamma B_z}{\Gamma}\right)^2} \quad (77)$$

$$M_y = M'_0 \frac{\frac{\gamma B_z}{\Gamma}}{1 + \left(\frac{\gamma B_z}{\Gamma}\right)^2} \quad (78)$$

$$M_z = 0 \quad (79)$$

Ainsi selon l'équation (78) il apparaît une composante M_y proportionnelle au champ magnétique. Cette situation est représentée en Figure IV-2.

IV. Magnétomètre vectoriel pour la mesure de champ de très faible amplitude

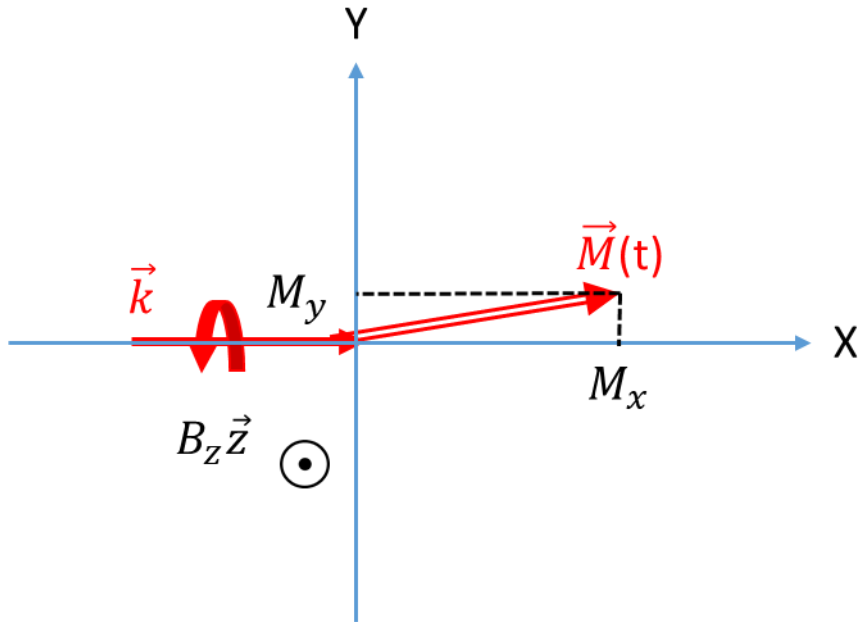


Figure IV-2: Représentation schématique du désalignement dans le cas d'atomes pompés en orientation.

La Figure IV-3 représente la dépendance des composantes M_x (77) et M_y (78) en fonction du champ magnétique. En champ nul, le moment magnétique est orienté selon l'axe X par pompage optique. Il en résulte que M_x , dont l'allure sera dite résonante, est maximale tandis que M_y a une valeur nulle. En présence d'un champ magnétique transverse au faisceau de pompage il y a un désalignement du moment magnétique : la composante M_x tend à décroître tandis que la composante M_y devient non nulle.

Notons que la même dépendance qui existe sur M_y existerait sur M_z mais en fonction de la composante du champ magnétique B_y .

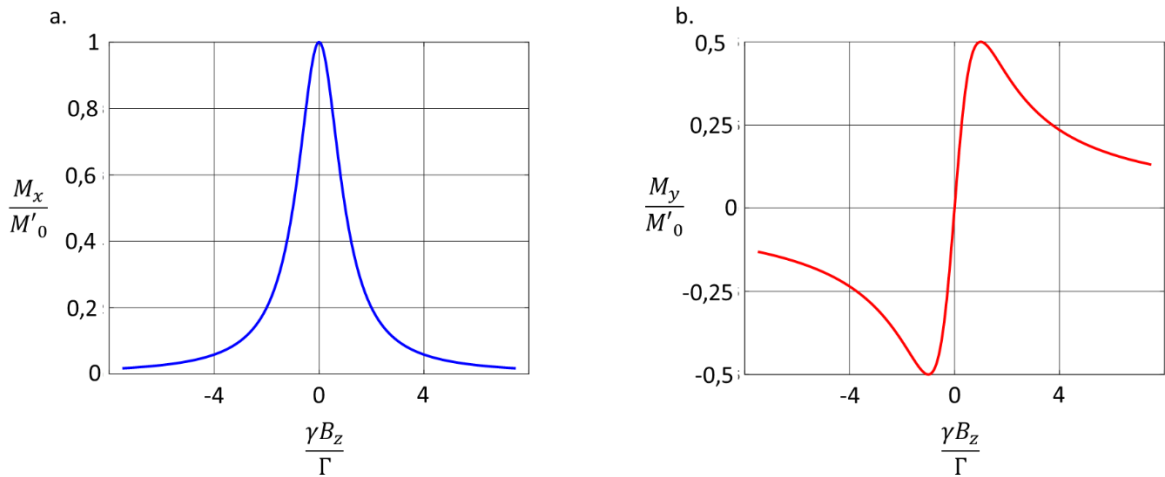


Figure IV-3: Evolution des composantes de \vec{M} en fonction du champ magnétique B_z ; a. M_x ; b. M_y . En pompage de faible intensité la largeur (à mi-hauteur ou pic-pic) des signaux est de l'ordre de 50 nT.

Le développement des équations précédentes au premier ordre en champ magnétique autour du champ nul donne :

$$M_x = M'_0 \quad (80)$$

IV. Magnétomètre vectoriel pour la mesure de champ de très faible amplitude

$$M_y = M'_0 \frac{\gamma B_z}{\Gamma} \quad (81)$$

La composante M_x ne présente donc pas de sensibilité au champ magnétique au premier ordre. Ainsi la photo-détection du faisceau de pompage ne permet pas de mesurer la valeur du champ par l'intermédiaire de l'absorption (28). Il est donc indispensable pour obtenir un magnétomètre fonctionnel autour du champ nul d'ajouter d'autres faisceaux de sonde, ou bien d'avoir recours à des effets de modulation par un champ RF (il s'agit dans ce deuxième cas de la résonance paramétrique, que nous introduirons dans la paragraphe suivant).

Concernant la première possibilité – ajout d'un deuxième faisceau pour sonder les atomes - le second faisceau de sonde permet de réaliser une mesure de l'orientation atomique selon son axe de propagation selon deux manières : soit par une mesure d'absorption sur une lumière accordée sur la transition atomique, soit par effet Faraday avec une lumière désaccordée par rapport à cette transition atomique. L'effet Faraday consiste en la rotation du plan de polarisation d'un faisceau de sonde qui est proportionnelle à $m_0^{(1)}$ en prenant l'axe de propagation de la lumière comme axe de quantification.

Dans le cas d'une mesure par absorption, le faisceau est résonant, polarisé circulairement et se propage dans une direction parallèle à l'axe Y. Un tel faisceau tend à créer un moment magnétique orienté selon cet axe : son absorption (28) est donc d'autant plus importante que les atomes sont orientés dans une autre direction.

Dans le cas d'une mesure de M_y par effet Faraday avec un faisceau non résonant, il faut utiliser un faisceau polarisé rectilignement¹⁰⁵.

L'équipe de M.V. Romalis⁷⁶ a par exemple mis en œuvre cette dernière architecture pour réaliser un magnétomètre tout-optique à base de potassium chauffé à 190 °C. Dans le montage expérimental présenté sur la Figure IV-4, les atomes sont pompés vers un état orienté à l'aide d'un faisceau polarisé circulairement. La variation du signal en absorption, représenté en bleu sur la figure I.4, présente un profil résonant et n'est pas directement exploité pour la mesure du champ B_z . La mesure est réalisée avec un deuxième faisceau, le faisceau sonde, polarisé rectilignement, non résonant. Pour mesurer la rotation de Faraday sur ce faisceau, un cube séparateur de polarisation est utilisé comme analyseur de polarisation. La polarisation du faisceau de sonde forme un angle de 45° avec les axes propres du cube séparateur de polarisation. Ce cube est placé en sortie de la cellule, et les signaux de photo-détection des deux polarisations sont soustraits pour obtenir l'angle de rotation. Ce signal en fonction de la composante B_z est dispersif autour du champ magnétique nul et est représenté en rouge sur la Figure IV-4.

IV. Magnétomètre vectoriel pour la mesure de champ de très faible amplitude

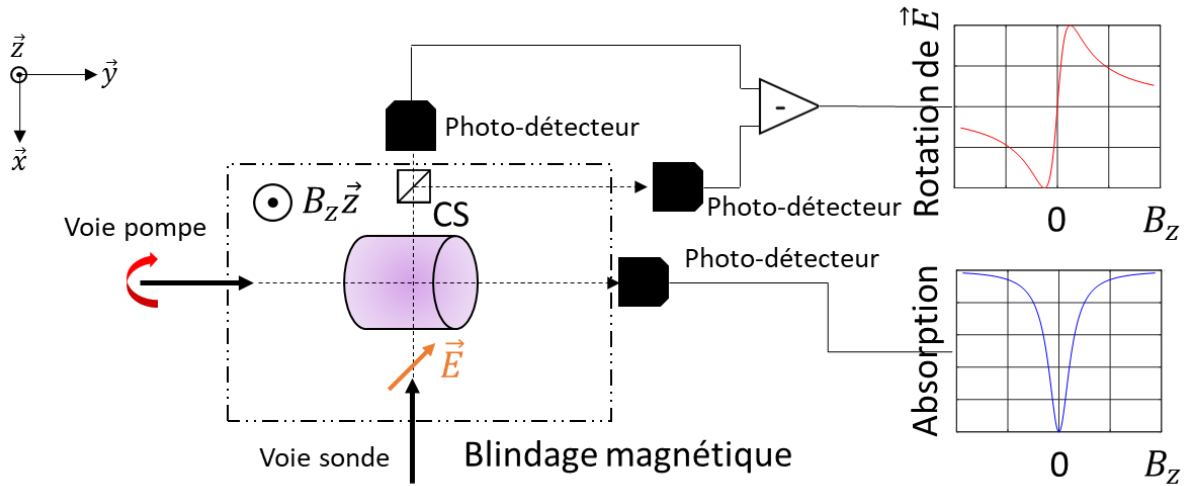


Figure IV-4: Magnétomètre à effet Hanle avec un faisceau de pompe polarisé circulairement pour orienter les atomes selon l'axe \hat{y} et un faisceau sonde polarisé rectilignement selon la direction \vec{E} pour obtenir un signal dispersif correspondant à l'angle de rotation de la polarisation \vec{E} (CS est un cube séparateur de polarisations qui sépare deux composantes rectilignes orthogonales entre elles). Le blindage magnétique permet de s'affranchir du champ extérieur. Sur cette figure, les axes X et Y ont été inversés par rapport aux axes choisis sur la figure IV.1.

Ce schéma permet donc de mesurer la composante de champ perpendiculaire à la fois au faisceau de pompage et au faisceau sonde : dans notre cas B_z . De la même manière, il est possible de mesurer la composante B_y en ajoutant un faisceau sonde se propageant selon l'axe Z et un cube séparateur de polarisation de sorte que la polarisation du faisceau de sonde forme un angle de 45° avec ses axes propres. Il est donc possible d'obtenir simultanément une information sur deux composantes du champ magnétique avec trois faisceaux orthogonaux entre eux : un faisceau de pompe et deux faisceaux de sonde. Avec ce principe, utilisant des atomes de potassium, la sensibilité mesurée par M.V. Romalis est voisine de $10 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$ (de 30 Hz à 50 Hz).

Ce type d'architecture peut donc permettre la mesure de deux composantes du champ magnétique mais avec l'inconvénient très significatif de mettre en œuvre trois faisceaux optiques orthogonaux entre eux, ce qui requiert trois accès optiques à la cellule de gaz. Elle ne permet donc pas de réaliser des réseaux de magnétomètres denses – où les cellules sont côte-à-côte. Cela explique l'intérêt d'une autre configuration qui a été très étudiée dans le domaine : le magnétomètre basé sur la résonance paramétrique.

b. Magnétomètre à résonance paramétrique basé sur un milieu atomique orienté

La configuration de magnétomètre dite « à résonance paramétrique » est une évolution du magnétomètre à effet Hanle qui permet d'avoir accès aux composantes du moment magnétique transverses au pompage optique en utilisant un seul faisceau optique. Cela est possible grâce à l'ajout d'un ou deux champs RF qui modulent la dynamique des moments magnétiques. Grâce à cette modulation les composantes du moment magnétique qui sont initialement transverses au pompage - et qui contiennent de l'information sur le champ magnétique -, se retrouvent périodiquement selon l'axe de propagation du faisceau optique. Ainsi il devient possible d'obtenir sur le signal de photo-détection de ce faisceau des composantes fréquentielles qui présentent une dépendance au premier ordre avec certaines composantes du champ magnétique. Voyons maintenant en détail la manière de réaliser une mesure de champ basée sur ce principe.

IV. Magnétomètre vectoriel pour la mesure de champ de très faible amplitude

La résonance paramétrique pour des milieux atomiques orientés a été étudiée notamment par C. Cohen-Tannoudji et al.⁶⁷ La configuration utilisée est celle de la Figure IV-5 : un faisceau de pompage polarisé circulairement crée par pompage optique un moment magnétique selon l'axe X ; un champ magnétique de faible amplitude $B_z \vec{z}$ que l'on souhaite mesurer et un champ magnétique RF d'amplitude B_1 modulé à la fréquence ω sont appliqués selon l'axe Z. La fréquence ω est choisie telle que $\omega \gg \Gamma$.

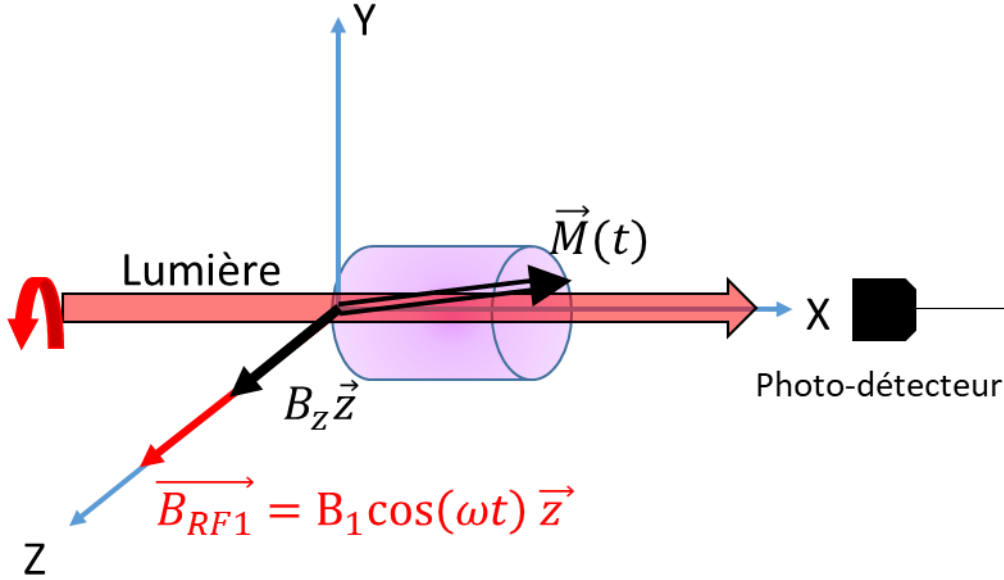


Figure IV-5: Schéma d'un magnétomètre à résonance paramétrique avec un champ RF et un milieu atomique orienté par pompage optique.

L'évolution du moment magnétique \vec{M} de l'ensemble atomique peut alors être décrite par les équations suivantes :

$$\begin{cases} \frac{d}{dt} M_{\pm} = \Gamma(M'_0 - M_{\pm}) \mp i\gamma(B_z + B_1 \cos(\omega t))M_{\pm} \\ \frac{d}{dt} M_z = -\Gamma M_z \end{cases} \quad (82)$$

Avec $M_{\pm} = M_x \pm iM_y$. La résolution de ces équations permet de trouver que le coefficient d'absorption du milieu, proportionnel à M_x , contient des composantes modulées à la fréquence ω et ses harmoniques. Le signal à l'harmonique 1 s'exprime de la manière suivante :

$$A_Q = M'_0 J_0\left(\frac{\omega_1}{\omega}\right) J_1\left(\frac{\omega_1}{\omega}\right) \frac{\omega_z/\Gamma}{1 + \left(\frac{\omega_z}{\Gamma}\right)^2} \quad (83)$$

Avec $J_n = J_n(\omega_1/\omega)$, $\omega_1 = \gamma B_1$, $\omega_z = \gamma B_z$ et J_n les fonctions de Bessel de première espèce et d'ordre n . Pour la mesure du champ magnétique il est intéressant de noter que le signal à la fréquence ω présente une dépendance dispersive avec B_z . Il est donc possible grâce à un champ RF colinéaire au champ magnétique à mesurer d'obtenir un signal présentant une dépendance au premier ordre avec celui-ci.

IV. Magnétomètre vectoriel pour la mesure de champ de très faible amplitude

J. Dupont-Roc⁶⁸ a montré qu'il était possible en ajoutant un deuxième champ RF orienté selon l'axe Y d'obtenir des signaux dépendant des trois composantes du champ magnétique avec un seul faisceau optique. Il s'agit de la configuration présentée en Figure IV-6, avec les deux champs RF $\vec{B}_{RF1} = B_1 \cos(\Omega t) \vec{y}$ et $\vec{B}_{RF2} = B_2 \cos(\omega t) \vec{z}$, perpendiculaires entre eux et perpendiculaires au faisceau de pompage. Les fréquences et amplitudes de ces deux champs RF sont choisies telles que $\omega \gg \Omega \gg \Gamma$ et $\Omega \gg \gamma B_1$.

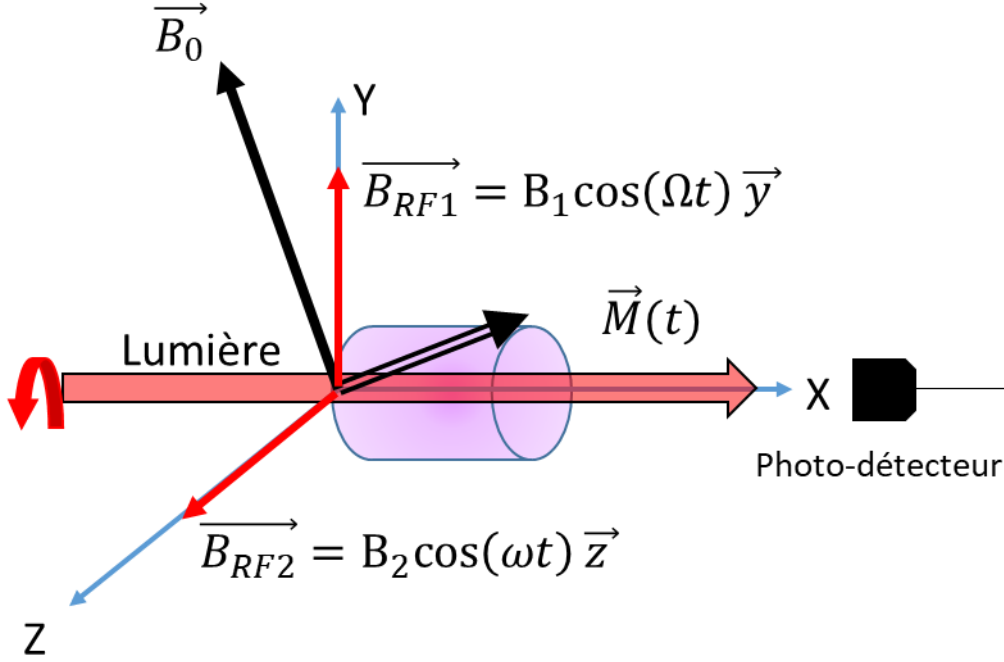


Figure IV-6: Schéma d'un magnétomètre à résonance paramétrique avec deux champs RF et un milieu atomique orienté par pompage optique.

La résolution analytique des équations d'évolution devient dans ce cas très complexe. Il est donc avantageux de s'appuyer sur la méthode de l'atome habillé¹¹⁹⁻¹²¹, dans laquelle les champs RF sont traités quantiquement pour obtenir un hamiltonien indépendant du temps.

La solution fait apparaître sur le coefficient d'absorption du milieu des dépendances au champ magnétique à diverses harmoniques et inter-harmoniques des fréquences ω et Ω , permettant de remonter à la valeur de chaque composante du champ magnétique. Ainsi vont apparaître sur le faisceau optique photo-détecté à la sortie de la cellule :

- des composantes aux harmoniques de la fréquence ω . L'harmonique 1 s'écrit :

$$-\left(\frac{M'_0 J_0 J_0}{\Gamma}\right) 2J_1 \frac{\overline{\overline{\omega_z}}}{\Gamma} \quad (84)$$

- des composantes aux harmoniques de la fréquence Ω . L'harmonique 1 s'écrit :

$$-\left(\frac{M'_0 J_0 J_0}{\Gamma}\right) 2J_0 J_1 \frac{\overline{\overline{\omega_y}}}{\Gamma} \quad (85)$$

IV. Magnétomètre vectoriel pour la mesure de champ de très faible amplitude

- des composantes aux inter-harmoniques $n\omega \pm m\Omega$. Celle à la fréquence $\omega \pm \Omega$ provient d'une des corrections de premier ordre à l'approximation séculaire $\Omega \gg \Gamma$, et s'écrit :

$$\left(\frac{M'_0 J_0}{\Gamma}\right) 4J_1 \mathcal{J}_1 \frac{\Gamma}{\Omega} \left(\frac{\overline{\omega_x}}{\Gamma}\right) \quad (86)$$

avec $J_n = J_n(\omega_2/\omega)$, $\omega_2 = \gamma B_2$, $\mathcal{J}_n = J_n(\overline{\Omega}_1/\Omega)$, $\Omega_1 = \gamma B_1$ et $\overline{\Omega}_1 = \Omega_1 J_0$. On a aussi $\overline{\omega_x} = \omega_x \mathcal{J}_0 J_0$, $\overline{\omega_y} = \omega_y J_0$, $\overline{\omega_z} = \omega_z \mathcal{J}_0$, avec $\omega_{x,y,z} = \gamma B_{x,y,z}$.

Ainsi il est possible d'obtenir des informations indépendantes sur les trois composantes du champ magnétique. Notons toutefois que l'ajout du deuxième champ RF dégrade la sensibilité de la mesure obtenue de 37% par comparaison avec la sensibilité obtenue avec un seul champ RF.

Un inconvénient de la résonance paramétrique est l'utilisation de champs RF. Dans la perspective d'une mise en réseau des capteurs, des problèmes de diaphonie entre les RF de capteurs situés à proximité pourraient apparaître. Notamment, même si les champs RF sont synchrones, les diaphonies au sein d'une matrice non plane de capteurs induisent des changements de direction des axes de mesure en fonction de la position de chaque capteur par rapport aux autres. Pouvoir s'affranchir de ces champs RF générés par des bobines serait donc un avantage significatif pour la mise en réseau des magnétomètres.

Nous avons donc vu que, dans le cas d'un milieu atomique orienté par pompage optique, les magnétomètres basés sur l'effet Hanle et la résonance paramétrique présentaient des inconvénients substantiels pour une opération en réseau dense: une configuration optique complexe et encombrante pour le premier, des diaphonies perturbant le comportement des capteurs proches pour le deuxième. Nous allons nous intéresser maintenant au cas d'un milieu atomique aligné dans l'espoir d'identifier des configurations plus avantageuses.

c. Magnétomètres vectoriels en champ nul basés sur un milieu atomique aligné

Dans cette section nous résumons les principaux résultats connus dans le cas d'un milieu atomique aligné par pompage optique.

i. Résonance paramétrique sur un milieu atomique aligné

Très récemment, F. Beato et al.⁸⁴ ont étudié la résonance paramétrique dans le cas d'un ensemble atomique aligné par pompage optique. La configuration géométrique correspondante à cette situation est présentée en Figure IV-7. Cette configuration est en tout point semblable à celle de la Figure IV-6, à part pour le pompage optique qui est réalisé par une lumière polarisée linéairement selon une direction orthogonale aux directions des deux champs RF.

IV. Magnétomètre vectoriel pour la mesure de champ de très faible amplitude

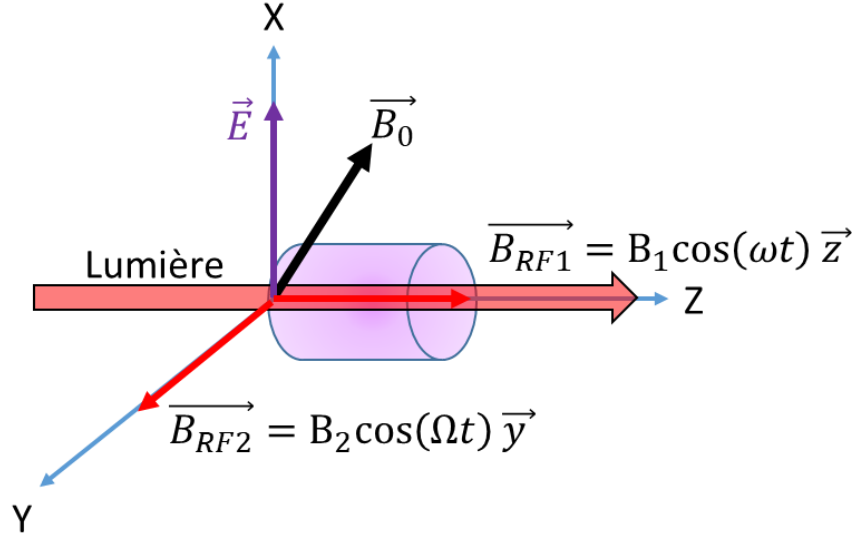


Figure IV-7: Schéma d'un magnétomètre à résonance paramétrique avec deux champs RF et un milieu atomique aligné par pompage optique

La résolution de l'équation de Liouville permet de déterminer que l'absorption du faisceau lumineux sera proportionnelle à des signaux à différentes harmoniques des fréquences ω et Ω :

- des composantes aux harmoniques de la fréquence Ω dont l'harmonique 1 développée au premier ordre par rapport au champ magnétique s'écrit :

$$m_p J_{0,2} J_{1,2} J_{0,1} (1 + J_{0,2})^2 \frac{\omega_y}{\Gamma} \quad (87)$$

- des composantes aux harmoniques de la fréquence ω dont l'harmonique 1 développée au premier ordre par rapport au champ magnétique s'écrit :

:

$$m_p J_{0,1}^2 J_{1,2} [J_{0,2} (1 + J_{0,2}) - 1 + 3J_{0,2}] \frac{\omega_z}{\Gamma} \quad (88)$$

- des composantes aux inter-harmoniques de ω et Ω . Notamment à $\omega \pm \Omega$, il existe une composante qui développée au premier ordre par rapport au champ magnétique, s'écrit :

$$m_p J_{1,1} J_{1,2} J_{0,1} J_{0,1} [J_{0,2} (1 + J_{0,2}) + 1 - 3J_{0,2}] \frac{\omega_x}{\Gamma} \quad (89)$$

Avec dans ces expressions $J_{n,q} = J_n \left(q \frac{\gamma B_1}{\omega} \right)$ et $J_{n,q} = J_n \left(q J_{0,1} \frac{\gamma B_2}{\Omega} \right)$. Notons ici que le troisième terme est dans ce cas un terme séculaire et ne correspond pas, comme dans le cas du pompage en orientation, à une correction de l'approximation séculaire. Dans le cas qui nous occupe, il existe également un terme non-séculaire à cette fréquence qui est proportionnel à ω_x mais qui se trouve en quadrature avec le terme séculaire¹²².

De façon tout à fait semblable au cas d'un milieu atomique orienté, nous obtenons donc des sensibilités aux trois composantes du champ magnétique, et ce à des fréquences distinctes.

IV. Magnétomètre vectoriel pour la mesure de champ de très faible amplitude

Il est donc aussi possible de réaliser une mesure vectorielle du champ magnétique avec des atomes pompés en alignement. De plus, les travaux de F. Beato et al.⁸⁴ montrent que la configuration avec un pompage en polarisation linéaire présente plusieurs avantages par rapport au cas d'un pompage en polarisation circulaire. En premier lieu elle permet d'améliorer la sensibilité de mesure de B_x . En deuxième lieu l'ajout d'un deuxième champ RF dégrade la sensibilité du premier axe de seulement 23% pour des atomes pompés en alignement contre une dégradation de 37% dans le cas de l'orientation.

Toutefois l'usage de bobines pour générer les champs magnétiques RF reste un inconvénient incontournable de ces deux schémas. Il serait possible de remplacer ces champs RF par des champs RF fictifs créés par des faisceaux de VLS modulés en intensité^{88,123}.

Dans le cas d'un schéma de résonance paramétrique avec un pompage en polarisation circulaire cela demanderait de disposer de trois accès optiques orthogonaux, ce qui aboutit aux mêmes problèmes de compacité que ceux discutés sur le magnétomètre à effet Hanle.

Dans le cas d'un pompage en polarisation linéaire, la situation est légèrement plus favorable : il serait nécessaire de disposer que de deux accès optiques perpendiculaires entre eux (un accès optique pour le faisceau de pompage et un faisceau de VLS et un deuxième accès pour le deuxième faisceau de VLS).

Nous avons préféré rechercher une solution plus favorable sur le plan de l'encombrement. En effet au cours de leur étude, F. Beato et al. ont aussi été amenés à étudier l'effet Hanle sur un milieu atomique aligné par pompage optique. Cette étude présente des éléments intéressants qui sont à la base de la configuration de magnéto-métrie originale qui constitue le cœur de ce chapitre.

ii. Effet Hanle sur un milieu atomique aligné

L'effet Hanle se manifeste aussi lorsque les atomes sont pompés avec une lumière polarisée rectilignement (configuration de la Figure IV-8). Pour étudier ce cas, il est nécessaire de repartir de l'équation de Liouville pour aboutir aux différentes dépendances des composantes de l'alignement avec les composantes du champ magnétique \vec{B}_0 , qui peut présenter une orientation quelconque. L'évolution des alignements atomiques M est alors décrite par l'équation :

$$\left[\frac{d}{dt} - H(\vec{B}_T) + \Gamma \right] M = \Gamma M_{ss} \quad (90)$$

La matrice $H(\vec{B}_T)$ a été définie dans II.3.b.ii.

IV. Magnétomètre vectoriel pour la mesure de champ de très faible amplitude

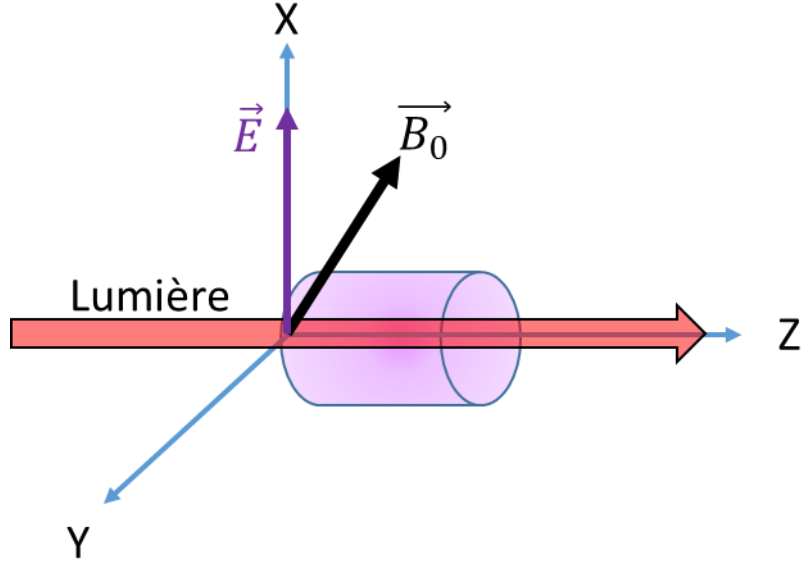


Figure IV-8 : Schéma de la configuration étudiée pour l'effet Hanle sur un milieu atomique aligné.

Nous poserons cette équation avec l'axe Z comme axe de quantification : dans ce repère ce sont la composante $m_0^{(2)}$ et la partie réelle de $m_2^{(2)}$ qui entrent en jeu dans l'évolution du coefficient d'absorption du milieu κ (26). Dans ce repère l'état stationnaire de pompage s'écrit $M_{ss} = m_p (1, 0, -\sqrt{2/3}, 0, 1)^t$ avec $m_p = \Gamma_p / [4(\Gamma_p + \Gamma_e)]$. La résolution de l'équation aboutit à un alignement M , dont le développement limité au premier ordre en champ magnétique s'écrit :

$$\begin{pmatrix} m_{-2}^{(2)} \\ m_{-1}^{(2)} \\ m_0^{(2)} \\ m_1^{(2)} \\ m_2^{(2)} \end{pmatrix} \approx m_p \begin{pmatrix} 1 + 2i\gamma B_z / \Gamma \\ 2\gamma B_y / \Gamma \\ -\sqrt{2/3} \\ 2\gamma B_y / \Gamma \\ 1 + 2i\gamma B_z / \Gamma \end{pmatrix} \quad (91)$$

Ni la composante $m_0^{(2)}$, ni la partie réelle de $m_2^{(2)}$ ne présentent de dépendance avec le champ magnétique au premier ordre : ainsi de façon analogue au cas d'un pompage en polarisation circulaire, la photo-détection du faisceau de pompe ne contient pas de composantes dispersives en une quelconque composante du champ magnétique.

Toutefois on note que les composantes $m_{\pm 1}^{(2)}$ et la partie complexe de $m_2^{(2)}$ présentent des dépendances avec deux composantes du champ magnétique. Il n'est pas immédiat d'identifier une configuration de faisceaux optiques qui permettrait de sonder ces deux composantes. Ce constat fait écho à l'absence de littérature sur l'effet Hanle dans un milieu atomique aligné avec plusieurs faisceaux optiques. Nous nous intéresserons dans la suite de ce chapitre à ces configurations.

Par ailleurs en étendant leur étude au cas d'une lumière de pompage partiellement dépolarisée, F. Beato et al.⁸⁴ ont obtenu des résultats intéressants que nous aborderons également dans des configurations multi-faisceaux. Introduisons tout d'abord ces résultats.

IV. Magnétomètre vectoriel pour la mesure de champ de très faible amplitude

iii. *Effet Hanle avec une lumière partiellement polarisée linéairement*

Jusqu'à présent, nous avons considéré uniquement le cas où la lumière de pompage est parfaitement polarisée circulaire ou linéairement. Dans l'article de F. Beato et al.⁸⁴, les calculs ont été réalisés pour un faisceau de pompage en polarisation linéaire mais partiellement dépolarisé. Pour décrire ce type de polarisation il est nécessaire d'introduire les paramètres de Stokes¹²⁴. Nous utiliserons ici la convention normalisée où $S_0 = 1$. Les paramètres S_i sont alors définis de la manière suivante :

$$\begin{cases} S_1 = \frac{I_0 - I_{90}}{I} \\ S_2 = \frac{I_{45} - I_{-45}}{I} \\ S_3 = \frac{I_{\sigma_+} - I_{\sigma_-}}{I} \end{cases} \quad (92)$$

Avec I l'intensité lumineuse totale de la lumière, $I_{0,90,45,-45}$ les intensités lumineuses des différentes polarisations rectilignes (l'indice correspond à l'angle de la polarisation par rapport à X) et I_{σ_+,σ_-} sont les intensités de la polarisation circulaire droite et gauche respectivement.

Une polarisation linéaire partielle à 0° est un état tel que $S_1 = p < 1$, $S_2 = S_3 = 0$ avec p le degré de polarisation tel que $p = 1$ pour une lumière totalement polarisée rectilignement

Le degré de polarisation p va alors impacter le pompage optique, donnant¹²⁵ lieu à l'état stationnaire de pompage $M_{ss} = m_p (p, 0, -\sqrt{2/3}, 0, p)^t$. Avec ce pompage, les alignements développés au premier ordre en champ magnétique deviennent :

$$\begin{pmatrix} m_{-2}^{(2)} \\ m_{-1}^{(2)} \\ m_0^{(2)} \\ m_1^{(2)} \\ m_2^{(2)} \end{pmatrix} \approx m_p \begin{pmatrix} p(1 + 2i\gamma B_z/\Gamma) \\ \gamma[i(p-1)B_x + (p+1)B_y]/\Gamma \\ -\sqrt{2/3} \\ \gamma[i(p-1)B_x + (p+1)B_y]/\Gamma \\ p(1 + 2i\gamma B_z/\Gamma) \end{pmatrix} \quad (93)$$

Ici, comme dans le cas d'une lumière totalement polarisée rectilignement, les variations d'intensité lumineuse ne présentent pas de sensibilité au premier ordre avec le champ magnétique. Toutefois on peut noter que les trois composantes du champ magnétique sont présentes dans différents composantes d'alignement.

Dans la suite du manuscrit, nous avons donc décidé d'explorer des configurations de magnétomètres basés sur l'effet Hanle sur un milieu atomique aligné et impliquant plusieurs faisceaux optiques (un faisceau pompe et un ou plusieurs faisceaux sondes). Le premier point à étudier concerne le choix de la direction de polarisation d'un faisceau de sonde qui permettrait d'avoir accès aux différentes composantes du champ.

Nous avons vu dans le chapitre précédent que dans le cas du pompage optique, il est possible, à partir d'un seul accès optique, de faire tourner la polarisation de la lumière, ce qui est à la base de différents schémas de magnétométrie scalaire isotrope. De manière analogue cela suggère la possibilité de sonder plusieurs alignements atomiques avec différentes polarisations se propageant de manière colinéaire et selon un seul accès optique, ce qui pourrait

IV. Magnétomètre vectoriel pour la mesure de champ de très faible amplitude

répondre à la problématique de compacité, tout en évitant les effets de diaphonie qui apparaissent en résonance paramétrique.

2. Etude d'un magnétomètre Hanle multi-faisceaux basé sur un milieu atomique aligné

Afin d'explorer des architectures de magnétomètres multi-faisceaux basées sur l'effet Hanle sur un milieu atomique aligné, nous allons, dans cette partie, commencer par chercher quelles directions de polarisation d'un faisceau de sonde résonant présentent des sensibilités au premier ordre aux différentes composantes du champ magnétique. Puis nous rechercherons la configuration optique la plus compacte possible correspondant à ce schéma.

a. Etude de la direction de polarisation des faisceaux de sonde

Nous nous plaçons dans la configuration où le faisceau de pompage polarisé rectilignement selon l'axe Z se propage selon l'axe Y. L'objectif de ce paragraphe est de déterminer la direction de polarisation d'un faisceau de sonde aboutissant à une dépendance linéaire de l'absorption avec une composante du champ magnétique. Pour cela, nous allons chercher les directions de l'axe de quantification où les composantes de M qui ont un impact sur κ (à savoir uniquement $m_0^{(2)}$) présente une dépendances au premier ordre avec des composantes du champ magnétique. Les polarisations des faisceaux de sonde à utiliser seront alors colinéaire à ces directions. Tourner l'axe de quantification revient à pré-multiplier M par une matrice D de Wigner⁹⁸ selon les angles φ et θ définis sur la Figure IV-9.

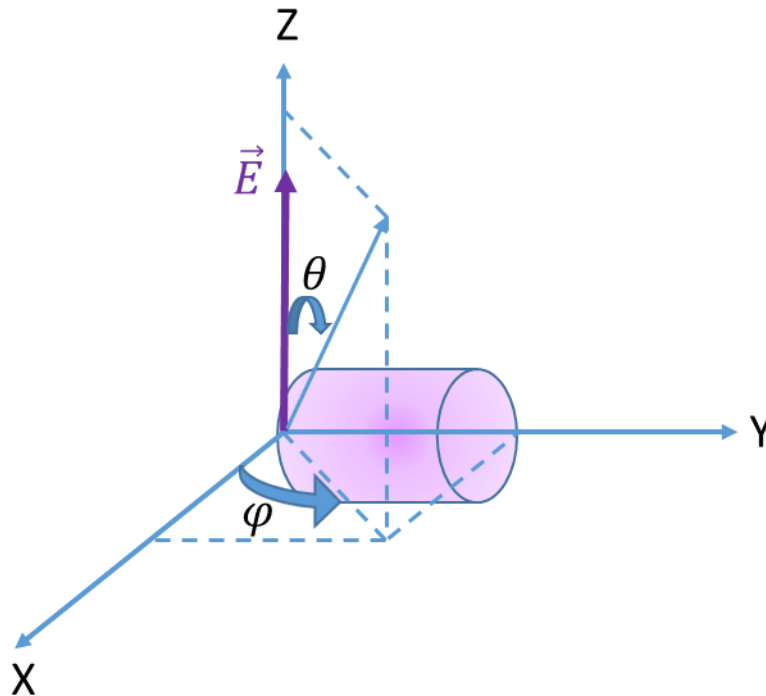


Figure IV-9: Schéma de définition des angles pour les changements de repère.

L'expression du coefficient d'absorption κ avec les différentes composantes du champ magnétique et ces deux angles, s'écrit au premier ordre en champ magnétique :

IV. Magnétomètre vectoriel pour la mesure de champ de très faible amplitude

$$\kappa \propto \frac{m_p}{4\sqrt{6}} \left[1 + 3 \cos(2\theta) + 6 \left[\frac{\gamma B_y}{\Gamma} \cos(\varphi) + \frac{\gamma B_x}{\Gamma} \sin(\varphi) \right] \sin(2\theta) \right] \quad (94)$$

L'équation (94) présente un terme proportionnel à la composante B_y du champ magnétique et un autre proportionnel à la composante B_x . Sur la Figure IV-10 sont représentées les sensibilités de κ à B_x et B_y , en fonction de la direction de polarisation de la sonde. La sensibilité à B_y est maximale pour $\varphi = 0^\circ$ et $\theta = 45^\circ$. De manière analogue la sensibilité à B_x est maximale pour $\varphi = 90^\circ$ et $\theta = 45^\circ$. Les polarisations de sondes sont ici à 45° de la polarisation de pompage alors qu'en orientation la propagation du faisceau de sonde devait être orthogonale à celle du faisceau de pompage.

Cela permet de conclure qu'un faisceau de sonde polarisé rectilignement selon la direction $\vec{\epsilon}_x = (\vec{y} + \vec{z})/\sqrt{2}$ permet de mesurer la composante selon l'axe X du champ magnétique. De la même manière un faisceau polarisé rectilignement selon la direction $\vec{\epsilon}_y = (\vec{x} + \vec{z})/\sqrt{2}$ permet de mesurer la composante selon l'axe Y du champ magnétique (avec $\vec{x}, \vec{y}, \vec{z}$ les vecteurs unitaires des axes correspondants). Ces directions sont présentées sur la Figure IV-11. Notons que dans ce cas l'angle entre $\vec{\epsilon}_x$ et $\vec{\epsilon}_y$ est de 60° comme présenté sur la Figure IV-12.a.

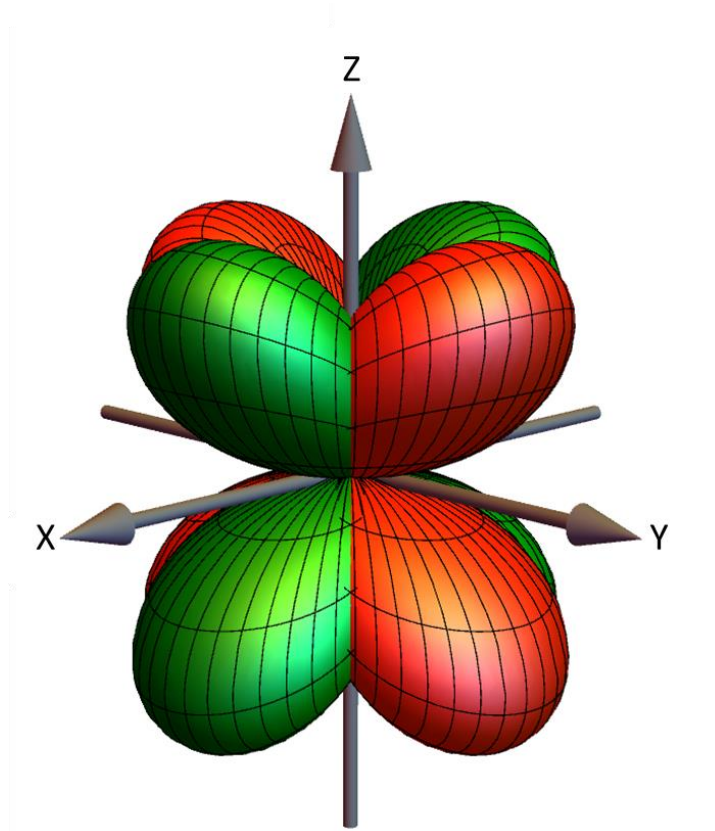


Figure IV-10: Représentation sphérique des sensibilités selon la direction de polarisation de la sonde pour la composante B_x (en rouge) et la composante B_y (en vert). Le pompage optique est réalisé avec une lumière polarisée linéairement selon Z.

IV. Magnétomètre vectoriel pour la mesure de champ de très faible amplitude

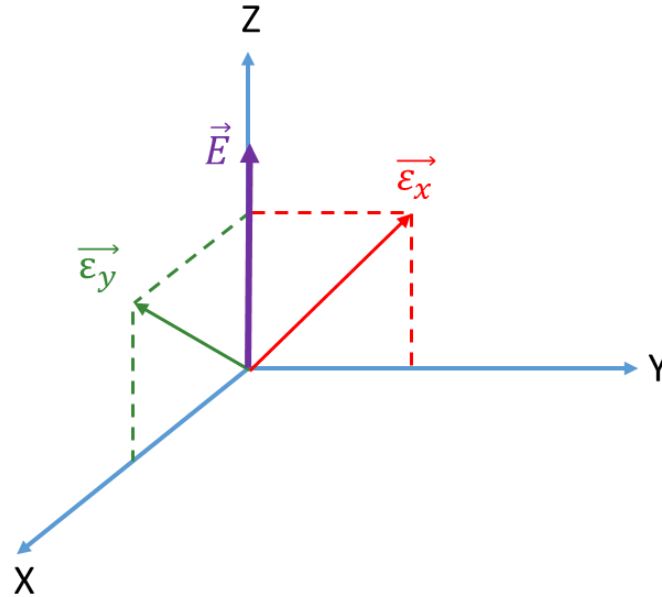


Figure IV-11: Schéma des directions des polarisation $\vec{\epsilon}_x$ et $\vec{\epsilon}_y$.

Comme les faisceaux sonde sont accordés sur D_0 , ils vont être partiellement absorbés par le gaz atomique et le pompage totale va créer un état aligné différent de celui créé par le faisceau de pompe seul. Or, notre modèle prend en compte uniquement un pompage en alignement réalisé selon l'axe Z. On peut donc s'attendre à des modifications liées à la création d'un état aligné résiduel par les faisceaux de sonde. Pour limiter ce problème, on choisira de travailler dans la suite avec des faisceaux de sonde dont l'intensité lumineuse sera faible par rapport à celle du faisceau de pompage (on choisira un rapport entre la puissance du faisceau de sonde et la puissance du faisceau de sonde inférieur à 0,2).

Cherchons maintenant une architecture utilisant les deux polarisations trouvées et qui permettrait de réduire le nombre d'accès optiques du capteur.

b. Etude des directions de propagation des faisceaux de sonde pour optimiser la compacité

L'utilisation de l'alignement atomique nous permet de sonder deux directions du champ magnétique en utilisant les deux polarisations $\vec{\epsilon}_x$ et $\vec{\epsilon}_y$ que nous venons d'identifier. Comme évoqué précédemment, ceci est entièrement analogue au cas du pompage du magnétomètre scalaire où la possibilité de tourner la polarisation à partir d'un seul accès optique ouvre des possibilités intéressantes pour l'isotropie du capteur (telles que décrites en III.1.b.).

Dans notre configuration, les polarisations des deux sondes peuvent également être envoyées à partir d'un accès optique unique, avec une direction de propagation commune. Cette direction de propagation correspond au produit vectoriel $\vec{\epsilon}_y \wedge \vec{\epsilon}_x$. Le vecteur de propagation \vec{k}_s normalisé s'écrit donc :

$$\vec{k}_s = \frac{1}{\sqrt{3}} (-\vec{x} - \vec{y} + \vec{z}) \quad (95)$$

Cette direction est présentée en Figure IV-12.b : elle correspond à la grande diagonale du cube formé par les trois vecteurs unitaires du repère.

IV. Magnétomètre vectoriel pour la mesure de champ de très faible amplitude

L'autre point à aborder est le choix de la direction de propagation \vec{k}_p du faisceau de pompe. Pour réduire au plus la taille du capteur, il est intéressant de minimiser l'angle qu'il forme avec la direction de propagation \vec{k}_s des faisceaux de sonde. Pour que la polarisation de la pompe soit selon l'axe Z, \vec{k}_p doit se situer dans le plan XOY. La direction de propagation du faisceau de pompe qui va permettre de minimiser l'angle formé par $(\vec{k}_p; \vec{k}_s)$ est donc la projection de \vec{k}_s dans le plan XOY, qui se trouve être $\vec{k}_p = -1/\sqrt{2}(\vec{x} + \vec{y})$ correspondant à la diagonale de la face supérieure du cube formé par les trois vecteurs unitaires du repère, comme représenté en Figure IV-12.b. L'angle entre ces deux directions de propagation est obtenu par le produit scalaire entre \vec{k}_s et \vec{k}_p et vaut $35,3^\circ$. Un angle aussi réduit permet d'envoyer le faisceau de pompe à travers la même fenêtre de la cellule qui est utilisée pour le faisceau de sonde. Il semble donc possible d'obtenir avec cette configuration une mesure de deux composantes du champ magnétique avec un seul accès optique à la cellule de gaz et sans introduire de champs RF.

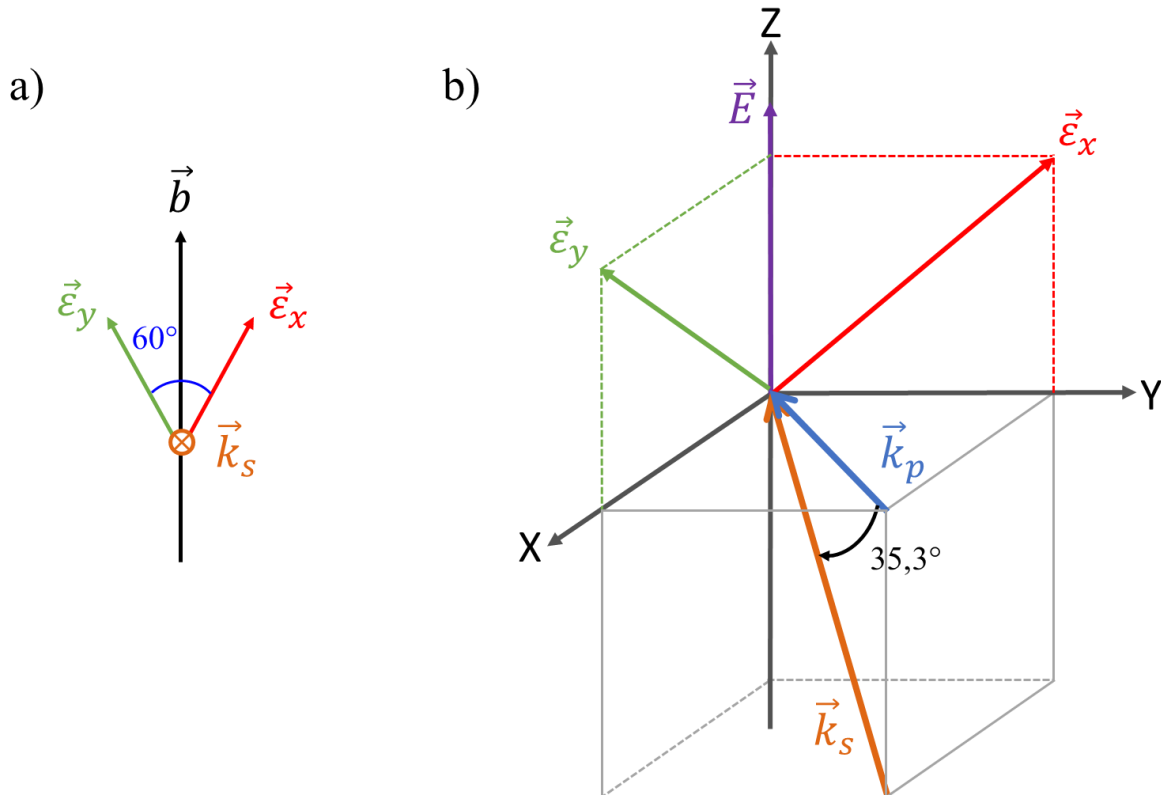


Figure IV-12: Présentation de l'architecture de magnétomètre Hanle en alignement à deux sondes; a . représentation du plan contenant les deux polarisations de sonde ; b. schéma des directions de polarisations et de propagation.

Du point de vue pratique, pour obtenir le faisceau contenant les deux polarisations de sonde, il est possible de combiner deux faisceaux en utilisant un assemblage de fibres dans lequel les cœurs de deux fibres à maintien de polarisation sont posés l'un à côté de l'autre à une distance de $100 \mu\text{m}$ et présentent un décalage angulaire fixe (l'assemblage de fibres est du même type que celui proposé à la fin du chapitre III, mais avec un décalage relatif des axes rapides de 60° ici). Cela pose néanmoins un problème : si les deux polarisations se propagent exactement selon la même direction elles sont photo-détectées sur la même photo-diode, mais pour réaliser une mesure des deux composantes du champ il est nécessaire de pouvoir distinguer une des polarisations par rapport à l'autre.

IV. Magnétomètre vectoriel pour la mesure de champ de très faible amplitude

Une solution intéressante à ce problème est de moduler en amplitude les deux polarisations de sonde à des fréquences différentes afin de pouvoir séparer ces composantes par démodulation. Cela présente un autre avantage : les lasers ont très souvent une remontée de bruit en basse fréquence, qui peut impacter le rapport signal à bruit de la mesure. L'ajout de modulations à des fréquences bien choisies permet de décaler les signaux de résonance hors de cette zone et d'améliorer le rapport signal à bruit des mesures.

Les différents paramètres géométriques pour obtenir une architecture la plus compacte possible étant déterminés, nous avons réalisé une expérience pour vérifier les prédictions théoriques présentées plus haut, concernant notamment l'allure des signaux de résonance et leur évolution avec l'orientation du champ magnétique.

c. Mesures expérimentales avec un magnétomètre Hanle biaxe basé sur l'alignement atomique

Le but de cette partie est de vérifier les prédictions théoriques précédentes pour s'assurer qu'il est possible de mesurer deux composantes du champ magnétique à partir d'un seul accès optique. Pour matérialiser la géométrie présentée en Figure IV-12, nous avons réalisé le montage expérimental de la Figure IV-13.

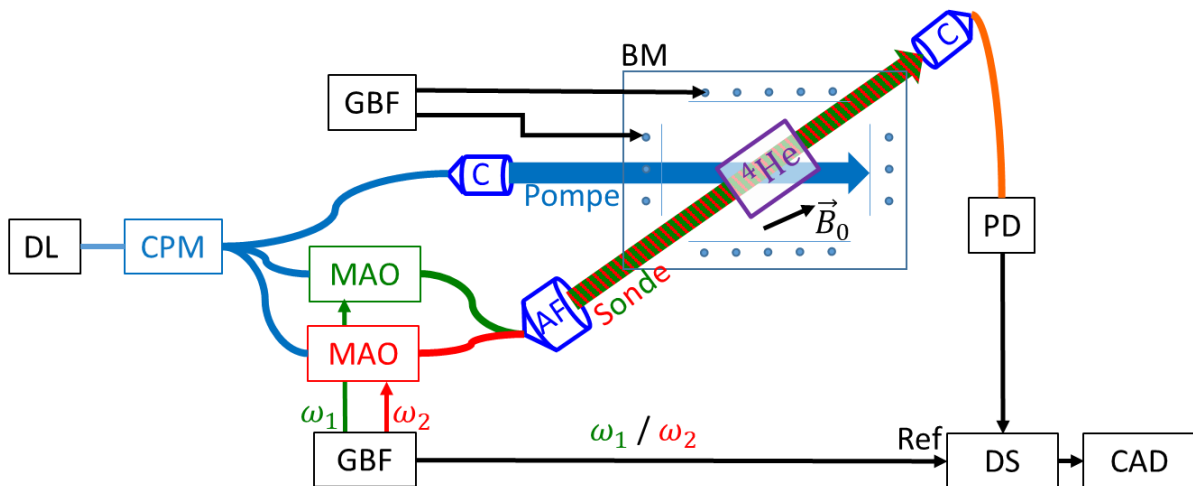


Figure IV-13: Montage expérimental pour la mesure de deux composantes du champ magnétique. DL: diode laser ; CPM : coupleur fibré à maintien de polarisation ; MAO : modulateur acousto-optique ; GBF : générateur basses fréquences ; C : collimateur ; AF : assemblage de fibres ; BM : blindage magnétique ; PD : photodiode ; DS : détection synchrone ; CAD : chaîne d'acquisition de données.

Dans ce montage, un même laser (diode DFB de QD Laser avec des consignes en courant et en température fixées) est utilisé pour générer l'ensemble des faisceaux optiques, qui sont tous accordés sur la raie D_0 de l'hélium. Pour des raisons d'ordre pratique (disponibilité d'un seul modulateur), les mesures présentées par la suite sont réalisées successivement selon un axe puis selon l'autre.

Le faisceau de pompe, polarisé rectilignement selon l'axe Z est collimaté de sorte à obtenir un faisceau de diamètre 12 mm. Ce faisceau traverse une cellule cylindrique d'hélium-4 de 10 mm de diamètre et 10 mm de longueur, remplie à une pression de 9 Torr.

Un faisceau de sonde, lui aussi polarisé rectilignement, est injecté dans un modulateur acousto-optique fibré (AA Opto-electronics-MT110-IR20-FIO), contrôlé par un générateur basse fréquence qui permet de réaliser une modulation sinusoïdale de l'intensité lumineuse à 65 kHz avec une profondeur de modulation de 100% du faisceau lumineux. Ce faisceau est

IV. Magnétomètre vectoriel pour la mesure de champ de très faible amplitude

envoyé dans l'assemblage de fibres où sa polarisation est ajustée comme indiqué en Figure IV-12. Puis il est collimaté de sorte à obtenir un diamètre de 12 mm. Après son passage dans la cellule, le faisceau sonde est focalisé sur l'entrée d'une fibre optique multimode puis guidé vers un photo-détecteur InGaAS de TTI (TIA 525 I). Le signal photo-déteecté est démodulé à 65 kHz par une détection synchrone Stanford Research SR865A.

Pour se placer dans les conditions de champ magnétique faible, l'ensemble du montage est placé dans un blindage magnétique à cinq couches de mu-métal. Le champ résiduel dans le blindage est inférieur à 10 nT. A l'intérieur de ce blindage des champs magnétiques sont générés à l'aide des bobines d'Helmholtz tri-axes Ferronato BH300HF-3-B. Une photo de la partie centrale du montage et les bobines d'Helmholtz est présentée en Figure IV-14.

Pour ces mesures, on fixe la puissance du faisceau pompe à 165 μW en sortie de collimateur et 35 μW en sortie de collimateur pour le faisceau de sonde. Pour l'ensemble des mesures qui sont présentées dans les prochains paragraphes, le champ magnétique est maintenu dans le plan XOY. Le champ magnétique est fixé dans le plan selon une direction définie par un angle ψ tel qu'indiqué en Figure IV-15 et une rampe linéaire en champ magnétique allant de -300 nT à 300 nT est appliquée selon cette direction.

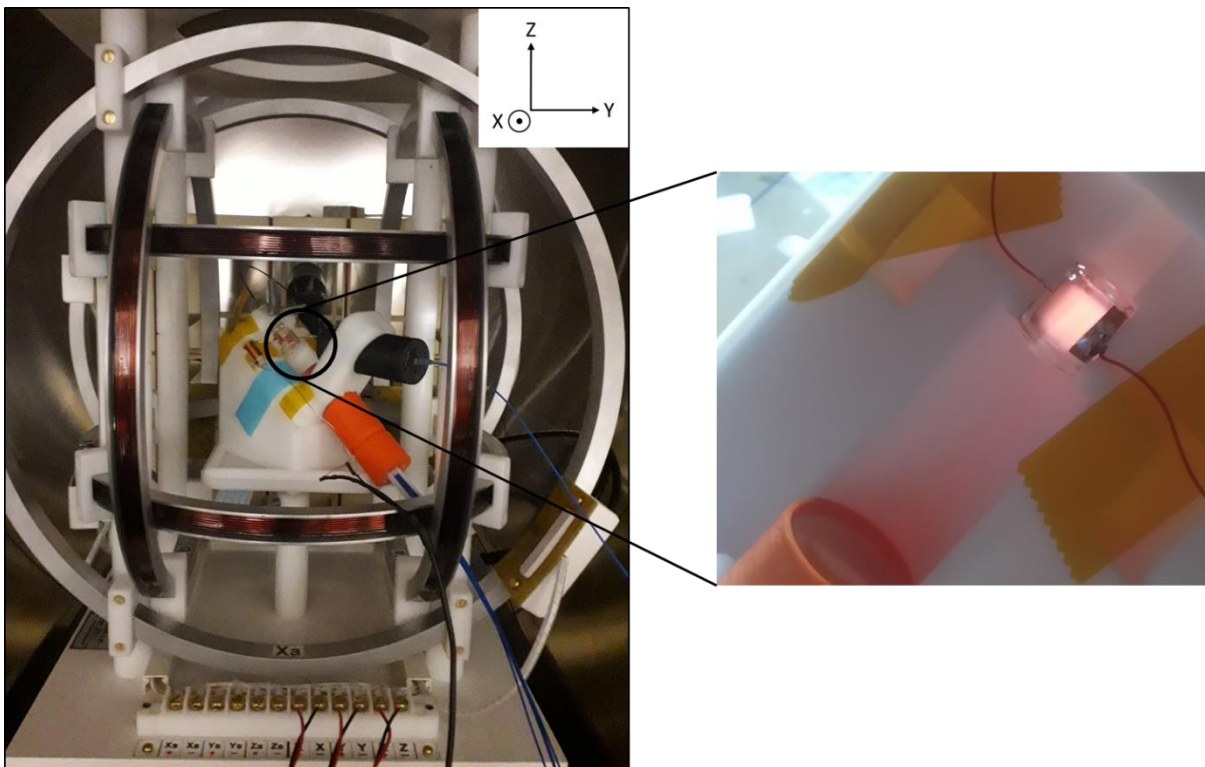


Figure IV-14: Photo du montage expérimental avec en orange le collimateur des faisceaux sondes, en noir le collimateur du faisceau pompe. Le zoom de droite montre la cellule d'hélium avec le plasma allumé et en orange le collimateur de sonde

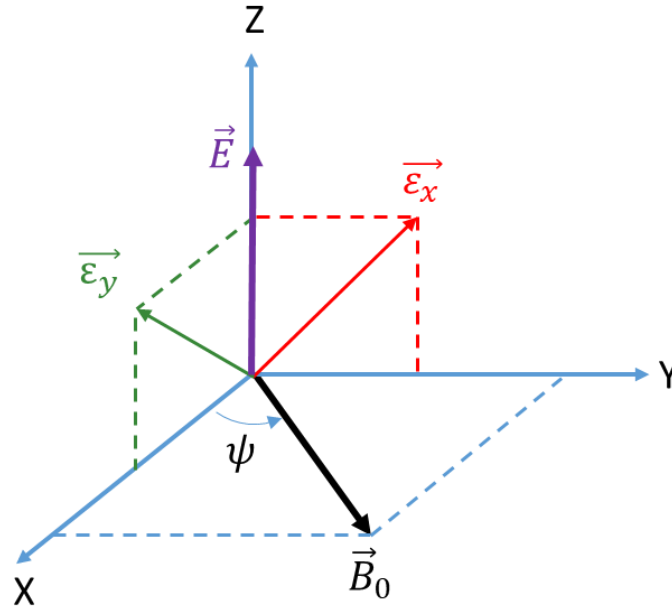


Figure IV-15: Schéma de définition de l'angle ψ .

La Figure IV-16 présente les signaux de résonance obtenus dans le cas où $\psi = 0^\circ$, c'est-à-dire quand \vec{B}_0 est sur l'axe X, et dans le cas où $\psi = 90^\circ$ et donc \vec{B}_0 est sur l'axe Y. Comme attendu, des courbes dispersives sont obtenus sur la sonde sensible à la composante B_x lorsque $\psi = 0^\circ$, et sur la sonde sensible à B_y lorsque $\psi = 90^\circ$. Des courbes ayant une allure résonante apparaissent sur l'autre sonde.

Nous allons maintenant nous intéresser à l'évolution de l'allure des signaux de résonance obtenus en fonction de l'angle ψ . C'est plus précisément la pente du signal dispersif qui va nous intéresser. Cette pente est évaluée par un ajustement avec un modèle théorique et la minimisation des écarts quadratiques moyens. Ce modèle correspond à l'expression (96) avec comme paramètres d'ajustement la pente a de la courbe, le centre de la résonance B_0 , l'ordonnée pour le point de résonance b , la largeur des signaux Γ et l'amplitude du signal de fond c :

$$\frac{\frac{a\gamma(B - B_0)}{\Gamma} + b}{1 + \frac{\gamma^2(B - B_0)^2}{\Gamma^2}} + c \quad (96)$$

IV. Magnétomètre vectoriel pour la mesure de champ de très faible amplitude

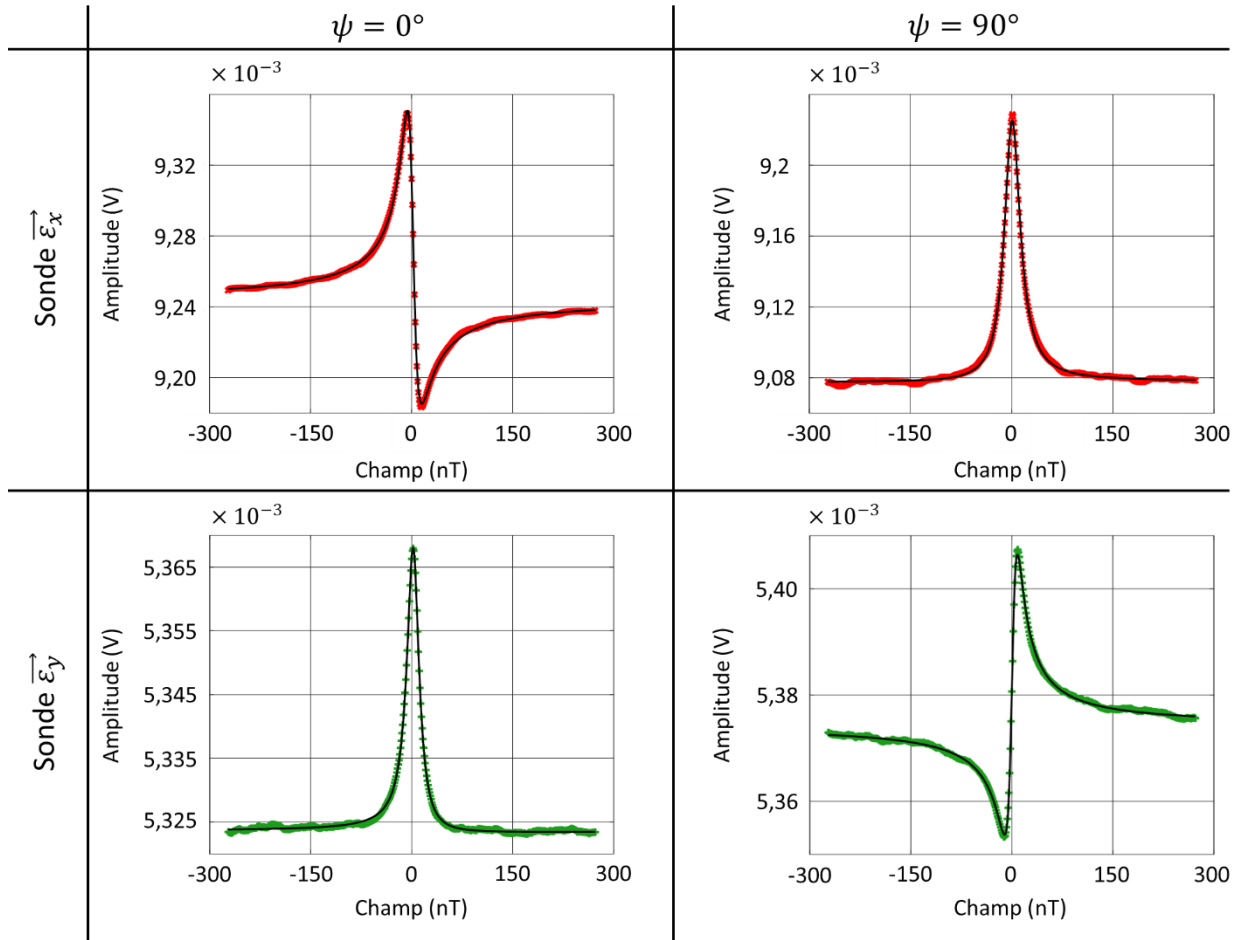


Figure IV-16: Allure des signaux de résonance pour $\psi = 0^\circ$ et $\psi = 90^\circ$ pour chacune des deux sondes. En noir : courbes du modèle. L'amplitude des signaux de résonance est l'amplitude en sortie du photodétecteur TTI.

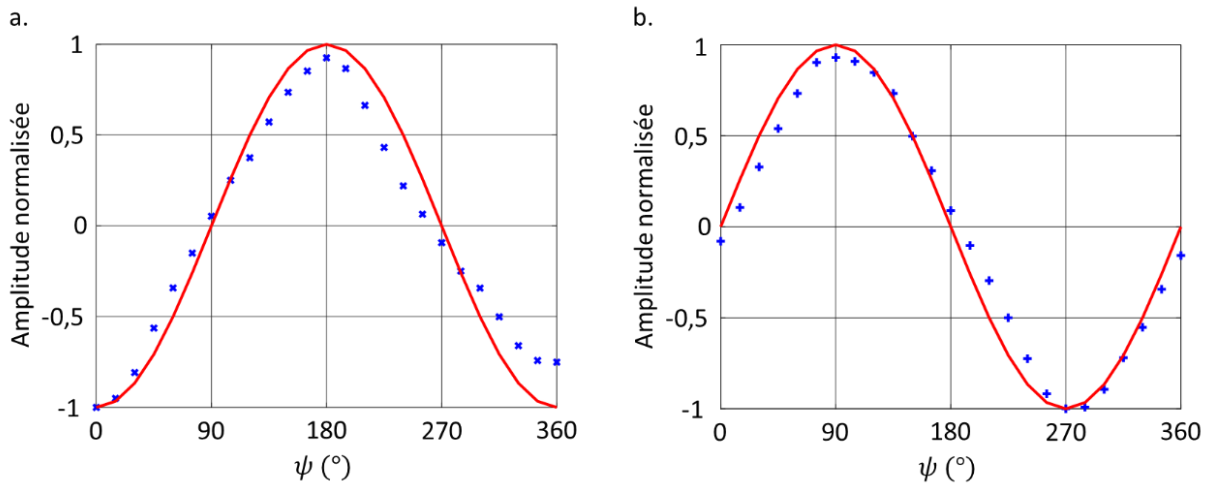


Figure IV-17: Sensibilités normalisées des sondes; a. sensibilités de la sonde $\vec{\varepsilon}_x$ (le maximum est $1,6 \cdot 10^{-4}$ V/nT); b. sensibilité de la sonde $\vec{\varepsilon}_y$ (le maximum est $5,5 \cdot 10^{-5}$ V/nT). En rouge : sensibilités théoriques; en cercles bleus : les sensibilités mesurées.

La Figure IV-17. a. présente la sensibilité normalisée de la sonde $\vec{\varepsilon}_x$ en fonction de l'angle ψ . La Figure IV-17. b. présente la sensibilité normalisée de la sonde $\vec{\varepsilon}_y$. L'allure de ces sensibilités mesurées sont en bon accord les prédictions théoriques. Il existe un facteur deux

IV. Magnétomètre vectoriel pour la mesure de champ de très faible amplitude

entre la sensibilité maximale de la sonde $\vec{\epsilon}_x$ et celle de la sonde $\vec{\epsilon}_y$, qui s'explique par la difficulté à obtenir un couplage optique identique pour les deux polarisations, notamment dû à la déformation des fibres optiques selon leur position. Ainsi pour $\vec{\epsilon}_x$ la puissance en sortie de la cellule d'hélium est de $2,55 \mu\text{W}$ et pour $\vec{\epsilon}_y$ de $1,37 \mu\text{W}$, ce qui aboutit à un rapport de 1,8. En considérant la pente mesurée expérimentalement et une estimation théorique du bruit shot à partir de la puissance photo-détectée, nous obtenons des sensibilité de l'ordre de $250 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$ pour la sonde $\vec{\epsilon}_x$ et de l'ordre de $475 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$ pour la sonde $\vec{\epsilon}_y$. Ces sensibilités sont calculées dans le cas où le bruit de mesure sur les signaux à 65 kHz serait au bruit shot (74). Ces résultats étant très dépendant du couplage optique qui pourrait atteindre 10%, il est envisageable de l'améliorer d'au moins un facteur deux pour $\vec{\epsilon}_x$ voir d'un facteur 4 pour $\vec{\epsilon}_y$.

Cette mise en œuvre confirme donc la possibilité d'obtenir une architecture tout-optique compacte sensible à deux composantes sur trois du champ magnétique. Lors de nos mesures, seul un faisceau de sonde était utilisé.

d. Réalisation d'un capteur de champ magnétique bi-axe

La mesure du champ magnétique selon un axe n'est toutefois pas possible à partir des signaux bruts à la sortie de la détection synchrone. En effet, prenons l'exemple de la polarisation $\vec{\epsilon}_x$: sur cette polarisation il sera possible d'observer un signal de résonance dispersif lié à la composante B_x du champ mais additionné à un signal résonant lié à la composante B_y du champ. Le même problème apparaît sur la polarisation $\vec{\epsilon}_y$.

Une possibilité pour obtenir une mesure du champ consiste à réaliser un asservissement pour annuler le champ magnétique selon les deux axes de mesure. Cet asservissement aurait pour fonction d'appliquer un champ de compensation, selon l'axe Y pour obtenir un signal sur $\vec{\epsilon}_x$ correspondant à celui qui existe en champ nul (par exemple $9,24 \text{ mV}$ sur la Figure IV-16). De manière équivalente le champ selon l'axe X serait également asservi pour obtenir un signal sur $\vec{\epsilon}_y$ correspondant à celui qui existe en champ nul. Ces asservissements permettent de s'affranchir des variations des signaux provenant non pas de l'axe mesure, mais des termes de deuxième ordre de l'autre axe. Par ailleurs ils permettent également d'étendre la gamme de mesure du capteur au-delà de la région linéaire de la réponse dispersive.

Par rapport à d'autres asservissements de magnétomètres atomiques pour opérer en champ nul⁴², celui-ci présente la particularité que la consigne n'est pas nulle. Cette condition n'est pas optimale car la mesure devient sensible à toute dérive dans le temps de la fonction de transfert du capteur (par exemple une variation de puissance lumineuse de sonde, ou de densité de métastables causée par une fluctuation de la puissance HF). Des asservissements supplémentaires de ces différents paramètres pour stabiliser la fonction de transfert du capteur seraient envisageables, au prix d'une plus forte complexité technique.

La question que l'on se pose maintenant est de savoir s'il ne serait pas possible comme pour l'effet Hanle avec une lumière partiellement dépolarisée d'obtenir une sensibilité à la troisième composante du champ magnétique.

e. Mesure de la troisième composante du champ magnétique par l'utilisation d'un faisceau de pompe avec une polarisation linéaire partielle

Repartons du cas de l'effet Hanle avec une lumière partiellement dépolarisée introduit en section 1.c.iii. mais avec la configuration présentée en Figure IV-12 : un faisceau de pompe se propageant dans la direction $\vec{k}_p = -(\vec{x} + \vec{y})/\sqrt{2}$ et polarisé rectilignement selon l'axe Z. L'état stationnaire de pompage s'écrit selon l'axe de quantification Z (axe de polarisation de la lumière) :

IV. Magnétomètre vectoriel pour la mesure de champ de très faible amplitude

$$M_{ss} = m_p \left(\frac{-i(p-1)}{8}, 0, \frac{1+3p}{4\sqrt{6}}, 0, \frac{i(p-1)}{8} \right)^t \quad (97)$$

Si on introduit maintenant ce terme dans l'équation d'évolution des alignements (90), on obtient dans le repère de la Figure IV-12 une expression de κ qui au premier ordre en champ magnétique s'écrit :

$$\begin{aligned} \kappa \propto & (1+3p)(1+3\cos(2\theta)) - 6(p-1)\sin^2(\theta)\sin(2\varphi) + \\ & + 6 \left\{ \frac{2\gamma B_z(p-1)}{\Gamma} \cos(2\varphi)\sin^2(\theta) + \right. \\ & + \left[\frac{\gamma B_y(1+3p) + \gamma B_x(p-1)}{\Gamma} \cos(\varphi) + \right. \\ & \left. \left. + \frac{\gamma B_x(1+3p) + \gamma B_y(p-1)}{\Gamma} \sin(\varphi) \right] \sin(2\theta) \right\} \quad (98) \end{aligned}$$

Le coefficient d'absorption dépend donc bien des trois composantes du champ magnétique. La sensibilité à la composante B_z du champ magnétique est maximale dans le cas où $\varphi = 0^\circ$ et $\theta = 90^\circ$. Cela correspond à une direction de polarisation $\vec{\varepsilon}_z$ qui est l'axe X. Cette sensibilité dépend également du degré de polarisation p . La Figure IV-18 présente les sensibilités à chacun des trois axes selon l'angle de polarisation de la sonde pour différentes valeurs du degré de polarisation.

IV. Magnétomètre vectoriel pour la mesure de champ de très faible amplitude

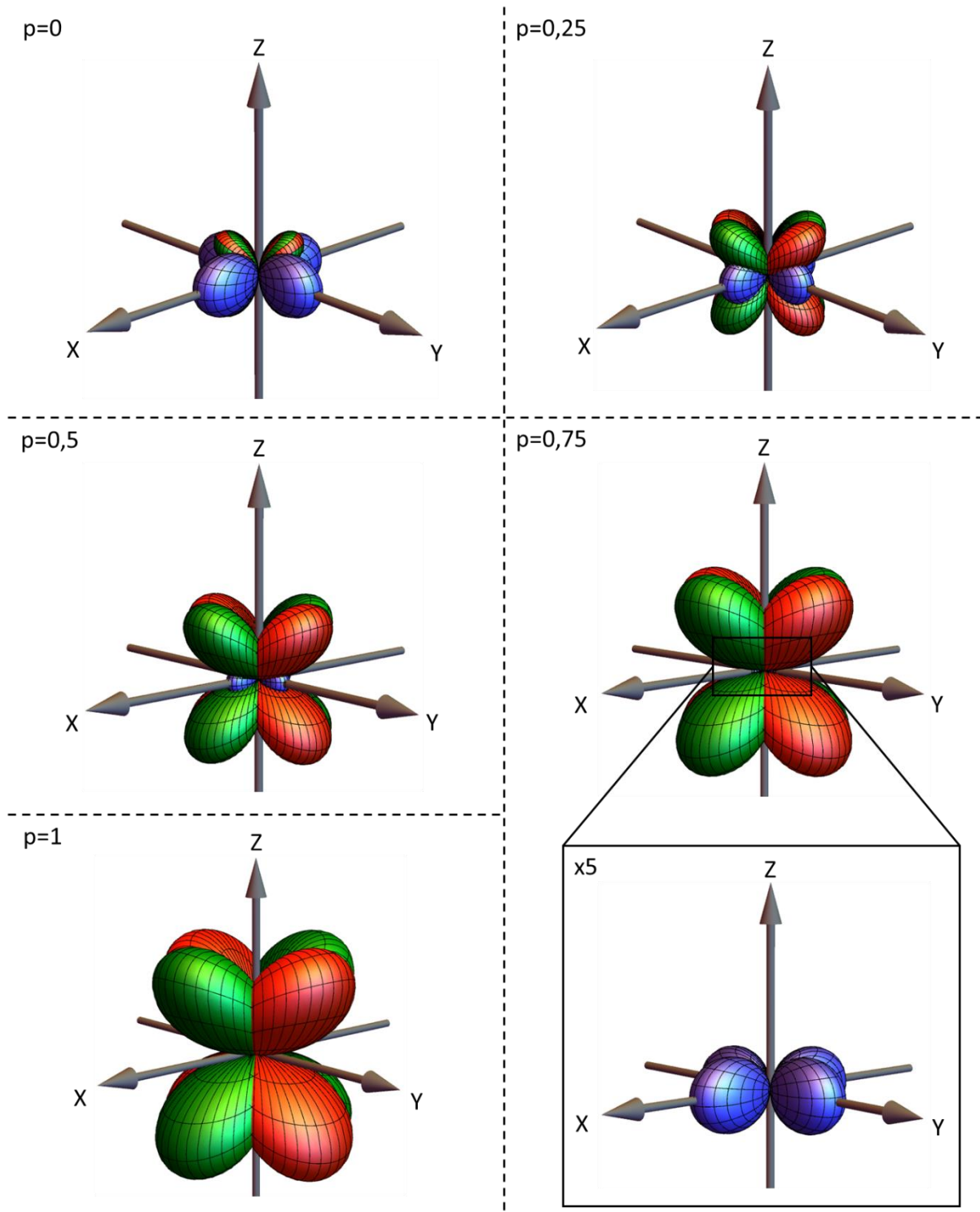


Figure IV-18: Représentation sphérique de la sensibilité des différentes polarisations de sonde fonction du degré de polarisation. En rouge la sensibilité à la composante B_x en vert la sensibilité à la composante B_y et en bleu la sensibilité à la composante B_z . Les différentes figures sont tracées à la même échelle pour être comparables.

Ainsi il est possible d'obtenir une sensibilité à la composante B_z maximale pour une lumière totalement dépolarisée ($p = 0$) et qui décroît jusqu'à devenir nulle lorsque la lumière est polarisée linéairement ($p = 1$). Cette sensibilité est maximale pour des polarisations selon l'axe X ou selon l'axe Y.

IV. Magnétomètre vectoriel pour la mesure de champ de très faible amplitude

Quel que soit le degré de polarisation il existe une sensibilité non nulle aux composantes B_x et B_y du champ magnétique. Ces sensibilités sont minimales pour $p = 0$ et croient pour atteindre leur maximum lorsque $p = 1$.

Le dernier point important à commenter est l'influence du degré de polarisation sur l'orientation φ des optimums de sensibilités aux composantes B_x et B_y . Lorsque $p = 0$ les deux optimums sont confondus, puis ils tournent progressivement pour atteindre la configuration $p = 1$. Ces sensibilités croient avec p , du fait que le pompage avec une sonde partiellement dépolarisée est moins efficace que celui réalisé avec une lumière complètement polarisée.

Le choix de p dépendra dans la pratique du compromis entre les besoins de sensibilité aux différentes composantes du champ magnétique.

Notons que si cette architecture permet d'avoir accès à la troisième composante du champ magnétique, elle présente l'inconvénient de requérir un accès optique supplémentaire : en effet le faisceau sonde sensible à B_z est polarisé rectilignement selon X ou Y. Sa direction de propagation serait soit selon X pour créer une polarisation selon Y soit selon Y pour créer une polarisation selon X. L'angle entre cet axe de propagation et \vec{k}_p est alors de 45° dans les deux cas, et forme un angle de $54,7^\circ$ avec \vec{k}_s .

Le choix entre cette architecture et la précédente se fera donc en fonction du compromis entre la nécessité de mesurer la troisième composante du champ magnétique, et les contraintes de compacité. Notons toutefois que cette architecture présente un encombrement plus faible qu'une architecture avec un pompage en orientation où il est nécessaire d'avoir trois accès optiques orthogonaux deux-à-deux.

3. Conclusions et perspectives

Dans ce chapitre nous avons décrit comment nous avons réussi à identifier et tester une architecture tout-optique de magnétomètre bixé pour la mesure de champ magnétique de faible amplitude n'ayant besoin que d'un accès optique. Cette architecture permet en plus de réaliser les mesures hors du bruit basse fréquence du laser de sonde et donc d'avoir potentiellement un meilleur rapport signal à bruit qu'avec une sonde non modulée. Dans les conditions de mesure, nous avons évalué respectivement pour la sonde de la composante B_x et de la composante B_y des sensibilités de $250 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$ et de $475 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$. Nous avons également proposé une extension de cette architecture basée sur une dépoliarisation partielle de la lumière de pompe qui serait sensible aux trois composantes du champ magnétique. Ces résultats ont été récemment soumis à *Physical Review Applied*¹²⁶.

Dans le but d'approfondir l'étude de la première architecture (sans dépoliarisation de la lumière de pompage) il serait souhaitable de réaliser une expérience avec deux sondes fonctionnant en simultané et en ayant un meilleur couplage optique. Cela permettrait de mesurer l'impact que chaque sonde peut avoir sur les signaux de résonance de l'autre. La mesure du bruit et de la bande passante sur chacune des voies de sonde permettrait de déterminer l'optimum du rapport entre l'intensité du faisceau de pompe et l'intensité des faisceaux de sonde.

Sur cette même thématique du rapport signal-à-bruit, dans notre expérience les puissances des sondes sont très faibles pour ne pas concurrencer le pompage optique, ce qui a pour effet de dégrader fortement le rapport signal à bruit. Pour approfondir les potentialités de ce schéma il pourrait être intéressant d'étudier un mode de fonctionnement discontinu dans lequel le pompage optique et les sondes seraient allumées pendant des phases différentes. Il serait alors possible d'augmenter la puissance des faisceaux de sonde et ainsi d'améliorer le rapport signal à bruit. Cette solution toutefois réduirait la bande passante du capteur. Cette limitation de la bande passante devra rester compatible avec un enregistrement MEG.

IV. Magnétomètre vectoriel pour la mesure de champ de très faible amplitude

Il serait intéressant également de tester expérimentalement le schéma de mesure des trois composantes du champ magnétique grâce à un faisceau de pompe partiellement dépolarisé. Afin de créer un faisceau partiellement dépolarisé avec un degré de polarisation p contrôlable il est possible de combiner un faisceau polarisé à un faisceau totalement dépolarisé, puis de jouer sur les atténuations respectives de ces deux faisceaux. La génération d'un faisceau parfaitement dépolarisé peut être faite en le laissant se propager dans une fibre optique multimode suffisamment longue.

Notons pour terminer que l'étude menée sur la mesure de l'effet Hanle avec plusieurs faisceaux se base uniquement sur la mesure de l'absorption optique. L'état des atomes pourrait être mesuré par d'autres moyens, par exemple par le changement d'ellipticité d'un faisceau de sonde polarisé linéairement et légèrement désaccordé par rapport à la transition $^{105}D_0$. En parallèle aux travaux décrits dans ce manuscrit, les travaux de thèse de F. Beato¹²⁷ se sont intéressés à cette problématique et ont abouti à plusieurs configurations de magnétomètres intéressantes.

IV. Magnétomètre vectoriel pour la mesure de champ de très faible amplitude

V. Conclusion

Dans les travaux présentés dans ce manuscrit nous avons étudié différentes possibilités pour obtenir des architectures de magnétomètres tout-optique. La première famille d'architectures étudiées dans ce manuscrit répond aux besoins croissants de compacité des applications de mesure de l'intensité du champ terrestre dans le domaine spatial ou aéroporté. La seconde s'adresse quant à elle à la problématique des réseaux denses de capteurs pour la mesure vectorielle de champs faibles que l'on souhaite caractériser dans de nombreuses applications médicales comme la magnétoencéphalographie ou la magnéto-cardiographie. Dans ce cas on recherche des capteurs compacts qui soient peu ou pas susceptibles aux effets de diaphonie pouvant être introduit par l'utilisation en réseau.

Nous avons tout d'abord proposé dans le chapitre III une architecture de magnétomètre hélium-4 scalaire tout-optique qui pourrait répondre aux challenges de la mesure du champ terrestre réalisée en orbite sur des satellites ou de manière aéroportée sur des drones par exemple. Dans l'architecture proposée nous avons montré qu'il était théoriquement possible d'assurer une mesure isotrope du champ magnétique, c'est-à-dire de réaliser une mesure du champ quelle que soit son orientation dans le repère de l'instrument et avec un niveau de performance constant. En ce sens, cette architecture peut être vue comme semblable à celle du magnétomètre ASM réalisé par le CEA-Leti pour la mission Swarm mais avec la différence fondamentale que celle-ci est « tout-optique ». Cette architecture, basée sur la triple résonance, utilise un faisceau de pompe accordé en longueur d'onde sur la transition D0 qui est modulé en intensité au double de la fréquence de Larmor, et qui est associé à un faisceau permettant de générer un champ RF fictif à la fréquence de Larmor à l'aide de d'un effet de Vector Light Shift. Les premiers résultats expérimentaux obtenus sur cette nouvelle architecture tout optique ont d'abord permis de valider la description théorique des signaux de résonance et leur caractéristiques d'isotropie. Ces résultats expérimentaux ont aussi permis d'estimer les performances en sensibilité et en justesse de cette architecture de magnétomètre tout-optique. Nous montrons qu'un niveau de performances proche de celles obtenues par l'instrument ASM réalisé par le CEA-Leti pour la mission Swarm peut être obtenu, avec une sensibilité de la mesure scalaire estimée à $0,68 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ et une justesse intrinsèque inférieure à 100 pT à 1σ .

Dans le chapitre IV nous proposons une architecture de magnétomètre pour les applications médicales en champ faible. Nous nous sommes intéressés à la mesure de l'effet Hanle par l'utilisation de faisceaux de sondes polarisés rectilignement. L'architecture proposée et validée théoriquement dans ce manuscrit permet par l'intermédiaire de deux faisceaux polarisés rectilignement et se propageant selon le même axe de mesurer deux composantes du champ magnétique par des moyens tout-optiques. Il serait même possible en ajoutant un nouvel accès optique perpendiculaire au faisceau de pompage d'obtenir un magnétomètre vectoriel tri-axe mais en augmentant la complexité du capteur. Les premiers résultats expérimentaux obtenus sur cette architecture, en accord avec leur description théorique, ont permis d'évaluer la sensibilité de la configuration à deux axes de mesure. Ces premières estimations donnent des sensibilités de $250 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$ et de $475 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$ pour chacun des deux axes (la sensibilité du deuxième axe, théoriquement similaire au premier, est ici dégradée par un mauvais couplage optique). Si pour l'instant les résultats obtenus ne permettent pas encore d'espérer pouvoir concurrencer les magnétomètres à résonance paramétriques du CEA-Leti (qui ne sont pas indemnes de diaphonie), des axes d'améliorations, comme notamment le couplage optique, ont été identifiés. Si ces améliorations permettaient d'atteindre la barre des $50 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$ il serait alors possible d'envisager une utilisation de cette architecture de magnétomètre tout-optique pour la MCG et la MEG.

V. Conclusion

Ainsi pour répondre à la problématique du « tout-optique » dans deux contextes très différents cette thèse a abouti à deux architectures originales de magnétomètres. Il peut sembler curieux que ces deux architectures reposent sur l'utilisation de l'alignement atomique, alors que la plupart des travaux de magnétométrie utilisent une polarisation atomique en orientation. Il n'aura pas échappé au lecteur averti que cela n'a rien d'un hasard : l'utilisation de l'alignement atomique permet en effet à partir d'un seul accès optique de contrôler, par une rotation appropriée de la polarisation, la géométrie du pompage, ce qui permet d'aboutir à des schémas de mesure scalaire isotrope. De manière tout à fait analogue l'analyse de l'alignement atomique avec des faisceaux polarisés linéairement selon différentes directions permet d'obtenir des informations vectorielles sur le champ ambiant.

Cependant rien de fondamental ne semble lier l'utilisation de ces deux ressources fournies par l'alignement atomique à un type de magnétomètre précis : il pourrait être fructueux de s'interroger à l'avenir sur l'apport que pourrait avoir un contrôle de la direction de pompage sur un magnétomètre en champ très faible, ainsi que celui d'une sonde à polarisation variable sur un schéma de magnétométrie scalaire.

Ces ressources peuvent d'ailleurs être complétées par un contrôle du terme d'alignement longitudinal avec l'utilisation de lumière partiellement polarisée, dont nous avons brièvement discuté dans notre dernier chapitre. Bien qu'il soit trompeur de considérer que ces trois degrés de liberté (polarisation horizontale, verticale et dépolarisation) s'apparentent à un contrôle spatial complet de l'alignement atomique, car celui-ci est une grandeur tensorielle reposant sur cinq composantes indépendantes, il y a fort à parier que des nombreux schémas de magnétomètres inédits et potentiellement intéressants pourront être identifiées sur la base de ces ressources géométriques qui apparaissent naturellement dans l'interaction entre deux systèmes de spin un : l'hélium métastable et le photon.

VI. Bibliographie

1. Knowles, P. *et al.* Laser-driven Cs magnetometer arrays for magnetic field measurement and control. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. Accel. Spectrometers Detect. Assoc. Equip.* **611**, 306–309 (2009).
2. Afach, S. *et al.* A measurement of the neutron to ^{199}Hg magnetic moment ratio. *Phys. Lett. B* **739**, 128–132 (2014).
3. Macintyre, S. A. Magnetic field measurement. *Webster JG Meas. Instrum. Sens. Handb.* 36–18 (1999).
4. Edelstein, A. Advances in magnetometry. *J. Phys. Condens. Matter* **19**, 165217 (2007).
5. Magnes, W. *et al.* Future Directions for Magnetic Sensors for Space Applications. *IEEE Trans. Magn.* **45**, 4493–4498 (2009).
6. Nabighian, M. N. *et al.* The historical development of the magnetic method in exploration. *Geophysics* **70**, (2005).
7. Heirtzler, J. R. *et al.* Marine magnetic anomalies, geomagnetic field reversals, and motions of the ocean floor and continents. *J. Geophys. Res. 1896-1977* **73**, 2119–2136 (1968).
8. Lepping, R. P. *et al.* The WIND magnetic field investigation. *Space Sci. Rev.* **71**, 207–229 (1995).
9. Kuang, W. *et al.* An Earth-like numerical dynamo model. *Nature* **389**, 371–374 (1997).
10. Olsen, N. *et al.* Measuring the Earth’s Magnetic Field from Space: Concepts of Past, Present and Future Missions. *Space Sci. Rev.* **155**, 65–93 (2010).
11. Weaver, J. T. Magnetic variations associated with ocean waves and swell. *J. Geophys. Res.* **70**, 1921–1929 (1965).
12. Grayver, A. V. *et al.* Satellite tidal magnetic signals constrain oceanic lithosphere-asthenosphere boundary. *Sci. Adv.* **2**, e1600798 (2016).

13. Haagmans, J. *SWARM - The Earth's Magnetic Field and Environment Explorers*. SP-1279 (6) (European Space Agency (ESA), 2004).
14. Budker, D. *et al. Optical Magnetometry*. (Cambridge University Press, 2013).
15. Andrä, W. *et al. Magnetism in Medicine: A Handbook*. (John Wiley & Sons, 2007).
16. Baillet, S. Magnetoencephalography for brain electrophysiology and imaging. *Nat. Neurosci.* **20**, 327–339 (2017).
17. Morris, P. *et al.* Diagnostic imaging. *The Lancet* **379**, 1525–1533 (2012).
18. Hämmäläinen, M. *et al.* Magnetoencephalography theory, instrumentation, and applications to noninvasive studies of the working human brain. *Rev. Mod. Phys.* **65**, 413–497 (1993).
19. Clark, J. *et al. The SQUID handbook*. (Wiley-Vch New York, 2004).
20. Fenici, R. *et al.* Thirty years of clinical magnetocardiography at the Catholic University of Rome: Diagnostic value and new perspectives for the treatment of cardiac arrhythmias. *Int. J. Cardiol.* **168**, 5113–5115 (2013).
21. Cuneo Bettina F. *et al.* In Utero Diagnosis of Long QT Syndrome by Magnetocardiography. *Circulation* **128**, 2183–2191 (2013).
22. Kwong, J. S. W. *et al.* Diagnostic value of magnetocardiography in coronary artery disease and cardiac arrhythmias: A review of clinical data. *Int. J. Cardiol.* **167**, 1835–1842 (2013).
23. Kawakami, S. *et al.* Utility of High-Resolution Magnetocardiography to Predict Later Cardiac Events in Nonischemic Cardiomyopathy Patients With Normal QRS Duration. *Circ. J.* **81**, 44–51 (2017).
24. Kimura, Y. *et al.* Isolated Late Activation Detected by Magnetocardiography Predicts Future Lethal Ventricular Arrhythmic Events in Patients With Arrhythmogenic Right Ventricular Cardiomyopathy. *Circ. J.* **82**, 78–86 (2018).

25. Korhonen, P. *et al.* Increased Intra-QRS Fragmentation in Magnetocardiography as a Predictor of Arrhythmic Events and Mortality in Patients with Cardiac Dysfunction After Myocardial Infarction. *J. Cardiovasc. Electrophysiol.* **17**, 396–401 (2006).
26. Van der Bijl, P. *et al.* Sudden cardiac death: The role of imaging. *Int. J. Cardiol.* **237**, 15–18 (2017).
27. Ramírez, N. F. *et al.* Speech discrimination in 11-month-old bilingual and monolingual infants: a magnetoencephalography study. *Dev. Sci.* **20**, e12427 (2017).
28. Rahkonen, P. *et al.* Cortical somatosensory processing measured by magnetoencephalography predicts neurodevelopment in extremely low-gestational-age infants. *Pediatr. Res.* **73**, 763–771 (2013).
29. Almubarak, S. *et al.* The correlation of magnetoencephalography to intracranial EEG in localizing the epileptogenic zone: A study of the surgical resection outcome. *Epilepsy Res.* **108**, 1581–1590 (2014).
30. Knowlton, R. C. *et al.* Magnetic source imaging versus intracranial electroencephalogram in epilepsy surgery: A prospective study. *Ann. Neurol.* **59**, 835–842 (2006).
31. Stefan, H. *et al.* Magnetic brain source imaging of focal epileptic activity: a synopsis of 455 cases. *Brain* **126**, 2396–2405 (2003).
32. Simos, P. G. *et al.* Applications of Magnetoencephalography in Epilepsy and Tumor Surgery. in *Epilepsy Surgery and Intrinsic Brain Tumor Surgery: A Practical Atlas* *Epilepsy Surgery and Intrinsic Brain Tumor Surgery: A Practical Atlas* 51–65 (Springer International Publishing, 2019).
33. Fernández, A. *et al.* MEG Delta Mapping Along the Healthy Aging-Alzheimer’s Disease Continuum: Diagnostic Implications. *J. Alzheimers Dis.* **35**, 495–507 (2013).

34. Maestú, F. *et al.* A multicenter study of the early detection of synaptic dysfunction in Mild Cognitive Impairment using Magnetoencephalography-derived functional connectivity. *NeuroImage Clin.* **9**, 103–109 (2015).
35. Engels, M. M. A. *et al.* Slowing of Hippocampal Activity Correlates with Cognitive Decline in Early Onset Alzheimer’s Disease. An MEG Study with Virtual Electrodes. *Front. Hum. Neurosci.* **10**, (2016).
36. Ponsen, M. M. *et al.* A three dimensional anatomical view of oscillatory resting-state activity and functional connectivity in Parkinson’s disease related dementia: An MEG study using atlas-based beamforming. *NeuroImage Clin.* **2**, 95–102 (2013).
37. Boon, L. I. *et al.* Changes in resting-state directed connectivity in cortico-subcortical networks correlate with cognitive function in Parkinson’s disease. *Clin. Neurophysiol.* **128**, 1319–1326 (2017).
38. Rowland, J. A. *et al.* Contrasting Effects of Posttraumatic Stress Disorder and Mild Traumatic Brain Injury on the Whole-Brain Resting-State Network: A Magnetoencephalography Study. *Brain Connect.* **7**, 45–57 (2016).
39. Alhourani, A. *et al.* Magnetoencephalography-based identification of functional connectivity network disruption following mild traumatic brain injury. *J. Neurophysiol.* **116**, 1840–1847 (2016).
40. Tewarie, P. *et al.* Cognitive and Clinical Dysfunction, Altered MEG Resting-State Networks and Thalamic Atrophy in Multiple Sclerosis. *PLOS ONE* **8**, e69318 (2013).
41. Tewarie, P. *et al.* Functional brain networks: Linking thalamic atrophy to clinical disability in multiple sclerosis, a multimodal fMRI and MEG Study. *Hum. Brain Mapp.* **36**, 603–618 (2015).
42. Labyt, E. *et al.* Magnetoencephalography with optically pumped 4He magnetometers at ambient temperature. *IEEE Trans. Med. Imaging* 1–1 (2018).

43. Bloch, F. Nuclear Induction. *Phys. Rev.* **70**, 460–474 (1946).
44. Kastler, A. Quelques suggestions concernant la production optique et la détection optique d'une inégalité de population des niveaux de quantification spatiale des atomes. Application à l'expérience de Stern et Gerlach et à la résonance magnétique. *J Phys Radium* **11**, 255–265 (1950).
45. Bitter, F. The Optical Detection of Radiofrequency Resonance. *Phys. Rev.* **76**, 833–835 (1949).
46. Léger, J.-M. Spaceborn scalar magnetometers for earth's field studies. *IAC-11-B139* 6 (2011).
47. Beguš, S. *et al.* An absorption-type proton NMR magnetometer for measuring low magnetic fields. *Meas. Sci. Technol.* **18**, 901 (2007).
48. Hanle, W. Über magnetische Beeinflussung der Polarisation der Resonanzfluoreszenz. *Z. Für Phys.* **30**, 93–105 (1924).
49. Bell, W. E. *et al.* Optical Detection of Magnetic Resonance in Alkali Metal Vapor. *Phys. Rev.* **107**, 1559–1565 (1957).
50. Franken, P. A. *et al.* Alignment of Metastable Helium Atoms by Unpolarized Resonance Radiation. *Phys. Rev. Lett.* **1**, 316–318 (1958).
51. Colegrove, F. D. *et al.* Optical Pumping of Helium in the 3S1 Metastable State. *Phys. Rev.* **119**, 680–690 (1960).
52. Keyser, A. R. *et al.* A metastable helium magnetometer for observing small geomagnetic fluctuations. *J. Geophys. Res.* **66**, 4163–4169 (1961).
53. Schearer, L. D. *et al.* Optically Pumped Nuclear Magnetometer. *Rev. Sci. Instrum.* **34**, 1363–1366 (1963).
54. Garrec, A. L. *et al.* A tunable fiber laser for application to helium optically pumped magnetometers. *J. Phys. IV* **04**, C4-695-C4-698 (1994).

55. Hamel, J. *et al.* Diode pumping of LNA lasers for helium optical pumping. *Opt. Commun.* **63**, 114–117 (1987).
56. Leger, J.-M. Magnétométrie à pompage optique : conception, réalisation et évaluation des performances d'un magnétomètre scalaire utilisant l'hélium 4 pompé par un laser LNA. (Grenoble 1, 1990).
57. Guttin, C. *et al.* An isotropic earth field scalar magnetometer using optically pumped helium 4. *J. Phys. IV* **4**, 655–659 (1994).
58. Gravrand, O. *et al.* On the calibration of a vectorial 4He pumped magnetometer. *Earth Planets Space* **53**, 949–958 (2001).
59. Olsen, N. *et al.* The Swarm End-to-End mission simulator study: A demonstration of separating the various contributions to Earth's magnetic field using synthetic data. *Earth Planets Space* **58**, BF03351934 (2006).
60. Sabaka, T. J. *et al.* A comprehensive model of Earth's magnetic field determined from 4 years of Swarm satellite observations. *Earth Planets Space* **70**, 130 (2018).
61. Jager, T. *et al.* SWARM Absolute Scalar Magnetometer accuracy: Analyses and measurement results. *IEEE Sens.* 2392–2395 (2010).
62. Léger, J.-M. *et al.* In-flight performance of the Absolute Scalar Magnetometer vector mode on board the Swarm satellites. *Earth Planets Space* **67**, (2015).
63. Fratter, I. *et al.* Swarm Absolute Scalar Magnetometers first in-orbit results. *Acta Astronaut.* **121**, 76–87 (2016).
64. Witze, A. Earth's magnetic field is acting up and geologists don't know why. *Nature* **565**, 143 (2019).
65. Rutkowski, J. *et al.* Towards a miniature atomic scalar magnetometer using a liquid crystal polarization rotator. *Sens. Actuators Phys.* **216**, 386–393 (2014).

66. Kastler, A. The Hanle effect and its use for the measurements of very small magnetic fields. *Nucl. Instrum. Methods* **110**, 259–265 (1973).
67. Cohen-Tannoudji, C. *et al.* Diverses résonances de croisement de niveaux sur des atomes pompés optiquement en champ nul. I. Théorie. *Rev. Phys. Appliquée* **5**, 95–101 (1970).
68. Dupont-Roc, J. Détermination par des méthodes optiques des trois composantes d'un champ magnétique très faible. *Rev. Phys. Appliquée* **5**, 853–864 (1970).
69. Gilles, H. *et al.* Magnétomètre à 4He pompé par laser. Isotropie spatiale des signaux de résonance en résonance magnétique et en modulation de lumière. *J. Phys. II* **2**, 781–799 (1992).
70. Chéron, B. *et al.* A new optical pumping scheme using a frequency modulated semiconductor laser for 4He magnetometers. *Opt. Commun.* **115**, 71–74 (1995).
71. Gilles, H. *et al.* 4He optical pumping with polarization modulated light and magnetometry application. *J. Phys. IV Colloq.* **01**, C7-489-C7-492 (1991).
72. Gilles, H. *et al.* 4He optical pumping with polarization modulated light. *Opt. Commun.* **81**, 369–374 (1991).
73. Patton, B. *et al.* All-Optical Vector Atomic Magnetometer. *Phys. Rev. Lett.* **113**, 013001 (2014).
74. Iivanainen, J. *et al.* Measuring MEG closer to the brain: Performance of on-scalp sensor arrays. *NeuroImage* **147**, 542–553 (2017).
75. Happer, W. *et al.* Effect of rapid spin exchange on the magnetic-resonance spectrum of alkali vapors. *Phys. Rev. A* **16**, 1877–1891 (1977).
76. Allred, J. C. *et al.* High-Sensitivity Atomic Magnetometer Unaffected by Spin-Exchange Relaxation. *Phys. Rev. Lett.* **89**, 130801 (2002).
77. Bison, G. *et al.* A room temperature 19-channel magnetic field mapping device for cardiac signals. *Appl. Phys. Lett.* **95**, 173701 (2009).

78. Weis, A. *et al.* Mapping the Cardiomagnetic Field with 19 Room Temperature Second-Order Gradiometers. *IFMBE Proc.* **28**, 58–61 (2010).
79. Weis, A. *et al.* Magnetic Resonance Based Atomic Magnetometers. in *High Sensitivity Magnetometers High Sensitivity Magnetometers* (Springer, 2017).
80. Xia, H. *et al.* Magnetoencephalography with an atomic magnetometer. *Appl. Phys. Lett.* **89**, 211104 (2006).
81. Alem, O. *et al.* Magnetic field imaging with microfabricated optically-pumped magnetometers. *Opt. Express* **25**, 7849–7858 (2017).
82. Boto, E. *et al.* Moving magnetoencephalography towards real-world applications with a wearable system. *Nature* **555**, 657–661 (2018).
83. Zhivun, E. *et al.* Dual-Axis Pi-Pulse Magnetometer with Suppressed Spin-Exchange Relaxation. *Phys. Rev. Appl.* **11**, 034040 (2019).
84. Beato, F. *et al.* Theory of a He 4 parametric-resonance magnetometer based on atomic alignment. *Phys. Rev. A* **98**, 053431 (2018).
85. Morales, S. *et al.* Magnetocardiography measurements with ⁴He vector optically pumped magnetometers at room temperature. *Phys. Med. Biol.* **62**, 7267 (2017).
86. Dupont-Roc, J. Détermination par des Méthodes Optiques des Trois Composantes d'un Champ Magnétique Très Faible. *Rev. Phys. Appliquée* **5**, 853–864 (1970).
87. Cohen-Tannoudji, C. *et al.* Experimental Study of Zeeman Light Shifts in Weak Magnetic Fields. *Phys. Rev. A* **5**, 968–984 (1972).
88. Jiménez-Martínez, R. *et al.* An optically modulated zero-field atomic magnetometer with suppressed spin-exchange broadening. *Rev. Sci. Instrum.* **85**, 045124 (2014).
89. Gilles, H. *et al.* Dispersive effects in optically pumped (2 3S1) 4He atomic vapor measured by using a geometrical optics technique. *Opt. Commun.* **190**, 179–184 (2001).

90. Kastler, A. Les Méthodes Optiques d'Orientation Atomique et leurs Applications. *Proc. Phys. Soc. Sect. A* **67**, 853 (1954).
91. Foot, C. J. *Atomic Physics*. (Oxford University Press, 2005).
92. Bloch, D. *et al.* Isotope shift of the $2\ 3S1-2\ 3P$ transition in helium. *J. Phys. B At. Mol. Phys.* **18**, 1093–1010 (1985).
93. Vrinceanu, D. *et al.* Pressure broadening and shift of He $2\ 3\ P(0,1,2)$ -He $2\ 3S$ lines. *Phys. Rev. A* **69**, 022714 (2004).
94. Happer, W. *et al.* Effective Operator Formalism in Optical Pumping. *Phys. Rev.* **163**, 12–25 (1967).
95. W.L. Wiese *et al.* Atomic Transition Probabilities, Volume I, Hydrogen Through Neon. (1966).
96. Rutkowski, J. Study and realization of a miniature isotropic helium magnetometer. (Université de Franche Comté, 2014).
97. Cassimi, A. Pompage optique de l'hélium par un laser accordable pompé par diode laser. Perspective en magnétométrie. (Université de Caen, 1989).
98. Blum, K. *Density Matrix Theory and Applications*. **64**, (Springer Berlin Heidelberg, 2012).
99. Omont, A. Irreducible components of the density matrix. Application to optical pumping. *Prog. Quantum Electron.* **5**, 69–138 (1977).
100. Kanorsky, S. I. *et al.* Quantitative investigation of the resonant nonlinear Faraday effect under conditions of optical hyperfine pumping. *Phys. Rev. A* **47**, 1220–1226 (1993).
101. Weis, A. *et al.* Quantitative interpretation of the nonlinear Faraday effect as a Hanle effect of a light-induced birefringence. *JOSA B* **10**, 716–724 (1993).
102. Budker, D. *et al.* Resonant nonlinear magneto-optical effects in atoms. *Rev. Mod. Phys.* **74**, 1153–1201 (2002).

103. Sakurai, J. J. *et al.* *Modern Quantum Mechanics*. (Addison-Wesley, 2010).
104. C. Cohen-Tannoudji *et al.* Orientation, par action d'un champ électrique "fictif", d'une vapeur initialement alignée. *Opt. Commun.* **1**, 184–186 (1969).
105. Laloë, F. *et al.* Relations entre l'état angulaire d'une vapeur atomique soumise au pompage optique et ses propriétés d'absorption et de dispersion. *J. Phys.* **30**, 277–288 (1969).
106. Weis, A. *et al.* Theory of double resonance magnetometers based on atomic alignment. *Phys. Rev. A* **74**, 033401 (2006).
107. Bloch, F. *et al.* Magnetic Resonance for Nonrotating Fields. *Phys. Rev.* **57**, 522–527 (1940).
108. Cohen-Tannoudji, C. *et al.* *Processus d'Interaction Entre Photons et Atomes*. (EDP Sciences ; CNRS Éditions, 2001).
109. Guttin, C. Etude et réalisation d'un magnétomètre à hélium 4 pompé par laser à haute résolution et isotrope. (Grenoble I, 1995).
110. Zhivun, E. *et al.* Alkali-vapor magnetic resonance driven by fictitious radiofrequency fields. *Appl. Phys. Lett.* **105**, 192406 (2014).
111. Barrat, J. P. Étude de la Diffusion Multiple Cohérence de la Lumière de Résonance Optique. Application au Niveau 63P1 du Mercure. (1959).
112. Barrat, J. P. *et al.* Étude du pompage optique dans le formalisme de la matrice densité. *J Phys Radium* **22**, 329–336 (1961).
113. Barrat, J. P. *et al.* Élargissement et déplacement des raies de résonance magnétique causés par une excitation optique. *J Phys Radium* **22**, 443–450 (1961).
114. Mathur, B. S. *et al.* Light Shifts in the Alkali Atoms. *Phys. Rev.* **171**, 11–19 (1968).
115. Haroche, S. Etude théorique et expérimentale des propriétés physiques d'atomes habillés par des photons de radiofréquence. (Univ. Paris VI, 1971).

116. Wu, T. *et al.* A dead-zone free ^4He atomic magnetometer with intensity-modulated linearly polarized light and a liquid crystal polarization rotator. *Rev. Sci. Instrum.* **86**, 103105 (2015).
117. Morales, S. *et al.* All-optical and isotropic magnetometer. US20170010337A1 (2017).
118. Lieb, G. *et al.* All-optical isotropic scalar ^4He magnetometer based on atomic alignment. *Rev. Sci. Instrum.* **90**, 075104 (2019).
119. Dupont-Roc, J. Étude théorique de diverses résonances observables en champ nul sur des atomes « habillés » par des photons de radiofréquence. *J. Phys.* **32**, 135–144 (1971).
120. Polonsky, N. *et al.* Interprétation quantique de la modulation de fréquence. *J. Phys.* **26**, 409–414 (1965).
121. Landré, C. Contribution à l'étude des propriétés physiques d'un atome "habillé" par un champ de radiofréquence linéaire. (Faculté des sciences de l'Université de Paris, 1970).
122. Beato, F. *et al.* to be published.
123. Dupont-Roc, J. Etude de quelques effets liés au pompage optique en champ faible. (Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 1972).
124. Hecht, E. Optics. *Addison Wesley* **997**, 213–214 (1998).
125. Auzinsh, M. *et al.* *Optically Polarized Atoms : Understanding Light-Atom Interactions.* (New York : Oxford University Press, 2010).
126. Le Gal, G. *et al.* Dual-axis single-probe Hanle magnetometer based on atomic alignment. (to be published).
127. Beato, F. Thèse. (Université Grenoble Alpes, 2019).

Résumé

Mots-clés : magnétomètres à pompage optique ; hélium-4 ; magnétomètres atomiques ; tout-optique ; scalaire isotrope ; vectoriel champ faible

La mesure du champ magnétique terrestre avec des satellites réduits en volume –des cube-sats ou des nano-sats– requière de des magnétomètres à pompage optique de volume plus réduit et pouvant être opérés en gradiomètre sans diaphonie entre capteurs. Pour répondre à ce besoin, nous avons travaillé sur des architectures de magnétomètres atomiques tout-optiques. Dans ce manuscrit, nous présentons une architecture de magnétomètre scalaire tout-optique isotrope basée l'hélium-4 métastable pompé en alignement. Cette architecture repose sur la combinaison d'un champ magnétique radiofréquence créé optiquement par l'effet de light-shift vectoriel et d'une modulation de l'intensité du faisceau de pompe. Les premiers tests expérimentaux de cette configuration ont démontré l'existence d'un point de travail permettant l'opération isotrope. Les premières estimations de bruit et de justesse de cette configuration laissent espérer des performances équivalentes à celles obtenues sur les magnétomètres scalaires isotropes réalisés par le CEA-Leti pour la mission Swarm.

Les architectures tout-optique apporteraient également une réponse à des besoins existants dans le domaine de l'imagerie magnétique médicale. En effet la mise en réseau des capteurs actuels entraîne des problèmes de diaphonie entre magnétomètres voisins. Dans un deuxième volet de cette thèse nous sommes donc intéressés aux magnétomètres tout-optique dédiés à la mesure de champs magnétiques de faibles amplitudes. En explorant les configurations de magnétomètres Hanle basés sur l'alignement atomique, nous avons identifié un schéma qui permet d'avoir accès à deux composantes du champ magnétique en utilisant un seul accès optique à la cellule de gaz. Cette solution a été testée expérimentalement. Nous étudions théoriquement une extension de cette configuration qui permet de mesurer les trois composantes du champ magnétique en utilisant pour le pompage optique une lumière partiellement dépolarisée.

Abstract

Keywords: Optically pumped magnetometers; helium-4; atomic magnetometers; all-optical; scalar isotropic; vectorial low field

The measurement of the Earth magnetic field, using satellites of reduced volume –so called cube-sats or nano-sats– requires optically pumped magnetometers of strongly reduced size that can be operated as gradiometers without crosstalk between different sensors. In order to fulfill these conditions we developed an architecture for all-optical magnetometers.

In this work, we present an all-optical isotopic solution for a scalar helium-4 magnetometer based on atomic alignment. This architecture originates in the combination of an optically created radiofrequency magnetic field realized by a vector light-shift and of an intensity modulation of the pump light. The first experimental tests of this configuration proved the existence of a working point that allows isotropic operation. First estimations of noise and precision using this configuration give hope to obtain equivalent performance than that of scalar isotropic magnetometers that were realized by the CEA-Leti for the mission Swarm.

Additionally, the all-optical architectures respond to the needs that exist in the field of medical magnetic imaging. In fact, building a matrix of commonly used sensors involves problems of cross-talk between proximate magnetometers. The second focus of this thesis lies on all-optical magnetometers designated for the measurement of magnetic fields with small amplitudes. Exploring the configurations of Hanle magnetometers that are based on atomic alignment, we identified a technique which gives access to two magnetic field components while using only one single optical access to the gas cell, a solution that was experimentally tested. We theoretically investigate an extension of this configuration that allows the measurement of all three components of the magnetic field, using a partially depolarized light as optical pump.